

5808

ЭКЗ. Ч. ЗАП.

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

P7-5808

Дубна



А.М. Балдин

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ФИЗИКА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1971

P7-5808

А.М. Балдин

ФИЗИКА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ*

* Доклад на Международной конференции по физике тяжелых ионов.
(Дубна, 11-17 февраля 1971 г.)

О И И
БИБЛИОТ КА

На синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в августе 1970 г. был осуществлен режим ускорения дейтронов до импульса $11 \text{ ГэВ}/c^{1/1}$. Новый режим работы ускорителя открывает очень интересные перспективы использования как пучков релятивистских дейтронов, так и пучков моноэнергетических нейтронов, получаемых на основе реакции стриппинга. Кроме того, этот новый режим ускорения содержит чрезвычайно интересную возможность, имеющую прямое отношение к проблематике настоящей конференции - возможность релятивистского ускорения многозарядных ионов. Обсуждение перспективы получения и использования пучков релятивистских многозарядных ионов и составляет тему моего доклада.

Ускорение дейтронов на ускорителе Лаборатории высоких энергий ОИЯИ было достигнуто благодаря снижению в два раза скорости дейтронов на входе линейного ускорителя (инжектора) по сравнению со скоростью протонов и проведению ускорения в режиме синхрофазотрона в два этапа: вначале на второй кратности, а после достижения предельной частоты ускоряющей системы был сделан переход на первую кратность. Предложение осуществить такой режим работы ускорителя было сделано Безногих, Зиновьевым, Казанским, Михайловым, Морозом и Павловым.^{/2/}

Поскольку ядра дейтерия обладают отношением заряда к массе примерно тем же самым, что и ядра с одинаковым числом протонов и нейтронов, то полученный режим работы систем ускорителя пригоден и для ускорений легких ядер.

Ускорение частиц, обладающих зарядом, большим единицы, в принципе дает возможность получать энергию ускоряемых частиц (при одинаковых параметрах ускорителя) большую, чем энергия протонов, в число раз равное кратности заряда. Например, на дубненском синхрофазотроне можно получить ядра гелия с энергией 20 Гэв, а ядра кальция с энергией 200 Гэв. Естественно, что энергия, приходящаяся на один нуклон, при этом будет во всех случаях составлять 5 Гэв. Это соответствует отношению скорости ядер к скорости света $\beta = 0,98$, т.е. существенно релятивистскому случаю.

Основная проблема в использовании реализованного режима синхрофазотрона для релятивистского ускорения ядер заключается в создании достаточно интенсивных источников полностью ионизованных атомов. Полная ионизация атомов необходима для преодоления трудностей, связанных с потерями ускоряемых частиц при соударениях с атомами остаточного газа в ускорительной системе. Потеря электрона меняет заряд ускоряемой частицы, в результате чего она выпадает из режима ускорения.

Проблема создания источников полностью ионизованных атомов решалась в ОИЯИ в Лаборатории Г.И.Флёрова. Наиболее соответствующим целям ускорения ядер в синхрофазотроне является источник предложенный Е.Д.Донцом и его сотрудниками. Описание этого источника содержится в докладе Е.Д.Донца, включенном в программу нашей конференции. Г.Н.Флёров, будучи уже в течение многих лет энтузиастом получения пучков релятивистских ядер, оказал Лаборатории высоких энергий максимальное содействие, передав

эти перспективные разработки из своей лаборатории в ЛВЭ.

Очень важным моментом для получения пучков релятивистских ядер на синхрофазотроне ЛВЭ является создание эффективной системы медленного вывода ускоренных частиц.

В настоящее время такая система полностью промоделирована и частично изготовлена. Согласно существующему проекту, она должна быть сдана в наладку в конце этого года.

Таким образом, в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ созданы все необходимые предпосылки для получения в течение ближайших 1-1,5 лет пучков релятивистских многозарядных ионов с ожидаемой интенсивностью 10^7 частиц в импульсе.

Получение пучков релятивистских ядер открывает совершенно новые возможности в ядерной физике и в физике высоких энергий.

Столкновения сложных систем, обладающих скоростями, близкими к скорости света, не изучены. Фактически речь идет о создании новой области — релятивистской ядерной физики, которой еще предстоит создать свои понятия и методы. Оставшееся до получения пучков время необходимо использовать для разработки первоочередных экспериментов, которые по необходимости должны иметь масштабы экспериментов физики элементарных частиц, т.е. включать большие магниты, большие габариты регистрирующей аппаратуры, много электроники, вполне возможно использование пузырьковых и искровых камер.

Релятивистские ядра наблюдались пока только в космических лучах, однако такое изучение содержит много неопределенностей. Кроме того, интенсивности потоков ядер в космических лучах очень низки, а способы наблюдения малоэффективны.

Даже процесс прохождения через вещество релятивистских многозарядных частиц, обусловленный атомными столкновениями, существенно нуждается в изучении. Без детального исследования процессов атомного столкновения релятивистских ядер трудно рассчитывать на прецизионные измерения явлений ядерных взаимодействий.

Изучение прохождения многозарядных частиц высоких энергий через вещество представляет интерес с точки зрения проверки существующих представлений о составе космического излучения. Поскольку ионизирующая способность ядер зависит от их скорости и заряда, а оба эти параметра для частиц космического излучения неизвестны, то ряд выводов о составе космического излучения, имеющих большое значение для понимания его происхождения, может быть подвергнут изменениям в результате простейших опытов по изучению прохождения через вещество релятивистских ядер с заданными параметрами (см., например, /3/). Несомненно, эти опыты должны быть в числе первоочередных.

Большой интерес представляет исследование чисто кулоновских столкновений ядер. При столкновении релятивистских ядер с большим Z возникают огромные электрические поля, для которых характерны многофотонные процессы и многофотонное кулоновское рассеяние при малых углах, являющееся хорошей моделью для исследования многочастичных обменов. Особый интерес представляют процессы взаимодействия фотон-фотон с испусканием, например, электронной или мюонной пары. Оценка сечения образования пары электронов при столкновении ультрарелятивистских заряженных частиц имеет вид: /4/

$$\sigma \approx \frac{1}{\pi} (Z_1 Z_2)^2 \frac{d^4}{m_e^2} (\ln \gamma)^3$$

6

Здесь $\gamma = \frac{S}{m_1 m_2}$ - лоренц-фактор относительного движения сталкивающихся частиц Z_1 и Z_2 - кратности зарядов, d - постоянная тонкой структуры, m_e , m_1 , m_2 - масса электрона и массы сталкивающихся частиц. Эта оценка даёт очень большую величину сечения. Реальная величина сечения будет значительно меньше за счёт влияния формфакторов ядер. Причём преобладающим процессом будет процесс, аналогичный неупругому столкновению электрон-ядро для обоих ядер. Хотя процесс двухфотонного столкновения, скорее всего, будет изучен на встречных пучках, тем не менее исследование этого процесса в столкновениях релятивистских ядер может дать очень ценную дополнительную информацию.

Среди первоочередных экспериментов особое внимание должно занять изучение столкновений ядер с большими передачами импульса. Изучение эффектов, связанных с большими передачами импульсов при столкновении лептонов с адронами или адронов с адронами, привлекает в последние годы все большее внимание. В результате многочисленных исследований были обнаружены очень интересные закономерности, носящие универсальный характер. Среди этих закономерностей особое значение имеет масштабная инвариантность, по-видимому, отражающая очень общие и важные свойства адронной материи.

Изучение явлений больших передач импульса имеет и большое прикладное значение: во-первых, возникает вопрос о возможности получения вторичных мезонных пучков с энергией, значительно превышающей номинальную энергию ускорителя, например, получение мезонных пучков с энергией в несколько десятков Гэв, при ускорении многозарядных ионов на дубненском синхрофазотроне,

7

рассчитанном на ускорителе протонов до энергии 10 Гэв; во-вторых, большие передачи импульса ядрам отдачи могут привести к столкновениям тяжёлых ядер друг с другом, что даёт возможность получения трансурановых элементов (возможность, неоднократно подчеркивавшаяся Г.Н.Флёровым). Обычно на вопрос о возможности передачи большой энергии составным ядром протону (например, свободному и покоящемуся протону) отвечают отрицательно. Выдвигаются соображения о "рыхлости" ядра, о малой вероятности концентрации энергии группы нуклонов на одном нуклоне. Возражения иногда формулируются и более непосредственно - никому ещё не удавалось получить пучки частиц высоких энергий при соударении макроскопических тел. Эти возражения, однако, не являются серьёзными. Столкновения макроскопических тел обусловлены электромагнитными взаимодействиями, для которых характерно существенное преобладание однофотонных обменов и слабой связи между отдельными элементами сталкивающихся объектов. Статистические соображения о малой вероятности концентрации энергии относятся к равновесным процессам и не имеют отношения к делу. Более серьёзные возражения основаны на убеждении о неизбежной существенной роли формфакторов сталкивающихся частиц. Эти возражения можно сформулировать следующим образом:

Известно, что дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на ядрах экспоненциально зависит от квадрата четырехмерного передаваемого импульса: $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-at}$,

причём $a \sim R^2$, где R - радиус ядра и $t = (P - P')^2$. Здесь P и P' - четырехмерные импульсы протона до и после столкновения. В системе координат, где

протон до столкновения покоился, $t = -2mT$. Здесь m - масса протона, T - кинетическая энергия, полученная протоном в результате столкновения. Из приведенной формулы получается, что вероятность передачи энергии ~ 1 Гэв будет составлять e^{-40} .

В приведённом рассуждении речь идет, однако, об упругом столкновении и соответственно об упругом формфакторе.

Наилучший контраргумент - получение пучков частиц на современных релятивистских ускорителях при столкновении протонов с протонами. Сечение упругого рассеяния π - мезона на нуклоне тоже имеет вид: $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-at}$, и если бы мы рассчитывали образование вторичных пучков π - мезонов как выбивание протоном мезона из мезонного облака другого протона, то мы предсказали бы верхний предел для энергий вторичных пучков в районе нескольких Гэв, который невозможно превзойти любым увеличением энергии первичных протонов. Полученные на серпуховском ускорителе^{15/} выходы вторичных пучков зависят только от отношения (P_2/P_1) , где P_2 - импульс вторичной частицы, а P_1 - импульс налетающего протона, и никакого верхнего предела по энергии для вторичных частиц не обнаружено. В частности, получены пучки π - мезонов с энергией 50 и даже 60 Гэв на ускорителе протонов с энергией 70 Гэв. Величины передаваемых импульсов и энергий при таких столкновениях в сотни раз превышают обратную величину формфактора. Хотя теория образования вторичных пучков фактически отсутствует, в последние годы появились очень интересные соображения о глубоконеупругих столкновениях частиц. Особое значение в этой связи приобретает идея М.А.Маркова^{16/} о том, что при больших передаваемых импульсах и больших энергиях процессы неупругого рассеяния лептонов на адронах должны вести

себя как при рассеянии на точечной частице. Иначе говоря, несмотря на очень резкое убывание с ростом передаваемого импульса формфактора упругого рассеяния, в неупругих столкновениях возможны большие передачи импульсов. Эта идея нашла математическое выражение в применении масштабной инвариантности А.Н.Тавхелидзе и его сотрудниками ^{17/} и получила блестящее подтверждение в экспериментах на электронных ускорителях.

В работе автора ^{18/} была высказана гипотеза о том, что спектры вторичных частиц высоких энергий при столкновении релятивистских ядер определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками сталкивающихся объектов. Причем эти спектры должны описываться той же универсальной функцией, что и спектры вторичных частиц, возникающих, например, при столкновении протонов.

Это предположение соответствует автомодельному характеру поведения решений некоторых задач гидродинамики (задача сильного точечного взрыва) и означает, что при масштабном преобразовании всех импульсов вида $P \rightarrow \zeta P$ формфакторы, другие матричные элементы и сечения преобразуются как однородные функции соответствующей размерности. Естественно, что масштабная инвариантность выполняется тем лучше, чем больше квадраты 4-импульсов по сравнению с квадратами масс, участвующих в процессе взаимодействия частиц.

В частности, сечение образования быстрых мезонов под углом, равным 0^0 по отношению к падающему пучку, вообще говоря, зависит от двух переменных P_1 и от P_T .

Если ввести вместо этих переменных две другие

$X = (P_1/P_T)$ и $Z = \sqrt{P_1^2 + P_T^2}$, то безразмерный матричный элемент

S - матрицы, согласно масштабной инвариантности, зависит только от X и не зависит от Z . Исходя из этих соображений, следует ожидать, что спектры вторичных частиц при столкновении релятивистских ядер будут описываться функцией $f(P_1/P_T)$, изучавшейся на серпуховском ускорителе.

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 "партоновый газ", ибо время жизни виртуального состояния ядра в виде совокупности свободных нуклонов значительно больше времени жизни нуклона как совокупности партонов. А именно, отношение времени столкновения к этим временам служит параметром малости, определяющим применимость импульсного приближения или партонной модели. Вместе с тем из приведенного рассуждения вытекает, что вероятность передачи больших импульсов определяется вероятностью обнаружить в ядре партон, несущий большую часть импульса всего ядра, которая неизвестна. Таким образом, партонная модель демонстрирует применимость масштабной инвариантности к столкновениям релятивистских ядер, однако она не дает никаких указаний относительно числовых значений вероятности передачи больших импульсов.

В оценку абсолютной величины сечения должна входить энергия связи или вероятность нахождения группы нуклонов в области действия многочастичных обменов. Тройные столкновения

частиц, как известно, вычисляются с помощью введения вероятности: $P = n_3 \left(\frac{4\pi}{3} R^3 \right)$ - обнаружения третьей частицы в области рассеяния первой и второй частиц. Здесь

n_3 - плотность частиц сорта 3, R - радиус тройного взаимодействия. Если рассматривать столкновение релятивистских ядер как результат многочастичного столкновения (ядерный кумулятивный эффект), то вероятность попадания N - нуклонов в область многочастичного взаимодействия можно оценить как произведение вероятностей $\left(\frac{\tau_0}{\tau_0 A^{1/3}} \right)^3$ для каждого из нуклонов $P_N \approx A^{-N}$. Здесь A - полное число нуклонов налетающего ядра. Для более правильного подсчета вероятностей P_N необходимо учесть число комбинаций, которым группа из N - нуклонов может быть образована из A нуклонов ядра:

$$P_N = 1 - \frac{A!}{N!(A-N)!} [1 - A^{-N}]^N, \quad (1)$$

откуда видно, что вероятность участия в столкновении всех нуклонов ядра при больших A ничтожно мала, вместе с тем для довольно больших групп нуклонов получается вполне разумная величина.

Таким образом, для оценок ядерного кумулятивного эффекта мы принимаем следующую модель.

Спектр вторичных частиц дается той же самой универсальной функцией $f(p_2/p_1)$, которой описывается выход вторичных частиц при нуклон-нуклонных взаимодействиях.

Абсолютная же нормировка спектра (отношение выходов частиц от столкновения группы из N нуклонов к выходу от протонов при равных кинетических энергиях) оценивается по порядку вели-

чины формулой (1). Спектр вторичных частиц при этом должен иметь более или менее выраженный ступенчатый характер при переходе от меньших N к большим. Например, для дейтонов переход от $\left(\frac{p_2}{p_{1 \max}} \right) < 0.5$ к $\left(\frac{p_2}{p_{1 \max}} \right) > 0.5$ (где $p_{1 \max}$ - максимальное значение импульса вторичных частиц разрешенного фазовым объемом) означает изменение нормировки спектра на множитель: $\left(\frac{\tau_0}{R_d} \right)^3 \approx 0.03$ и изменение $p_{1 \max}$ в два раза при сохранении универсальной зависимости $f(p_2/p_{1 \max})$. Интересно отметить, что модель, в которой столкновение дейтона ядром рассматривается как столкновение связанного протона с ядром, дает спектры вторичных частиц, заметно отличающихся от спектров частиц, которые получаются от бомбардировки свободными протонами. В случае справедливости этой модели, сводящейся к учету "фермиевского движения", спектр вторичных частиц отражает не только универсальную зависимость $f\left(\frac{p_2}{p_{1 \max}}\right)$, но и сложный спектр виртуальных протонов в налетающем ядре.

В силу большой компактности ядра He^Y , согласно нашей модели, можно рассчитывать на получение вторичных частиц с импульсом p_1 , близким к верхней границе $p_{1 \max}$ для ядра, как целого, с интенсивностью всего лишь в 10^2 раз меньше, чем при соударении протонов, имеющих ту же кинетическую энергию, что и ядра He^Y , а вероятность передачи вторичной частице энергии трех нуклонов из ядра He^Y составит 20%.

Таким образом, согласно нашим оценкам, обнаружение передачи энергии группы нуклонов одной частице, например, пиону, представляет собой вполне реальную задачу, имеющую большое практическое значение, ибо ценой снижения интенсивности можно значительно поднять энергию вторичных пучков частиц действующих ускорителей.

Необходимо подчеркнуть, что верхняя граница возможной энергии пиона довольно сильно ограничена кинематикой реакции

$$P_{1\max} = (E_I - m_I) / (1 + (E_I - P_I) / M_{\Pi})$$

Здесь E_I , m_I , P_I - энергия, масса и импульс налетающей частицы M_{Π} - масса мишени. При $P_I^2 \gg m_I^2$:

$$P_{1\max} \approx P_I \cdot (1 - m_I / P_I) / (1 + m_I^2 / (2 P_I M_{\Pi}))$$

откуда видно, что отношение $P_{1\max} / P_I$ очень сильно зависит от отношения масс m_I / M_{Π} . Это означает, что переменная $X = P_I / P_{1\max}$ медленно сходится к своему асимптотическому значению P_I / P_I , которое входит в универсальную зависимость. Иначе говоря, поправки к масштабной инвариантности на массы частиц в области энергий релятивистских ядер, которые будут достигнуты в ближайшее время, существенны. (Этим замечаниям я обязан В.С. Ставинскому).

Передача большой энергии ядру отдачи представляет собой проблему, в некотором смысле противоположную рассмотренной. Естественно, что для этого процесса возможны другие механизмы. Например, значительный интерес представляет механизм возникновения больших энергий тяжелых фрагментов, обусловленный перестройкой ядра в результате выбивания из него "Трубки" нуклонов. Получение релятивистских ядер имеет очень хорошую перспективу для исследования не только явлений фрагментации, но и для обнаружения чрезвычайно короткоживущих изотопов. Если применить к задаче обнаружения короткоживущих "экзотических" ядер методы, применяющиеся к физике высоких энергий (например, камерную

методику), то открываются перспективы обнаружения состояний с временем жизни вплоть до времен "ядерного движения" 10^{-23} сек. Изучение упругого и глубоко неупругого взаимодействия релятивистских ядер позволит подвергнуть проверке ряд моделей, используемых в теории элементарных частиц, ибо ядро может служить реалистичной "кварковой" моделью релятивистского протяженного объекта, о котором мы многое знаем, хотя бы в нерелятивистском пределе.

Упругое рассеяние релятивистских ядер в направлении назад позволит исследовать многобарийонные обмены в релятивистской области.

Можно указать и ряд других эффектов, исследование которых даст совершенно новые постановки для традиционных проблем ядерной физики и физики элементарных частиц.

Однако большинство их, так же как и изложенные выше, нуждаются в более детальном количественном анализе. Открывающаяся перспектива получения пучков релятивистских ядер представляется мне чрезвычайно заманчивой и от имени сотрудников Лаборатории высоких энергий ОИЯИ я обращаюсь к участникам конференции с приглашением принять участие в ее реализации.

Л и т е р а т у р а

1. А.М.Балдин, Р.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, В.И.Мороз, Н.И.Павлов, Г.П.Пучков. Препринт ОИЯИ Р9-5442 (1970).
2. Р.Д.Безногих, Л.П.Зиновьев, Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, В.И.Мороз, Н.И.Павлов. Реферат в ПТЭ № 4, стр. 202 (1969). Препринт ОИЯИ Р9-4214 (1968).
3. C.F.Powell. Proceedings of the 11th International Conf. on Cosmic Rays. Budapest (1969), p. 3.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Сов. Физ., 6, 244 (1934).
5. Ю.Б.Бушнин, Ю.П.Горин, С.П.Ленисов, С.В.Донсков, А.Ф.Дунайцев, В.А.Качанов, В.И.Котов, В.М.Кутын, А.И.Петрухин, Ю.Д.Прокошкин, Е.А.Разуваев, Д.А.Стойнова, Ю.С.Ходырев, В.С.Шувалов, Дж.Аллаби, Ф.Бамон, А.М.Везерелл, Дж.Джакомелли, А.Н.Дидденс, П.Дютейль, Р.Менье, Ж.П.Пенье, М.Спигель, К.А.Стольбрандт, Ж.П.Строот, К.Шлюпман. ЯФ 10, 585 (1969).
6. М.А.Марков. "Нейтрино". Изд. "Наука", Москва, 1964, стр. 81.
7. В.Матвеев, А.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Р2-4578, Дубна 1969.
8. А.М.Балдин. Сборник "Краткие сообщения по физике" №1 (1971), Академия наук СССР.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1971 года.