

ФИЗИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

А. М. Балдин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Настоящий обзор посвящен изучению столкновений релятивистских ядер и недавним успехам в этой области. В обзоре представлены обоснование, физическая мотивация и описание технических разработок исследований с релятивистскими ядрами.

Наблюденный и исследованный в Дубне кумулятивный эффект (передача энергии образующимся частицам, значительно превышающей энергию, приходящуюся на нуклон налетающего ядра) описывается простыми закономерностями. Установлены масштабнo-инвариантное поведение, а также очень необычные A -зависимости инвариантного сечения этого эффекта. Изучение кумулятивного эффекта может прояснить взаимодействие между кварками на больших расстояниях.

В дополнение дается краткий обзор программы исследований с релятивистскими ядрами в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

The present review deals with the study of high energy collisions between complex nuclei and recent advances in this field. Grounds, physical motivation and some technical developments are given for investigations with relativistic nuclei.

The cumulative effect (the energy transferred to the produced particles is much higher than the energy per nucleon of the incident nucleus) which has been observed and investigated at Dubna is described by simple regularities. The scaling behaviour and very peculiar A -dependences of the invariant cross section of this effect are established.

The study of the cumulative effect is expected to throw light on the interaction between quarks at large distances.

The programme of research with relativistic nuclei worked out at the Laboratory of High Energy Physics of JINR is briefly reviewed.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействий с веществом быстрых частиц и излучений, обладающих малой длиной волны, сыграло огромную роль в физике. Достаточно напомнить, что существующие представления о структуре атомов, молекул, атомных ядер, о свойствах элементарных частиц, т. е. основные представления о микроструктуре мира, были получены именно в результате такого рода исследований. Освоение новых диапазонов энергий

пучков заряженных частиц и новых длин волн различных излучений всегда приводило к крупным научным результатам, причем самые важные открытия были сделаны в исследованиях с наибольшими из достигнутых энергий и наименьшими длинами волн.

Физика многозарядных ионов при энергиях ниже 10 Мэв/а. е. м. представляет собой необычайно продуктивное научное направление, активно развивавшееся уже в течение десятилетий в ряде лабораторий мира. Область энергий ионов $E < 30 \text{ Мэв/а. е. м.}$ связана с нерелятивистской ядерной физикой. Основные реакции, идущие при столкновении ионов в этой области, — перераспределение нуклонов, кулоновское возбуждение ядер. Главные усилия физиков здесь направлены на поиски трансурановых элементов [1].

Открытие новых элементов и изучение их свойств являются не только большим вкладом в науку, но имеют и большое прикладное значение. Значительный интерес представляют также исследования реакций передачи нескольких нуклонов [2] как способ получения и возбуждения таких состояний ядра, которые трудно или невозможно получить с помощью легких бомбардирующих частиц. Пучки тяжелых ионов имеют важные применения в смежных областях науки и техники (см., например, работы [3, 4]). Можно было бы ожидать, что получение ионных пучков в области релятивистских энергий окажется не менее информативным, чем область примерно до 10 Мэв/а. е. м. , однако до 1970 г. в этом направлении практически не предпринималось никаких усилий.

Ускорение дейтонов на дубненском синхрофазотроне в 1970 г. [5] показало, что принципиальных трудностей для получения пучков сложных ядер вплоть до релятивистских энергий нет. В то же время рассмотрение возможных программ исследований с такими пучками [6] продемонстрировало их необычайную перспективность. В принципе любой ускоритель высоких энергий можно приспособить для ускорения дейтонов и α -частиц. Важнейшее условие использования ядерных пучков — наличие систем быстрого и медленного выводов первичных (ускоренных) частиц. Переход к релятивистскому ускорению многозарядных ионов требует решения сложных проблем. Главная из них — получение голых ядер (ионов, полностью лишенных электронов). Ускорение многозарядных ионов предъявляет также высокие требования к вакууму внутри камеры ускорителя. Как решаются эти проблемы и каковы ближайшие перспективы получения нужных параметров пучков релятивистских ядер, будет показано ниже. Важно подчеркнуть, что такие пучки уже существуют. На дубненском синхрофазотроне получены следующие интенсивности пучков ядер с энергией до 5 Гэв/а. е. м. : дейтоны до 10^{11} 1/умп , α -частицы до 10^9 1/умп и ядра углерода $\sim 10^6 \text{ 1/умп}$.

В Беркли (США) в 1974 г. был реализован смелый проект по объединению крупнейшего ускорителя многозарядных ионов

«Суперхайлак» с известным протонным синхротроном «Беватрон» в систему «Бевалак» [7]. Эти ускорители находятся на расстоянии более 200 м друг от друга, различие в положении этих ускорителей по вертикали составляет около 70 м. На «Бевалаке» были получены ядра с энергией до 2 Гэв/а. е. м. (наилучшие достижения 1976 г.: интенсивность ядер ^{40}Ar около 10^8 частиц/имп, интенсивность ядер ^{20}Ne около 10^9 частиц/имп). Существуют интересные проекты получения пучков релятивистских ядер на ускорительном комплексе ЦЕРНа [8] и в Брукхейвенской национальной лаборатории [9].

Таким образом, сейчас происходит освоение качественно нового диапазона энергий пучков многозарядных ионов. Уже первые постановки задач с релятивистскими ядрами имеют прямое отношение к самым актуальным проблемам физики элементарных частиц и ядерной физики. В настоящее время, наверное, самый острый вопрос физики — внутренняя структура элементарных частиц. Ускорительная техника позволила получить излучения с длинами волн, в тысячи раз меньшими тех размеров, которыми должны обладать элементарные частицы. Однако само понятие внутренней структуры для этих объектов пока еще очень плохо сформулировано. Физики распространяют на элементарные частицы понятия, оказавшиеся очень хорошими для атомов и ядер: вводят новые «простейшие сущности» (гипотетические), из которых должны состоять элементарные частицы: кварки, партоны. В свободном состоянии этих частиц никто не видел, а описать их связанное состояние мы, в сущности, не умеем. Проблема описания сложных, составных систем, для которых существенны релятивистские эффекты, в последнее время приобретает первостепенное значение. Необходимо дать описание систем, в которых энергии внутреннего движения сравнимы с массой составляющих частиц. Адроны являются не просто составными системами, а системами бесконечно сложными. Построение теории систем с бесконечным числом степеней свободы — квантовой теории поля — представляет собой центральную проблему современной физики.

Открытые недавно новые частицы еще более укрепили позиции физиков, пытающихся свести огромное разнообразие элементарных частиц к небольшому числу элементарных сущностей. Основные свойства большого семейства новых частиц, из которого открыто очень немного, были предсказаны на основе предположения о существовании в природе четвертого кварка. Однако эти попытки так или иначе упираются в проблему построения квантовой теории поля и в особенности в проблему релятивистского описания связанных и возбужденных состояний внутриадронной материи. Понятие внутриадронной материи становится все более значимым. Уже с конца 50-х годов физики отказались от утверждений, встречавшихся в широко распространенных учебниках,

о том, что элементарная частица в принципе не может иметь размеров. (Если нечто возникает и проявляется только как целое, значит оно абсолютно твердое, существование же абсолютно твердых, протяженных тел противоречит теории относительности.) Эксперименты по рассеянию электронов на протонах с очевидностью показали существование у последних форм-факторов, и сейчас можно с уверенностью говорить о размерах области пространства, занимаемой отдельным протоном. Разрешение старого парадокса о конечных размерах элементарных частиц состоит в том, что элементарные частицы не возникают сразу имеющими значительные пространственные размеры, а вырастают из точечных «зародышей» до «взрослых» размеров. Это особенно наглядно показывают эксперименты по столкновению электронов с позитронами, в результате которых возникают адроны (например, протоны и антипротоны). Справедливость электродинамики Максвелла — Дирака убеждает нас в том, что эти столкновения происходят в области пространства размером меньше 10^{-15} см, в то время как размеры протонов составляют 10^{-13} см.

«Элементарная» частица представляется нам сейчас как протяженный сгусток материи с плотностью всего примерно в два-три раза больше плотности вещества атомных ядер. Расстояния между нуклонами в ядрах сравнимы с размерами самих нуклонов, и приходится только поражаться значительным успехам нерелятивистской ядерной физики, в основе которой лежит представление о ядре как о совокупности точечных протонов и нейтронов, взаимодействующих с помощью некоторых ядерных сил. В последнее время все больше появляется работ, обсуждающих π -мезоны, возбужденные нуклоны и другие частицы как составные части атомных ядер. Уже давно было ясно, что при столкновениях с ядрами частиц, имеющих энергию больше 100 Мэв, должны так или иначе проявляться новые степени свободы. Рассмотрение ядерной материи, нагретой до высоких температур, существенное для изучения природы некоторых астрофизических объектов, неизбежно включает учет этих степеней свободы.

Для астрофизики и физики космических излучений большой интерес представляет исследование процессов прохождения релятивистских ядер через вещество. Релятивистские ядра космического излучения несут большой объем информации, который можно будет надежно расшифровать только после исследования взаимодействий релятивистских ядер в условиях ускорительного центра. Взаимодействие ядер с веществом имеет также большое прикладное значение, особенно для биомедицинских исследований.

Представляется очевидным, что столкновения релятивистских ядер имеют прямое отношение к указанным выше и многим другим важнейшим проблемам физики. Уже при первых обсуждениях перспектив нового направления возникли дискуссии, в которых

скептики утверждали (эти утверждения встречаются в литературе и по настоящее время), что основные черты процессов, идущих при столкновениях релятивистских ядер, должны описываться моделью ферми-движения нуклонов в ядрах, а более детальное их описание натолкнется на обычные проблемы многих тел и окажется непреодолимо сложным. Наш оптимизм по поводу большой информативности этих столкновений базировался на следующих представлениях [6, 10].

1. Процессы множественного рождения составляют подавляющую часть сечений столкновения частиц при высоких энергиях. Процессы множественного рождения и особенно процессы глубоко-неупругого взаимодействия приобрели в последнее десятилетие особую актуальность как основной источник информации об адронной материи. Тенденция увеличения значимости их исследований, несомненно, сохранится на многие годы, ибо эти процессы сложны и многообразны. Для исследования процессов множественного рождения частиц разрабатываются идеи и методы, позволяющие извлекать из них информацию фундаментального характера (например, масштабная инвариантность, корреляционный анализ, свойства одночастичных распределений и т. п.). Распространение этих идей и методов на столкновения релятивистских ядер не представляет больших сложностей и дает необходимые теоретические основы для конструктивного подхода.

2. Простая модель (см. ниже), основанная на гипотезе о том, что спектры вторичных частиц, образующихся при столкновении адронов (в том числе и релятивистских ядер), определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов, позволила предсказать [6] кумулятивный эффект. Эффект оказался достаточно большим не только для экспериментальных исследований, но и для некоторых практических применений. Под кумулятивным эффектом мы понимаем процесс столкновения релятивистского ядра с мишенью, в результате которого вновь образующимся частицам передается энергия, значительно превышающая энергию, приходящуюся на 1 нуклон налетающего ядра. На современном языке кумулятивный эффект представляет собой результат обобществления партонов (или кварков), принадлежащих группе нуклонов.

3. Изучение столкновений релятивистских ядер позволяет нетривиально подходить к многочастичным процессам. Очень важными особенностями, составляющими специфику исследований столкновений релятивистских ядер по сравнению со столкновениями частиц являются: а) внутренняя структура сталкивающихся объектов известна хотя бы в нерелятивистском пределе; б) возможность в широких пределах варьировать квантовые числа сталкивающихся объектов; в) возможность исследовать процессы столкновения, когда не только в конечном, но и в начальном

состоянии процесса присутствует много частиц (кумулятивные эффекты); г) возможность более обоснованно применять статистический и гидродинамический подход (значительно большее число конфигураций, по которому происходит усреднение).

4. Помимо исследования неупругих столкновений и процессов множественного образования частиц большой интерес представляет изучение поведения полных сечений взаимодействия ядро — ядро (особенно факторизации), бинарных реакций, упругого рассеяния с большими передачами импульса. Эти реакции имеют большое значение с точки зрения проверок некоторых моделей, используемых в теории элементарных частиц, так как ядра могут служить реалистической «кварковой» моделью релятивистского протяженного объекта, причем можно в широких пределах варьировать структуру наших объектов, выбирая разные пучки и мишени.

Кумулятивный эффект можно рассматривать как многокварковые взаимодействия, включающие большие расстояния по сравнению с размерами нуклона. Поэтому изучение кумулятивного эффекта может внести ясность в вопрос о взаимодействии кварков на больших расстояниях, что очень важно для понимания проблемы «кваркового плена».

Как всякое крупное научное направление, связанное с индустриальным экспериментом, физика релятивистских ядер имеет также много побочных выходов в смежные области науки и может иметь прикладной характер.

В этой статье рассмотрим следующие аспекты физики релятивистских ядер: космическое излучение и астрофизику, физику сильных взаимодействий, ядерную физику, биомедицинские исследования с многозарядными ионами, возможности получения пучков релятивистских ядер.

1. КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

Релятивистские ядра, как и многие другие объекты физики высоких энергий, впервые наблюдались в космических лучах. На рис. 1—3 приведены следы, оставленные в фотографической эмульсии различными ядрами высокой энергии. Впервые такие следы были получены Брадтом, Петерсом и их коллегами в 1948 г. Эти исследователи экспонировали ядерные эмульсии на высоте 30 км. Подробные исследования этой замечательной составляющей космических лучей были проведены Бристольской группой [11], чьи наблюдения и приведены на рис. 1—3. Как видно из этих фотографий, треки ядер с возрастанием атомного номера Z делаются все более плотными, обрастают δ -электронами, которые в свою очередь рассеиваются и вызывают дополнительную ионизацию. Эти электроны выбиваются из атомов вещества эмульсии,

и их образование обуславливает основную долю потерь энергии первичной частицей. Помимо δ -электронов небольшая часть энергии передается электронам, возникающим из-за перестройки атомов при выбивании сильносвязанных электронов. Число δ -электронов пропорционально Z^2 . Таким образом, по числу δ -электронов можно идентифицировать релятивистскую частицу, если ее заряд и энергия не слишком велики. Ионизационные потери пропорциональны Z^2/β , где $\beta = v/c$ — отношение скорости частицы к скорости света. В релятивистской области $\beta > 0,8$ зависимость от β слабее. Проблема идентификации релятивистских ядер в космическом излучении будет надежно решена, если ядра вплоть до тяжелых элементов будут ускорены в лабораторных условиях до $\beta \gtrsim 0,8$. Релятивистские ядра космического излучения несут ценнейшую информацию о происхождении этого излучения, о его изотопном составе, о межгалактической среде, сквозь которую прошли ядра. Однако эту информацию еще предстоит расшифровать.

Очевидно, что проходя через среду ядра «раскалываются» и часть спектра, обязанная легким ядрам, обогащается, а часть спектра, относящаяся к тяжелым ядрам, обедняется. Поэтому необходимо тщательно изучить механизм и определить сечение раскалывания (так называемой фрагментации) ядер. Как показывают оценки, 10%-ная погрешность в сечениях фрагментации и в значениях потоков ядер различных групп приводит к 100%-ной погрешности в значениях количества вещества, пройденного космическим излучением. Если отношение потоков ядер с различными атомными номерами незначительно меняется при прохождении от места их возникновения до попадания в атмосферу Земли, то количество вещества на их пути не должно существенно превышать 4 г/см^2 . Это соответствует их среднему возрасту 10^8 лет, если средняя плотность межгалактического водорода составляет $0,01 \text{ атом/см}^3$.

Относительные потоки (распространенности) ядер космического излучения в сравнении с распространенностью элементов в солнечной системе представлены на рис. 4, эти данные получены на спутниках. Особенно резкое различие распространенностей в области ядер Li, Be, B можно было бы объяснить механизмом фрагментации тяжелых ядер в космическом излучении. Однако как объяснить преобладание в космическом излучении тяжелых ядер? Трудно придумать такой механизм ускорения, в котором отдавалось бы столь существенное предпочтение тяжелым ядрам.

Все механизмы ускорения зависят от отношения заряда к массе частиц, которое незначительно меняется в пределах Периодической системы элементов Д. И. Менделеева. Возможно, наблюдаемые распространенности ядер в космическом излучении свидетельствуют в пользу того, что состав элементов в области источ-

ников космического излучения сильно отличается от состава элементов Солнечной системы. Не исключено, что эти источники состоят из ядерного вещества.

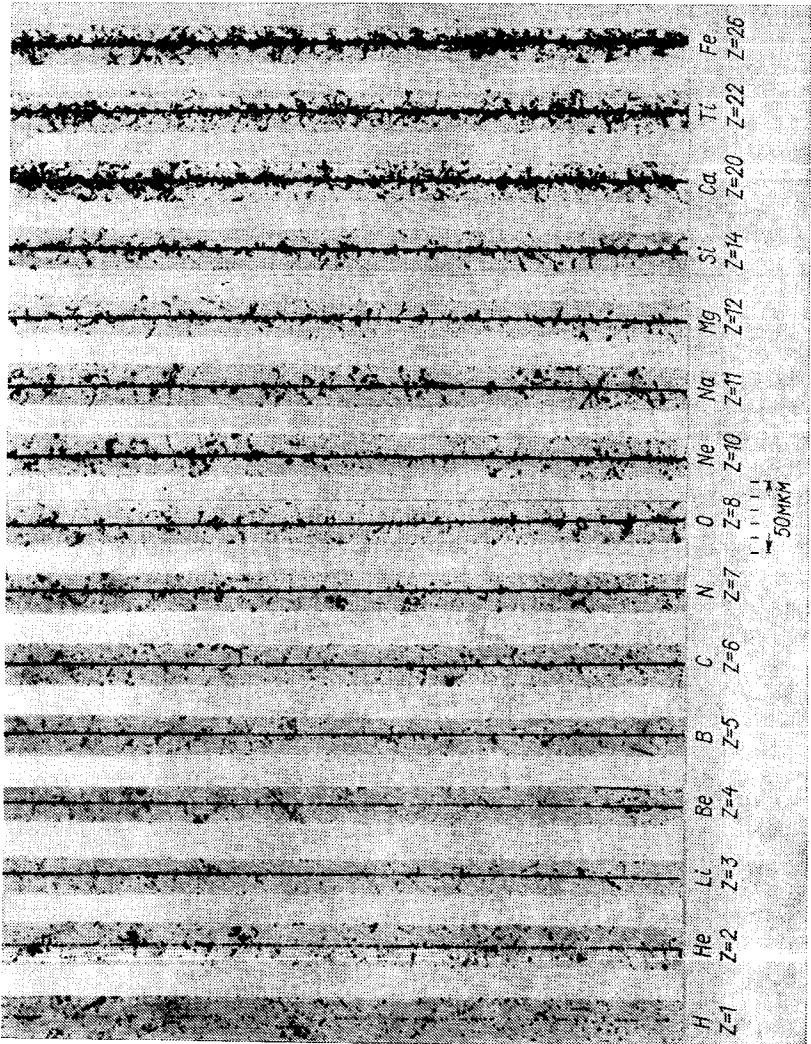


Рис. 1. Треки релятивистских ядер космического излучения в фотографической эмульсии

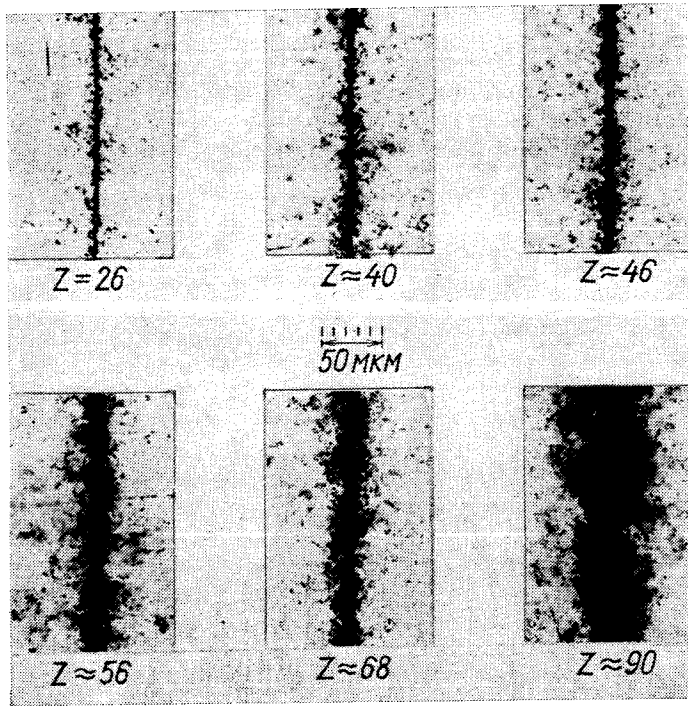


Рис. 2. Треки релятивистских ядер космического излучения в фотографической эмульсии.

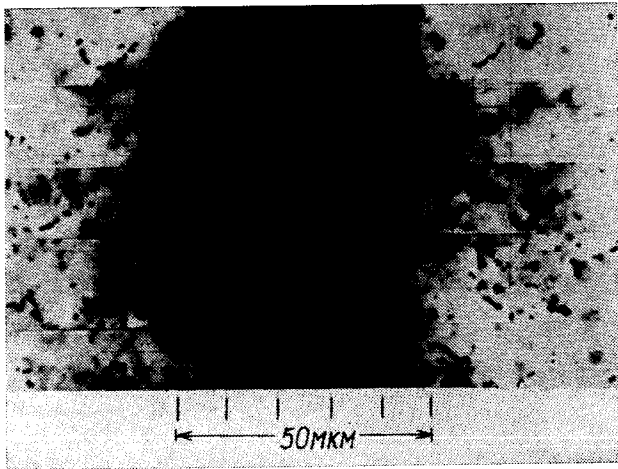


Рис. 3. Трек тяжелого релятивистского ядра космического излучения. Заряд ядра не установлен

Исследование столкновений релятивистских ядер на ускорителях должно внести существенную ясность в эти важные проблемы с точки зрения как понимания механизмов столкновения

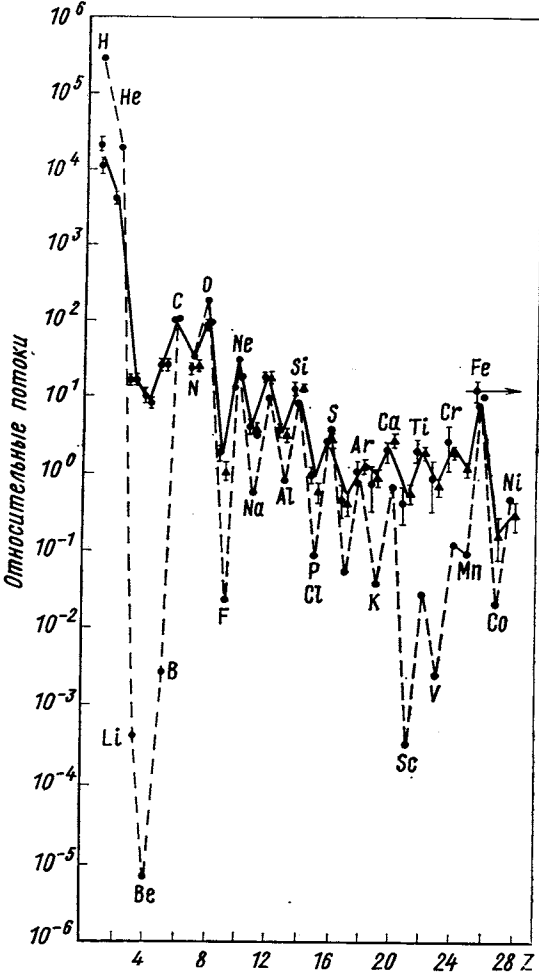


Рис. 4. Зависимость относительного потока ядер в космическом излучении (сплошная линия) и в Солнечной системе (пунктир) от атомного номера Z

релятивистских ядер и прохождения их через вещество, так и градуировки аппаратуры для изучения состава космического излучения.

Важным аспектом является возможность теоретического описания сверхплотных звезд и других астрономических объектов, состоящих из ядерного вещества. Столкновение ядер, движущихся со световыми скоростями, а следовательно, со скоростями большими скорости звука в ядерном веществе, должно сопровождаться коллективными движениями ядерного вещества типа ударных волн. При этом плотности ядерного вещества должны быть большими, чем плотность вещества протона. В некотором приближении эти явления можно описать с помощью гидродинамики, что позволит установить уравнение состояния ядерного вещества в таких экстремальных условиях. Знание уравнения состояния ядерной материи приобретает важное значение при описании астрономических объектов, эволюции звезд, гравитационного коллапса. Таким образом, получение пучков релятивистских ядер в лабораторных условиях позволит не только проанализировать состав космического излучения, но и подвергнуть экспериментальной проверке представления о закономерностях поведения ядерной материи при высоких плотностях и сверхвысоких температурах.

2. ФИЗИКА СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Релятивистскую ядерную физику мы определяем как область многобарионных явлений, задаваемую условием

$$p^2/m^2 \gg 1, \quad (1)$$

где p^2 — квадрат 3-импульса частицы; m^2 — квадрат ее массы.

В этой области применима масштабная инвариантность, что существенно упрощает теоретическое рассмотрение. Масштабная инвариантность — один из важнейших законов, характеризующих внутриадронную материю. Всесторонняя проверка этого закона в новой постановке (частично нами уже проведенная) представляет большой интерес, и об этом речь пойдет ниже.

Условие (1) позволяет рассматривать асимптотику матричных элементов. Оно существенно упрощает рассмотрение кумулятивного эффекта. При постановке задачи об обнаружении кумулятивного эффекта мы исходили из идей, отмеченных выше, и следующих соображений [6]. К концу 1970 г., когда начались эти работы, было известно, что масштабная инвариантность выполняется не только в столкновениях электрон — протон, но и в столкновениях адронов. Одно из возможных ее толкований заключалось в том, что при очень высоких энергиях массы, форм-фактор и другие константы размерности длины становятся несущественными, а внутриадронная материя ведет себя как однородная, сплошная среда (аналогия с точечным взрывом — автомодельность). Исходя из этого следовало ожидать, что, когда расстояния между нукло-

нами оказываются малыми: или в результате флуктуации плотности ядерной материи, или в результате взаимодействия ядра с мишенью, — нуклоны сливаются в одну «каплю» и начинают вести себя как однородная сплошная среда, для которой геометрические характеристики несущественны. Масштабная инвариантность была также получена на основе применения партонной модели к неупругому рассеянию электронов на протонах. Согласно этой модели нуклон ведет себя как совокупность точечных частиц — партонов, которые взаимодействуют с частицей-мишенью (например, электроном) некогерентным образом.

Ядро с большим успехом можно рассматривать как партонный газ, так как время жизни виртуального состояния ядра в виде совокупности нуклонов значительно больше времени жизни нуклона в виде совокупности партонов, а именно, отношение времени столкновения к этим временам служит параметром малости, который определяет применимость импульсного приближения или партонной модели. Слияние нуклонов в каплю на этом языке означает обобществление партонов, принадлежащих отдельным нуклонам. Однако в своем простейшем виде партонная модель не дает никаких указаний, как перераспределяются импульсы в новом коллективном состоянии и какова вероятность передать мишени импульс, превышающий импульс целого нуклона.

Таким образом, необходимы дополнительные предположения. Одновременно нельзя не считаться с тем фактом, что благодаря малости энергии связи нуклон в ядре — обособленная система, в основном сохраняющая свои внутренние свойства. Во всяком случае вся ядерная физика убеждает нас, что для описания релятивистских свойств ядра нуклон — прекрасная квазичастица. В области релятивистских взаимодействий эта особенность ядра должна сильно проявляться и кумулятивный эффект (особенно многонуклонная кумуляция) не должен составлять очень большой доли полного сечения взаимодействия ядро — ядро. Ниже предложим классификацию столкновений релятивистских ядер и дадим критерий, позволяющий разделять нуклонные и партонные взаимодействия. Кумулятивный эффект является специальным случаем процессов множественного образования частиц, которое описывается релятивистски-инвариантными распределениями (одночастичным, двухчастичным и т. д.):

$$\rho^{(1)} = \frac{1}{\sigma_{in}} E \frac{d^3\sigma}{d\mathbf{p}}; \quad \rho^{(2)} = \frac{1}{\sigma_{in}} E_1 E_2 \frac{d\sigma}{dp_1 dp_2}.$$

Основное предположение о кумулятивном эффекте состоит в том, что ρ можно представить в виде

$$\rho = \sum_N P_N \rho_N, \quad (2)$$

где P_N — вероятность образования группы (капли) из N конститuentов (нуклонов, кварков или партонов); ρ_N — одночастичные распределения, описывающие рождение частиц при столкновении этой группы с мишенью. Относительно ρ_N принимается гипотеза, что это универсальная функция, которую можно взять из экспериментов по столкновению частиц. Основанием для этой гипотезы служит то обстоятельство, что сечения образования частиц при столкновении адронов слабо зависят от квантовых чисел сталкивающихся объектов. Поэтому естественно предположить, что капля ведет себя как обычный адрон, несмотря на то что ее барионное число и гиперзаряд могут значительно превышать единицу. На основе такой модели было предсказано [6] отношение сечений мезообразования в реакциях:

$$\left. \begin{array}{l} d + A \rightarrow \pi^- + \dots \\ p + A \rightarrow \pi^- + \dots \end{array} \right\} I + \Pi \rightarrow 2 + \dots \quad (3)$$

При энергиях протонов, вдвое превышающих энергию на нуклон в дейтоне, и при значениях импульса пиона больше половины импульса дейтона ожидалось, что это отношение будет около 0,1. Согласно нашей модели отношение сечений (3) — величина постоянная, равная вероятности обнаружить два нуклона на расстояниях, где нуклоны «сливаются», и его приняли равным $\sim 1/\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,7 \cdot 10^{-13}$ см, а вероятность найдена исходя из известной волновой функции дейтона. Это означает, что, например, при энергии дейтона 8 Гэв (4 Гэв/нуклон) можно с большой вероятностью получить пионы с энергией 5—7 Гэв. Многим физикам такое предсказание показалось неправдоподобным. Тем не менее эксперимент [12], выполненный в 1971 г., полностью подтвердил эту оценку. Были обнаружены пионы, уносящие до 98% кинетической энергии дейтона. Важно, что эксперимент продемонстрировал применимость масштабной инвариантности к составным (ядерным) системам. Группа В. С. Ставинского начала систематические исследования кумулятивного эффекта, и ниже будут приведены экспериментальные данные об этом интересном явлении, накопленные к настоящему времени. Но прежде чем перейти к изложению экспериментального материала, дадим определение основных величин.

Поскольку мы имеем дело с областью явлений, определяемой условием (1), то с самого начала необходимо подчеркнуть, что все рассмотрение и представление экспериментальных данных следует делать в полностью релятивистски-инвариантном виде. Использование неинвариантного аппарата, как будет ясно ниже, приводит к некоторым трудностям и даже кажущимся противоречиям. В качестве инвариантных переменных удобно ввести переменные, несколько отличные от используемых в физике элементарных

частиц:

$$v = (\mathbf{P}_I \cdot \mathbf{P}_{II})/m_I; \quad b_{I1} = (\mathbf{P}_I \cdot \mathbf{p}_1)/m_I - m_1; \quad m_{1\perp} = \sqrt{p_{1\perp}^2 + m_1^2}; \quad (4)$$

здесь m_i — массы частиц; $p_{1\perp}$ — проекция 3-импульса частицы I на плоскость, перпендикулярную оси реакции (направлению столкновения ядер I и II):

$$\rho = \rho(v, b_{I1}, m_{1\perp}^2). \quad (5)$$

Целесообразность введения этих переменных диктуется следующими соображениями [13]. Уделим основное внимание области переменных, в которую ядра I и II входят неравноправным образом:

$$(\mathbf{P}_I \cdot \mathbf{p}_1) \ll (\mathbf{P}_{II} \cdot \mathbf{p}_1) \sim (\mathbf{P}_I \cdot \mathbf{P}_{II}). \quad (6)$$

Эта область соответствует предельной фрагментации Янга

$$\rho(v, b_{I1}, m_{1\perp}^2) |_{v \rightarrow \infty} = \rho(b_{II}, m_{1\perp}^2). \quad (7)$$

Зависимость от b_{I1} сводится к зависимости от известной в физике частиц масштабной переменной $x = p_{1\parallel}/|\mathbf{P}_I|$, где $p_{1\parallel}$ — проекция 3-импульса частицы I на направление оси реакции; \mathbf{P}_I — 3-импульс частицы I. Действительно в системе покоя ядра II, используя условие (4), имеем:

$$b_{I1} = m_1 x / 2 + m_{1\perp}^2 / (2m_1 x) - m_1. \quad (8)$$

Одной из основных особенностей столкновения ядер по сравнению со столкновениями элементарных частиц является малость энергии связи составляющих частей. Это приводит к большой роли срыва и подхвата.

Оба эти процесса описываются с помощью обычного полюсного приближения. В этом приближении амплитуда процесса $I + II \rightarrow 1 \dots$, идущего через одночастичное промежуточное состояние с определенной массой, имеет следующий вид:

$$T_{ji} = \frac{1}{2} \sum_i \frac{|T_{fj} \cdot T_{ji}|}{(\mathbf{P}_I - \mathbf{p}_1)^2 - m_2^2}. \quad (9)$$

Элементарные преобразования позволяют выделить в релятивистски-инвариантном сечении знаменатель, выражаемый через b_{I1} [13]:

$$d\sigma/db_{I1} = F/(\alpha + 2b_{I1}/m_1)^2, \quad (10)$$

где

$$\alpha = (m_1 + m_2 - m_I)(m_1 + m_2 - m_1)/(m_1 m_1). \quad (11)$$

Дробь с таким знаменателем имеет характер δ -функции по переменной b_{I1} . Это обусловлено тем, что параметр α очень мал или в силу равенства числа нуклонов в ядре I сумме чисел нуклонов в ядрах 1 и 2 (реакция срыва), или в силу равенства числа нуклонов в ядре 1 соответственно сумме числа нуклонов в ядре I и 2 (реакция подхвата). Интересно отметить, что из разностей, стоящих в скобках, выпадает также энергия связи, приходящаяся на нуклон. Введение одного параметра b_{I1} вместо продольных и поперечных импульсов существенно упрощает анализ реакций ядерной фрагментации в релятивистской области (см. разд. 3).

На параметр b_{I1} существует ограничение, вытекающее из законов сохранения. В приближении $(m_{I1}/v)^2 \ll 1$, что соответствует исходному условию (1), законы сохранения, выраженные через инварианты, имеют вид

$$b_{I1} = \frac{m_I}{2} \left[1 - \frac{\Delta}{2vm_I} + \frac{m_{I1}^2}{m_I^2 \left(1 - \frac{\Delta}{2vm_I} \right)} \right] - m_1, \quad (12)$$

где

$$\Delta = M_f^2 - m_1^2 - m_{II}^2 - m_2^2; \quad M_f^2 = (P_I + P_{II} - p_1)^2.$$

Наибольшее возможное значение b_{I1} определяется минимальным Δ (или M_f^2).

Если принять, что (12) можно отнести к части ядра I (фрагментирующего ядра): $P_I \rightarrow \lambda P_I$, $m_I \rightarrow \lambda m_I$, то при $\Delta = \Delta_{\min}$ определяем минимальное значение числа $\lambda < 1$, соответствующее измеренному в эксперименте b_{I1} . Параметр λ определяет то, что мы называем кумулятивностью. Если $\lambda_{\min} > 2/A$ (A — атомная масса), то согласно нашему предположению в столкновении участвует больше двух нуклонов ядра I. Величину $N = \lambda A_I$ (число нуклонов ядра I, участвующих в столкновении) мы называем порядком кумулятивности. Образование частиц, характеризующихся $N \geq 1$, мы называем кумулятивным эффектом. Наше предположение можно понимать как следствие или партонной модели, или составной природы ядер (в последнем случае $N = \lambda A_I$ число нуклонов — дискретная величина).

Распределение продуктов реакции по параметру b_{I1} позволяет предложить классификацию столкновений релятивистских ядер. Группу продуктов реакции в малой окрестности вблизи нуля $b_{I1} \leq \varepsilon$ (ε — энергия связи ядер) следует отнести к «осколкам» — части, обусловленной особенностями ядра как слабосвязанной системы. В области больших ее значений измеряемая величина b_{I1} определяет минимальное значение параметра кумулятивности N :

$$N_{I1}^{\min} = \frac{(P_{II} \cdot p_1) + m_{II}\gamma + (\gamma^2 - m_1^2)/2}{m_p v - m_p (b_{I1} + m_1) - m_p m_{II} - m_p \gamma}, \quad (13)$$

где m_p — масса нуклона и $\gamma = M_f^{\min} - m_1 - m_{II}$.

Это — формальное определение кумулятивного эффекта. Чтобы доказать существование эффекта взаимодействия групп нуклонов, необходимо обратиться к модельным представлениям о механизме взаимодействия релятивистских ядер. В частности, наше определение кумулятивного эффекта игнорирует ферми-движение.

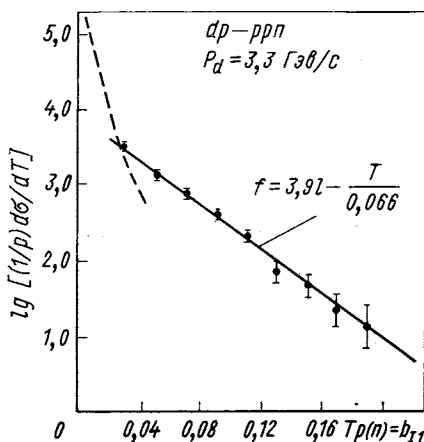


Рис. 5. Зависимость инвариантного сечения реакции $d + p \rightarrow p + p + n$ (одночастичное распределение) для протонов и нейтронов, испущенных в заднюю полусферу, от инвариантного параметра b_{II}

же больших b_{II} (кумулятивная) явно не описывается полюсным механизмом. Эта картина очень типична для исследования столкновений релятивистских ядер в трековых приборах — подавляющее большинство событий сопровождается «осколочными» фрагментами, однако все они лежат в области малых b_{II} . Одновременно из рис. 5 видно, что кумулятивный эффект имеет достаточно большое сечение, чтобы его можно было изучать с помощью методики пузырьковых камер.

Так как первые эксперименты по обнаружению кумулятивного эффекта были проведены на дейтерии, неоднократно поднимался вопрос: а нельзя ли весь эффект объяснить ферми-движением, подобрав подходящие волновые функции дейтона на малых расстояниях? Как мы увидим ниже, кумулятивный эффект на ядрах полностью исключает такое объяснение. Тем не менее дискуссия о возможности описания дейтонного кумулятивного эффекта ферми-движением не прекращается до сих пор [14, 15].

Самые первые расчеты С. Б. Герасимова и Н. Гиордэнеску [16] по релятивистски-инвариантным моделям с привлечением как различных моделей форм-фактора дейтона, так и форм-фактора, най-

Предлагаемая классификация столкновений релятивистских ядер иллюстрируется на рис. 5.

На нем изображено инвариантное сечение реакции $d + p \rightarrow p + p + n$ (одночастичное распределение) как функция параметра b_{II} , которое получено группой В. В. Глаголева в жидководородной пузырьковой камере, экспонированной пучком релятивистских дейтронов синхрофазотрона. Резкий излом в области $b_{II} = 0,04 \text{ ГэВ}$ демонстрирует различие механизмов реакций в области малых и больших значений b_{II} . Сечение, описываемое полюсным механизмом (ферми-движение), доминирует, но сосредоточено в узкой области параметра b_{II} , область

явно не описывается полюсным механизмом. Эта картина очень типична для исследования столкновений релятивистских ядер в трековых приборах — подавляющее большинство событий сопровождается «осколочными» фрагментами, однако все они лежат в области малых b_{II} . Одновременно из рис. 5 видно, что кумулятивный эффект имеет достаточно большое сечение, чтобы его можно было изучать с помощью методики пузырьковых камер.

Так как первые эксперименты по обнаружению кумулятивного эффекта были проведены на дейтерии, неоднократно поднимался вопрос: а нельзя ли весь эффект объяснить ферми-движением, подобрав подходящие волновые функции дейтона на малых расстояниях? Как мы увидим ниже, кумулятивный эффект на ядрах полностью исключает такое объяснение. Тем не менее дискуссия о возможности описания дейтонного кумулятивного эффекта ферми-движением не прекращается до сих пор [14, 15].

Самые первые расчеты С. Б. Герасимова и Н. Гиордэнеску [16] по релятивистски-инвариантным моделям с привлечением как различных моделей форм-фактора дейтона, так и форм-фактора, най-

денного в рассеянии электронов на дейтонах, показали, что ферми-движение не объясняет эффекта даже по порядку величины. В работе американских физиков [17] оспаривается не только расчет, приведенный в работе [16], но и экспериментальные данные по дейтонному кумулятивному эффекту [12]. В работе [17] приводятся лишь результаты расчетов, поэтому их трудно сопоставить с расчетами С. Б. Герасимова и Н. Гиордэнеску. Однако если судить по докладу Бертоки [18], то авторы работы [17] игнорировали законы сохранения энергии-импульса, что делает их расчеты весьма сомнительными. Сопоставление экспериментальных данных Дубны и Беркли проводится в работе [17] некорректным образом — сравниваются данные в разных системах координат. Это связано с разным определением масштабной переменной x . Релятивистски-инвариантное представление данных работ [12, 17], а также более поздних экспериментальных данных по дейтонному кумулятивному эффекту, приведенное в докладе [10], показывает, что они между собой согласуются. Небольшое различие данных Дубны и Беркли объясняется тем, что эксперименты в Беркли были проведены при энергии до 2 Гэв/а. е. м. , а в Дубне от 3 до $8,4 \text{ Гэв/а. е. м.}$ При этом данные Беркли сильнее расходятся с расчетами по модели С. Б. Герасимова и Н. Гиордэнеску, чем данные Дубны. Таким образом, утверждения авторов работы [17], что полученное ими сечение образования пионов дейтонами падает с увеличением масштабной переменной x значительно быстрее, чем сечение, измеренное в Дубне, и что это более быстрое падение обеспечивает согласие с теорией, учитывающей только ферми-движение, основаны на недоразумении.

Недавно В. В. Буров, А. И. Титов [19] заново провели расчеты по улучшенной модели Герасимова и Гиордэнеску и полностью подтвердили их расчеты [16]. В последующей работе [14] эта модель была развита и применена к расчету сечений образования пионов в pA -столкновениях. В результате было показано, что ферми-движение ядерных нуклонов с включением внемассовости и релятивизации не может объяснить вклад кумулятивных пионов. Существуют также попытки объяснить кумулятивный эффект перерассеянием рожденной частицы на пассивном нуклоне (или нуклонах — в случае ядра). Однако эти модели громоздки математически, а строгость расчетов весьма сомнительна (сколько и какие диаграммы следует учитывать?). Кроме того, они не могут объяснить всех особенностей кумулятивного эффекта, например масштабной инвариантности.

Кумулятивный эффект — сложное явление физики сильных взаимодействий, и его детальная теория вряд ли скоро появится. Однако уже простейшая модель, основанная на изложенных выше соображениях, позволяет сделать определенные предсказания [6, 10], ориентирующие эксперимент.

В соответствии с моделью сечение ядерного кумулятивного эффекта представим в виде

$$\rho_{II}^I = \sum_{N=1}^A P_N \rho_N, \quad (14)$$

где $\rho = \frac{1}{\sigma_{in}} E \frac{d^3\sigma}{dp}$; P_N — вероятность столкновения N нуклонов ядра I с мишенью; ее можно принять в виде биномиального распределения:

$$P_N = \frac{A!}{N!(A-N)!} q^N (1-q)^{A-N}; \quad (15)$$

здесь для вероятности единичного столкновения q естественно рассмотреть [10] два случая:

1) q определяется как вероятность попадания нуклона в объем

$$\frac{4\pi}{3} r^3: \left(\frac{r}{r_0 A^{1/3}} \right)^3 \sim \frac{1}{A};$$

2) q определяется вероятностью попадания в область $2\pi r^2$:

$$q \sim (r/r_0 A^{1/3})^2 \sim 1/A^{2/3}.$$

Первый случай соответствует объемной флуктуации плотности: нуклоны сливаются в объемную каплю. Нетрудно видеть, что при этом получается приближенная независимость ρ от атомной массы A фрагментирующего ядра:

$$\begin{aligned} \frac{A!}{N!(A-N)!} q^N &\sim \frac{1}{N!} \frac{A!}{(A-N)!} \frac{1}{A^N} = \\ &= \frac{1}{N!} \left(1 - \frac{1}{A}\right) \left(1 - \frac{2}{A}\right) \dots \approx \text{const}(A). \end{aligned} \quad (16)$$

Необходимо отметить, что идея объемных флуктуаций ядерного вещества была предложена Д. И. Блохинцевым еще в 1957 г. [20] для объяснения выбивания высокоэнергичных дейтронов из ядер, наблюдавшегося группой М. Г. Мещерякова [21].

Второй случай соответствует взаимодействию «столбика» нуклонов, попавшихся на пути мишени. Мишень как бы сама собирает отдельные нуклоны в объем когерентности, перемешивая адронную материю отдельных нуклонов в единую адронную систему. Для этого случая получается нетривиальная A -зависимость:

$$\frac{A!}{N!(A-N)!} q^N \sim \frac{1}{N!} \frac{A!}{(A-N)!} A^{2N/3} = \frac{A^{N/3}}{N!} \left(1 - \frac{1}{A}\right) \dots$$

С ростом кумулятивного числа N на единицу приобретает дополнительный множитель $A^{1/3}$. Поскольку в эксперименте измеряется не кумулятивное число, а энергия вторичной частицы, то для определенных предсказаний необходима связь этих величин. Вероятности P_N очень быстро убывают с N , поэтому естественно

считать, что энергия вторичной частицы определяет минимальное значение N , разрешенное законами сохранения [см. формулу (13)]. Из этого рассуждения вытекает, что в области кумулятивного образования частиц ρ должно зависеть от атомного номера степенным образом A^n , причем показатель степени должен монотонно расти с энергией. Сечение же кумулятивного образования частиц должно вести себя как $\sigma_{\text{инр}} \sim A^{n+2/3}$, где $n \approx E/3\varepsilon$; E — энергия кумулятивной частицы; ε — энергия, приходящаяся на нуклон релятивистского ядра.

В области энергий вторичной частицы, в два-три раза превышающей энергию, которая приходится на нуклон релятивистского ядра, показатель степени n должен превзойти единицу. Именно такой характер зависимости кумулятивного эффекта был обнаружен в эксперименте [22]. Аналогичная A -зависимость была обнаружена группой Кронины [23] в экспериментах по образованию протонами с энергией 300 Гэв частиц, обладающих большими перпендикулярными импульсами p_{\perp} . Кронин обнаружил зависимость сечения этих процессов вида $A^{n(p_{\perp})}$; здесь $n(p_{\perp})$ — монотонная, растущая с p_{\perp} функция, вне пределов погрешностей превышающая единицу при $p_{\perp} > 2$ Гэв. Эту аналогию процессов следовало ожидать, исходя из развиваемых представлений об эффективном взаимодействии групп нуклонов, в той области переменных, где кинематика задачи требует столкновений с массивным объектом. Постановка задачи в случае кумулятивного эффекта имеет то преимущество, что изучается область переменных, исключающая последовательно однонуклонные, двухнуклонные и последующие столкновения. Очевидно, что обсуждаемые A -зависимости никак нельзя объяснить ферми-движением. В то же время нельзя сказать, что эти зависимости полностью поняты. В частности, еще предстоит выяснить: частица-мишень «сгребает» нуклоны в «столбик» или объем, где нуклоны начинают действовать когерентным образом, обусловлен релятивистским сжатием ядра. В последнем случае необычные A -зависимости должны проявляться только в том случае, если лоренц-фактор $\gamma \gtrsim A^{1/3}$. Не исключено, что оба эффекта существуют.

В (14) мы явно выделили индексами неравноправность ядер I (верхний индекс) и II (нижний индекс). Как показано в работе [24], зависимость величины ρ_{II}^1 от атомной массы ядра мишени A_{II} слабая ($\sim A_{\text{II}}^{1/3}$); это согласуется и с нашими представлениями [22], а также было подтверждено в работе [17]. Изучение зависимости от A_{I} в широкой области требует ускорения ядер вплоть до тяжелых, что представляет собой сложную ускорительную проблему. В связи с этим целесообразно обратиться к исследованию кумулятивного эффекта в антилабораторной системе координат. Описание установки содержится в работе [25]. Ядра, в том числе и тяже-

лые, бомбардируются ускоренными протонами, дейтонами и α -частицами, а измеряется кинетическая энергия частиц, рожденных

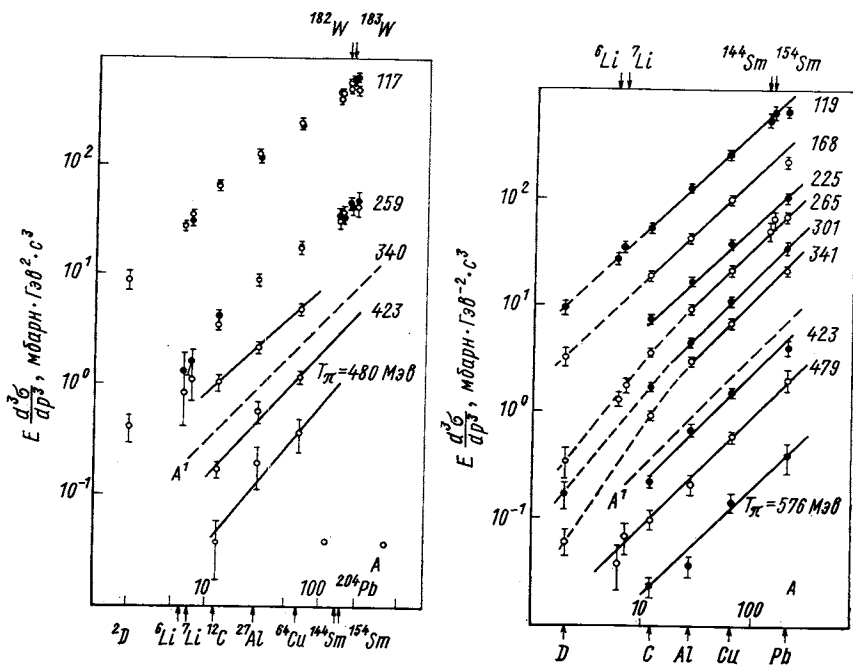


Рис. 6. А-Зависимости инвариантных сечений для различных значений кинетической энергии мезона $T_{\pi} = b_{\Pi}$ в лабораторной системе координат реакции $p + A \rightarrow \pi + \dots$ при $180^\circ + \dots$ при $8,4 \text{ Гэв}/c$

в направлении «назад», т. е. под углом 180° к направлению первичного пучка.

В системе покоя ядра I имеем: $v = E_{\Pi}$ — энергия бомбардирующих частиц, а $b_{\Pi} = T$ — кинетическая энергия рождающихся частиц. Таким образом, непосредственно измеряются введенные выше [см. формулу (4)] релятивистски-инвариантные переменные и исследуется кумулятивный эффект практически для любых ядер. Для стыковки данных измеренных в антилабораторной системе координат дейтоновый кумулятивный эффект и получилось хорошее согласие с первыми данными по образованию пионов релятивистскими дейтонами [12].

Основные результаты [22, 25—27] (см. рис. 2—7) можно обобщить следующим образом.

1. Особенности структуры форм-фактора и форма поверхности фрагментирующих ядер не имеют существенного значения для кумулятивного мезообразования (см. рис. 6, где представлены

A-зависимости сечений для различных ядер, включая, например, сильно «разнесенные» по нейтронам изотопы самария и вольфрама, ядра сильнодеформированные и сферические).

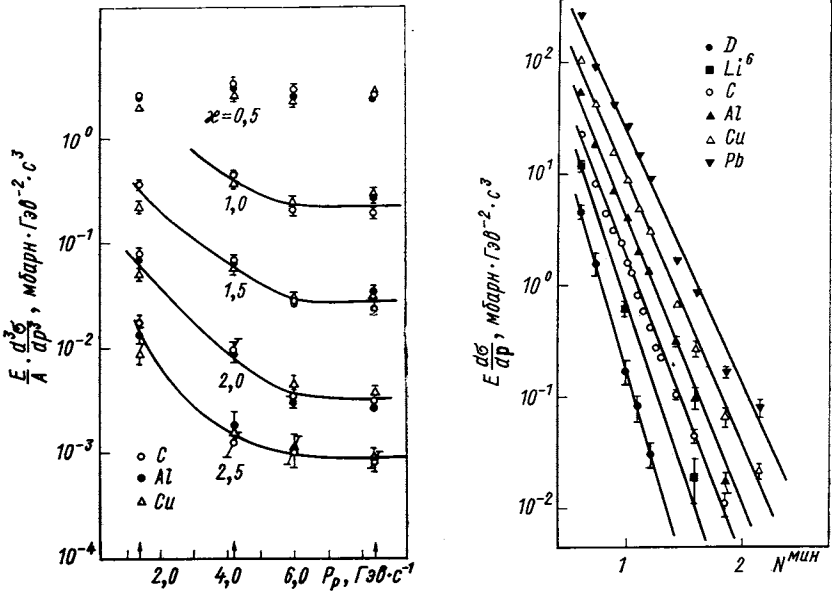


Рис. 7. Инвариантное сечение, деленное на атомную массу A, как функция импульса протона p, равная примерно инвариантной переменной v, для различных значений $x = T_{\pi} / T_{\pi}^{\max}$, равная инвариантной переменной b_{I1} / b_{I1}^{\max} . Большие отклонения от предельных значений (от масштабно-инвариантного поведения) при $pp > 2 \text{ Гэв}/c$ установлены ненадежно. Сечения при этих импульсах получены экстраполяцией к углу $\theta = 180^\circ$ данных, взятых из литературы, но не измеренных в описываемых экспериментах [27]

Рис. 8. Зависимость инвариантных сечений реакций $p + A \rightarrow \pi^- (180^\circ) + \dots$ от кумулятивного числа N^{\min} (минимальное число нуклонов, участвующих в столкновении) при импульсе протонов $8,4 \text{ Гэв}/c$

2. Переход к предельной фрагментации (независимость сечения от v) наступает уже в районе $4 \text{ Гэв}/\text{нуклон}$ (см. рис. 7).

3. Вся совокупность данных по спектрам кумулятивных пионов хорошо укладывается в простую зависимость

$$\sigma_{\text{ин}}^I = \text{const } A_I^n A_{I1}^{1/3} \exp[-ab_{I1}],$$

которая (см. рис. 6, 8, 9) в антилабораторной системе координат представлена как функция кинетической энергии мезонов

$$T_{\pi} = E_1 - m_1 = b_{I1}.$$

Переход от зависимости $A^{2/3}$ к зависимости вида A^n приведен на рис. 10. Показатель степени n не зависит от энергии столкновения ν , но зависит от энергии образующихся пионов b_{11} . При

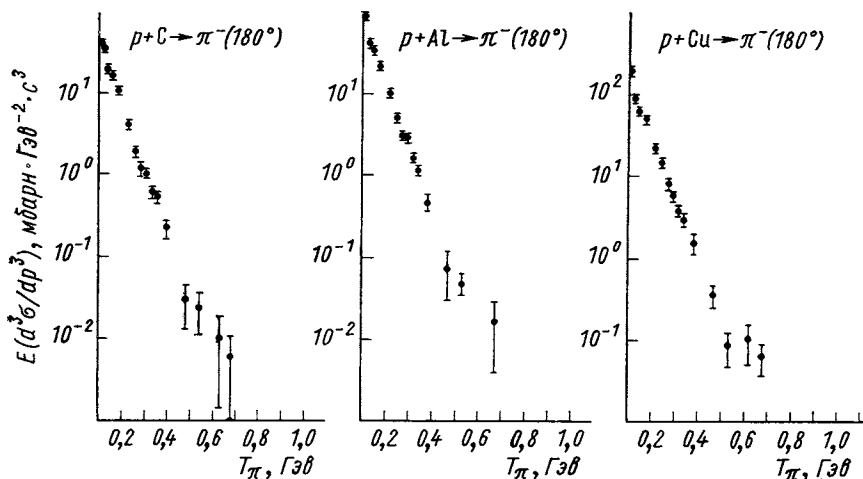


Рис. 9. Зависимость инвариантных сечений реакций $p + A \rightarrow \pi^- (180^\circ) + \dots$ от кинетической энергии пиона (инвариантного параметра b_{11}) при импульсе b Гэв/с

$b_{11} \rightarrow 0$ он стремится к $2/3$. С ростом b_{11} он стремится к 1, при больших значениях превышая единицу. Превышение n над 1 надежно доказано при изучении выходов кумулятивных протонов,

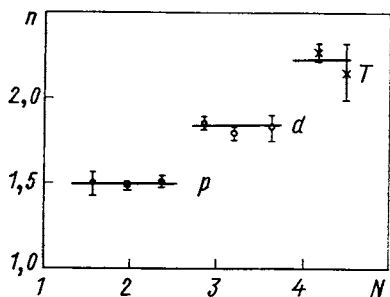


Рис. 10. Показатель степени зависимости инвариантного сечения реакций $p + A_I \rightarrow \left\{ \begin{matrix} p \\ d \\ T \end{matrix} \right\} + \dots$ от атомного номера $\sigma_{in\rho} \sim Z_I^n$ как функция кумулятивного числа.

дейтонов и тритонов [26]. В соответствии с изложенными выше идеями на рис. 10 показатель степени n представлен как функция номера кумулятивности. (Данные, представленные на рис. 10, a , обрабатывались [26] не в виде зависимости $\sim A^n$, а в виде Z^n , где Z — число протонов в ядре.)

Масштабная инвариантность (независимость ρ_{II}^I от ν) и очень специфическая A -зависимость $A^{n(b_{II})}$ являются наиболее характерными установленными свойствами кумулятивного эффекта.

4. Кумулятивный эффект вплоть до четвертого порядка (участвуют в столкновениях четыре нуклона) оказывается вполне наблюдаемым, что говорит не только о возможности его всестороннего изучения, но и о некоторых практических применениях. В частности, сильная зависимость от A позволяет утверждать, что при равных интенсивностях циркулирующих пучков протонов и ядер углерода в заданном ускорителе интенсивности вторичных пучков в случае ядер углерода будут выше, несмотря на то что в этом последнем случае энергия на нуклон в два раза меньше. При этом с малыми интенсивностями можно получить частицы с энергией, значительно превышающей номинальную энергию ускорителя.

Можно дать следующую грубую характеристику спектров вторичных частиц при ускорении ядер на ускорителе, рассчитанном на образование протонов с энергией E_0 : на таком ускорителе получаются ядра, ускоренные до энергии $E_0/2$ на один нуклон ядра. Поэтому в области энергий вторичных частиц $E_1 \ll E_0/2$ ядро можно рассматривать как группу из A нуклонов и спектр вторичных частиц в этой области будет превышать спектр частиц, образуемых протонами, в A раз.

В области $E_1 \approx E_0$ за счет кумулятивного эффекта ядро «работает» как протон с энергией $E_0 A^{1/3}/2$ и в области $E_1 > E_0$, недоступной при ускорении протонов, спектр убывает по приведенной в п. 3 экспоненте (n — линейно растет с $E_1!$). Таким образом, с точки зрения получения вторичных пучков ядра обладают большими преимуществами по сравнению с протонами. Однако получение пучков ядер с интенсивностью, сравнимой с интенсивностью пучка протонов, — большая научно-техническая проблема (см. разд. 5).

5. При равных энергиях на нуклон ядерный кумулятивный эффект на протонах и дейтонах одинаков в пределах погрешностей наших экспериментов (очень слабая зависимость от свойств мишени II).

В настоящее время физики Лаборатории высоких энергий ОИЯИ реализуют широкую программу исследований с релятивистскими ядрами. Получен и обрабатывается материал по облучению большой стримерной камеры в пучке ядер гелия с энергией 17 Гэв. Завершается цикл работ по исследованию взаимодействий дейтонов и монохроматических нейтронов в жидководородной камере, начато облучение релятивистскими ядрами двухметровой пропановой камеры и однометровой жидководородной камеры. Фотографии событий, вызванных релятивистскими ядрами гелия соответственно в пропановой и жидководородной пузырьковых камерах, даны на рис. 11 и 12, а в стримерной камере —

на рис. 13. Отметим исследования по столкновению ядро — ядро на внутренних мишенях ускорителя [28] (упругое рассеяние). Эта

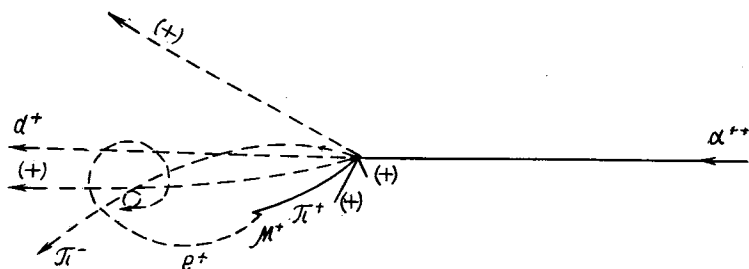
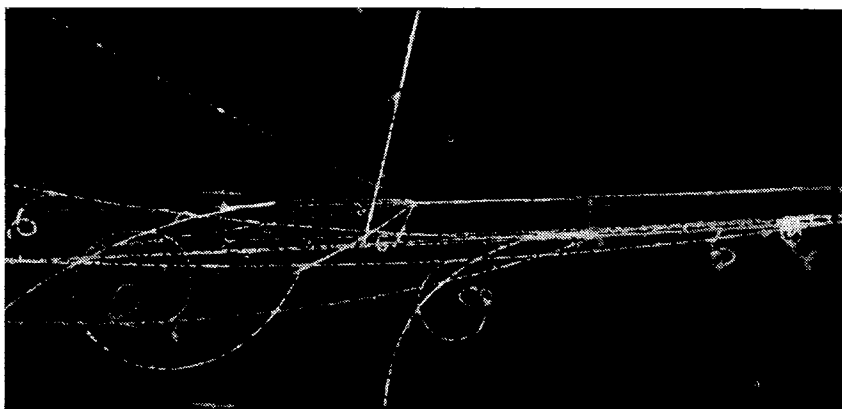


Рис. 11. Релятивистские ядра гелия в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ

методика (с участием тех же самых физиков), развиваемая на дубненском синхрофазотроне, послужила началом известных исследований с помощью сверхзвуковой струйной мишени на ускорителях в Серпухове и в Батавии. Эта установка используется не только для релятивистской ядерной физики, но и для отработки методики и подготовки физиков и инженеров для экспериментов, которые ЛВЭ ведет в Батавии.

На рис. 14 приведены результаты измерений сечения упругого рассеяния $\text{He} + p$, полученные группой А. Буяка и В. А. Никитина. В этом эксперименте значение радиуса ядра близко к измеренному в эксперименте по $e + \text{He}$ -рассеянию. Аналогичные данные имеются для упругого $d - d$ -рассеяния на малые углы в области энергий дейтронов до 10 Гэв .

Группа Л. Н. Струнова [29] осуществляет большой цикл исследований с релятивистскими ядрами на бесфильмовом искровом спектрометре. В этих исследованиях, по-видимому, обнаружены

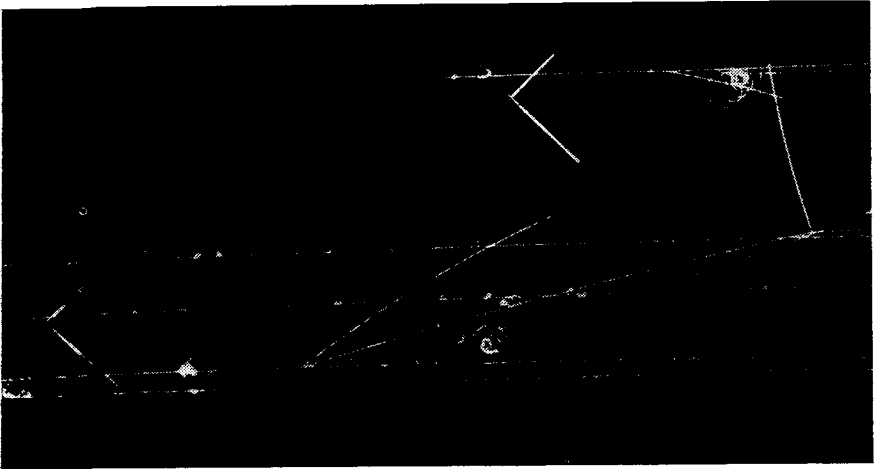


Рис. 12. Релятивистские ядра гелия в однометровой жидководородной камере ЛВЭ

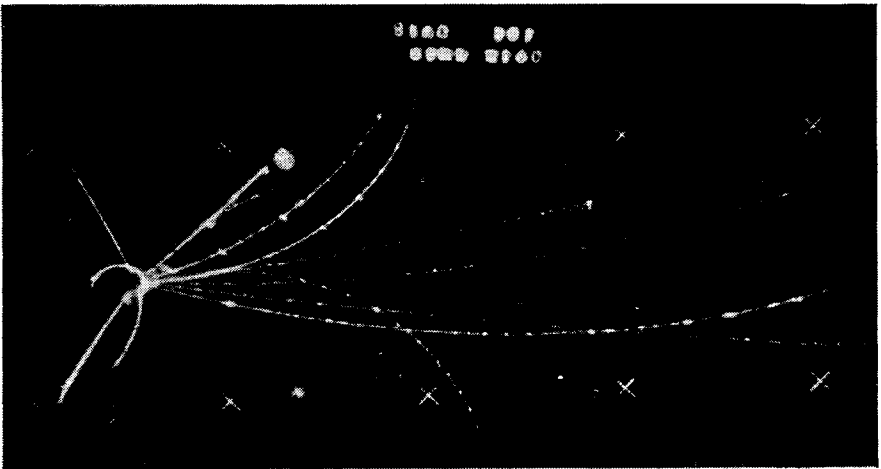


Рис. 13. Релятивистские ядра гелия в двухметровой стримерной камере ЛВЭ — ЛВТА

осцилляции дифференциального сечения упругого рассеяния релятивистских ядер гелия как функции передаваемого импульса относительно усредненного значения сечения (рис. 15). Осцилля-

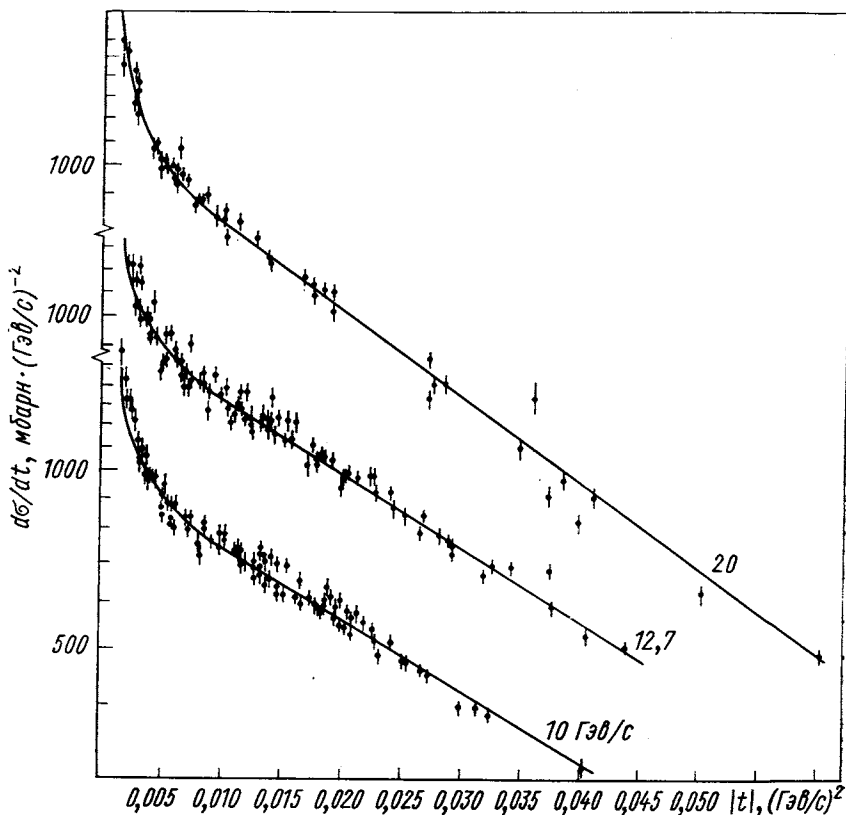


Рис. 14. Зависимость дифференциальных сечений реакции упругого рассеяния ускоренных ядер гелия на водороде от инвариантного переданного импульса.

Использование тонких мишеней внутри камеры ускорителя позволяет надежно исследовать область кулон-ядерной интерференции

ции $d\sigma/dt$ предсказаны В. А. Царевым [30] на основе сделанного им обобщения теории дифракционной диссоциации. Таким образом, задача, теоретически поставленная в физике элементарных частиц, получает первую экспериментальную реализацию в физике релятивистских ядер. Это служит хорошим примером для утверждения, что практически любая постановка задачи в физике элементарных частиц имеет нетривиальный аналог в релятивистской

ядерной физике. Нетривиальность рассматриваемого аналога состоит в том, что в отличие от элементарных частиц новое явление можно изучать, широко варьируя геометрическими размерами и квантовыми числами сталкивающихся объектов.

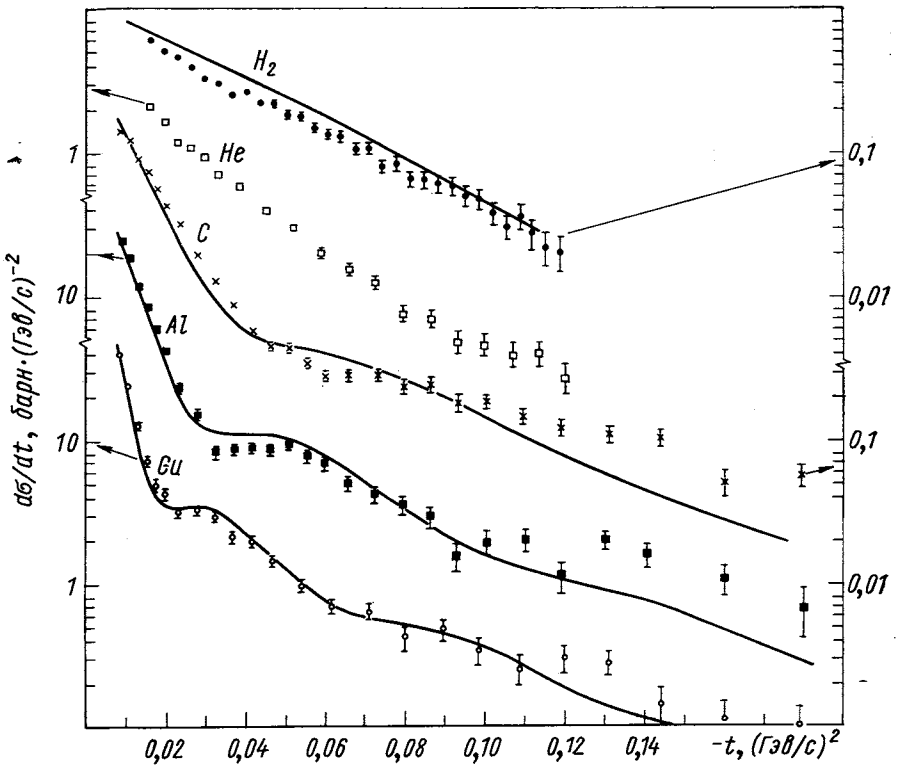


Рис. 15. Зависимость дифференциального сечения рассеяния релятивистских ядер гелия (выведенный пучок) на ядрах H, He, C, Al, Cu от инвариантного переданного импульса:

сплошные линии — расчет по модели Глаубера (принимается в качестве усредненных значений сечений)

Еще один бесфильмовый искровой спектрометр создан на синхрофазотроне группой Л. С. Ажгирея, М. Г. Мещерякова и другими для исследований рассеяния релятивистских дейтронов. Спектры рассеянных дейтронов на протонах, дейтонах и ядрах углерода, полученные этой группой, приведены на рис. 16 [31]. Данные содержат очень интересную информацию о многонуклонных (кратных) взаимодействиях при больших передачах импульса, которую еще предстоит расшифровать.

Всего на синхрофазотроне в Дубне на проблематику релятивистской ядерной физики ориентировано три крупных трековых прибора и четыре большие электронные установки. Значительный объем исследований с релятивистскими ядрами ведется также методом фотоэмульсий (см. разд. 3). На других ускорителях эта проблематика тоже начинает приобретать определенное значение. Интересные исследования по фрагментации релятивистских ядер выполнены в Беркли (см. разд. 3). Имеются проекты ускорения

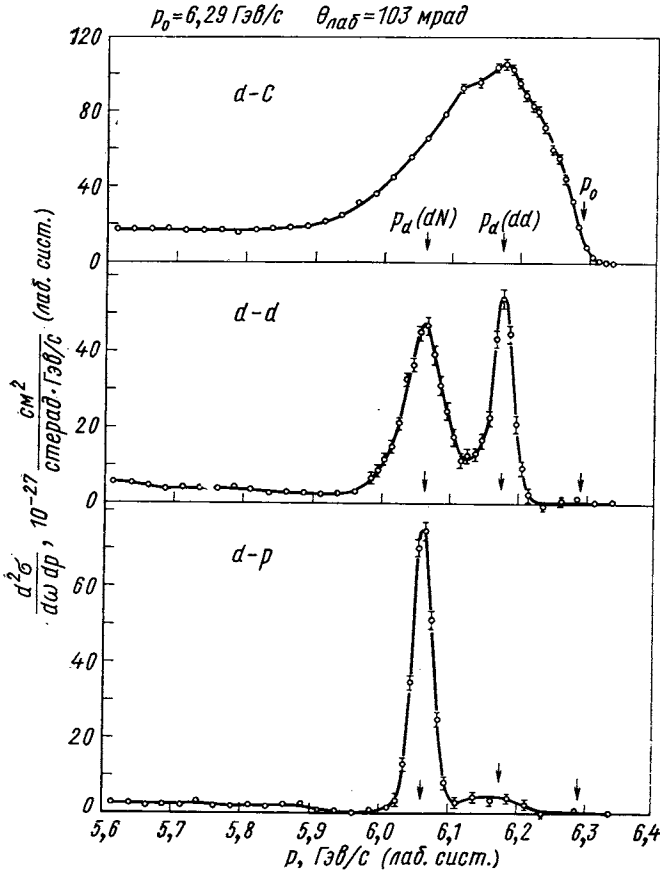


Рис. 16. Дифференциальные сечения рассеяния дейтронов с импульсом $p = 6,29 \text{ ГэВ/с}$ (выведенный пучок) для угла рассеяния $\theta_{\text{лаб}}$:

стрелки соответствуют значениям импульсов дейтронов, вычисленным из кинематики упругих $d-N$ - и $d-d$ -столкновений

ядер на ускорителях ЦЕРНа [8] и Брукхейвенской национальной лаборатории (США) [9]. В ЦЕРНе недавно было не только получено ускорение дейтронов и α -частиц, но и получены встречные дейтрон-протонные и дейтрон-дейтронные пучки.

Как было показано выше, прямое отношение к проблемам столкновения релятивистских ядер имеет образование частиц на ядрах при углах близких к 180° и частиц с большими p_\perp . В этой связи большое внимание теоретиков привлекли обсуждавшиеся выше эксперименты группы Кронина [23] в Батавии, которые обнаружили те же нетривиальные A -зависимости, найденные при исследовании кумулятивного эффекта. Особо следует отметить исследования, проводимые в ИТЭФ Г. А. Лексиним с сотр. [32]. В 1966 г. эта группа исследовала неупругое рассеяние протонов на ядрах на угол $\theta = 137^\circ$ в лабораторной системе [33]. Следуя работам дубненских ученых по применению масштабной инвариантности к ядерным столкновениям и другим отмеченным выше идеям, авторы заново обработали старые экспериментальные данные и показали [34], что они подчиняются закономерностям близким к тем, которые были обнаружены для кумулятивного мезообразования.

Г. А. Лексиним [32] был проведен анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных по образованию частиц под большими углами на ядрах под действием протонов, пионов, γ -квантов. Основные выводы из этих работ сводятся к следующему: данные хорошо описываются функцией $\rho_{\Pi}^I = C \exp[-T_{\text{кин}}/T_0]$ в пределах 10%-ной погрешности; T_0 не зависит от энергии налетающей частицы, типа ядра мишени и налетающей частицы; C также не зависит от энергии сталкивающихся частиц. Хотя A_1 -зависимости в этих экспериментах носят противоречивый характер из-за недостаточной точности измерений, в основном эти выводы согласуются с изложенными выше. Новым является вывод о зависимости одночастичного распределения ρ_{Π}^I от массы кумулятивной частицы — наклон ρ_{Π}^I как функции инвариантного переданного импульса логарифмически растет с увеличением массы. Проверка масштабной инвариантности для кумулятивного эффекта, когда частица Π — пин, проведена на дубненских материалах с серпуховского ускорителя в области энергий вплоть до 40 ГэВ [35]. Интересное огрубление обсуждаемой выше модели кумулятивного эффекта предложено в работе [36], оно названо авторами «моделью когерентной трубки». Возможность такого огрубления была указана ранее А. З. Паташинским [37], который несколько модернизировал партонную модель и провел в рамках этой модели качественное рассмотрение кумулятивного эффекта.

Огрубление, или усреднение, обсуждавшейся выше формулы

$$\rho_{\Pi}^I(s, x^{\parallel}, p_{\perp}) = \sum_N P_N \rho_N(s, x^{\parallel}, p_{\perp})$$

заключается в следующем (частица II пусть будет протоном):

$$\sum_N P_N \rho_N(s, x^{\parallel}, p_{\perp}) \approx \rho_p^p(\langle N \rangle s, x^{\parallel}, p_{\perp})$$

или

$$\rho_p^i(s, x^{\parallel}, p_{\perp}) \approx \rho_p^p(\langle N \rangle s, x^{\parallel}, p_{\perp}),$$

где $\langle N \rangle \approx A^{1/3}$ — среднее число «ударяемых нуклонов» ядра (вместо ν используются обычная релятивистская переменная $s = (P_I + P_{II})^2$ и масштабная переменная x^{\parallel}). При $s \rightarrow \infty$ выполняется предельная фрагментация и зависимость от A в этой модели вообще пропадает. Огрубленную модель, очевидно, опасно применять в области высоких кумулятивностей, где A -зависимость играет определяющую роль, в том числе и в асимптотике $s \rightarrow \infty$. Идея о введении эффективной энергии $s_{\text{эфф}} = \langle N \rangle s$ для описания столкновений частица — ядро рассмотрена также в работе [38]. Главный вывод из всех этих работ с упрощенной моделью — большая совокупность экспериментальных данных по множественному рождению частиц на ядрах; по рождению частиц с большими p_{\perp} свидетельствуют в пользу модели группового взаимодействия нуклонов ядра в одном акте — в пользу кумулятивного эффекта.

Разработка модели кумулятивного эффекта на основе кваркового и партонного подходов была недавно проведена А. В. Ефремовым [39] и В. С. Ставинским [40]. В приведенную выше формулу $\rho = \sum_n c_n^N q^n (1 - q)^{N - n} \rho_n$ в качестве ρ_n А. В. Ефремов ввел аналитическое выражение, полученное в конкретной теоретико-полевой модели — $N = 3A$ и n — номеруют кварки. Переходя от дискретной переменной к непрерывной и применяя метод перевала, автор приходит к следующей формуле:

$$E_1 \frac{d^3\sigma}{dp} = \left(\frac{E}{E_1} \right)^{\alpha(0)-1} A^{2/3} \frac{\Phi(E_{\theta})}{E_1^{\delta+1}} \exp \left\{ -E_{\theta} B \left(\ln \frac{E_{\theta}}{A^{1/3}} c \right) \right\},$$

где Φ — некоторая степенная функция; c — числовой множитель; $B(L)$ — монотонная функция для $L > 0$; $B(0) = 0$ и $B(L) \rightarrow L$, когда $L \rightarrow \infty$; явный вид этой функции зависит от характера кластеризации кварков (сколько кварков может войти в объем когерентности); E — полная энергия падающей частицы (в наших обозначениях ν); $E_{\theta} = E_1 - P_1 \cos \theta$; $\alpha(0)$ — параметр лидирующей траектории Редже; $\delta = n_I + n_{II} + n_1 - 2$ (n_1 — кварковый состав объектов, участвующих в реакции). Модель качественно объясняет отмеченные выше характерные черты кумулятивного эффекта: сечение зависит от A степенным образом $A^{2/3 + E_{\theta}/3(B/L)}$. С увеличением массы частицы I и с убыванием $\ln(E_{\theta}/A^{1/3})$ наклон B возрастает. Сечение, прибли-

зительно изотропное для $p_1/E_1 \ll 1$, начинает убывать к большим углам, когда $p_1/E_1 \rightarrow 1$. Последнее находится в соответствии с наблюдениями Ю. А. Будагова и др. [41]. В. С. Ставинский применил модель кумулятивного эффекта в случае бесконечно большого числа конstituентов для расчета свойств инклюзивных спектров (зависимость от масштабной переменной, перпендикулярной составляющей импульса, и от массы рожденной системы). Важной особенностью модели, разработанной в работе [40], является отсутствие свободных подгоночных параметров при вполне удовлетворительном описании большого экспериментального материала как по рождению частиц на ядрах, так и при столкновении «элементарных» адронов. В рассматриваемом случае от суммирования следует перейти к интегрированию, тогда формула (14) принимает вид

$$\rho = \int_{N_{II}^{\text{МИН}}}^{A_{II}} W(A_{II}, N_{II}) dN_{II} \int_{N_I^{\text{МИН}}(N_{II})}^{A_I} W(A_I, N_I) \rho(N_I, N_{II}, x, p_I) dN_I,$$

где $W(A, N)$ — функции вероятности, нормированные на 1; W определяет долю массы частицы, принимающей участие в реакции $N_{II}m + N_I m \rightarrow 1 + \dots$. В общем случае ρ_N зависит от всех входящих переменных, но для расчетов эта функция принималась равной единице. Для W принималось $W = \{a(A) \exp[-a(A)N]\} / \{1 - \exp[-a(A)A]\}$, параметр $a(A)$ определяется средней плотностью «внутри» взаимодействующего адрона:

$$\langle N \rangle = \int_0^A N W(N) dN = A / (4/3\pi R^3);$$

R берется из данных по упругому рассеянию электронов. Таким образом, все характерные зависимости одночастичных распределений целиком определяются кинематикой реакций, от которой зависят граничные значения $N_{II}^{\text{МИН}}$ и $N_I^{\text{МИН}}(N_{II})$. Например, в системе координат, где частица A_{II} покоится и частица A_I имеет импульс, полную и кинетическую энергию соответственно p_1, E_1, T_1 , для процесса с рождением пары частиц с массой μ кинематика реакций дает

$$N_I^{\text{МИН}}(N_{II}) = (T_1 + 2\mu) / [T_1 - (E_1 E_1 - p_1 p_1 \cos \theta_1 + \mu m) / (m N_{II})],$$

где $\cos \theta_1$ — косинус угла вылета частицы 1; T_1 — ее кинетическая энергия; m — масса нуклона. Модель, в частности, объясняет разницу выходов пионов и антипротонов ($P/\pi \approx 5 \cdot 10^{-3}$) в столкновениях нуклон — нуклон.

Упомянутые выше экспериментальные данные и модели лишь устанавливают факт существования и основные черты кумулятив-

ного эффекта. Совершенно ясно, что это только начало исследования обширной области новых явлений физики сильных взаимодействий. Например, все рассмотренные, проведенные выше, начались с предположения о слабой зависимости от квантовых чисел, тогда как согласно основной гипотезе мы имеем дело с адронами, обладающими большим барионным зарядом и гиперзарядом. Согласно идеям о калибровочных векторных полях, интегралы движения должны себя проявлять динамически. (Константа связи пропорциональна интегралам движения.) В связи с этим можно ожидать, что сечение кумулятивного рождения ω - и ϕ -мезонов должно приобретать дополнительный множитель, пропорциональный квадрату гиперзаряда, а следовательно, квадрату номера кумулятивности. Пока по этому поводу нет никаких экспериментальных указаний, а исследование подобного вопроса могло бы дать нетривиальный подход к калибровочным теориям.

Поскольку кварковая структура адронов получила в последние годы серьезные экспериментальные основания, естественно попытаться найти эффекты, которые с большей определенностью указывали бы на проявления кварковой структуры атомных ядер. Среди динамических закономерностей, непосредственно включающих информацию о структуре сталкивающихся объектов, наибольшего внимания заслуживает открытый В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном и А. Н. Тавхелидзе [42] закон рассеяния составных частиц на большие углы, известный также под названием правила кваркового счета.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния частиц I и II в области $s \sim |t| \gg m_i^2$ при фиксированном угле $Z = \cos \theta \approx \approx 1 + 2t/s \neq \pm 1$ удовлетворяет следующему правилу:

$$\frac{d\sigma}{dt} (I + II \rightarrow I + II) = \frac{1}{s^{2(n_I + n_{II} - 1)}} f(z), \quad (17)$$

здесь n_I и n_{II} — число конститuentов, входящих в состав систем I и II.

Формула (17) следует из размерных соображений и масштабной инвариантности. Как показывает анализ экспериментального материала по различным бинарным реакциям, эта закономерность очень хорошо выполняется, если приписать пионам и каонам $n = 2$, барионам $n = 3$, а электронам $n = 1$ в соответствии с кварковыми моделями.

Изучение упругого рассеяния ядер дает возможность [43] существенно расширить диапазон измерения n_I и n_{II} и проверить, не является ли отмеченное совпадение формулы с экспериментом случайным. Особенно интересен ответ на вопрос: начиная с каких передач импульсов дейтон ведет себя не как двухпуклонный, а как шестикварковый объект? Недавно попытку ответить на этот вопрос предприняла группа американских физиков [44] в той же

постановке задачи, но по упругому ed -рассеянию. Их результаты сильно расходятся с предсказаниями, основанными на учете обменных токов, и не противоречат закономерности (17). Однако определенных суждений, аналогичных сделанным для «элементарных» адронов, пока сделать нельзя.

Всестороннее исследование этой задачи — одна из самых актуальных проблем релятивистской ядерной физики.

3. ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

В предыдущем разделе была приведена классификация столкновений релятивистских ядер и дан критерий: область параметров b_{II} , подчиняющаяся условию $b_{II} \leq \epsilon$, где ϵ — энергия связи, отвечает обычной ядерной физике. Эта область дает большой вклад в сечение взаимодействия релятивистских ядер. Именно этот класс взаимодействий, называемый образованием ядерных фрагментов, или короче фрагментацией, будет составлять основу статистики трековых приборов.

Подробные исследования образования ядерных фрагментов были предприняты американскими физиками на ускорителе в Беркли [45].

Основные закономерности фрагментации ядер, отмеченные авторами исследований [45], сводятся к следующему:

1) сечения фрагментации факторизуются $\sigma_{II}^I = C_I C_{II}$, т. е. сечение взаимодействия ядер I и II распадается на множители, зависящие только от свойств ядер I и II;

2) средние скорости фрагментов равны скорости налетающего ядра и распределения их по импульсам имеют вид, показанный на рис. 17;

3) распределения фрагментов по импульсам одинаковы в системе координат, где фрагментирующее ядро покоится. Распределения по продольным импульсам в этой системе совпадают с распределением по поперечным импульсам и описываются распределением Гаусса $N = a \exp[-p^2/2\delta^2]$, причем $\delta \approx m_\pi \approx 140$ Мэв. Последнее обстоятельство подчеркивается авторами работы [45]. Эти закономерности легко объясняются [13] рассмотренным выше полюсным приближением [см. формулы (10) и (11)].

Введение одного параметра b_{II} вместо продольных и поперечных импульсов упрощает анализ. В системе покоя ядра I: $b_{II} \approx p_\perp^2/2m_1$. Через быстроты $y_1 = \ln[(E_1 + p_1^{\parallel})/(E_1 - p_1^{\parallel})]/2$ параметр b_{II} выражается следующим образом:

$$(2/m_1) b_{II} = 2 [(m_{1\perp}/m_1) \operatorname{ch}(y_1 - y_1) - 1] \approx (y_1 - y_1)^2.$$

С учетом этих замечаний из формул (9) и (10), описывающих полюсную модель, сразу вытекают следующие выводы.

1. Факторизация сечений получается в соответствии с тем, что наблюдалось в эксперименте, проведенном в работе [45], и для ее объяснения нет необходимости в ссылках на редже-модели

(в пренебрежении спиновыми эффектами в величину F формулы (10) входит произведение квадратов $|T_{jj}|^2 |T_{ji}|^2$).

2. Равенство средних скоростей (быстрот) фрагментов является естественным следствием справедливости полюсного приближения. (Знаменатель формулы (10) имеет характер δ -функции по разности быстрот $y_I - y_1$).

3. Распределение по импульсам имеет резкие максимумы при

$$m_{1\perp}/p_1^{\parallel} = m_I/p_I \text{ или при } p_1^{\parallel} = m_1 P_I / m_I = m_i \text{ const} \quad (18)$$

в соответствии с рис. 17, так как $b_{11} = (p^{\parallel} P_I / m_I) (m_I / p_I - m_{1\perp} / p_1) + (m_{1\perp} - m_1)$.

4. Распределения по продольным и поперечным импульсам в системе покоя фрагментирующего ядра совпадают, так как $b_{11} = (p_1^{\parallel 2} + p_1^{\perp 2}) / 2m_1$.

Утверждение авторов работы [45], что все пики в распределении фрагментов описываются единой гауссоидой с $m_{\pi} = 140 \text{ Мэв}$, является следствием недостаточной точности эксперимента. Совпадение ширины с m_{π} носит случайный характер. Как следует

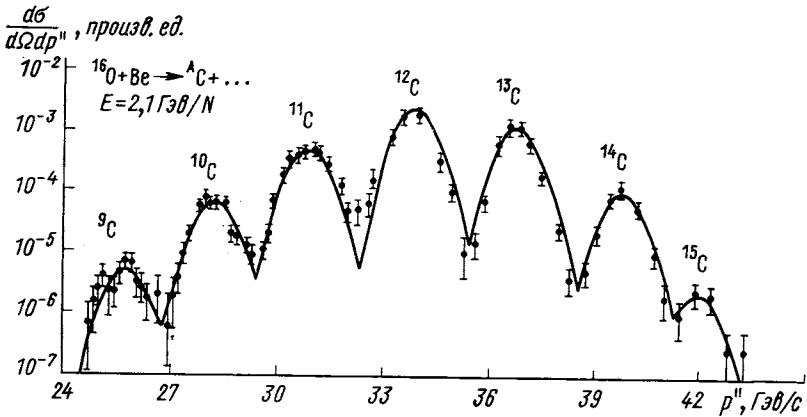


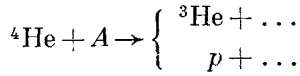
Рис. 17. Сечения образования различных изотопов углерода в реакции фрагментации ядер кислорода с энергией $E = 2,1 \text{ Гэв/а.е.м.}$ на бериллии $^{16}\text{O} + \text{Be} \rightarrow \text{A C} \dots$ как функция продольного импульса образующихся ядер

из полуэмпирической формулы для энергий связи ядер, разности масс в формуле (11) для α сильно меняются, что должно приводить в противоречие с утверждениями работы [45] к существенно различным ширинам пиков в пространстве быстрот. Как следует

из формул (10) и (11), полуширина распределения в пространстве быстрот зависит от масс частиц 1 и I:

$$\alpha = (m_1 + m_2 - m_I)(m_1 + m_2 - m_I)/(m_1 m_I) \approx (\varepsilon |m_1 - m_I|)/(m_1 m_I).$$

Разности масс, очевидно, сильно меняются от фрагмента к фрагменту. Например, в реакциях



ε одинаково, а благодаря разности масс ширина должна отличаться втрое: $\alpha({}^3\text{He}) \approx \alpha(p)/3$. Таким образом, основные закономерности фрагментации релятивистских ядер, наблюдаемые в работе [45], получают простое объяснение и носят почти кинематический характер. Единственным неопределенным параметром теории является вершинная часть, или F [см. формулу (10)]. Величина F , конечно, зависит от b_{11} , но поскольку рассматривается очень узкая область b_{11} , то F можно взять из данных по столкновению ядер при малых энергиях и с точностью до применимости полюсного приближения полностью определить все характеристики фрагментации релятивистских ядер.

В связи с изложенным фрагментация представляется нам хотя и важным в приложениях, но не очень информативным процессом. При обобщении полюсного приближения на случай лестничных диаграмм (множественная фрагментация) знаменатели матричного элемента процесса $I + II \rightarrow 1 + 2 + 3 + \dots$ будут содержать множители вида

$$(m_I - M - \sum_i m_i)(m_I + M - \sum_i m_i) - 2 \sum_{i>j} b_{ij} - 2 \sum m_i b_{1i}.$$

Это выражение минимально, когда все разности быстрот равны нулю. Таким образом, для множественной фрагментации предсказываются очень узкие распределения по b_{11} . Отметим также естественное предсказание, вытекающее из нашей модели для прохождения релятивистских ядер через вещество: основная часть ядерных столкновений идет с сохранением энергии, приходящейся на нуклон. Этот вывод важен и для анализа состава космического излучения. Распределение по энергии на нуклон более легких ядер должно повторять распределение тяжелых, если первые своим происхождением в основном обязаны каскаду фрагментаций тяжелых ядер.

Совершенно новая область ядерной физики открывается и при энергиях существенно меньших, чем определяемые условием $p^2 \gg m^2$. В области энергий многозарядных ионов примерно от 30 Мэв/а.е.м. до 300 Мэв/а.е.м., где рождение пионов несущественно, основные значения приобретают процессы, которые можно назвать сверхзвуковыми и высокотемпературными многонуклон-

ными реакциями. При энергиях выше 300 $Mэв/а.е.м.$ начинают существенную роль играть возбуждения новых степеней свободы — возбужденные состояния нуклонов, мезонные переменные. Наконец, в области энергий ядер несколько $Гэв$ на $а.е.м.$ начинается релятивистская ядерная физика, когда возникают сверхплотные состояния, происходит слияние групп нуклонов и никакими «релятивистскими поправками к волновым функциям ядер» не обойтись. Необходимо рассмотрение внутриядерной материи, основу которого представляют те или иные структурные единицы — квази-частицы.

Все промежуточные области энергий заслуживают самостоятельного рассмотрения. Пока они представляют собой «белые пятна» и на ближайшие несколько лет здесь не предвидится экспериментальных исследований: нет соответствующих ускорителей. Однако и при столкновении релятивистских ионов с тяжелыми ядрами возникают состояния ядерной материи, которые могут дать совершенно новые представления об этой сложной системе.

Для оценки плотности ядерного вещества воспользуемся значениями средних радиусов распределения зарядов ядер, измеренных в экспериментах по рассеянию электронов. Отношение плотности ядерного вещества к плотности вещества внутри протона определим как отношение объема, занимаемого протоном, к объему, приходящемуся на один нуклон в ядре: $\langle r_p \rangle^3 A / \langle R_A \rangle^3$, где $\langle r_p \rangle$ — средний «размер» протона; $\langle R_A \rangle$ — средний «размер» ядра. Оба определены как средние квадратичные радиусы в одинаковых экспериментах (рассеяние электронов).

Т а б л и ц а

Элемент	H	^4He	^{24}Mg	^{40}Ar	^{68}Zn	^{120}Sn	^{208}Pb
$\langle r_p \rangle^3 A / \langle R_A \rangle^3$	1	0,410	0,441	0,490	0,513	0,615	0,644

Из таблицы видно, что увеличение плотности всего только в 2 раза за счет совпадения объемов ядер при их столкновении будет приводить к образованию ядерного вещества с внутринуклонной плотностью. Ядра, ускоряемые на дубненском синхрофазотроне, имеют энергию до $E = 5 Гэв$ на нуклон. Это соответствует их движению со скоростью, составляющей 98% скорости света, или лоренцеву сокращению продольных размеров ядер в $E/m \approx 5$ раз, т. е. в 5 раз увеличивается плотность. Скорость звука в ядерном веществе можно оценить, исходя из средней энергии протонов внутри ядра — около 0,2 скорости света. Отсюда следует, что изучаемые нами столкновения происходят со сверхзвуковой

скоростью и с образованием сверхплотных состояний ядерного вещества.

В последнее время были высказаны интересные гипотезы [47, 48] о возможном существовании в природе изомеров плотности ядерного вещества. Подобно тому как с помощью высоких давлений удается получать такие модификации обычных веществ, как алмазы или металлический водород, может оказаться реальным получить с помощью столкновений ядер высокой энергии новое (пока гипотетическое!) состояние ядерного вещества, обладающее необычными свойствами. Возможно, что это новое вещество может существовать относительно долгое время — быть метастабильным.

Важная особенность столкновений ядер высоких энергий заключается в том, что гигантские энергии концентрируются не в точке, а в значительных (по сравнению с размерами элементарных частиц) областях пространства. Очень важно убедиться в том, что при таком столкновении происходит диссипация энергии, возбуждается много степеней свободы, справедливо представление о сплошной среде и можно говорить о давлении и температуре.

На рис. 18 приведена фотография столкновения релятивистского ядра углерода с ядром брома или серебра ядерной эмульсии. Ядра углерода были ускорены на дубненском синхрофазотроне до энергии 60 Гэв , т. е. импульсов, удовлетворяющих условию $P^2/m^2 = 25 \gg 1$, выведены из ускорителя, сфокусированы и направлены на регистрирующие приборы. Группа физиков под руководством К. Д. Толстова обнаружила, что под действием не только релятивистских ядер углерода, но и протонов и ядер гелия с вероятностью несколько процентов происходит полный развал [49] сталкивающихся ядер на составляющие нуклоны и число испускаемых частиц достигает сотни. Это показывает, что в значительной доле случаев реализуются диссипация энергии и возбуждение многих степеней свободы, появляется большое количество не только нуклонов, но и π -мезонов. Можно ожидать, что поскольку налетающее ядро (например, меньшего диаметра, чем ядро-мишень) движется внутри ядра-мишени со сверхзвуковой скоростью и увлекает вещество ядра-мишени, то может сформироваться фронт ударной волны. Если это представление в какой-то мере соответствует реальным процессам, то в зоне ударной волны должно происходить сильное уплотнение вещества и резкое повышение давления. Выброс частиц должен отражать новое коллективное движение ядерной материи; может образоваться некоторое подобие конуса Маха. Некоторые физики выражают надежды [53], что изучение свойств такого конуса Маха позволит обнаружить изомеры плотности, если они существуют. Хотя идеи о возникновении ударной волны в ядерной материи были высказаны еще

в 1959 г. [49], они долгое время фактически оставались без внимания. В 1966 г. польские физики [50] сообщили о наблюдаемых ими угловых распределениях вторичных частиц при столкновении пионов с ядрами ксенона, которые, по их мнению, указывали на существование эффектов, предсказанных в работе [49]. В последние годы в связи с появлением пучков релятивистских ядер эти

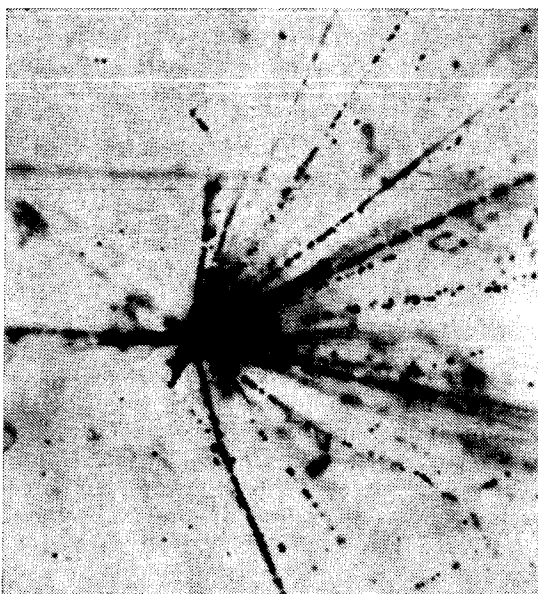


Рис. 18. Столкновение релятивистского ядра углерода ^{12}C (выведенный пучок дубненского синхрофазотрона) с тяжелым ядром (бром или серебро) фотографической эмульсии

идеи вызвали значительный интерес теоретиков, которые попытались придать им более количественную форму [51—58]. Их работы хотя и не привели к надежным количественным предсказаниям, определяют направления поиска закономерностей экспериментаторами. Наиболее существенны из этих закономерностей:

1) механизм явления и возможности его теоретического описания определяются отношением длины пробега частиц и радиусом ядра. Требование малости этого отношения дает критерий $A^{1/3} \gg 1$. Невыполнение критерия $A^{1/3} \gg 1$ делает применимость гидродинамических представлений весьма сомнительной;

2) угловое и энергетическое распределения продуктов реакции имеют следующие особенности: в энергетическом спектре

частиц должен быть максимум, соответствующий скорости фронта ударной волны; угловое распределение частиц, связанных с коллективным движением ядерной материи, должно иметь максимум, положение которого определяется углом Маха θ_M : $\cos \theta_M = v_s/v$. Здесь v_s — скорость фронта ударной волны; v — скорость частицы, рассекающей ядерную материю (v близка к скорости света). В соответствии с этой формулой положение максимума θ_M должно смещаться с изменением скорости v налетающей частицы.

Когда плотность в ударной волне достигает значения необходимого для образования изомера плотности, конус Маха должен исчезнуть (если, конечно, существуют изомеры плотности и если конус Маха образуется). Экспериментальные результаты, в которых могли бы появиться эти закономерности, довольно многочисленны [50, 59—71]. Однако существующих данных недостаточно, чтобы утверждать, что указанные закономерности обнаружены. Кроме того, данные носят противоречивый характер. Угловые распределения продуктов столкновения релятивистских ядер, по-видимому, имеют максимум в области $30-70^\circ$, положение которого зависит от энергии налетающего ядра. Расчеты по каскадно-испарительной модели [72] не только не объясняют угловых распределений, но и могут служить для определения «фона», который необходимо вычесть, чтобы выделить эффект ударной волны. Выход частиц с энергией $T > 30$ Мэв/а.е.м. сильно превышает «испарительный хвост» и резко увеличивается с ростом A_T . Вне зависимости от того, образуется ли конус Маха при столкновении релятивистских ядер и существуют ли изомеры плотности, получение экстремальных состояний ядерной материи представляет огромный научный интерес. Несомненно также и то, что при столкновении многозарядных ионов высокой энергии с ядрами имеем дело с новыми формами коллективных движений ядерной материи.

Очень важным аспектом применения методов физики элементарных частиц к реакциям с релятивистскими многозарядными ионами является возможность индивидуального наблюдения движущихся ядер в трековых приборах. Одна из первых фотографий реакции, вызванной релятивистским ядром гелия в двухметровой пропановой пузырьковой камере Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, дана на рис. 11. Поскольку камера помещена в магнитное поле, то возможно измерение импульсов частиц, а кроме того, измерение ионизации. Техника измерения таких событий в основном отработана, созданы системы обработки фотографий с помощью автоматических устройств и обчета результатов на больших ЭВМ.

Возможность индивидуального наблюдения движущихся групп барионов и ядер позволяет изучать чрезвычайно короткоживущие состояния (такие же, как времена жизни частиц и резонансов в физике элементарных частиц). Состояние движения ядер позво-

ляет сделать временную развертку ядерных распадов, т. е. осуществить своеобразный ядерный осциллограф. В каскаде распадов ядра в трековом приборе один распад от другого отделен расстоянием, пропорциональным времени жизни, причем каждый распад изучается в условиях 4л-геометрии. Традиционные методы ядерной физики не имеют аналога этой возможности.

Особый интерес представляет применение этой методики к изучению так называемых экзотических ядер, т. е. ядер, в состав которых наряду с протонами и нейтронами входят Λ -частицы или возбужденные состояния нуклонов — резонансы. Как показывают оценки [73], при столкновении релятивистских ионов вероятности образования ядер, содержащих несколько Λ -частиц, имеют вполне разумное значение даже для пузырьковых камер. Таким образом, можно не только обнаружить необычные ядерные состояния, но и определить время их жизни. Гиперъядерная и изоъядерная спектроскопии — существенно новые направления в ядерной физике и весьма перспективные.

Почти совершенно нетронутой областью исследований пока остается получение сверхсильных электромагнитных полей, которые возникают при сближении двух больших зарядов, движущихся со скоростями близкими к скорости света. В этой области возможна ситуация, когда электромагнитные и сильные взаимодействия окажутся величинами одного порядка. Значительный интерес представляют также электромагнитные (например, фотоъядерные) процессы в движущихся ядрах — эффекты типа гигантского резонанса. В отличие от традиционных постановок здесь возможно полное исследование продуктов реакции.

4. БИМЕДИЦИНСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Использование ускоренных ядер имеет большое прикладное значение. Прохождение через вещество релятивистских многозарядных частиц практически не изучено. Без детального исследования процессов атомного столкновения релятивистских ядер трудно рассчитывать на прецизионные измерения ядерных взаимодействий. Изучение прохождения многозарядных частиц через вещество представляет большой интерес не только с точки зрения проверки существующих представлений о природе космического излучения, но и с точки зрения радиационной безопасности космонавтов и космических аппаратов. Релятивистские ядра в определенных условиях представляют в космосе наибольшую радиационную опасность. Чтобы точно оценить опасность, исходящую от тяжелых частиц, и составить прогнозы развития радиационных поражений, необходимо всесторонне исследовать особенности действия этих частиц на различные биологические системы. Использование для этих целей космических кораблей, искусствен-

ных спутников и высотных баллонов очень дорого и связано с преодолением значительных технических трудностей. Кроме того, интенсивность космического излучения низка и поэтому необходимы большие затраты времени. В связи с получением пучков релятивистских ядер в лабораторных условиях эти исследования становятся на хорошую основу. Особенно ценную информацию можно получить с помощью упомянутой выше пропановой камеры ЛВЭ, в которой можно проследить все процессы, связанные с прохождением тяжелых частиц через углеводороды (это очень важно для биологии). Одним из основных мотивов получения пучков релятивистских ядер в США была возможность исследования некоторых биомедицинских проблем.

Использование в медицине плотноионизирующих излучений, характеризующихся высокими значениями потерь энергии на единицу длины, получило значительное развитие в США и в СССР. Современная онкология располагает значительным опытом применения протонов и α -частиц для лучевой терапии злокачественных опухолей. Возможности использования в медицине пучков релятивистских ядер, создаваемых в Дубне, были проанализированы в статье [74]. Биологические особенности воздействия релятивистских многозарядных частиц связаны с тем, что их потери энергии на единицу длины резко возрастают к концу пробега, образуя в конце резкий «пик Брэгга». Ширина этого пика на половине высоты, без учета ядерных взаимодействий, определяется энергетическим разбросом пучка и флуктуациями пробегов отдельных частиц пучка. Относительное значение этих флуктуаций уменьшается примерно как $1/\sqrt{m}$, где m — масса релятивистского ядра. Среднеквадратический радиус рассеяния уменьшается для тяжелых заряженных частиц с одинаковым пробегом тоже примерно как $1/\sqrt{m}$. Поэтому тяжелые ионы высоких энергий являются наиболее подходящими для получения тонких пучков и создания сильнолокализованных областей лучевого поражения, что представляет значительный интерес для исследования самых разнообразных биологических объектов.

Особенность релятивистских многозарядных ионов, что среди всех видов излучений они имеют самые большие значения ионизации, приходящейся на единицу длины пробега (и самые большие концентрации выделяемой энергии), несомненно, найдет много применений не только в биомедицинских исследованиях, но и в технике, и в энергетике.

5. ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Как показали эксперименты с ускорением дейтонов на Дубненском синхрофазотроне в 1970 г., переход к ускорению ядер не требует больших переделок ускоряющей системы и инжекцион-

ных устройств. В принципе любой ускоритель физики высоких энергий можно приспособить для ускорения дейтронов и α -частиц. Важнейшее условие для использования ядерных пучков — наличие систем быстрого и медленного вывода первичных (ускоренных) частиц. Необходимо отметить, что выведенные пучки не только обладают большей интенсивностью, но и имеют почти на порядок величины меньший разброс по энергии частиц по сравнению со вторичными пучками.

Энергия ускоренных ядер при заданных параметрах ускорителя пропорциональна их заряду. В этой связи, например, энергия ядер углерода ($Z = 6$) на Дубненском синхротроне, рассчитанном на получение протонов с энергией за 10 Гэв , достигает 60 Гэв . Энергия, приходящаяся на один нуклон, при условии ускорения полностью ионизованных атомов («голых» ядер) определяется соотношением

$$E_{\text{а. е. м}}^{\text{макс}} = E_p Z/A \approx E_p^{\text{макс}}/2,$$

т. е. максимальная энергия, приходящаяся на одну атомную единицу массы, $E_{\text{а. е. м}}^{\text{макс}}$ примерно в два раза меньше энергии протонов на том же ускорителе. Вторичные пучки (например π -мезонов) той же энергии и той же интенсивности, что и при ускорении протонов, можно получить за счет кумулятивного эффекта, если иметь достаточную интенсивность ускоренных ядер. Более того, можно получить вторичные пучки частиц, обладающих энергией, значительно превышающей номинальную энергию ускорителя ($E_p^{\text{макс}}$). Однако для этого необходимо иметь возможность получения интенсивных пучков ядер с большими атомными массами. Как уже отмечалось, кумулятивный эффект имеет очень сильную A -зависимость, нарастающую с увеличением номера кумулятивности. Получение таких пучков требует решения сложных технических проблем. Главная из них — получение голых ядер. Ускорение частично ионизованных атомов предъявляет исключительно высокие требования к вакууму внутри камеры ускорителя. Потеря электронов ионом при столкновении его с молекулой остаточного газа резко меняет его зарядность, что приводит к выпаданию иона из режима ускорения.

Улучшение вакуума примерно в 10 — 100 раз на расстояниях, измеряемых сотнями метров или километрами (длина дорожки современного ускорителя на высокие энергии), — задача сложная. Кроме того, чем меньше заряд, тем меньше конечная энергия иона. Эффективное сечение подхвата электронов движущимся ионом во много раз меньше сечения потери электрона соответствующим ядром [75, 76]. Сечение подхвата быстро уменьшается при увеличении энергии ядра, так что для большинства ядер вплоть до Ca проблема подхвата существует лишь до энергии 100 Мэв/а. е. м .

При более высоких энергиях потери пренебрежимо малы. Так как сечение подхвата электрона примерно обратно пропорционально кубу энергии ядра, то потери в процессе ускорения при заданном диаметре орбиты ускорителя и вакууме внутри его камеры определяются начальной энергией и приростом энергии за единицу времени. Как показывают оценки, при ускорении голых ядер Са на ускорителе с диаметром орбиты около 60 м потери составляют около 20% при энергии инжекции 10 Мэв/а.е.м., приросте энергии 3 кэв/а.е.м. за оборот и давлении в камере $1 \cdot 10^{-7}$ торр. Из этого примера видно, что ускорение голых ядер является довольно обычной задачей ускорительной техники. Однако создание источников ионов, полностью лишенных электронной оболочки, — трудная проблема. Проблема создания эффективных источников сильноионизованных атомов стоит перед физиками уже около двадцати лет. Известные в настоящее время схемы получения многозарядных ионов, работающие в эксплуатационном режиме на действующих ускорителях, позволяют получить заряд ионов не более 10. Для нахождения высоких зарядностей существуют предложения о создании предварительных ускорителей (иногда каскада ускорителей) с промежуточной «обдиркой» на газообразных и твердых мишенях. Средний заряд ионов после прохождения фольги обдирочного устройства сильно зависит от их энергии. Например, чтобы получить голое ядро кальция ($Z = 20$), необходимо ускорить ионы до энергии ~ 10 Мэв/а.е.м., а это уже проблема создания крупного ускорителя.

В связи с этими трудностями мы решили воспользоваться огромным опытом Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ по источникам многозарядных ионов и взяться за разработку источников принципиально нового типа. Этот путь нам настойчиво рекомендовал ее руководитель академик Г. Н. Флёрв. Электронно-лучевой источник, предложенный Е. Д. Донцом [77], представляет собой довольно компактное устройство, которое позволяет в настоящее время получать голые ядра неона с интенсивностью 10^8 частиц в импульсе при длительности цикла в десятки миллисекунд.

Принцип работы источника состоит в следующем. В электронный луч большой плотности (сотни ампер на 1 см^2) вводится определенное количество однозарядных ионов рабочего вещества. Под действием сил электрического поля пространственного заряда электронов ионы совершают радиальные колебания. Взаимодействие ионов с быстрыми электронами пучка вызывает многократную ионизацию, пространственный заряд ионов растет. Для того чтобы это не привело к потере ионов за счет увеличения амплитуды их радиальных колебаний, производится постепенное увеличение плотности электронного пучка. В процессе ионизации с помощью электродов создается распределение электрического

потенциала вдоль пучка, обеспечивающее потенциальную яму с барьерами на краях пучка. После того как ионы рабочего вещества достигают необходимой зарядности, потенциальная яма деформируется так, что делается возможной экстракция ионов. Электронный луч находится в глубоком вакууме и сильном продольном магнитном поле (сверхпроводящий соленоид).

Криогенная техника позволяет получить магнитное поле практически любого нужного значения с очень малыми затратами энергии и достичь вакуум в области ионизации 10^{-11} торр. Источник получил название «Крион» (криогенный ионизатор). Существующее состояние работ по источнику позволяет рассчитывать на получение голых ядер с интенсивностью $\sim 10^{11}/Z$. Улучшение параметров этого источника может сделать его незаменимым на современных ускорителях. Важной альтернативой источника «Крион» является лазерный источник многозарядных ионов, предложенный и разработанный группой физиков МИФИ под руководством проф. Ю. А. Быковского [78].

При воздействии на поверхность твердой мишени сфокусированного излучения лазера образуется плазменный факел с высокой температурой и большой плотностью. При плотности светового потока больше 10^9 *вт/см²* испаряемое вещество сильноионизовано. Рост температуры плазмы сопровождается возникновением газодинамического движения, что в свою очередь оказывает существенное влияние на нагрев и ионизацию. Электроны как очень легкие частицы получают основную долю энергии и при своем вылете перпендикулярно поверхности мишени создают, по-видимому, некоторое подобие механизма коллективного ускорения. Такой процесс ускорения позволяет, например, ионам с $Z > 20$ набрать энергию примерно до 20—40 *кэв*.

Применение этого метода получения сильноионизованных атомов в условиях работы Дубненского синхрофазотрона хотя и оказалось далеко не простой задачей, но довольно быстро привело к успеху [79]. В частности, первые экспериментальные данные с релятивистскими ядрами углерода рекордных энергий (см. рис. 18) получены на основе лазерного источника, созданного совместными усилиями коллективов ОИЯИ и МИФИ. Этим методом удалось получить голые ядра алюминия с интенсивностью на выходе из линейного ускорителя (с энергией около 5 *Мэв/а.е.м.*) ~ 10 частиц в импульсе. Интенсивность пучка ядер углерода после прохождения всех систем синхрофазотрона, включая выводные устройства, оказалась достаточной для проведения физических исследований.

Как отмечалось выше, решение проблемы создания интенсивных источников голых ядер позволяет превращать ускорители физики высоких энергий в ускорители релятивистских ядер. Однако это не означает, что такие адаптированные ускорители

оптимальны для получения пучков релятивистских ядер. Фактически адаптировать приходится все системы ускорительного комплекса. Переделка линейного ускорителя-инжектора связана не только с определенными техническими работами, но и с уменьшением энергии инжекции на нуклон в 4 раза, что очень плохо с точки зрения потерь интенсивности. О вакуумной системе ускорителя уже говорилось выше. Перевод высокочастотной системы на ускорение ядер требует существенной перестройки частоты. Даже основное магнитное поле ускорителя желательно изменить таким образом, чтобы темп ускорения в начале, когда энергия ионов мала, был как можно выше в связи с резкой зависимостью сечения захвата электронов ионами от энергии. Не все эти переделки можно быстро и дешево реализовать в полной мере. Кроме того, переделки связаны с определенным ущербом для научной программы с протонными пучками.

Из изложенного, естественно, вытекают следующие выводы. Поскольку физика релятивистских ядер превращается в крупное самостоятельное направление, имеющее прямое отношение к самым острым проблемам физики элементарных частиц и физики ядра, а также большое прикладное значение, то этому направлению необходима собственная индустриальная база, включающая специализированные ускорители, и детекторы. Специализированные ускорительные комплексы должны быть созданы с учетом всех особенностей ускорения ионов. Очень важное условие — возможность быстрого перехода с ускорения одних ионов на ускорение других. К инжекционной части такого комплекса предъявляются высокие требования в отношении вакуумной системы. Комплекс должен позволять работать с ионными пучками и промежуточных энергий и иметь широкую систему разнообразных каналов, обеспечивающую одновременную работу различных групп физиков.

Вместе с тем очевидно, что так как физика релятивистских ядер возникла на базе физики высоких энергий и имеющиеся там средства уже обеспечивают исследования в области релятивистской ядерной физики, то на ближайшие годы основными инструментами релятивистской ядерной физики будут протонные синхротроны и детекторы физики элементарных частиц. Интенсивность выведенных пучков ядер уже сейчас значительно превышает интенсивности вторичных пучков частиц (пионов, каонов и др.). Вторичные пучки (даже псионные) с интенсивностью 10^5 — 10^6 *част/сек* считаются хорошими, тогда как выведенные пучки релятивистских ядер имеют интенсивность 10^7 — 10^{11} *част/сек*. Это обеспечивает хорошую перспективу применения для релятивистской ядерной физики существующих детекторов, созданных для работы на вторичных пучках. Пучки релятивистских ядер (параметры их в ближайшее время, несомненно, будут улучшаться) и име-

ющиеся детекторы позволят решить многие из обсуждаемых задач.

Релятивистское ускорение тяжелых ядер и даже ядер средней массы требует создания специальных инжекционных комплексов — предускорителей на энергию около 500 Мэв/а. е. м. , которые имеют большое самостоятельное значение, но сооружение их займет значительное время. Высоковольтная инжекция решает также проблему вакуума в основном кольце, так как для ионов с энергией больше 500 Мэв/а. е. м. подхват электронов несуществен даже при довольно умеренных требованиях к вакууму. Многие физические проблемы, относящиеся к столкновениям тяжелых ионов, можно решить на основе идеи использования антилабораторной системы координат с имеющимися пучками релятивистских ядер.

Исходя из изложенного, в ЛВЭ ОИЯИ разработана следующая программа работ. В течение ближайших 4—5 лет будут максимально использоваться пучки релятивистских ядер синхрофазотрона рекордных энергий — до 5 Гэв/а. е. м. Область энергий ионов выше 3 Гэв/а. е. м. пока не достигнута в других ускорительных центрах и одновременно является областью, где уже справедлива предельная фрагментация (масштабная инвариантность). Набор существующих детекторов позволит реализовать довольно широкую программу исследований. За это время будет завершено сооружение большого экспериментального павильона рабочей площадью около 10^3 м^2 , в котором на выведенных пучках синхрофазотрона можно будет расположить большое число одновременно работающих установок. В этот же период времени будет начато сооружение сверхпроводящего специализированного ускорителя, который заменит синхрофазотрон. Предварительные соображения по созданию сверхпроводящего ускорителя релятивистских ядер, названного «Нуклотроном» (иногда называемого также «ядромет»), даны в работе [80]. В НИИЭФА и ЛВЭ ОИЯИ были проведены совместные детальные проработки этой установки [81]. Они легли в основу технических предложений по созданию инжекционного комплекса ЛВЭ и, в частности, его промежуточного кольцевого ускорителя ПКУ, главные параметры и режим работы которого приведены в статье [82]. Помимо общих научных аргументов о необходимости создания ускорителя релятивистских ядер имеется ряд решающих соображений в пользу сооружения ускорительного комплекса для исследований с многозарядными ионами высоких энергий именно в ЛВЭ ОИЯИ. Они связаны с общей перспективой развития в ОИЯИ физики высоких энергий, с имеющимися в ЛВЭ опытом и традициями исследований по релятивистской ядерной физике, которые ведутся и будут развиваться на синхрофазотроне в будущем, и с тем очень существенным обстоятельством, что использование для создания нуклотрона имеющихся ресурсов ЛВЭ (здания, готовый туннель, энергохозяйство, оборудованный

системой каналов экспериментальный павильон, экспериментальная аппаратура и т. п.) позволит значительно снизить затраты на сооружение ускорительного комплекса, а также сократить сроки ввода его в действие.

Первый этап сооружения нуклотрона — создание инжекционного комплекса на энергию несколько сот $Mэв/а.е.м.$ целесообразно осуществить в ближайшее время. Использование этого комплекса сначала для инъекции в синхрофазотрон позволит на несколько порядков снизить потери пучка на остаточном газе и перейти к ускорению ядер вплоть до Са без переделок вакуумной системы синхрофазотрона.

Пучок промежуточного кольцевого ускорителя в промежутках между инъекциями в следующий каскад (синхрофазотрон или нуклотрон) можно использовать для исследований в области сверхзвуковых и высокотемпературных многонуклонных реакций, в экспериментальной онкологии, космической биологии и др. Это обстоятельство учтено при проектировании ускорителя.

Таким образом, программа работ ЛВЭ предусматривает постоянное развитие ускорительного комплекса при фактически непрерывной и интенсивной эксплуатации пучков релятивистских ядер. Это, на наш взгляд, обеспечивает широкие возможности для исследований в новой и очень перспективной области науки — релятивистской ядерной физике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Флёров Г. Н. Препринт ОИЯИ Р7-6153, 1971.
2. Волков В. В. «ЭЧАЯ», 1975, т. 6, вып. 4, с. 1040.
3. Флёров Г. Н. Препринт ОИЯИ Р7-7571, 1973.
4. Барашенков В. С. Препринт ОИЯИ Р14-8979, 1975.
5. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ Р9-5442, 1970.
6. Балдин А. М. Препринт ОИЯИ Р7-5808, 1971. Доклад на IV Международной конференции по физике элементарных частиц и атомного ядра, Дубна, 1971.
7. Heavy ion programme at Berkeley. «CERN Courier», 1976, v. 16, p. 207.
8. Ions in the CERN machines? «CERN Courier», 1976, v. 16, p. 57.
9. Some thinking on heavy ions. «CERN Courier», 1975, v. 15, p. 40.
10. Балдин А. М. В кн.: Труды Международного семинара по глубоководным и множественным процессам при высоких энергиях. Сообщение ОИЯИ Р1 2-7411, 1973, с. 463; Baldin A. M. In: Proc. of the VI Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Santa Fe, 1975, p. 624, and JINR E2-9138, 1975.
11. Powell C. F. In: Proc. 11th Intern. Conf. on Cosmic Rays. Budapest, 1969, p. 3.
12. Балдин А. М. и др. Сообщения ОИЯИ Р1-5819, 1971; In: Proc. Rochester Meeting. ADS/OPF, N.Y., 1971, p. 131.
13. Балдин А. М. «Докл. АН СССР», 1975, т. 222, № 5, с. 1064.
14. Буров В. В., Лукьянов В. К., Тигов А. И. Сообщение ОИЯИ Р2-9570, 1976.
15. Лобов Г. А. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 118.
16. Герасимов С. Б., Гиордэнеску Н. Сообщение ОИЯИ Р2-7687, 1974.

17. Papp J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 601.
18. Bertocchi L. In: Proc. of Cons. on High Energy Collisions Involving Nuclei. Trieste, 9—13 September, 1974, p. 197.
19. Буров В. В., Титов А. И. Сообщение ОИЯИ P2-9426, 1975.
20. Блохинцев Д. И. «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1295.
21. Ажгирей Л. С., Взоров И. К., Зрелов В. П., Мещеряков М. Г., Негалов Б. С., Шабудин А. Ф. «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 1185.
22. Балдин А. М. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 1201.
23. Cronin J. W. e.a. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 3105.
24. Schimmerling W., Vosburgh K. G., Koepke K. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 1170.
25. Балдин А. М. и др. Сообщение ОИЯИ P1-8028, 1974.
26. Балдин А. М. и др. Сообщение ОИЯИ 1-8858, 1975.
27. Балдин А. М. и др. Сообщение ОИЯИ 1-8249, 1974.
28. Авдейчиков В. В. и др. В кн.: Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976.
29. Аблеев В. Г. и др. В кн.: Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976.
30. Tsarev V. FNAL Publ. 74-17 (January 1974); Старков Н. И., Царев В. А. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 403.
31. Ажгирей Л. С. и др. Сообщения ОИЯИ P1-9265, 1975.
32. Лексин Г. А. Ядерный скейлинг. М., МИФИ, 1975.
33. Баюков Ю. Д. и др. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1966, т. XXX, с. 521.
34. Баюков Ю. Д. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 1246.
35. Ангелов Н. и др. Сообщение ОИЯИ P1-8566, 1975.
36. Berlad G., Dag A., Eilam G. «Phys. Rev. D», 1976, v. 13, p. 161.
37. Паташинский А. З. «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 19, с. 654.
38. Frederiksson S. In: Royal Institute of Technology. Preprint TRITA-TFY-75-13, December, 1975.
39. Ефремов А. В. Сообщение ОИЯИ E2-9529, 1976.
40. Ставинский В. С. Сообщение ОИЯИ P2-9528, 1976.
41. Будагов Ю. А. и др. Сообщение ОИЯИ P1-8977, 1975.
42. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkheldize A. N. «Lett. Nuovo cimento», 1973, v. 7, p. 719.
43. Балдин А. М. Исследования с релятивистскими ядрами. М., МИФИ, 1975.
44. Arnold R. G. e.a. In: Proc. VI Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Santa Fe, 1975.
45. Heckman H. H., Greiner D. E. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1972, v. 28, p. 926; Steiner H. Preprint LBL-2144, 1973.
46. Браун М. А., Евлашев Ю. А. В кн.: Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976.
47. Мигдал А. Б. «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 2209; Мигдал А. Б., Маркин О. А., Мимустин И. Н. «ЖЭТФ», 1976, т. 70, с. 1592.
48. Lee T. D., Wick G. C. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 2291.
49. Glassgold A. E., Heckrotte W., Watson K. M. «Ann. Phys. (N.Y.)», 1959, v. 6, p. 1.
50. Danyasz M., Siemiarzuck T., Zielinski P. Institute for Nuclear Research, Warsaw. Report 683/VI/PH, 1966.
51. Chapline G. F. e.a. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 4302.
52. Scheild W., Müller, Greiner W. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 32, p. 741.
53. Baumgardt H. G. e.a. «Z. Phys. A», 1975, Bd 273, S. 359.
54. Sobel M. I. e.a. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 251, p. 502.
55. Amsden A. A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 905.
56. Bertch G. F. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 697.
57. Wong C. Y., Welton T. A. «Phys. Lett. B», 1975, v. 49, p. 243.
58. Abul-Nagd A. Y. «Phys. Rev. C», 1975, v. 12, p. 343.
59. Толстов К. Д., Хошмухамедов Р. А. Сообщение ОИЯИ P1-6897, 1973.

60. Baumgardt H. G. e.a. In: Proc. of the Intern. Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations. IV Kleinwalsertal. Austria, 1976.
61. Greiner W. In: Proc. of the Intern. Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure. Dubna, 1976.
62. Kullberg R., Otterlund I. «Z. Phys.», 1973, Bd 259, S. 243.
63. Jakobson B., Kullberg R., Otterlund I. «Z. Phys.», 1974, Bd 268, S. 1.
64. Jakobson B., Kullberg R., Otterlund I. In: Proc. of the Topical meeting on multiparticle production on nuclei at very high energy. Trieste, 1976.
65. Борисенко А. И. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 101.
66. Борисенко А. И. и др. Там же, с. 395.
67. Crawford H. J. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 34, p. 329.
68. Kaufman S. B., Weisfield M. W. «Phys. Rev. C», 1975, v. 11, p. 1258.
69. Remsberg L. P., Perry D. J. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 361.
70. Poskanzer A. M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1701; Preprint 4309, Berkeley, 1976.
71. Ахроров О. и др. Сообщение ОИЯИ Р4-9963, 1976.
72. Gudima K. K., Toneev V. D. JINR E4-9765, 1976.
73. Шахбазян Б. А., Темников П. П., Тимошина А. А. В кн.: Нуклотрон и релятивистская ядерная физика. Препринт ОИЯИ 8309, 1974, с. 85. (В этом сборнике содержится ряд статей, намечающих перспективы исследований с релятивистскими ядрами.)
74. Джелепов В. П. и др. В кн.: Нуклотрон и релятивистская ядерная физика. Препринт ОИЯИ 8309, 1974, с. 171.
75. Николаев В. С. «УФН», 1965, т. 85, с. 679.
76. Allison S. K. «Rev. Mod. Phys.», 1958, v. 30, p. 1137.
77. Донец Е. Д. Авт. свид. № 248860. «Бюлл. изобрет.», 1969, № 24; Донец Е. Д., Илющенко В. И., Альперт В. А. Препринт ОИЯИ Р7-4124, 1968; Донец Е. Д., Никин А. И. Препринт ОИЯИ Р7-7999, 1974.
78. Быковский Ю. А. и др. Авт. свид. № 324938. Заявка № 1337085/26-25 от 8 июня 1969 г.
Ананьин О. Б. и др. Препринт ОИЯИ Р7-7368, 1973.
79. Ананьин О. Б. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1974, т. 19.
80. Алексеев В. П. и др. Препринт ОИЯИ 9-7148, 1973.
81. Балдин А. М. и др. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. II. М., «Наука», 1975, с. 4.
82. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ Р9-9702, 1976.