

345  
17481

**ПРОБЛЕМЫ  
ФИЗИКИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
И УПРАВЛЯЕМОГО  
ТЕРМОЯДЕРНОГО  
СИНТЕЗА**



ИЗДАТЕЛЬСТВО • НАУКА •

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

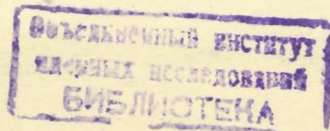
ПРОБЛЕМЫ  
ФИЗИКИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
И УПРАВЛЯЕМОГО  
ТЕРМОЯДЕРНОГО  
СИНТЕЗА

132734

С345  
П-481



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
МОСКВА 1981





10. *Herl S. W.* et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 39, p. 252.
11. *Bromberg C.* et al.— In: *Proc. VIII Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics*. *Kayserberg*. 1977, p. B—89.
12. *Ranft J.*, *Ranft G.* Preprint KМУ—HEP—78—05. Leipzig, 1978.
13. *Close F. E.*— *Nucl. Phys.*, 1974, B80, p. 269; *Carlitz R.*, *Kaur J.*— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, 38, p. 637.

## ФИЗИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

А. М. БАЛДИН

Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна

В этом докладе я расскажу о состоянии и перспективах развития нового направления, возникшего в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) ОИЯИ вскоре после того, как в 1970 г. системы Дубненского синхрофазотрона были приспособлены для ускорения легких ядер. Лаборатория высоких энергий по настоящее время является единственным ускорительным центром, располагающим пучками ядер (вплоть до неона) в области энергий выше 3 ГэВ/нуклон. Энергия ядер выше 2—3 ГэВ/нуклон, как будет ясно из содержания доклада, представляет особый интерес с точки зрения получения информации о волновых функциях ядер на малых межнуклонных расстояниях, о явлениях ядерной физики, в которых большую роль играют релятивистские эффекты и кварковые степени свободы.

В физике релятивистских ядер можно выделить следующие аспекты: ядерная физика, поиск новых свойств ядерной материи, множественные процессы с участием ядер, предельная фрагментация ядер, кумулятивный эффект; мультикварковые состояния и кварковая плазма, астрофизика и космические лучи. Большое значение имеют также методические и прикладные аспекты: получение пучков многозарядных ионов высоких энергий и применения их для медико-биологических и других целей.

Настоящий доклад не может являться исчерпывающим обзором, он служит информационным целям и посвящен юбилею академика Г. И. Будкера.

Более детальную информацию и ссылки на оригинальные работы читатель может найти в моей статье в журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» за 1977 г. (т. 8, с. 429). Будкер активно занимался разработкой ускорителей многозарядных ионов, много размышлял над проблемой создания эффективных источников сильно ионизованных атомов, его советы как при получении пучков релятивистских ядер, так и при выборе направления развития дубненского синхрофазотрона имели для нас большое значение. Он довольно быстро оценил и поддержал новое направление, что также было очень существенно, так как и поныне имеется немало скептиков, утверждающих, что столкновения ядро—ядро будут очень сложными и неинформативными, а ориентация уско-

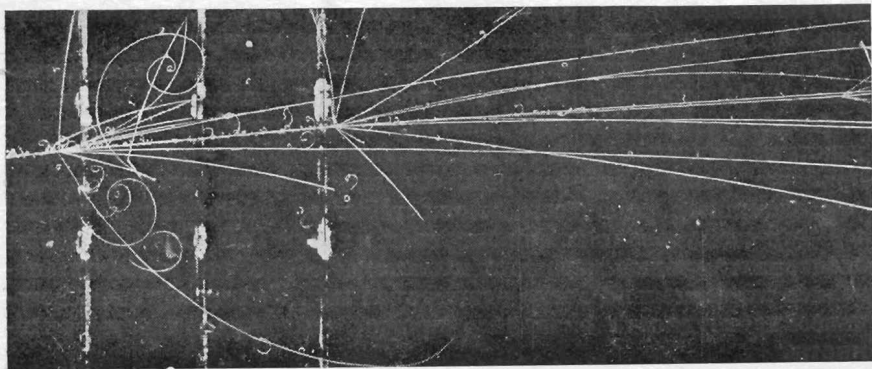


Рис. 1. Фотография события двух последовательных взаимодействий релятивистских ядер

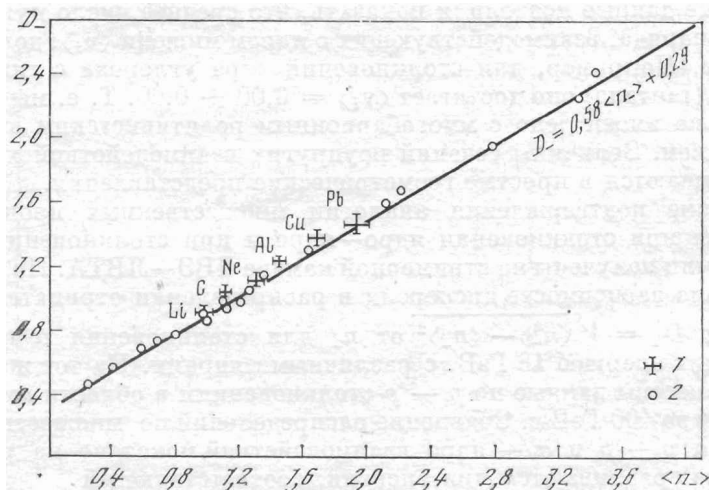


Рис. 2. Зависимость дисперсии  $D_- = \sqrt{\langle n_-^2 \rangle - \langle n_- \rangle^2}$  в распределении отрицательных частиц от их множественности  $\langle n_- \rangle$  для столкновения  $\alpha$ -частиц с энергией 18 ГэВ с различными ядрами

1:  $\alpha - A$ ,  $p = 17,8$  ГэВ/с,  $A - Li, C, Ne, Al, Cu, Pb$ ; 2:  $p - p$ ,  $p = 4 \div 400$  ГэВ/с

рителей высоких энергий на ядерную физику является нецелесообразной.

Экспериментальные данные, накопленные дубненскими физиками к настоящему времени, показали полную несостоятельность этого скептицизма, что хорошо иллюстрируется рис. 1, 2, 3.

На рис. 1 изображен снимок, полученный на двухметровой пропановой пузырьковой камере ДВЭ. Событие представляет собой два последовательных взаимодействия релятивистских ядер. Первое — взаимодействие релятивистского ядра углерода, имеющего энергию 50 ГэВ, с углеродом пропана. Второе — централь-

ное взаимодействие ядра-осколка, имеющего примерно ту же энергию на нуклон, что и первоначальное ядро углерода.

Треки ядер имеют характерную «лохматость» из дельта-электронов. Дельта-электроны, несущественно усложняя картину, облегчают идентификацию частиц. Множественные процессы с участием релятивистских ядер, зарегистрированные в трековых приборах нашей Лаборатории, оказались топологически проще, чем, например, процессы множественного образования частиц в  $p-p$  столкновениях при энергиях в сотни ГэВ. Существующие экспериментальные методики и системы обработки снимков оказались относительно легко адаптируемыми. Таким образом, методические трудности оказались проще, чем ожидали даже оптимисты.

Вертикальные полосы на снимке — пластины вольфрама, помещенные в рабочий объем камеры. Это позволяет изучать столкновения релятивистских ядер с тяжелыми ядрами. Экспериментальные данные позволили показать, что среднее число нуклонов ядра снаряда, взаимодействующих с ядром мишени  $\langle v_i \rangle$ , довольно велико. Например, для столкновений ядра углерода с тяжелым ядром (тантала) оно достигает  $\langle v_i \rangle = 6,00 \pm 0,60$ . Т. е. мы действительно имеем дело с многобарийонным релятивистским взаимодействием. Величины сечений неупругих взаимодействий хорошо укладываются в простые геометрические представления.

Яркие подтверждения аналогии множественных процессов, идущих при столкновении ядро—ядро и при столкновении частиц, были получены на стримерной камере ЛВЭ—ЛВТА. На рис. 2 показана зависимость дисперсии в распределении отрицательных частиц  $D_- = \sqrt{\langle n_-^2 \rangle - \langle n_- \rangle^2}$  от  $n_-$  для столкновения  $\alpha$ -частиц, имеющих энергию 18 ГэВ, с различными ядрами. На тот же график нанесены данные по  $p-p$  столкновениям в области импульсов от 4 до 400 ГэВ/с. Сравнение распределений по множественности для  $p-p$  и  $\alpha$ -ядро взаимодействий показано на рис. 3. Данные сравниваются при энергии, соответствующей

$$\langle n_- \rangle_{p-p} = \langle n_- \rangle_{\alpha-A}.$$

Рис. 3 хорошо иллюстрирует тот факт, что переход от столкновения нуклон—нуклон ( $N-N$ ) к столкновению ядро—ядро эквивалентен переходу  $N-N$  системы к высоким энергиям. Эти данные хорошо согласуются с выводами, полученными на основе данных с пропановой камеры, согласно которым множественности пионов и быстрых протонов растут примерно пропорционально  $\langle v_i \rangle$ .

Более очевидной иллюстрацией отмеченной аналогии является исследование упругих процессов. Переход к изучению упругих столкновений ядер для данного ускорителя эквивалентен переходу к высоким энергиям. Наиболее характерным явлением упругого рассеяния частиц является наличие дифракционного конуса, описываемого безразмерным параметром  $kr$ , где  $k$  — волновое число сталкивающихся частиц, а  $r$  — характерный размер стал-

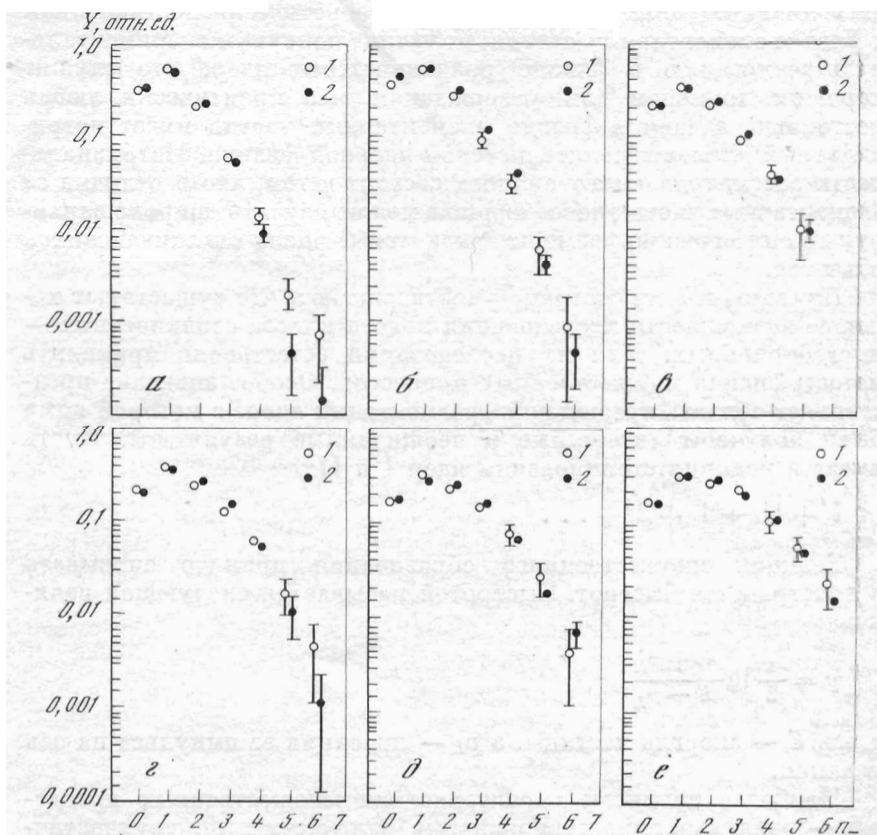


Рис. 3. Сравнение распределений по множественности для  $\alpha$ -ядро и  $p-p$  взаимодействий

1:  $\alpha - A$ ,  $p = 18$  ГэВ/с,  $A = \text{Li}$  (а),  $\text{C}$  (б),  $\text{Ne}$  (в),  $\text{Al}$  (г),  $\text{Cu}$  (д),  $\text{Pb}$  (е); 2:  $p-p$ ,  $p = 19$  ГэВ/с (а),  $28,4$  ГэВ/с (б),  $35,7$  ГэВ/с (в),  $42$  ГэВ/с (г),  $50$  ГэВ/с (д),  $69$  ГэВ/с (е)

квивающихся объектов. Переход к релятивистским ядрам для заданного ускорителя означает:

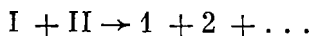
$$kr \rightarrow Zkr (A_I^{1/3} + A_{II}^{1/3}),$$

где  $Z$  — заряд релятивистского ядра,  $A_I$  и  $A_{II}$  — атомные массы сталкивающихся ядер. Например, для дубненского 10-ГэВного синхротрона исследование упругого рассеяния  $\text{Ne}-\text{Ne}$  с энергией  $5$  ГэВ на нуклон, эквивалентно  $p-p$ -рассеянию при энергии  $\sim 350$  ГэВ.

Этот пример не вполне тривиальный, так как в исследованиях в ЛВЭ рассеяния релятивистских ядер гелия был обнаружен эффект осцилляции дифференциального сечения относительно усредненного сечения. Осцилляции были предсказаны В. А. Царевым на основе сделанного им обобщения теории дифракционной

диссоциации. Таким образом, задача, теоретически поставленная в физике элементарных частиц, получила 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 геометрические размеры и квантовые числа сталкивающихся объектов.

Приведенные иллюстрации подтверждают, что существуют хорошие возможности исследования нового класса столкновений — многобарионных. Для их исследования естественно применить методы физики множественных процессов. Особое значение представляет область предельной фрагментации ядер, в которой нами были получены интересные и неожиданные результаты. Пусть имеется реакция столкновения ядер I и II:



Реакции множественного образования принято описывать в пространстве быстрот. Быстротой называется следующая величина:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L},$$

здесь  $E$  — энергия частицы, а  $p_L$  — проекция ее импульса на ось реакции.

Наиболее типичные характеристики множественных процессов — релятивистски инвариантные одночастичные, двухчастичные и т. п. распределения образующихся частиц:

$$\rho^{(1)} = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy_1}, \quad \rho^{(2)} = \frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2} \quad \text{и т.п.}$$

В силу релятивистской инвариантности  $\rho$  зависят только от разностей быстрот участвующих частиц.

Предельной фрагментацией называется независимость распределений  $\rho$  от  $y_I - y_{II}$  в области, когда  $\exp |y_I - y_{II}| \gg 1$ . Это означает, что начиная с некоторых энергий и выше распределения выходят на асимптотический режим. Многочисленные эксперименты по множественному рождению частиц показывают, что в пространстве быстрот можно определить корреляционную длину  $L$ , такую, что если разность быстрот частиц  $i$  и  $j$

$$|y_i - y_j| > L, \quad L \approx 2,$$

то частицы не коррелируют. Например, пусть

$$y_I < y_1 < y_2 < y_{II}$$

и

$$|y_1 - y_2| > L.$$

Тогда распределение  $\rho^{(2)}$  факторизуется:

$$\rho^{(2)}(y_I - y_{II}, y_I - y_1, y_{II} - y_2) \rightarrow \rho(y_I - y_1) \cdot \rho(y_{II} - y_2).$$

Область быстрот в районе  $y_I$  называется областью предельной фрагментации частицы I, а область в районе  $y_{II}$  — областью фрагментации частицы II. Перенесение этих понятий на столкновения ядер позволяет сделать важные выводы:

а)  $\Delta y \gtrsim 2$  соответствует энергии на нуклон релятивистских ядер больше 2–3 ГэВ.

б) Для изучения предельной фрагментации, например, тяжелых ядер, а тем самым для выяснения характера вторичных пучков, которые при таком ускорении будут образовываться, нет необходимости их ускорять. Достаточно изучить образование частиц на этих ядрах под углами, близкими к  $180^\circ$ , под действием любых частиц-снарядов. Зависимость сечения этих процессов от свойств снарядов должна быть несущественной.

В области предельной фрагментации ядер нами был обнаружен кумулятивный эффект.

Пусть  $p_I = P_I/A_I$  — импульс, приходящийся на один нуклон релятивистского ядра. Кумулятивными частицами называются вторичные частицы, имеющие импульс  $p_i = N p_I$ , где  $N > 1$  называется кумулятивным числом (релятивистский инвариант). В системе покоя ядра I:

$$N \approx \frac{E - p_L}{m_p}, \quad (1)$$

$m_p$  — масса протона.

Под кумулятивным эффектом понимается выход за пределы однонуклонной кинематики, когда, например, одной частице передается импульс нескольких нуклонов релятивистского ядра.

Для углов  $\sim 180^\circ$  в системе покоя ядра I  $p_L$  максимально и отрицательно, что дало возможность группе В. С. Ставинского изучать кумулятивный эффект вплоть до  $N = 5$ .

Очевидно, что существование предельной фрагментации еще не означает существование кумулятивного эффекта. Кумулятивный эффект — это выход за границы кинематики однонуклонных столкновений. Предельная же фрагментация реализуется и в рамках однонуклонной кинематики. Наиболее полно было изучено кумулятивное образование пионов в реакциях:  $p + A \rightarrow \pi (180^\circ)$ .

В качестве фрагментирующих ядер  $A$  были использованы:  $d$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , C, Al, Cu,  ${}^{112}\text{Sn}$ ,  ${}^{124}\text{Sn}$ ,  ${}^{144}\text{Sm}$ ,  ${}^{154}\text{Sm}$ ,  ${}^{182}\text{W}$ ,  ${}^{186}\text{W}$ , Pb, U.

Характерной особенностью кумулятивной области предельной фрагментации ядер является резкое усиление зависимости от атомного веса с ростом кумулятивного числа. Как показали эксперименты в области фрагментации ядра I на ядре II, зависимость сечения от его атомного веса  $A_I$  содержит множитель  $A_I^n$ , где  $n$  превышает 1, а зависимость от  $A_{II}$  — множитель  $A_{II}^m$ , где  $m \approx 0,3$ . Для больших кумулятивных чисел показатели  $n$  и  $m$  отличаются почти в 10 раз!



Из общих соображений ясно, что распределения  $\rho$  являются быстро убывающими функциями кумулятивного числа. Интересно отметить, что происхождение зависимости вида

$$\rho \approx \text{const} \cdot A_I^n A_{II}^m \exp(-aN), \quad (2)$$

где  $a = \text{const}$ , неплохо описывают не только энергетическую зависимость, но и главные особенности угловой зависимости кумулятивных частиц, которая недавно была получена.

Кумулятивное образование барионных систем осложнено наличием одночастичного полюса, обусловленного малостью энергии связи в ядрах. Этот механизм хорошо описывает образование ядер—осколков, типа первого столкновения на рис. 1. В области полюса одночастичные распределения тоже факторизуются, зависят только от  $(y_I - y_1)$  и обладают изотропией углового распределения в системе покоя фрагментирующего ядра I. Однако по мере удаления от полюса, когда  $|y_I - y_1| \gg 0,1$ , в игру вступает кумулятивный механизм, и анизотропия углового распределения приближенно описывается зависимостью вида (2).

Прямое отношение к проблемам столкновения релятивистских ядер имеет не только образование частиц на ядрах при углах, близких к  $180^\circ$ , но и частиц с большим  $p_\perp$ . В этой связи большое внимание привлекли эксперименты группы Кронина в Батавии, которые обнаружили те же нетривиальные  $A$ -зависимости, которые были найдены при исследовании кумулятивного эффекта. Особо следует отметить исследования, проводимые группой Лексина. В 1966 г. эта группа исследовала неупругое рассеяние протонов на ядрах на угол  $137^\circ$  в лабораторной системе. Впоследствии Лексиным был проведен анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных по образованию барионов под большими углами на ядрах под действием протонов, пионов и  $\gamma$ -квантов.

Основные выводы: данные хорошо описываются зависимостью вида

$$\rho = C \cdot \exp(-Bp^2), \quad (3)$$

где  $p^2$  — квадрат 3-импульса образующейся частицы,  $B$  зависит от угла.

Эти наблюдения, названные авторами «ядерный скейлинг», хорошо согласуются с отмеченными выше обобщениями предельной фрагментации на ядра и данными большой серии экспериментов группы Ставинского, обнаружившей в 1971 г. и подробно изучившей кумулятивный эффект. Характерные данные группы Ставинского проведены на рис. 4—7.

Очень интересные подтверждения универсальных зависимостей типа (2) и (3) были получены в Батавии, где изучалось сечение образования протонов в заднюю полусферу под действием нейтрино, и на ереванском ускорителе группой Есияна, где в качестве частицы II служили  $\gamma$ -кванты. На рис. 8 приведена сводка данных о величине  $B$  в (3) как функции энергии для различных налетающих частиц (из обзора Незрина «Нейтринная физика в Ферми-

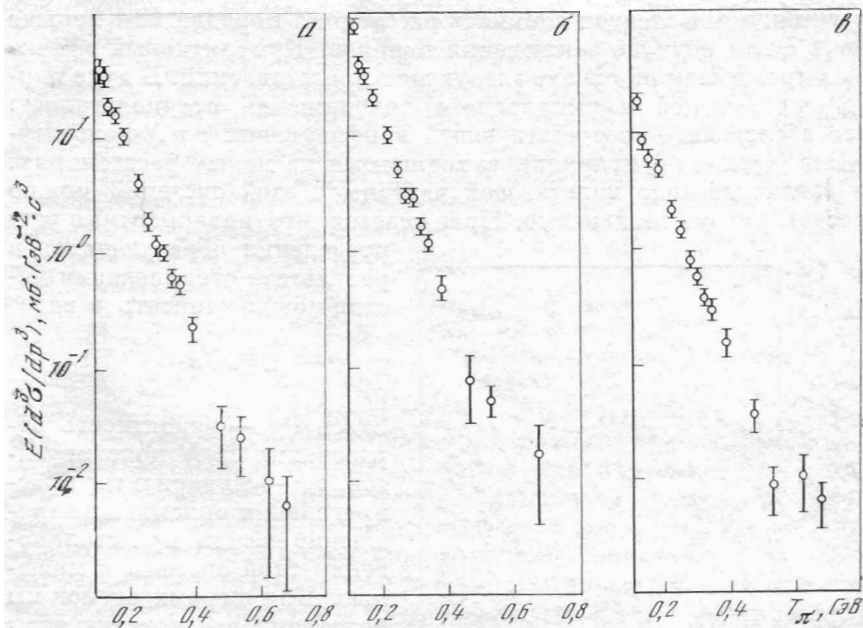
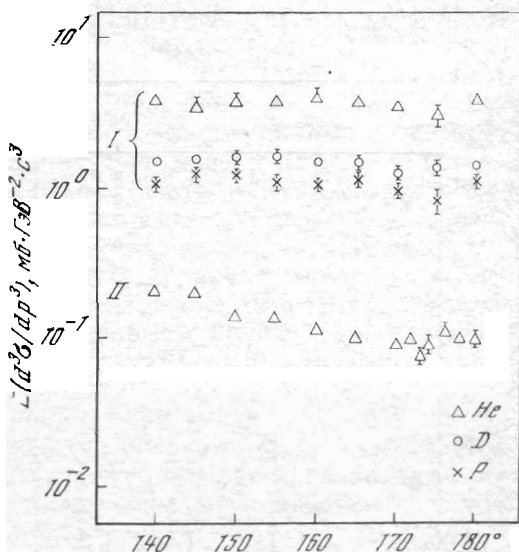


Рис. 4. Зависимость инвариантных сечений реакций  $p + A \rightarrow \pi^-$  ( $180^\circ$ ) от кинетической энергии пиона при импульсе 6 ГэВ/с

a —  $p + C$ ; б —  $p + Al$ ; в —  $p + Cu$

Рис. 5. Угловые распределения  $\pi^+$ -мезона в реакции  $s + Pb \rightarrow \pi^+ + \dots$  для импульсов мезона  $p = 300$  (I) и 500 МэВ/с (II) и для различных налетающих частиц



лаб». Препринт Фермилаб, 1977 г.). Изложенные основные факты о рождении кумулятивных частиц показывают, что мы имеем дело с новым явлением, заслуживающим детального теоретического изучения. Отбор событий, содержащих кумулятивные частицы, фиксирует конфигурации волновой функции ядра, которые содержат несколько нуклонов на малых расстояниях. Под малыми

расстояниями следует понимать расстояния порядка или меньше  $\langle r_{\perp} \rangle^{-1}$  или радиуса заключения кварков. Кумулятивный эффект был предсказан на основе следующих представлений. В духе партонных моделей и импульсного приближения предполагалось, что образование соответствующей конфигурации из  $N$ -конституентов (нуклонов, кварков), находящихся на малых расстояниях, и взаимодействие налетающей частицы с этой системой можно рассматривать независимо. Принимается, что инвариантные распределения образующихся в

результате столкновения частиц можно записать в виде

$$\rho = \sum_N P_N \rho_N.$$

Здесь  $P_N$  — вероятность образования из  $N$  конституентов,  $\rho_N$  — инвариантные распределения, описывающие рождение частиц при столкновении этой системы с мишенью. Для первых оценок мы полагаем, что конституенты движутся независимо:

$$P_N \approx \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}},$$

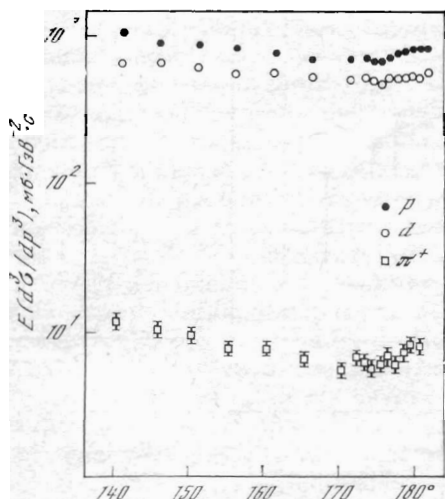


Рис. 6. Угловые распределения вторичных частиц в реакции  $p + \text{Pb} \rightarrow c + \dots$  при импульсе протона  $p_p = 8,6$  ГэВ/с и импульсе вторичных частиц  $p_c = 0,5$  ГэВ/с

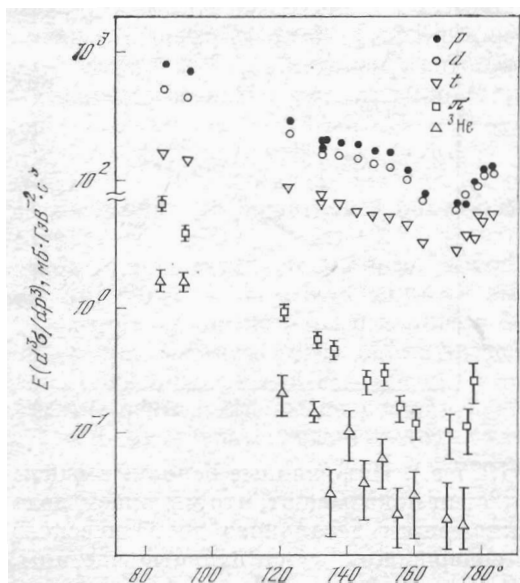
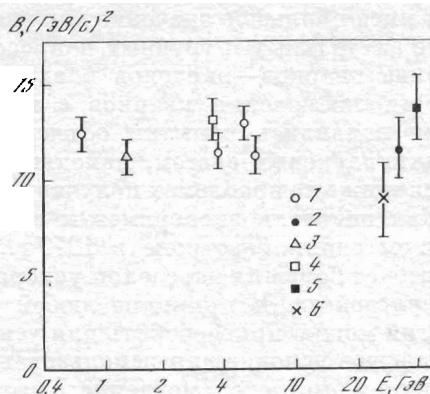


Рис. 7. Угловые распределения вторичных частиц в реакции  $d + \text{Pb} \rightarrow c + \dots$  при импульсе дейтрона  $p_p = 8,6$  ГэВ/с и импульсе вторичных частиц  $p = 0,64 Z_c$  ГэВ/с ( $Z_c$  — заряд вторичной частицы)

Рис. 8. Значения параметра импульсного распределения  $B$  для регистрируемых под углом  $180^\circ$  протонов, создаваемых во взаимодействиях с ядром протонов, гамма-квантов, пионов и нейтрино

1:  $p$  — Cu; 2:  $p$  — Ta; 3:  $\gamma$  — C; 4:  $\pi$  — Xe; 5:  $\pi$  — C; 6:  $\nu$  — Ne



если  $\bar{N} = A^{1/3}$ , то  $A$ -зависимость  $P_N$  очень быстро нарастает с ростом кумулятивного числа (показатель увеличивается на  $1/3$  при увеличении  $N$  на единицу). Вероятность же  $P_N$  очень быстро убывает с  $N$ , так что энергия вторичных частиц определяет минимальное значение  $N$ , разрешенное законами сохранения. Из этого распределения вытекало, что  $\sigma \cdot \rho$  — должно зависеть от атомного веса степенным образом  $A^m$ , причем показатель степени должен монотонно возрастать с энергией вторичных частиц  $m \approx + (E/3)\epsilon$ , где  $E$  — энергия кумулятивной частицы, а  $\epsilon$  — энергия, приходящаяся на нуклон релятивистского ядра. В области  $N \approx 2 \div 3$  показатель  $m$  должен превысить единицу. Именно такой характер  $A$ -зависимости был обнаружен экспериментально.

Упомянутые выше экспериментальные данные и последовавшие многочисленные теоретические модели лишь устанавливают факт существования и основные черты кумулятивного эффекта. Совершенно ясно, что это только начало исследований обширной области новых явлений физики сильных взаимодействий.

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.

Особенно интересен вопрос, при каких передачах импульса, при каких расстояниях между нуклонами, кварковые составляющие, принадлежащие отдельным нуклонам, начинают сильно перемешиваться. Приведенные выше представления свидетельствуют, что таким расстоянием следует считать  $r \approx 0,5$  fm, т. е. при увеличении плотности ядерной материи в 5—10 раз должен происходить переход нуклонной жидкости в «кварковую плазму».

Значительный интерес представляет возможная связь образования мультибарионных резонансов и кумулятивного эффекта. Обнаруженные в ЛВЭ Шахбазяном ( $\Delta p$ ) и возможно ( $\Delta \Lambda$ ) и ( $\Delta \Lambda p$ ) резонансы и изучение их образования при столкновении ядро—

ядро имеют большое значение для внесения ясности в один из наиболее актуальных и трудных вопросов физики адронов — формирование кварков—партонов в адроны и возможность описания области заключения кварков с помощью «мешков». Последнее время появились попытки объяснения этих «Шахбозонов» как мультикварковых систем, находящихся в одном мешке. Остановимся также на проблеме получения пучков релятивистских ядер.

Как показали эксперименты с ускорением дейтронов на дубненском синхрофазотроне в 1970 г., переход к ускорению ядер не требует больших переделок ускоряющей системы и инжекционных устройств. В принципе любой ускоритель физики высоких энергий можно приспособить для ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц. Важнейшее условие для использования ядерных пучков — наличие систем быстрого и медленного вывода первичных (ускоренных) частиц. Получение вторичных пучков релятивистских ядер тоже требует вывода первичных пучков, так как вторичные ядерные пучки имеют примерно ту же жесткость, что и первичные. Необходимо отметить, что вторичные ядерные пучки (стриппинговые) имеют очень хорошие фазовые характеристики и высокую интенсивность. Например, при ускорении ядер  ${}^4\text{He}$  нами были получены пучки ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  с очень хорошими параметрами. Ускорение  ${}^3\text{H}$  представляло бы значительные дополнительные трудности.

Энергия ускоренных ядер при заданных параметрах ускорителя пропорциональна их заряду. Энергия ядер неона ( $Z = 10$ ) на синхрофазотроне, рассчитанном на получение протонов с энергией до 10 ГэВ, достигает 100 ГэВ. Энергия, приходящаяся на один нуклон, при условии ускорения полностью ионизованных атомов («голых» ядер), определяется соотношением:

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

т. е. максимальная энергия, приходящаяся на одну атомную единицу массы,  $E_{\text{а.е.м.}}^{\text{max}}$ , примерно в два раза меньше энергии протонов на том же ускорителе. Вторичные пучки (например, пионов) той же энергии и близкой интенсивности можно получить за счет кумулятивного эффекта, если иметь достаточную интенсивность ускоренных ядер. Более того, можно получить вторичные пучки, превышающие номинальную энергию ускорителя  $E_p$ . Однако для этого необходимо иметь возможность получения интенсивных пучков с большими атомными массами. Получение таких пучков требует решения сложных технических проблем. Главная из них — предотвращение изменения зарядности ускоряемых ионов. Ускорение частично ионизованных атомов предъявляет очень высокие требования к вакууму внутри камеры ускорителя. Потеря ионом электрона при столкновении с молекулами остаточного газа приводит к выпаданию иона из режима ускорения. Улучшение вакуума в 100 раз на расстояниях, измеряемых сотнями метров или километрами (длина дорожки современного ускорителя на высокие энергии) — задача сложная. Она существенно упрощается при ускорении голых ядер, так как сечение подхвата электронов



движущимся ионом во много раз меньше сечения потери электрона соответствующим ядром. Сечение подхвата быстро уменьшается при увеличении энергии ядра, так что для большинства ядер вплоть до Са проблема существует лишь до энергии 100 МэВ/а.е.м. Сечение подхвата электрона примерно обратно пропорционально кубу энергии ядра, поэтому потери в процессе ускорения при заданных диаметре орбиты ускорителя и вакууме внутри 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. при росте энергии 3 КэВ/а.е.м. за оборот и давлении в камере  $1 \cdot 10^{-7}$  Тор. Из этого видно, что ускорение голых ядер является довольно обычной задачей ускорительной техники. Однако создание источников ионов, полностью лишенных электронной оболочки — трудная проблема. Известные в настоящее время схемы получения многозарядных ионов, работающие в эксплуатационном режиме на действующих ускорителях, позволяют получать заряд ионов не более 10. Высокие зарядности получают с помощью промежуточной «обдирки» ускоренных ионов. Средний заряд ионов после обдирочного устройства сильно зависит от их энергии. Например, чтобы получить голое ядро кальция ( $Z = 20$ ), необходимо ускорить ионы до энергии  $\sim 10$  МэВ/а.е.м., а это уже проблема создания крупного ускорителя.

Г. Н. Флеров рекомендовал нам взяться за разработку ионных источников принципиально нового типа. Электронный источник, предложенный Е. Д. Донцом, позволяет в настоящее время получить голое ядро неона с интенсивностью  $10^8$  частиц в импульсе при длительности импульса в десятки миллисекунд.

Принцип работы источника состоит в следующем. В электронный луч большой плотности (сотни ампер на  $1 \text{ см}^2$ ) вводится определенное количество однозарядных ионов рабочего вещества. Взаимодействие ионов с быстрыми электронами пучка вызывает многократную ионизацию. Большие времена (до сотен миллисекунд) взаимодействия ионов с пучком обеспечиваются за счет удержания ионов в потенциальной яме, образованной в радиальном направлении полем пространственного заряда электронного пучка, проходящего внутри системы секций дрейфовой трубки, а в аксиальном направлении — подъемом потенциала на крайних секциях дрейфовой трубки. Управление процессом ионизации (ввод, вывод ионов, регулировка длительности времени ионизации) проводится путем изменения аксиальных распределений потенциалов на секциях трубки дрейфа. Чтобы избежать потерь ионов, проводится постепенное увеличение плотности электронного 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 позволя-

ет получить магнитное поле практически любого нужного значения и достичь вакуум в области ионизации лучше  $10^{-11}$  Тор. Источник получил название «Крион» (криогенный ионизатор). «Крион» успешно использовался для ускорения ядер C, N, O, Ne, пучки голых ядер получались непосредственно из ионного источника. Это позволило применить для ускорения ядер режим работы всех систем синхрофазотрона (включая выводные устройства), использованные ранее для ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц. Многодневная работа всех систем для проведения программы физических экспериментов позволила проверить эксплуатационные качества источника. Источник работал безотказно. Основные параметры работающего на синхрофазотроне в настоящее время источника:

Электронный ток пучка	59 мА
Плотность электронного тока	60 А/см <sup>2</sup>
Энергия электронов	5,5 кэВ
Время ионизации	до 150 мс
Ионный заряд на выходе	$2 \cdot 10^9$ элем. зар.
Длительность ионного импульса (на полувысоте)	35 мкс
Частота следования циклов (задается режимом работы синхрофазотрона)	0,12 Гц

Анализ работы источника «Крион» показал, что можно начать осуществление программы постепенного увеличения интенсивности пучков ядер из источника до  $\sim 10^{10}$  ядер в импульсе при сохранении достигнутого уровня надежности в условиях эксплуатационного режима.

Важной альтернативой источника «Крион» является лазерный источник многозарядных ионов.

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/см<sup>2</sup> испаряемое вещество сильно ионизовано. 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 сильно ионизованных атомов в условиях работы дубненского синхрофазотрона хотя и оказалось далеко не простой задачей, но довольно быстро привело к успеху. В частности, первые экспериментальные данные с релятивистскими ядрами рекордных энергий были получены на основе лазерного источника, созданного совместными усилиями ЛВЭ

и МИФИ. Этим методом удалось получить голые ядра алюминия с интенсивностью на выходе из линейного ускорителя (с энергией около 5 МэВ/а.е.м.)  $\sim 10^7$  частиц в импульсе. К сожалению, использованный лазер имел частоту повторения в три раза ниже частоты повторения циклов синхрофазотрона, и эксплуатационные характеристики лазерного источника остались мало исследованными. 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 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 на нуклон в 4 раза, что очень плохо с точки зрения потерь интенсивности. О вакуумной системе 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 вначале, когда энергия ионов мала, был как можно выше в связи с резкой зависимостью сечения захвата электронов ионами от энергии.

Из изложенного ясно, поскольку физика релятивистских ядер превращается в крупное самостоятельное направление, имеющее отношение к самым актуальным проблемам физики элементарных частиц и физики ядра, что необходимо создание специализированных ускорителей релятивистских ядер. В ЛВЭ ОИЯИ была разработана следующая программа работ. В течение ближайших 5 лет будут максимально использоваться пучки релятивистских ядер синхрофазотрона. Область энергий ионов выше 3 ГэВ/а.е.м. пока не достигнута в других ускорительных центрах и одновременно является областью, где справедлива предельная фрагментация (масштабная инвариантность). Набор существующих детекторов позволит осуществлять довольно широкую программу исследований. В настоящее время закончено строительство большого экспериментального зала рабочей площадью около  $10^3$  м<sup>2</sup> на направлении медленного вывода. Начаты работы по созданию в этом зале системы каналов, которая позволит разместить большое число одновременно работающих установок на пучках релятивистских ядер. Упомянув о нашем новом зале, я опять должен упомянуть добрым словом Г. И. Будкера, который посоветовал строить зал «побольше и подешевле». И продемонстрировал мне большой экспериментальный зал ИЯФа, построенный очень дешево. Это было в тот момент, когда многие сомневались в целесообразности строить зал около устаревшего ускорителя, и мне очень была нужна моральная поддержка. Сейчас, когда в зале еще не завершён монтаж оборудования, уже трудно найти свободное место — почти все распределено между группами, желающими заниматься релятивистской ядерной физикой.

Дальнейшие перспективы своего развития наша лаборатория связывает с созданием специализированного комплекса ускорителей тяжелых ионов названного нуклотроном (иногда называемого также «ядромет»). 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, и с тем очень существенным обстоятельством, что использование для создания нуклотрона имеющихся ресурсов ЛВЭ (здания, готовый туннель, энергохозяйство, оборудованный системой каналов большой 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 промежуточного ускорителя-бустера на энергию в несколько МэВ/а.е.м. Использование этого ускорителя для инъекции сначала в синхрофазотрон позволит на несколько порядков снизить потери пучка на остаточном газе и перейти к ускорению тяжелых ядер до релятивистских энергий. Пучок промежуточного кольцевого ускорителя представляет и самостоятельный интерес для исследований в области сверхзвуковых и высокотемпературных многонуклонных реакций. Эти возможности очень заинтересовали физиков и специалистов по ускорителям Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. Ими был предложен ряд оригинальных идей по поискам новых форм ядерной материи (сверхплотные состояния, ударные волны, пионный конденсат).

Объединение усилий двух институтов в создании промежуточного ускорителя на средние энергии позволит быстрее приступить к реализации сверхпроводящего кольца нуклотрона, который не только заменит синхрофазотрон, но и позволит повысить энергию ядер в 2—3 раза.