

Год 1932 явился годом открытия нейтрона, годом первого наблюдения ядерной реакции, вызванной искусственно ускоренными протонами, и годом, когда была выдвинута протонно-нейтронная модель ядра. В то же время был создан метод пространства Фока и метод функционалов Фока. Этот год несомненно является годом создания идейных и методических основ ядерной физики.

Прошедшие полвека показали необычайную плодотворность новой области науки с точки зрения как формирования основных представлений о микроструктуре мира, так и преобразований важнейших областей практической деятельности человека вплоть до таких, как энергетика или международные отношения.

Наблюдение ядерной реакции, вызванной искусственно ускоренными протонами, положило начало и экспериментам на ускорителях, которые коренным образом повлияли на развитие физики высоких энергий, внесшей решающий вклад в новейшую революцию в физике.

Первый шаг, сделанный в нашей стране К. Д. Синельниковым, А. И. Лейпунским, А. К. Вальтером, Г. Д. Лагышевым и несколькими месяцами ранее в Англии Кокрофтом и Уолтоном, не только инициировал основной метод изучения структуры ядра и его свойств, но и положил начало многочисленным применениям ускорителей в

самых разнообразных областях науки, техники и медицины.

В настоящей работе, посвященной пятидесятилетию этих замечательных исследований, расскажем о новой области физики ядра — о релятивистской ядерной физике. Ускорение дейтронов на дубненском синхрофазотроне в 1970 г. [1] показало, что принципиальных трудностей для получения пучков сложных ядер вплоть до релятивистских энергий нет, что и было в последующем подтверждено получением в Дубне пучков легких ядер до неона включительно с энергией 5 ГэВ/нуклон (ядра неона имеют энергию около 100 ГэВ). Рассмотрение возможных программ исследований с такими пучками [2, 3] показало их необычайную перспективность. Особая актуальность этих исследований обусловлена тем, что начало экспериментов в качественно новом диапазоне энергий пучков многозарядных ионов совпало с бурным развитием важнейших концепций физики сильных взаимодействий, таких, как масштабная инвариантность, предельная фрагментация, кварк-партоновые модели и, наконец, квантовая хромодинамика (КХД), претендующая на роль последовательной теории сильных взаимодействий. Открытие новых частиц (пси-частиц и ипсилон-частиц) и применение кварковых моделей для объяснения и предсказания свойств этих частиц чрезвычайно укрепили позиции кварковых моделей и КХД. В настоя-

щее время мало кто сомневается в том, что кварки являются хорошими «кварцистицами», на основе которых следует описывать адроны на малых расстояниях.

С самого начала исследований с релятивистскими ядрами стало ясно, что должна существовать такая область столкновений частиц и ядер с ядрами, для описания которой необходимо перейти от квазичастиц-нуклонов к квазичастицам-кваркам. Ускорительная техника позволила получить излучения с длинами волн в тысячи раз меньшими размеров, которые имеют такие частицы, как протон или нейтрон. Внутренняя структура частиц, которые еще сравнительно недавно считались точечными и бесструктурными «элементарными частицами», стала объектом интенсивного изучения. Возникла ситуация, весьма аналогичная той, которая была во времена создания квантовой механики и основных представлений о структуре атома. Хотя в общих чертах структура фундаментальных частиц — адронов — известна, тем не менее мы еще очень далеки от завершения стройной количественной теории. Физики распространяют на эти объекты понятия, успешно используемые в теории твердого тела, теории атомов и молекул, теории структуры ядра. Главная идея при этом состоит во введении новых частиц (вернее, квазичастиц), размеры которых настолько меньше длин волн применяемого излучения, что их можно считать точечными и строить из этих частиц объекты, которые ранее считались элементарными. Другими словами, понятие элементарности (или бесструктурности) объекта тесно связывается с разрешающей силой «микроскопа», с помощью которого этот объект изучается. Или более точно: ответ на вопрос, когда следует учитывать внутреннюю структуру объектов, определяется величиной передач энергии-импульса в этих взаимодействиях.

При передачах импульса порядка 1 ГэВ уже нельзя считать адроны элементарными и необходимо учитывать их кварковую структуру так же, как при определенных передачах импульса

атомам, необходимо рассматривать их электронную структуру. Точечно-подобный характер взаимодействий адронов при высоких энергиях был впервые постулирован М. А. Марковым [4] еще до того, как была выдвинута кварковая гипотеза. Он сделал важное предсказание, что полные сечения взаимодействия лептонов с нуклонами с ростом энергии стремятся к сечениям упругих рассеяний точечных частиц. Локальность взаимодействия или несущественность формфакторов частиц, их масс и других размерных характеристик естественно приводит к выводу о масштабной инвариантности сечений, обнаруженной в экспериментах на серпуховском ускорителе и на ускорителе СЛАК (США). Применение этих идей к столкновению релятивистских ядер привело к предсказанию кумулятивного эффекта, который был обнаружен в Дубне в 1971 г. и по настоящее время интенсивно изучается во многих лабораториях мира. Под кумулятивным эффектом мы понимаем такой процесс столкновения релятивистского ядра с мишенью в области энергий, где справедлива масштабная инвариантность, в результате чего рождающейся частице передается импульс, значительно больший импульса, приходящегося на один нуклон ядра. Более общее определение и свойства кумулятивного эффекта будут даны ниже.

В последние годы кумулятивный эффект широко обсуждается на основе кварковой теории материи и КХД. Кварковая теория материи должна, в принципе, объяснить свойства атомных ядер как многокварковых систем, в которых взаимодействие между кварками осуществляется глюонным полем аналогично тому, как электромагнитное поле связывает электроны и ядра в атомы, молекулы, в частицы и тела окружающего нас мира. Это не означает, что новая теория «отменит» каноническую ядерную физику, построенную на основе протонно-нейтронной модели ядра и нерелятивистской квантовой механики. В области малых передач энергии, в области нерелятивистской ядерной физики новая фундаментальная теория должна объяснить характеристики

ядерных сил и другие параметры (например, оболочечной модели), выразив их через фундаментальные постоянные аналогично тому, как межмолекулярные силы Ван-дер-Ваальса описываются электродинамикой. Однако в области больших передаваемых импульсов  $p$ , определяемых условием

$$\frac{m^2}{p^2} \ll 1, \quad (1)$$

где  $m$  — характерная масса, каноническая ядерная физика делается несостоятельной и определяющую роль должна играть КХД. Условие (1) требует последовательного релятивистского подхода, кроме того, оно соответствует межнуклонным расстояниям, меньшим тех размеров, где по современным понятиям заключены кварки.

Релятивистская ядерная физика, определяемая как область мультибарионных явлений при больших передачах импульса — энергии, представляет собой исследование проблем физики высоких энергий и квантовой теории поля. Соответственно методы релятивистской ядерной физики (как теоретические, так и экспериментальные) представляют собой адаптацию и развитие методов физики высоких энергий.

Критерий (1) позволяет разделить движение ядерной материи на медленное (с характерными временами порядка  $\tau \sim 1/m$ ) и быстрое (характерное время столкновения). Независимость этих движений приводит к фундаментальному свойству факторизации сечений: сечение выражается как произведение вероятности обнаружить конститuent (кварк или глюон) в адроне (или ядре) на сечение элементарного взаимодействия конstituента. КХД претендует пока только на роль теории быстрых движений, для которых применима теория возмущений (возможность вычислить сечение элементарного взаимодействия). Медленные движения или физика больших расстояний (конкретнее — вероятность обнаружить конститuent в адроне) хотя и не могут быть описаны на основе КХД, но не зависят от конкретного процесса, определяемого быстрыми движениями, и их можно описать феноменологически. Возмож-

ность проводить расчеты в КХД обусловлена надеждой на малость «бегущей константы связи»  $\alpha_s$ , логарифмически убывающей с увеличением  $Q^2$  — квадрата, передаваемого 4-импульса:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log Q^2/\Lambda^2}. \quad (2)$$

Здесь  $n_f$  — число кварковых ароматов,  $\Lambda$  — важная во всех применениях КХД величина, составляющая несколько сотен МэВ. Параметр  $\Lambda$  в соответствии с критерием (1) характеризует по порядку величины медленное движение, определяемое конфайнментом («заключением кварков» в адронах). То обстоятельство, что согласно формуле (2) взаимодействие между объектами КХД с уменьшением  $Q^2$  (с увеличением расстояния между ними) растет, вселяет надежды на получение в этой теории и конфайнмента.

Проблема конфайнмента еще очень далека от разрешения, однако она связана с большими расстояниями между объектами КХД и медленными движениями кварков. Это позволяет выделить ее и рассматривать физику больших передач импульса и малых расстояний как относительно независимую область.

Разделение сложного движения на быстрое и медленное (связь между которыми оказывается несущественной или слабой) — довольно старый метод классической физики. Он, в частности, оказался очень успешным в теории ускорителей. Я имею в виду разделение движения частиц на радиально-фазовые и бетатронные колебания. Параметром малости, аналогом критерия (1), является в этом случае отношение характеристических частот  $\omega/\Omega \ll 1$ . Другой пример применения этого метода — импульсное приближение ядерной физики, для которого аналогом критерия (1) является отношение времени столкновения к времени внутриядерного относительного движения нуклонов или отношение энергии связи к энергии частицы, взаимодействующей с ядром.

В квантовой теории поля, особенно в ее применениях в физике твердого тела, выделение элементарных возбуждений производится на основе понятия

квазичастиц. Область применимости этого понятия также ограничена величинами передач энергии импульса. Начиная с некоторой границы передач энергии — импульса, необходимо переходить к новым квазичастицам. Таким образом, свойство факторизации сечений очевидно является довольно общим и фундаментальным.

К сожалению, успехи количественных расчетов сечений процессов с большими передачами импульса на основе КХД пока довольно скромные. Даже для процессов глубокого рассеяния лептонов на протонах — основных для экспериментального обоснования кварковой теории материи — не удается добиться хорошего количественного описания. Высшие поправки во всей изучаемой сейчас области  $Q^2$  оказываются большими и не очень надежно вычисляемыми.

Тем не менее надежды на возможность серьезных количественных предсказаний КХД в области так называемых жестких процессов имеют большие основания. Это оправдывает те огромные усилия, которые сейчас предпринимаются экспериментаторами по изучению количественных закономерностей жестких процессов.

Что же нового в этой области дают ядерные взаимодействия? В области больших передач импульса (см. критерий (1)) взаимодействия частиц и ядер с ядрами необходимо рассматривать на кварковом уровне. Малость параметра  $\Lambda \approx 0,1 \div 0,3$  ГэВ означает, что кварки в адронах связаны относительно слабо, и это наиболее существенный факт для предмета настоящей статьи. Это свойство открывает также исключительно богатые перспективы ядерных исследований на ускорителях с энергией пучков  $3 \div 10$  ГэВ, давая им «вторую молодость».

При передаче импульса  $Q^2 > 1$  ГэВ<sup>2</sup> взаимодействие осуществляется локально (с одним кварком). Это признается в литературе широко, однако при анализе экспериментальных данных часто принимают, что нуклоны представляют собой внутри ядра автономные системы и взаимодействие осуществляется с кварком, принадлежащим одно-

му из нуклонов ядра. Как будет ясно из дальнейшего, это предположение, широко используемое, например, при исследовании процессов глубоко неупругого рассеяния лептонов на ядрах, в общем случае неверно. Исследование ядерных взаимодействий при высоких энергиях позволяет получить информацию о мультикварковых состояниях и, возможно, о новом состоянии ядерного вещества — кварковой плазме.

Как отмечалось выше, процессы, связанные с взаимодействием кварков на больших расстояниях, характеризуются временами  $\tau \sim 1/m$ . Следует ожидать, что этими временами определяется и процесс превращения выбитого кварка в адроны. Учитывая релятивистское замедление времени (лоренц-фактор  $E/m$ ), эта величина равна  $\tau' \sim \frac{E}{m} \frac{1}{m}$ .

Время формирования  $\tau'$  адрона из кварка столь велико, что для жестких столкновений соответствующая длина формирования кварка в адроны превышает размеры ядер. Другими словами, в ядерных столкновениях частицы с большими значениями импульса формируются вне ядра. В этом смысле ядро можно рассматривать как прибор для регистрации свободных кварков. Необходимо также учитывать, что сечение кварк-кваркового взаимодействия при больших передачах импульса мало и двойные, тройные столкновения маловероятны. Взаимодействует только один кварк налетающего адрона. Это означает, что непровазимодействовавший кварк (или кварки) налетающего адрона высокой энергии тоже проходит сквозь ядро «голым». Вопрос о фазовом переходе нуклонной материи в кварковую плазму широко обсуждается в литературе. Кварковая материя, или кварковая плазма — несомненно, главный и наиболее реалистичный кандидат на роль экстремального состояния ядерной материи. В какой мере этот переход реализуется при столкновении релятивистских ядер и каковы возможности его описания на основе КХД — вопрос открытый. Однако можно с большой долей уверенности говорить, что кварковая плазма как фазовое состояние адронной материи в природе существует и,

по-видимому, играет важную роль в космологии и в астрофизике. Эта уверенность базируется на следующей аналогии квантовой хромодинамики и квантовой электродинамики.

Рассмотрим обычное вещество при таких больших плотностях, когда расстояния между атомами становятся меньше их размеров. В этих условиях атомы теряют свою индивидуальность, так что вещество превращается в плазму, состоящую из электронов и ядер. При этом кулоновская энергия, приходящаяся на один электрон, составляет

$$\sim \frac{Ze^2}{a}. \text{ Здесь } a \sim \left(\frac{ZV}{N}\right)^{1/3} \text{ — среднее расстояние; } z \text{ — атомный номер вещества; } e \text{ — заряд электрона. С увеличением плотности вещества возрастает энергия Ферми-движения } \epsilon_0 \sim \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}, \text{ где } N/V \text{ — число электронов в единице объема; } V \text{ — объем. Оценим сжатие, при котором энергия Ферми-движения много больше кулоновской энергии:}$$

$$\epsilon_0 \approx \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3} \gg \frac{Ze^2}{a} \approx Ze^2 \left(\frac{N}{ZV}\right)^{1/3}.$$

Отсюда при возрастании плотности  $\frac{N}{V} \gg Z^2 \left(\frac{e^2 m}{\hbar^2}\right)^3$ . (3)

Роль взаимодействия электронов с ядрами и друг с другом становится несущественной и электронная составляющая вещества превращается в вырожденный Ферми-газ. Чем больше плотность, тем идеальнее газ. Это известные результаты статистической физики.

Рассмотрим сжатие ядерной материи. Свойства взаимодействия кварков на малых расстояниях  $R$ , как отмечалось выше, дается КХД: потенциал взаимодействия практически совпадает с кулоновским  $V \approx -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{R}$  при  $R \leq 0,4 \text{ fm}$ . Это хорошо подтверждают экспериментальные исследования свойств  $\Psi$  и  $\Upsilon$  — частиц, рассматриваемых как системы, состоящие из кварка и антикварка. Кварки, так же как и электроны, подчиняются статистике Ферми — Дирака. Среднее расстояние между кварками в обычных ядрах  $R \sim 1,9 \text{ fm}$ . Если оценить на основе

формулы, аналогичной формуле (3), плотность, при которой заведомо реализуется кварковый Ферми-газ, то она оказывается в 10—15 раз больше нормальной ядерной плотности и превышает плотность вещества в центре нейтронных звезд. Достижение таких плотностей в столкновениях релятивистских ядер проблематично. Однако мы поставили очень жесткое условие — ядерная материя должна переходить в вырожденный Ферми-газ.

Рассмотрим случай меньших плотностей. При  $R \leq 1 \text{ fm}$ , как показывает анализ тяжелых кварк-антикварковых систем, к потенциалу типа  $-\frac{3}{4} \frac{\alpha_s}{R}$  следует добавить дополнительный потенциал  $CR$ , феноменологически описывающий конфайнмент (потенциал, растущий с ростом  $R$ ). Дополнительная энергия  $CR$  рассматривается как энергия глюонного поля (связывающего кварки), дающая основной вклад в массу частиц, составленных из легких кварков ( $u$  и  $d$ ). Согласно такой модели поле, связывающее кварки, сосредоточено в узкой трубке, которую можно описать как релятивистскую струну.

В частности, если такую струну закрутить, то квадрат массы вращающейся системы оказывается прямо пропорциональным моменту количества движения. Причем коэффициент пропорциональности, с одной стороны, выражается через  $C$ , а с другой — определяется из наклона траекторий Редже. Совпадение этих чисел, по-видимому, не случайно. Оно объясняет успех и удивительные свойства моделей Редже, например прямолинейность траекторий. Из этой модели вытекает, что при увеличении всего втрое ядерной плотности кварки, принадлежащие отдельным нуклонам ядра, начинают обобществляться и перегруппировываться так, чтобы суммарная длина всех струн внутри ядра была минимальной. Таким образом, кварк-глюонная плазма, в которой преобладают глюоны, может возникнуть при плотностях, вполне достижимых в релятивистских ядерных столкновениях. Возможно даже, что в нормальной несжатой ядерной материи — обычных ядрах — возникают кварк-глюон-

ные флуктуации, объясняющие постулированные Д. И. Блохиным [5] двух-, трех- и т. д. нуклонные флуктуации плотности ядер в основном состоянии. Приведенные качественные и полуквантитативные рассуждения показывают, что столкновения релятивистских ядер с большой передачей импульса несут принципиально новую информацию о кварковой природе ядерной материи и что релятивистская ядерная физика, возможно, окажется основной перспективой физики ядра.

Наиболее характерное явление релятивистской ядерной физики — множественное рождение новых частиц. В этом случае приходится иметь дело с бесконечным числом степеней свободы и соответственно со сложнейшими проблемами релятивистской квантовой теории поля. Наиболее адекватно релятивистской ядерной физике описание состояний в пространстве Фока. Метод, созданный в 1932 г. нашим соотечественником В. А. Фоком, сыграл выдающуюся роль в квантовой теории поля. Он позволяет описать состояния с переменным числом частиц, последовательно учитывает требования теории относительности и допускает интерпретацию, аналогичную интерпретации волновых функций нерелятивистской теории.

Знаменитый фокковский столбец, описывающий систему (адрон или ядро), движущуюся с импульсом  $P_Z \rightarrow \infty$ , представляет собой волновую функцию партонной модели. Квадрат этой волновой функции, просуммированный по всем переменным, кроме переменных, относящихся к одному конститuentу, и является упомянутой выше вероятностью обнаружить конститuent (кварк или глюон) в адроне. Изучение этих величин — кварк-партонных структурных функций адронов — сыграло исключительно большую роль в современной физике. В частности, эксперименты по инклюзивному рассеянию лептонов на адронах не только продемонстрировали справедливость партонной картины, но и позволили доказать, что партоны являются кварками. Кварк-партонные структурные функции ядер — один из основных объектов релятивистской ядерной физики. Эти вели-

чины извлекаются из измеряемых на опыте сечений ядерных реакций. Их универсальные свойства обсуждаются в многочисленных теоретических работах.

Описание экспериментальных данных оказывается сложным. В связи с этим при описании ядерных реакций в релятивистской области вводят по аналогии со статистической физикой усредненные характеристики, например средние множественности образующихся частиц, одно-, двухчастичные и т. д. распределения, корреляции, дисперсии распределений и т. п. Такие распределения определяются релятивистски-инвариантными сечениями

$$E_1 \frac{d\sigma}{dp_1}; E_1 E_2 \frac{d\sigma}{dp_1 dp_2}, \dots \quad (5)$$

для реакций  $I + II \rightarrow 1 + X; I + II \rightarrow 1 + 2 + X, \dots$ , где  $X$  обозначает все возможные другие продукты реакций, по которым производится суммирование. Величины (5) являются функциями следующих переменных:

1.  $A_I, A_{II}$  — атомные массы сталкивающихся ядер.

2.  $\frac{(p_I p_{II})}{m_I m_{II}} = \frac{(p_I^0 p_{II}^0)}{m_0^2} = \mathcal{E}$  — удель-

ная инвариантная энергия сталкивания. Здесь  $p_I = A_I P_I^0; P_{II} = P_{II}^0 A_{II}$  — четырехмерные векторы импульсов сталкивающихся ядер;  $m_0$  — атомная единица массы. В системе покоя ядра

I  $\mathcal{E} = \frac{E_{II}}{m_{II}} = \frac{E_{II}}{A_{II} m_0} = \frac{E_{II}^0}{m_0}$ , а в системе

покоя ядра II  $\mathcal{E} = \frac{E_I}{m_I} = \frac{E_I}{A_I m_0} = \frac{E_I^0}{m_0}$ .

Отсюда видно, что энергия  $\mathcal{E}$  примерно равна энергии ядер в гигаэлектронвольтах, приходящейся на один нуклон бомбардирующего ядра и не зависит от системы координат.

3.  $(p_I p_I)$  и  $(p_{II} p_{II})$  — произведения 4-векторов энергии-импульса, характеризующие в релятивистски инвариантном виде изучаемые распределения по углам и энергиям вторичных частиц.

Часто вместо произведений 4-векторов энергии-импульсов вводят релятивистское обобщение понятия скорости, так называемые продольные

быстроты:

$$y_i = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + p_i^z}{E_i - p_i^z}, \quad (6)$$

где  $p_i^z$  — проекция импульса частицы  $i$  на ось реакции (направление относительного движения ядер I и II).

При этом

$$(p_I p_{II}) = m_I m_{II} \operatorname{ch} (y_I - y_{II}); \quad (7)$$

$$(p_I p_{\perp}) = m_I \sqrt{m_{\perp}^2 + p_{\perp}^2} \operatorname{ch} (y_I - y_{\perp}). \quad (8)$$

Здесь  $m_i$  — массы частиц, а  $p_{\perp}$  — проекция импульса на плоскость, перпендикулярную к оси реакции. Введенные величины позволяют дать определение важнейших понятий релятивистской ядерной физики.

*Короткодействующие корреляции в пространстве быстрот* — общее свойство взаимодействий адронов, согласно которому наиболее сильные корреляции между частицами наблюдаются, когда разность их быстрот мала. Это экспериментально установленное для столкновений адронов свойство отражает характер взаимодействия между кварками: взаимодействие между кварками тем слабее, чем больше относительный импульс. Как показывают эксперименты по множественному образованию частиц в адронных столкновениях, радиус корреляций  $\Delta y = L \approx \approx 2$ . Из этого свойства вытекает, что при  $(p_I p_{II}) \approx m_I m_{II} \operatorname{ch} 2$  или при  $\epsilon = \frac{(p_I p_{II})}{m_I m_{II}} = \operatorname{ch} 2 = 3,7$ , или при

энергии релятивистских ядер около 3,5 ГэВ/нуклон наступает асимптотический режим, при котором зависимость сечений ядерных столкновений от удельной инвариантной энергии  $\epsilon$  делается несущественной. Этот режим называется *предельной фрагментацией ядер*. Дальнейшее повышение энергии столкновения очень слабо влияет на зависимость сечений от других переменных. Сечения (5) начинают зависеть только от отношения скаляров

$$\frac{(p_{II} p_{\perp})}{(p_I p_{II})} \approx \frac{\sqrt{m_{\perp}^2 + p_{\perp}^2}}{m_I} \exp (y_I - y_{\perp}). \quad (9)$$

Такая зависимость называется *массштабной инвариантностью*. Это при-

ближенное, но фундаментальное свойство можно выразить как неизменность физических величин (например сечений) при замене всех импульсов  $p_i \rightarrow \lambda p_i$ , т. е. при изменении масштабов в импульсном пространстве. Это очень важное предсказание подтверждено в 1971 г. в Дубне, а затем детально изучено во многих ускорительных центрах в разных постановках задач. В настоящее время дубненский синхротрон является единственным в мире ускорителем, имеющим пучки релятивистских ядер выше этой границы (3,5 ГэВ/нуклон).

На основе (9) определим понятие *кумулятивного эффекта*. Частица называется кумулятивной, если

$$\beta^0 \equiv \frac{\sqrt{m_{\perp}^2 + p_{\perp}^2}}{m_0} \exp (y_I - y_{\perp}) > 1. \quad (10)$$

В системе координат, где ядро I движется,

$$\beta^0 = \frac{E_1 + p_1^z}{E_1^0 + p_1^0} \approx \frac{p_1^z}{p_1^0}.$$

Условие (10) определяет, таким образом, границу, начиная с которой частица уносит импульс больший, чем импульс, приходящийся на один нуклон релятивистского ядра. Экспериментально удалось наблюдать кумулятивный эффект выше четвертого порядка, т. е. когда  $\beta^0 > 4$ . Область кумулятивного эффекта ( $\epsilon > 3,7$ ;  $\beta^0 > 1$ ) выделена новыми необычными закономерностями (зависимости от  $A_I$  и  $A_{II}$ ) от свойств кумулятивных частиц (их изотопического спина, странности, барионного заряда и т. д.). Кроме того, как следует из КХД,

$$E_1 \frac{d\sigma}{dp_1} = \beta^0 \frac{d\sigma}{d\beta^0 d^2 p_{\perp}} \propto G(\beta^0, p_{\perp}^2),$$

где  $G$  — упомянутая выше кварк-партоновая структурная функция ядра.

Изучение  $G(\beta^0, p_{\perp}^2)$  в области  $\beta^0 > 1$  означает изучение партонов (кварков), несущих импульс, больший, чем импульс целого нуклона. Согласно изложенным выше идеям такой импульс может нести только кварк, обобществленный группой нуклонов ядра.

Наблюдение кумулятивного эффекта означает, что в области больших

передач импульса нуклон как квази-частица, как автономная система внутри ядра теряет свой смысл. В рассматриваемом примере мы изучали предельную фрагментацию ядра (I) на ядре мишени (II).

Из условия  $|y_I - y_{II}| > 2$  или  $\epsilon > 3,7$  и соответственно из свойства короткодействующих корреляций в пространстве быстрот следует ожидать, что предельная фрагментация ядра I не должна зависеть от свойств ядра II. Мишень, на которой происходит предельная фрагментация, безразлична. Это и было подтверждено экспериментально. Отсюда следует, что можно изучать предельную фрагментацию любых ядер, вплоть до тяжелых, не ускоряя их. В самом деле, рассмотрим релятивистски инвариантную величину  $\beta^0 \frac{d\sigma}{d\beta^0 d^2 p_{\perp}}$  в системе координат, где фрагментирующее ядро покоится. Зависимость этой величины от  $\epsilon$  при  $\epsilon > 3,7$  пропадает, зависимость  $\beta^0 \times \frac{d\sigma}{d\beta^0 d^2 p_{\perp}}$  от  $\beta^0$  переходит в зависимость

от  $\beta^0 = \frac{E_1 - p_1^z}{m_0}$ , т. е. чтобы изучать предельную фрагментацию, например, урана, достаточно облучать его любым интенсивным пучком. При этом, если желать получения информации о поведении сечения при больших  $\beta^0$ , надо взять угол как можно больший, лучше всего  $180^\circ$ . Именно в таких условиях были получены основные экспериментальные данные по кумулятивному эффекту.

Кумулятивный эффект, возможно, наиболее яркое, но далеко не единственное специфическое явление релятивистской ядерной физики. К настоящему времени по релятивистской ядерной физике накоплен довольно большой материал (см. обзоры [3,7—14]). Приводимые ниже экспериментальные результаты носят иллюстративный характер и не претендуют на полноту.

Релятивистские ядра, как и многие другие объекты физики высоких энергий, впервые наблюдались в 1948 г. в космических лучах. Брадт, Петерс и их сотрудники экспонировали ядер-

ные эмульсии на высоте 30 км. Подробные исследования этой замечательной составляющей космических лучей были проведены в Бристоле. 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, относящаяся к легким ядрам, обогащается за счет области тяжелых ядер. Относительные потоки ядер космического излучения (распространенности) оказались сильно (на порядки величины) отличающимися от распространенности элементов в солнечной системе. Эти различия содержат много загадок. В частности, учет упомянутого «раскалывания» ядер еще больше усложняет ситуацию, так как относительные распространенности тяжелых элементов в космических лучах оказываются слишком большими.

Исследование взаимодействий релятивистских ядер в космических лучах в аспектах, обсуждавшихся выше, чрезвычайно затруднено вследствие низкой интенсивности потоков и больших трудностей в создании эффективных детекторов на больших высотах, например на спутниках. Очевидно, что механизмы столкновения релятивистских ядер будут детально изучены на ускорителях. Это позволит внести ясность во многие проблемы астрофизики, например в проблему описания сверхплотных звезд и других астрономических объектов, состоящих из ядерного вещества, в проблему происхождения космических лучей. Получение пучков релятивистских ядер в лабораторных условиях позволяет подвергнуть экспериментальной проверке представления о поведении ядерной материи при высоких плотностях и сверхвысоких температурах.

Изучение прохождения релятивистских ядер через вещество имеет и практические приложения. В космосе при определенных условиях релятивистские ядра представляют основную опасность для космонавтов и аппаратов, что обусловлено их огромной ионизирующей



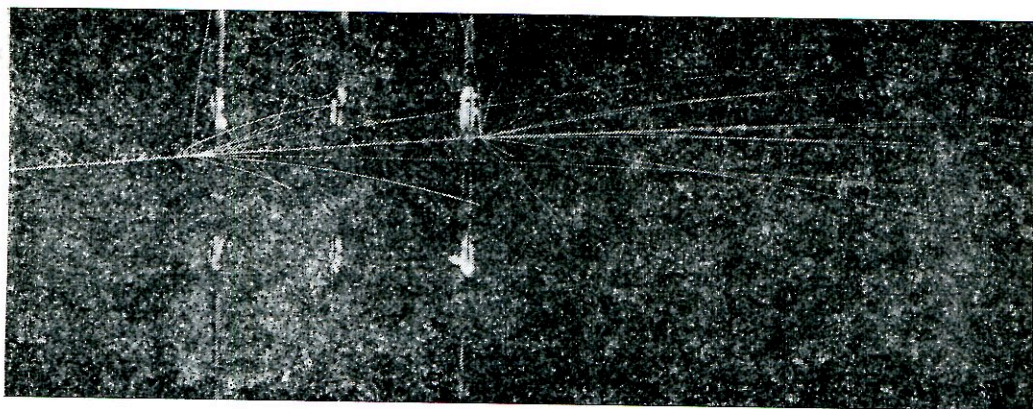


Рис. 1. Столкновение ядер углерода.

способностью. Значительный интерес представляют медико-биологические применения пучков ядер.

Общую картину (обзор) ядерных столкновений лучше всего можно получить в трековых приборах, в пузырьковых и стримерных камерах. Возможность наблюдать и количественно изучать индивидуальные столкновения ядер, измерять энергии и импульсы образующихся частиц очень существенна для решения поставленных выше проблем. На рис. 1 приведена фотография события столкновения ядра углерода энергии 50 ГэВ с углеродом пропача в пропановой пузырьковой камере с последующим столкновением ядра-осколка также с ядром углерода. Тонкие треки — это следы элементарных частиц. Следы, «обросшие волосками» — это следы частиц, несущих большой электрический заряд, т. е. ядер. Число «волосков» на единицу длины трека (их называют дельта-электронами) пропорционально квадрату заряда частицы. Знак заряда частиц определяется по кривизне трека, так как камера помещена в магнитное поле. В частности, то обстоятельство, что вещество состоит из отрицательно заряженных электронов, наглядно проявляется в том, что все «волоски» закручены в одну сторону и расположены по одну сторону (левую по ходу) от трека.

Картины типа рис. 1 позволяют изучать чрезвычайно короткоживущие состояния, взаимодействия с веществом вторичных частиц и ядер, определяя

по расстоянию между событиями (см. рис. 1) время жизни или сечение взаимодействия. Делается как бы развертка событий во времени, реализуется ядерный осциллограф. Традиционные методы ядерной физики не имеют таких возможностей. Таких картин на разных трековых приборах получено в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ больше миллиона. Их обработкой на предмет получения информации, характер которой описан выше, заняты сотни физиков из десятков учреждений стран — участниц ОИЯИ, в том числе и СССР.

К настоящему времени общая картина столкновения ядро — ядро при релятивистских энергиях в значительной степени выяснена. Основную долю сечения столкновения релятивистских ядер составляют процессы «раскалывания» и множественного образования частиц. «Раскалывание» сопровождается испусканием фрагментов ядра, обладающих быстроходами, близкими к скорости налетающего ядра (в пределах интервала быстрот  $\Delta y \sim 0,1$ ). Или проще, импульс, приходящийся на один нуклон осколка, примерно равен импульсу на один нуклон для налетающего ядра. На рис. 2 приведено распределение по продольному импульсу  $p_{\parallel} \equiv p^z$  изотопов ядер углерода в реакции  $^{16}\text{O} + \text{Be} \rightarrow ^4\text{C} + X$  при энергии ядер кислорода  $E = 2,1$  ГэВ/нуклон. Эти данные получены на ускорителе Беватрон (Беркли, США) [12], где

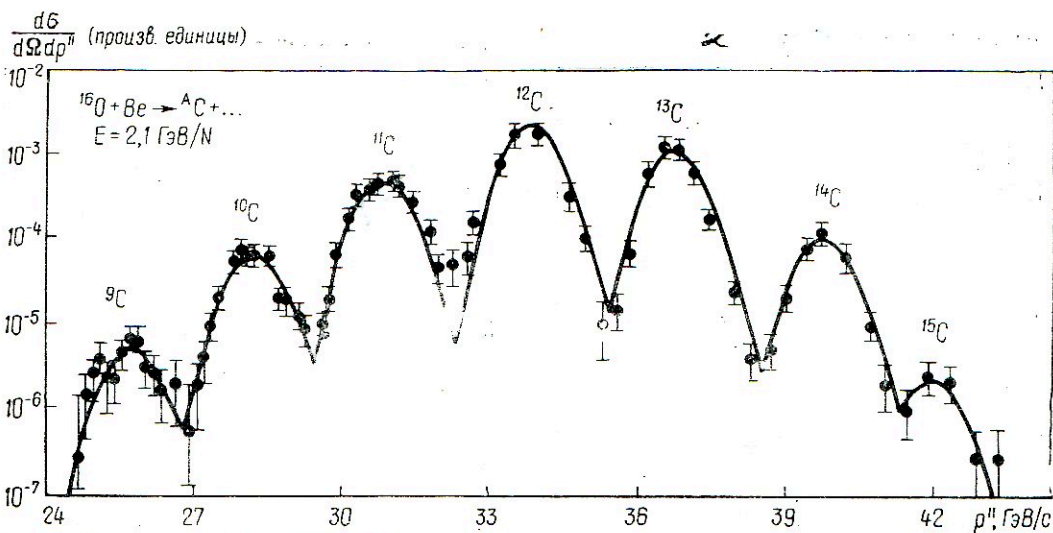


Рис. 2. Распределение изотопов ядер углерода по продольному импульсу.

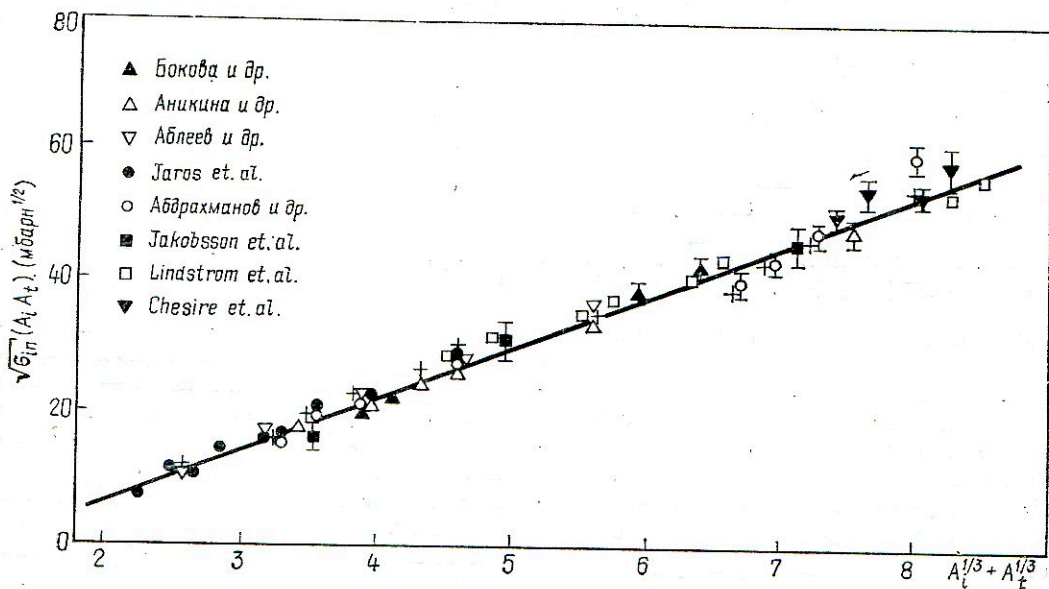


Рис. 3. Полные сечения неупругого взаимодействия ядер с массовыми числами  $A_i$  и  $A_t$ .

так же, как и в Дубне, начались исследования с релятивистскими ядрами, но при энергиях, меньших отмеченной выше границы 3,5 ГэВ/нуклон. Область малых  $\Delta u$  и малых передач импульса даже при самых высоких энергиях не даст существенно новой информации. Для таких столкновений применима обычная ядерная физика, где нуклон является хорошей квазичастицей.

Исследование множественных процессов привело наших физиков к заклю-

чению, что основные характеристики этих процессов можно описать как наложение характеристик для нуклон-нуклонных столкновений. Как говорят, работает аддитивная модель. Это тоже нетрудно понять на основе изложенных выше идей. Во множественных процессах среднее значение  $\langle p_1 \rangle$  составляет всего примерно 300 МэВ и не зависит от энергии сталкивающихся частиц. Таким образом, справедливость аддитивной модели является следствием малости

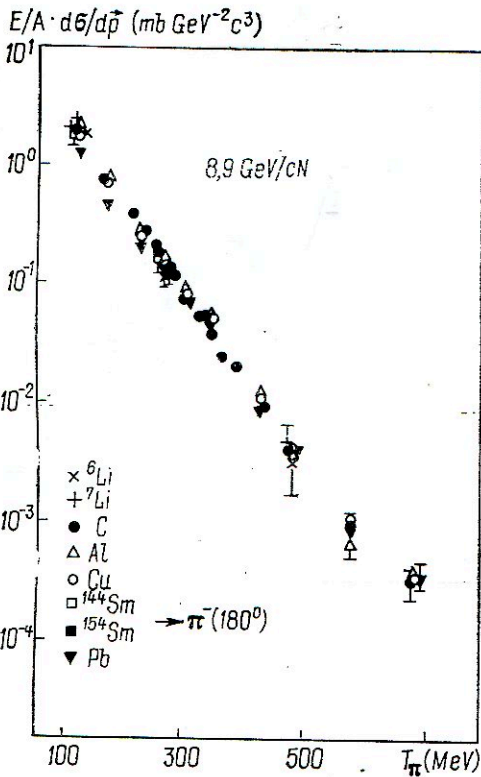


Рис. 4. Зависимость  $E/A \cdot d\sigma/dp$  в реакции  $p + A_T \rightarrow \pi^- (180^\circ) + X$ .

передач импульса в процессах, дающих определяющий вклад в полное сечение. Полные сечения неупругого взаимодействия релятивистских ядер с хорошим приближением описываются простой геометрической моделью (рис. 3, где  $A_i$  и  $A_t$  — атомные массы частицы-снаряда и частицы-мишени соответственно, значение  $A^{1/3}$  пропорционально радиусу ядра).

Наибольший интерес представляют реакции с большими передачами импульса. Эти реакции хотя и имеют малые поперечные сечения, но их исследование дает прямые ответы на вопросы о кварковой структуре ядер. В результате исследования этих реакций в лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (ЛВЭ ОИЯИ) обнаружено одно из интереснейших явлений физики высоких энергий — кумулятивный эффект. Некоторые характеристики кумулятивного эффекта можно получить и на тре-

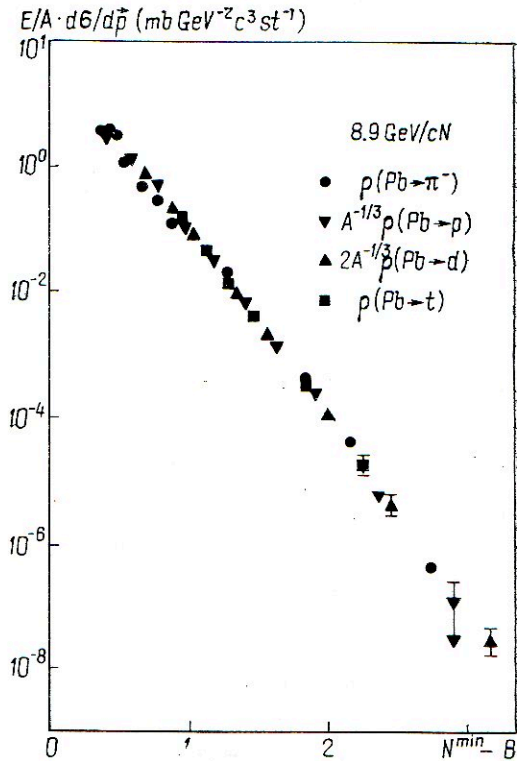


Рис. 5. Зависимость  $E/A \cdot d\sigma/dp$  для предельной фрагментации ядер свинца.

ковых приборах. Однако их преимущество — давать очень полную информацию о столкновениях ядро — ядро — в этом случае превращается в недостаток. Для исследования кумулятивного эффекта необходима лишь очень небольшая часть информации, получаемой на трековых приборах. Измерение же сечений в области  $\beta^0 > 2$  на трековых приборах практически вообще невозможно.

В этой связи наша лаборатория с самого начала уделила большое внимание изучению ядерных реакций с большими передачами импульса с помощью магнитных спектрометров, используя максимально возможные интенсивности пучков синхрофазотрона. Самыми большими интенсивностями обладают протонные пучки медленного вывода синхрофазотрона. Используя понятие предельной фрагментации ядер, можно утверждать, что в области  $\beta^0 > 3,7$  зависимость сечения от свойств ядра  $\Pi$

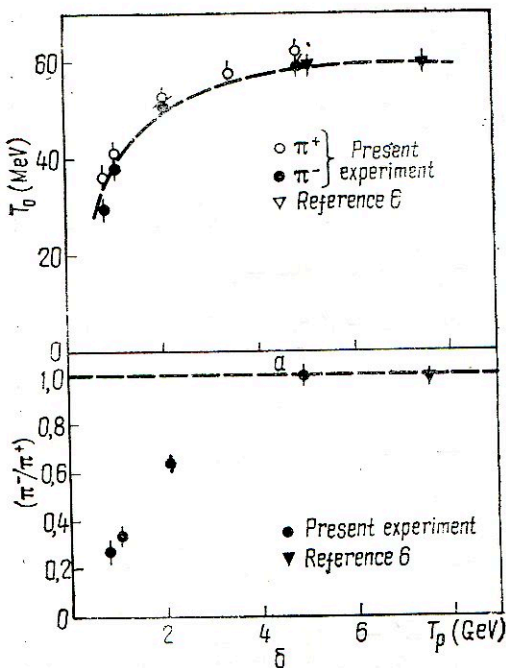


Рис. 6. Данные по кумулятивному рождению  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов протонами на ядрах.

делается несущественной, и можно использовать в качестве частицы II любые частицы, в том числе протоны. Однако само существование предельной фрагментации ядер и соответственно масштабной инвариантности ядерных столкновений необходимо было доказать экспериментально, что и сделано нами в 1971 г. Исследования кумулятивного эффекта с тех пор получили существенное развитие и в настоящее время ведутся в разных местах и разными методами. Приведем данные, полученные группой В. С. Ставинского (ОИЯИ), которая не только обнаружила, но и наиболее детально изучила кумулятивный эффект в области максимальных кумулятивных чисел ( $\beta^0$ ).

Экспериментальные данные принято параметризовать следующими зависимостями:

$$E \frac{d\sigma}{dp} = C A_I^n A_{II}^{1/3} \exp\left(-\frac{\beta^0}{\langle\beta^0\rangle}\right), \quad (41)$$

где  $C$ ,  $n$  и  $\langle\beta^0\rangle$  — подгоночные параметры, или

$$E \frac{d\sigma}{dp} = C_1 A_I^n A_{II}^{1/3} \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right), \quad (42)$$

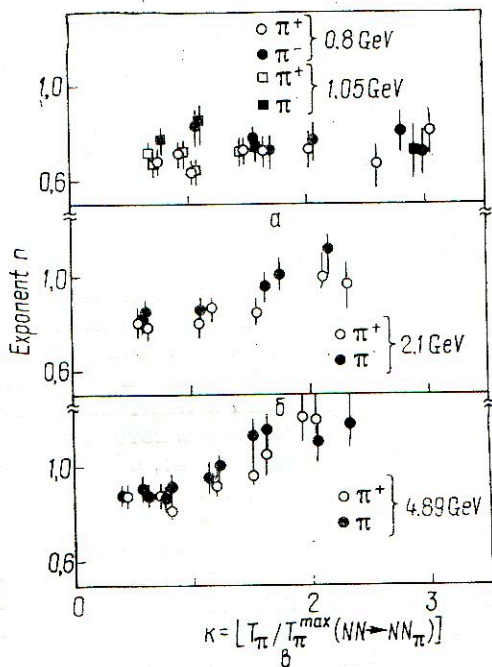


Рис. 7. Зависимость показателя  $n$  от  $A$ .

где  $T$  — кинетическая энергия кумулятивной частицы. Формула (41) предпочтительнее, так как она имеет явно релятивистский характер. На рис. 4 приведены данные по реакции  $p + A_I \rightarrow \pi^- (180^\circ) + X$ , полученные в Дубне. В случае кумулятивных пионов различие параметризаций (11) и (12) несущественно. Как видно из рисунка, обсуждаемые нами параметры ( $n \approx 1$ ,  $\langle\beta^0\rangle$  и  $C$ ) оказываются универсальными характеристиками для всех ядер. На рис. 5 приведены данные по предельной фрагментации ядер свинца для разных кумулятивных частиц. Как видно из рис. 5, значение  $\langle\beta^0\rangle$  получается с хорошей точностью одинаковым для разных частиц. На рисунке  $B$  означает барионное число кумулятивной частицы ( $\pi$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ). Аналогичные данные получены для  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ -мезонов. В пределах ошибок эксперимента распределение кумулятивных частиц по  $\beta^0$  оказывается не зависящим от их квантовых чисел. В ряде экспериментов, особенно в эксперименте группы Г. А. Лексина (ИТЭФ), удалось оценить поляризацию кумулятивных частиц,

которая оказалась большой. На языке квантовой хромодинамики распределения (11) и (12) интерпретируются как кварк-партоновые структурные функции ядер — универсальные функции, позволяющие не только описывать, но и предсказывать результаты по ядерным реакциям в релятивистской области с большими передачами импульса. Эти функции характеризуют вероятность обнаружить в релятивистском ядре кварк, который несет долю импульса  $\beta^0/A_I$  этого ядра. Эти результаты получили широкое признание. В частности, недавно в США были поставлены эксперименты, в которых были проверены закономерности, обнаруженные ранее в Дубне [12].

На рис. 6 и 7 приведены данные по кумулятивному рождению  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов в столкновениях протонов с ядрами из работы [15]. Авторы использовали параметризацию. Данные, помеченные как Reference 6, взяты из работ, выполненных в Дубне. В работе [15] подчеркивается, что в соответствии с нашими предсказаниями, асимптотический режим (предельная фрагментация ядер) начинается при энергии столкновения релятивистских ядер 3—4 ГэВ/нуклон. При такой энергии параметр  $T_0$  (см. рис. 6, а) и отношение сечений кумулятивного рождения  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов (см. рис. 6, б) выходят на асимптотическое значение. На рис. 7 приведена  $A$ -зависимость сечения кумулятивного рождения пионов в соответствии с параметризацией в виде  $A^n$ . По оси ординат отложен показатель степени  $n$ , а по оси абсцисс — значение  $K$ , с хорошей точностью равное нашему кумулятивному числу  $\beta^0$ . Рис. 7, а соответствует энергии столкновения 0,8 и 1,05 ГэВ, рис. 7, б соответствует энергии столкновения 2,1 ГэВ и рис. 7, в — энергии столкновения 4,89 ГэВ. Из рис. 7 следует, что усиленные (так называемые аномальные)  $A$ -зависимости проявляются при энергии столкновения выше 3,5 ГэВ/нуклон и при  $K \approx \beta^0 > 1$ .

Обработка различных экспериментальных данных по кумулятивному эффекту на основе параметризации (11) показала, что параметр  $(\beta^0) \approx 0,16$

обладает удивительной универсальностью. Согласно сказанному выше он отражает универсальный характер кварк-партоновых структурных функций ядер  $G(\beta^0, p_1^2)$  [16]. Наиболее прямой проверкой этого обстоятельства являются опыты по глубоко неупругому рассеянию лептонов на ядрах. В переменных

$$x = -\frac{q^2}{2(pq)} \quad \text{и} \quad Q^2 = -q^2,$$

где  $q^2 = (l - l')^2$ ,  $l$  и  $l'$  — 4-импульсы лептона до и после рассеяния,  $p$  — импульс адрона; при  $x \geq 1$  распределение должно быстро спадать по закону

$$\exp\left(-\frac{x}{\langle x \rangle}\right), \quad \text{где} \quad \langle x \rangle \approx 0,16.$$

Зная связь параметров

$$x = \frac{2(l'l)}{2(pl) - 2(p'l')} = \frac{\beta}{1 - \frac{(pl')}{(pl)}} = \frac{\beta}{1 - E'/E},$$

где  $E$  и  $E'$  — энергии лептона соответственно до и после рассеяния, нетрудно пересчитать распределения по кумулятивному числу в распределения по бьеркеновской переменной  $x$ . Из параметризации (11) следует, что величина  $\langle x \rangle^{-1} = -\frac{d}{dx} \left( \ln E \frac{d\sigma}{dp} \right)$  должна

быть универсальной константой. На рис. 8, подготовленном В. С. Ставицким, приведены данные по  $\langle x \rangle$  для области больших кумулятивных чисел:  $x \geq 2$ , полученные в разных экспериментах с разными ядрами при существенно разных энергиях для разных кумулятивных частиц. Штриховая линия соответствует  $\langle x \rangle = 0,16$ . Там же приведены предварительные экспериментальные данные по глубоконеупругому рассеянию мезонов на ядрах углерода. Из рис. 8 видно, что мы, по-видимому, имеем дело с существенным параметром, характеризующим кварковые степени свободы в ядрах.

Приведенные примеры и результаты анализа экспериментов показывают, что мы находимся в самом начале разработки крупного научного направления, которое принесет немало новой информации о мультикварковых системах, о кварковой природе ядерной материи и ее новом практически неиссле-

дованном состоянии — кварк-глюонной плазме.

Нет возможности в этой работе остановиться на многочисленных результатах исследований в этой области, полученных в ИТЭФ (главным образом, группой Лексина), в ЕрФИ (группой Егияна), в ЦЕРН (где начаты исследования на встречных пучках релятивистских ядер гелия и дейтерия) и на обширных планах исследований в области релятивистской ядерной физики в США, ФРГ, Франции и Японии, на многочисленных теоретических исследованиях (особенно советских теоретиков А. В. Ефремова, Л. Л. Франкфурта, В. И. Лукьянова, А. К. Титова и др.). Обзоры, приведенные в списке литературы, несколько восполняют этот пробел.

Кратко охарактеризуем состояние и перспективы исследований по релятивистской ядерной физике в Дубне. В настоящее время дубненский синхрофазотрон практически полностью ориентирован на исследование проблем релятивистской ядерной физики. Одним из наиболее важных объектов в этой связи необходимо отметить комплекс медленного вывода, т. е. вывода первичного (ускоренного) пучка частиц с высокой эффективностью (выше 90%) в течение примерно 0,5 с. Медленный вывод функционирует на синхрофазотроне уже более 10 лет, на его интенсивном пучке проведены многие эксперименты, некоторые из них получили широкую мировую известность (например, помимо отмеченных открытий в области релятивистской ядерной физики обнаружено отклонение частиц высоких энергий деформированными монокристаллами). Однако и по настоящее время физики еще не в полной мере оценили, какое мощное средство исследования микромира они получили в свое распоряжение. Достаточно заметить, что исследования, базирующиеся на возможности ОИЯИ (включая установки в ИФВЭ и ЦЕРН), ограничивались лишь вторичными пучками частиц высоких энергий, интенсивность которых в лучших случаях не превышала  $10^7$  частиц/с. Тогда как интенсивность пучков медленного вывода достигает  $10^{11}$ .

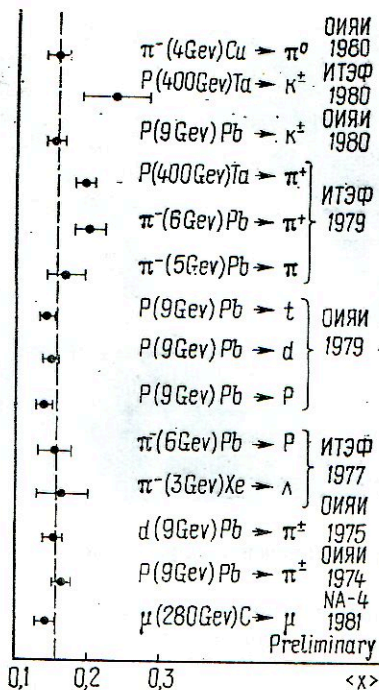


Рис. 8. Данные по  $\langle x \rangle$  для области больших кумулятивных чисел.

Такие высокие интенсивности и позволили проследить за изменением сечения кумулятивного эффекта на девять порядков величины (см. рис. 5).

Для комплекса медленного вывода недавно завершено сооружение большого экспериментального зала полезной площадью около гектара. В зале создана система каналов медленного вывода с соответствующим инженерным обеспечением (энергетика, вакуумпроводы, магнитные пучковые системы, крановое хозяйство, канал связи с ЭВМ ЕС-1040, системы биологической защиты, вспомогательные помещения и т. п.).

На дубненском синхрофазотроне для исследований в области релятивистской ядерной физики используются пять крупных электронных установок и четыре трековых детектора: жидководородная камера, двухметровая пропановая камера и две стримерных камеры. На рис. 9 приведена фотография столкновения ядра неона с энергией 90 ГэВ с ядром неона газа стримерной камеры. За исключением установок группы В. С. Ставинского, на которых были



Рис. 9. Столкновение ядра неона с энергией 90 ГэВ с ядром неона газа стримерной камеры.

получены основные результаты по кумулятивному эффекту, все эти установки использовались для исследований по физике частиц и лишь в последнее время приспособлены для исследований с релятивистскими ядрами. Пучки релятивистских ядер и имеющиеся детекторы позволяют решать как многие из обсуждавшихся выше задач, так и ряд задач, на которых здесь нет возможности остановиться.

Первые эксперименты с ускорением дейтронов на дубненском синхрофазотроне в 1970 г. показали, что для перехода к ускорению ядер на обычных протонных ускорителях не требуется больших переделок ускоряющей системы. Однако переход к ускорению ядер с большими атомными массами требует решения некоторых технологических проблем. Ускорение частично ионизованных атомов предъявляет очень высокие требования к вакууму внутри камеры ускорителя. Эти требования значительно смягчаются для ускорения «голых» ядер (полностью ионизованных атомов).

В нашей лаборатории Е. Д. Донцом создан электронно-лучевой метод глубокой ионизации атомов. Электронно-лучевой источник представляет собой довольно компактное устройство, надежно работающее на нашем синхрофазотроне в эксплуатационном режиме

уже около пяти лет. Состояние работ по источнику позволяет рассчитывать на получение голых ядер с интенсивностью  $10^{11}/\text{А}$ . Существующие интенсивности пучков дубненского синхрофазотрона приведены в таблице.

В настоящее время пучки релятивистских ядер помимо Дубны имеются только в Беркли, где интенсивности ионов тяжелее углерода на два-три порядка больше, хотя энергия на 1 нуклон примерно в два раза меньше. В ближайшее время физики Сакле (Франция) должны получить многозарядные ионы на ускорителе «Сатурн». Энергия ионов будет в два раза меньше по сравнению с энергией ионов в Беркли и в четыре раза меньше, чем в Дубне. В основу переделки ускорителя «Сатурн» положен электронно-лучевой источник, изобретенный Е. Д. Донцом.

Имеются большие проекты создания специализированных ускорителей ядер в ФРГ, Японии и США. Обсуждаются эксперименты на встречных пучках ядро-ядро. Эти проекты будут реализованы не ранее 1985—1987 гг. Возможное исключение составляет ЦЕРН, где недавно получены встречные пучки  $\alpha$ -частиц с энергией в системе центра масс 126 ГэВ. Несомненно, что релятивистская ядерная физика будет быстро развиваться в 80-е годы.

На основании изложенного

в ЛВЭ ОИЯИ разработана следующая программа работ. В течение ближайших четырех-пяти лет будут максимально использоваться пучки релятивистских ядер синхрофазотрона с импульсом до 5 ГэВ/нуклон. Область ионов выше 3,5 ГэВ/нуклон 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.

Дальнейшую перспективу ЛВЭ ОИЯИ мы связываем с созданием сверхпроводящего специализированного ускорителя ядер, который заменит синхрофазотрон. Предварительные соображения по созданию сверхпроводящего ускорителя релятивистских ядер, названного «нуклотрон», даны в работах [17, 18].

В лаборатории достигнуты значительные успехи в создании сверхпроводящих импульсных магнитов для ускорителей с магнитным полем, формируемым железом [19], хотя магнитное поле таких ускорителей ограничено значением 2,5 Т (т. е. примерно вдвое меньше, чем в магнитах, разрабатываемых, например, в США). Однако конструкция наших магнитов много проще. Масса ядра дипольного магнита не превышала 50 кг, объем сверхпроводника во много раз меньше по сравнению с безжелезными магнитами. Соответственно потери энергии в наших магнитах много меньше. Запасенная энергия магнитов с полем, формируемым железом, также значительно меньше. Все это позволяет изготавливать ускоритель в лабораторных условиях. Небольшая запасенная энергия и малый объем сверхпроводника позволяют достичь относительно высокой частоты повторения (0,2—0,5 Гц). Полученные в ЛВЭ ОИЯИ результаты показали возможность и экономичность использования таких магнитов в ускорителях. Многие проблемы безжелезных сверхпроводящих магнитов здесь просто отпадают. Миниатюризация поперечного сечения магнитной системы делает ее намного дешевле любого другого вари-

Ускоряемые частицы	Энергия, ГэВ/нуклон	Интенсивность частиц в импульсе
Протоны	10	$4 \cdot 10^{12}$
Дейтроны	5	$5 \cdot 10^{11}$
$^4\text{He}$	5	$3 \cdot 10^{10}$
$^{12}\text{C}$	5	$4 \cdot 10^6$
$^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}$	5	$10^5$
$^{20}\text{Ne}$	5	$10^2 - 10^3$

анта (как криогенного, так и обычного).

Таким образом, программа работ ЛВЭ ОИЯИ предусматривает постоянное развитие ускорительного комплекса при непрерывной эксплуатации пучков релятивистских ядер.

1. Балдин А. М., Безногих Ю. Д., Зиновьев Л. П. и др.— Сообщение ОИЯИ Р9-5442, Дубна, 1970.— 8 с.
2. Балдин А. М.— Сообщение ОИЯИ Р7-5808 1971.
3. Балдин А. М.— ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 429—477.
4. Марков М. А. Нейтрино. М.: Наука, 1964, с. 81.
5. Blokhintzev D. I.— In Proc. 19th Int. Conf. High Energy Physics, Tokyo, 1978, p. 475—477.
6. Балдин А. М.— Сообщение ОИЯИ Е2-9138, Дубна, 1975.— 15 с.
7. Ставицкий В. С.— ЭЧАЯ, 1978, 10, вып. 5, с. 949—995.
8. Baldin A. M.— Progress in Particle and Nuclear Phys., Pergamon Press, 1980, 4, p. 95.
9. Bartke J.— Nucl. Phys., 1980, A335, N 2, p. 481—495.
10. Soot D.— Progress in Particle and Nuclear Physics, Pergamon Press, 1980, 4, p. 133.
11. Лексин Г. А.— В кн.: Тр. XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, июль, Д1, 2-10400, 1976. Дубна, ОИЯИ, 1977, с. А6-3—А6-5.
12. Schroeder L. S. Preprint: LBL-11102, 1980; LBL-10899, 1980.
13. Лукьянов В. К., Тутов А. И.— ЭЧАЯ, 1979, 10, вып. 4, с. 813—849.
14. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— ЭЧАЯ, 1980, 11, вып. 3, с. 571—629.
15. Schroeder L. S., Chessin S. A., Geaga J. V. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, 43, N 24, p. 1787—1791.
16. Baldin A. M.— Preprint JINR E1-80-545, Dubna, 1980.— 11 p.
17. Алексеев В. П. и др.— Сообщение ОИЯИ, Р9-7148, Дубна, 1973.— 8 с.
18. Балдин А. М. и др.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, 1975, 7.
19. Аверичев С. А. и др.— Сообщение ОИЯИ Р8-11700, Дубна, 1978.— 15 с.



**СОВРЕМЕННЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ  
О СТРУКТУРЕ АДРОНОВ**

В 1932 г. после открытия нейтрона и введения гипотезы нейтрино в физике закончилось монопольное господство электромагнитного взаимодействия и утвердилось представление о сильном и слабом взаимодействиях. В действительности о существовании трех типов взаимодействия элементарных частиц сигнализировали  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучи, испускание которых ядрами было обнаружено в начале XX века. Поэтому ядерная физика должна считаться колыбелью физики элементарных частиц. Ядерная физика всегда оказывала самые разнообразные «услуги» физике элементарных частиц. Нейтрино было открыто именно в ядерных процессах. Несохранение пространственной четности впервые наблюдалось в ядерных процессах, а именно в  $\beta$ -распаде поляризованных ядер  $^{60}\text{Co}$ . И наконец, эффекты несохранения пространственной четности при слабом нуклон-нуклонном взаимодействии были обнаружены при измерении циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, испущенных при ядерных переходах, а также при измерении асимметрии углового распределения  $\gamma$ -квантов, испущенных при захвате ядрами тепловых поляризованных нейтронов. В последнее время интенсивно исследуются  $P$ -нечетные эффекты в реакциях деления ядер поляризованными нейтронами.

Открытие нейтральных слабых токов и исследование их свойств также существенно связаны с ядерными экспе-

риментами. Впервые нейтральные слабые токи наблюдались в процессах неупругого рассеяния высокоэнергетических нейтрино ядрами. А существование  $P$ -нечетного электрон-адронного взаимодействия было надежно установлено в опытах по неупругому рассеянию продольно-поляризованных электронов неполяризованными дейтронами.

В настоящей статье кратко изложены основные идеи и представления о структуре адронов — сильно взаимодействующих частиц. Согласно современным представлениям адроны являются сложными динамическими структурами, характеризующимися определенными размерами порядка  $10^{-13}$  см.

Идея о структуре адронов (в частности, нуклонов) утвердилась в физике элементарных частиц после опытов по рассеянию электронов нуклонами и ядрами [1] (1956 г., Хофштадтер). В этих опытах было доказано, что электрический заряд и магнитный момент нуклона распределены в некотором объеме с размерами порядка  $10^{-13}$  см.

Несколько ранее (в 1952 г., Ферми) были получены другие указания о сложной структуре нуклона, а именно, в опытах по рассеянию пионов нуклонами было обнаружено возбужденное состояние нуклона:  $\Delta$ -изобара с массой 1,24 ГэВ, спином  $3/2$  и положительной пространственной четностью [2]. Позже были обнаружены и другие возбужденные состояния нуклона [3].

Принципиальное значение для понимания структуры адронов имела кварковая модель [4]. Успех ее в классификации адронов был закреплен после опытов по глубоко неупругому рассеянию лептонов, электронов и нейтрино нуклонами. Интерпретация этих опытов привела к концепциям асимптотической свободы и заперания («конфайнмента») кварков в адронах. Попытки решить проблему взаимодействия кварков привели к глюонам — нейтральным безмассовым векторным частицам. Так возникла квантовая хромодинамика — теория сильного взаимодействия кварков с глюонами. Реальность кварков и глюонов доказывает образование адронных струй в опытах на встречных пучках. С помощью кварк-лептонной симметрии удалось построить единую теорию слабого и электромагнитного взаимодействий лептонов и кварков [5]. Именно на языке лептонов и кварков формулируются в настоящее время схемы «большого объединения» слабого, сильного и электромагнитного взаимодействий элементарных частиц [6].

**Кварки и адроны.** Кварки должны быть точечными бесструктурными фермионами (со спином  $1/2$ ). Совокупность таких квантовых чисел, как электрический заряд, изотопический спин, странность, шарм и т. д., определяет «аромат» кварка (таблица). На опыте наблюдались адроны, составленные из кварков пяти ароматов:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$  и  $b$ . Наиболее популярные схемы единого описания слабого и электромагнитного взаимодействий элементарных частиц требуют введения еще одного  $t$ -кварка. Модель с шестью ароматами кварков должна обуславливать огромное разнообразие адронов.

Так, из нестранных  $u$ - и  $d$ -кварков должны быть составлены нуклоны: протон и нейтрон, пионы  $\pi^+$ ,  $\pi^0$  и  $\pi^-$ , векторные мезоны  $\rho$  и  $\omega$ . В кварковой модели барионы должны быть составлены из трех кварков, а мезоны — из кварка и антикварка. Нельзя также исключить барионы, составленные из пяти кварков: четырех кварков и одного антикварка,  $B = 4q + \bar{q}$ ,  $q$  — кварк. Такие барионы называют в на-

Аромат	$q$					
	$u$	$d$	$s$	$c$	$b$	$t$
$Q$	2/3	-1/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
$B$	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3	1/3
$I_3$	1/2	-1/2	0	0	0	0
$S$	0	0	-1	0	0	0
$C$	0	0	0	1	0	0

стоящее время экзотическими. Могут также существовать экзотические мезоны, составленные не из двух кварков, а из двух кварков и двух антикварков или из трех кварков и трех антикварков.

Самые легкие барионы и мезоны составлены из кварков, находящихся в состоянии  $S$ . Если орбитальный момент кварка в адроне отличен от нуля, то возможен богатый спектр возбужденных состояний нуклона и пиона — нуклонные, барионные и мезонные резонансы. В настоящее время известно [3] большое количество нуклонных резонансов: они отличаются своими квантовыми числами. Известны нуклонные резонансы с массой до 3,25 ГэВ (более чем три нуклонные массы), причем спин их достигает значения  $11/2$ . Адроны, содержащие странный кварк  $s$  (или  $\bar{s}$ ), называются странными.

Массы кварков можно оценить, анализируя кварковое «устройство» адронов и их массы. Массы  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков близки между собой,  $m_u = m_d = 300$  МэВ,  $m_s = 475$  МэВ. Если различие масс пренебречь, то возникает  $SU_3$ -симметрия сильного взаимодействия адронов. Эта симметрия оказалась исключительно плодотворной при анализе масс адронов, их распадов (слабых, электромагнитных и сильных), электромагнитных свойств и т. д. Трудно переоценить значение  $SU_3$ -симметрии при классификации адронов. В группе  $SU_3$  кварки образуют фундаментальный мультиплет размерности 3, антикварки —  $\bar{3}$ . Тогда мезоны, составленные из кварков и антикварков, могут принадлежать двум мультиплетам  $SU_3$ ,  $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$ . На рис. 1 показано, как заполняются октеты псевдоскалярных и векторных мезонов. Поскольку ранг группы  $SU_3$  равен двум, то адроны в ней должны

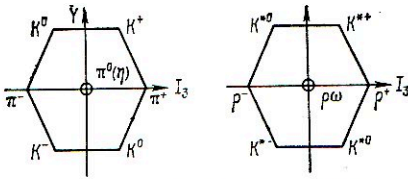


Рис. 1. Октеты псевдоскалярных и векторных мезонов.

характеризоваться двумя квантовыми числами: гиперзарядом  $Y = S + B$  ( $S$  — странность,  $B$  — барионный заряд) и проекцией изотопического спина на  $I_3$ .

Барions, составленные из трех кварков, могут принадлежать унитарным синглетам, октетам и декуплетам (рис. 2)

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10.$$

Частицы, принадлежащие одному мультиплету, имеют одинаковые значения спина и пространственной четности, а также и массы (в пределах точной  $SU_3$ -симметрии).

Масса шармового  $c$ -кварка (равная приблизительно 1 ГэВ) значительно отличается от масс  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков, поэтому возможная  $SU_4$ -симметрия должна быть сильно нарушенной. Это означает, в частности, что массы шармовых адронов (содержащих шармовые кварки) должны превышать массы «обычных» адронов. Тем не менее для классификации таких адронов можно использовать  $SU_4$ -симметрию. Мезоны при этом должны образовывать синглет и 15-плет, ибо  $4 \otimes \bar{4} = 16 = 1 \oplus 15$ . Мезонный мультиплет размерности 15 должен содержать нонет мезонов с нулевым шармом, а также шесть мезонов, шарм которых отличен от нуля:

$$F^+ = \bar{s}c, \quad F^- = \bar{c}s,$$

$$D^+ = \bar{d}c, \quad D^0 = \bar{u}c, \quad D^- = \bar{c}d, \quad \bar{D}^0 = \bar{c}u.$$

Нонет мезонов с нулевым шармом содержит мезон, составленный главным образом из шармового кварка и антикварка, это  $\psi$ -частицы,  $\psi = \bar{c}c$ . Шармовые  $D$ - и  $F$ -мезоны наблюдались в опытах на встречных электрон-позитронных пучках.

Шармовые барионы могут содержать один, два, три  $c$ -кварка, например

$\Lambda_c = [ud] c$ ,  $\Sigma_c^{++} = uuc$ ,  $\Sigma_c^+ = \{ud\} c$ ,  $\Sigma_c^0 = ddc$ , где  $\{ud\}$  и  $[ud]$  — симметричная и антисимметричная волновая функция  $u$ - и  $d$ -кварков. Странность этих барионов равна нулю. Барионы с отличной от нуля странностью (и равным единице шармом) имеют следующую кварковую структуру:

$$A^0 = c[ds], \quad A^+ = c[us], \quad S^0 = c\{ds\},$$

$$S^+ = c\{us\}, \quad T^0 = css.$$

Барионы с двумя  $c$ -кварками образуют триплет  $SU_3$ -симметрии:  $X_u^{++} = ccu$ ,  $X_d^+ = ccd$ ,  $X_s^0 = ccs$ . И наконец, барион с тремя  $c$ -кварками должен иметь нулевой изотопический спин и двойной электрический заряд:  $O^{++}$ . Все эти барионы, кроме  $O^{++}$ , должны иметь спин  $1/2$  и положительную четность (кварки в основном состоянии). Спин барионов  $O^{++}$  должен быть равен  $3/2$ . Это вытекает из требования ферми-статистики для кварков, образующих барион: волновая функция бариона должна изменять знак при перестановке любой пары кварков. Для кварков в состоянии  $S$  (как это имеет место для бариона  $O^{++}$ ) требование антисимметрии может быть удовлетворено только после того, как кваркам приписать «цветную» степень свободы, т. е. утроить число кварков [7—9]

$$\begin{pmatrix} u_1 & u_2 & u_3 \\ d_1 & d_2 & d_3 \\ s_1 & s_2 & s_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{pmatrix}.$$

Эквивалентность свойств кварков, различающихся цветом, приводит к цветовой  $SU_3$ -симметрии. Предполагается, что  $SU_{3c}$ -симметрия является

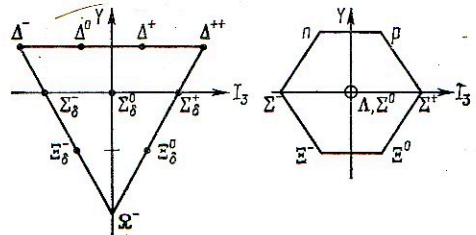


Рис. 2. Мультиплеты барионов в  $SU_3$ -симметрии.

точной для всех известных в настоящее время взаимодействий. Если к тому же потребовать, чтобы эта симметрия имела локальный характер [10], то должны возникнуть восемь векторных полей с нулевой массой — глюоны. Локальность симметрии означает, что соответствующая теория инвариантна относительно таких преобразований группы  $SU_{3c}$ , восемь параметров которых являются функциями  $x$  (четырёхмерной координаты пространства — времени). Обмен глюонами приводит к взаимодействию между кварками, аромат кварка не изменяется при испускании или поглощении глюона, но цвет кварка при этом изменяется.

В цветовой  $SU_{3c}$ -симметрии физические адроны должны быть белыми. Это означает, что цветовая часть волновой функции кварков, образующих адрон, должна быть цветовым синглетом. Волновую функцию трех кварков в барионе можно представить в виде  $\delta^{ihl} q_i q_k q_l$ , где  $i, k, l = 1, 2, 3$  — цветовые индексы; волновая функция мезонов (синглетное состояние) имеет вид  $\delta_{hk}^i q_i \bar{q}^h$ . Тензоры  $\varepsilon^{ihl}$  и  $\delta_k^i$  инвариантны относительно преобразований группы  $SU_{3c}$ .

Важное свойство локальной (калибровочной)  $SU_{3c}$ -симметрии — ее неабелевость (соответствующие преобразования не коммутируют). Первая теория неабелевой калибровочной симметрии, основанной на группе  $SU_2$  (изотопическая инвариантность), была предложена в 1954 г. Янгом и Миллсом [11]. Замечательным свойством неабелевых теорий является то, что соответствующие векторные поля должны взаимодействовать между собой. В цветовой  $SU_{3c}$ -симметрии глюон  $G$  взаимодействует не только с кварками (вершина  $qqG$ ), три глюона могут взаимодействовать в одной точке (вершина  $GGG$ ); четыре глюона также могут взаимодействовать в одной точке (вершина  $GGGG$ ). Однако необходимо заметить, что в калибровочной теории константы взаимодействий  $qqG$ ,  $GGG$ ,  $GGGG$  должны быть связаны вполне определенным образом. Эта связь обеспечивает, в частности, перенормируемость неабелевых калибровочных теорий. Перенормиру-

емость также существенно обусловлена тем, что в таких теориях безмассовые векторные частицы (называемые еще калибровочными бозонами) взаимодействуют с сохраняющимися токами. Простейшим примером является квантовая электродинамика — абелева теория.

Неабелевым теориям присуще качественно новое явление, которого нет в абелевой квантовой электродинамике, а именно асимптотическая свобода [12, 13]. Это явление возникает из-за самодействия неабелевых калибровочных полей. Дело в том, что так называемая константа взаимодействия не является постоянной величиной, а логарифмически зависит от переданного импульса. Это справедливо как для абелевых, так и для неабелевых теорий. Так, зависимость квадрата константы электромагнитного взаимодействия от квадрата импульса  $p^2$  имеет вид

$$\alpha(p^2) = \alpha(M^2) / \left( 1 - N_f \frac{\alpha(M^2)}{3\pi} \ln \frac{p^2}{M^2} \right),$$

где  $N_f$  — число различных ароматов;  $\alpha(M^2)$  — значение константы  $\alpha$  при  $p^2 = M^2$ . Разрешив это соотношение относительно  $\alpha(M^2)$ , получим

$$\alpha(M^2) = \alpha(p^2) / \left( 1 + N_f \frac{\alpha(p^2)}{3\pi} \ln \frac{p^2}{M^2} \right),$$

т. е. константа  $\alpha(M^2)$  обращается в нуль при  $p^2 \rightarrow \infty$  («московский нуль», проблема нулификации заряда).

Для квадрата константы сильного кварк-глюонного взаимодействия зависимость от  $p^2$  имеет принципиально иной вид

$$\alpha_s(p^2) = \alpha_s(M^2) / \left[ 1 + \left( 11 - \frac{2}{3} N_f \right) \alpha_s(M^2) \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{6\pi} \ln \frac{p^2}{M^2} \right].$$

При  $N_f = 6$  разность  $11 - \frac{2}{3} N_f = 7$  положительна, поэтому при  $p^2 \rightarrow \infty$  константа  $\alpha_s(p^2)$  стремится к нулю, т. е. на малых расстояниях кварк-глюонное взаимодействие незначительно, кварки становятся как бы свободными — явление асимптотической свободы. Напротив, при  $p^2 \rightarrow m^2$  константа  $\alpha_s(p^2)$  увеличивается, поэтому на

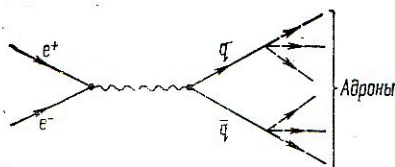


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана для процесса  $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow$  адроны.

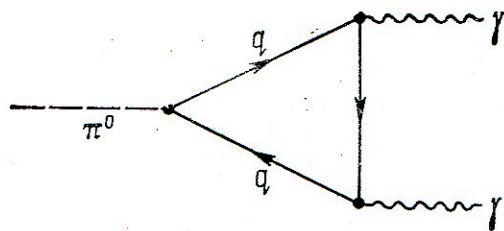


Рис. 4. Диаграмма Фейнмана, описывающая распад  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ .

больших расстояниях (в инфракрасной области) теория возмущений по константе кварк-глюонного взаимодействия не работает. С таким поведением константы (инфракрасная нестабильность) связывают надежды построить теорию «запертых» в адронах кварков и глюонов — теорию конфайнмента цветных кварков и глюонов. Такой теории в настоящее время нет.

Явление асимптотической свободы экспериментально подтверждено в опытах по рассеянию электронов и нейтрино нуклонами,  $e^- + N \rightarrow e^- + X$  и  $\nu + N \rightarrow \mu^- + X$ , где  $X$  — нерегистрируемая совокупность частиц, при больших значениях квадрата переданного импульса  $q^2 = -4\epsilon_1\epsilon_2 \sin^2 \theta/2$  и больших переданных энергиях  $\nu = m_p (\epsilon_1 - \epsilon_2)$  — область глубоко неупругого рассеяния ( $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — энергии начального и конечного лептонов,  $\theta$  — угол рассеяния электрона,  $m_p$  — масса нуклона). В частности, экспериментально обнаружено, что инвариантные структурные функции, которые определяют дифференциальные сечения указанных процессов и в общем случае должны зависеть от двух инвариантных переменных  $\nu$  и  $q^2$ , в действительности зависят от их безразмерного отношения:  $\omega = -2\nu/q^2$  — скейлинговое, или масштабное поведение глубоко неупругого рассеяния. Для его объяснения была предложена партонная модель нуклонов (и других адронов), согласно которой рассеяние лептонов адронами в области глубоко неупругой кинематики определяется рассеянием лептонов на точечных составляющих адронов — партонах. Естественно было в дальнейшем отождествить партоны с кварками.

Тогда, считая, что рассеяние на отдельных кварках  $e^- + q \rightarrow e^- + q$ ,  $\nu + q \rightarrow \mu^- + q'$ ,  $\nu + q \rightarrow \nu + q$  происходит некогерентно, легко получить скейлинговое поведение наблюдаемых величин в области глубоко неупругого рассеяния, а также большое число других различных предсказаний, подтвержденных экспериментально [14].

Поскольку кварки взаимодействуют с глюонами, то скейлинг не должен быть точным. Так, отклонения от скейлингового поведения должны обуславливать следующие простые процессы:

$$e^- + q \rightarrow e^- + q + G, \quad e^- + G \rightarrow e^- + q + \bar{q}.$$

Анализ этих явлений в рамках квантовой хромодинамики (теории сильного взаимодействия, основанной на представлении о цветных глюонах, которые взаимодействуют с цветными кварками) продемонстрировал согласие теории с экспериментом.

Особенно интересными оказались опыты по проверке предсказаний квантовой хромодинамики на встречных электрон-позитронных пучках. В этих опытах непосредственно проявляется цветовая степень свободы кварков. Это легко усмотреть из поведения величины  $R = \sigma(e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$  в зависимости от энергии сталкивающихся частиц. Естественно считать, что в однофотонном приближении величина  $R$  должна определяться суммой квадратов электрических зарядов кварков (рис. 3):

$$R = \sum_i Q_i^2 = 3 \sum_f Q_f^2,$$

где коэффициент 3 учитывает цвет кварков. До порога рождения шармо-

вых частиц  $R = 3 \left( \frac{1}{9} + \frac{1}{9} + \frac{4}{9} \right) = 2$ ; выше порога рождения  $c$ -кварка  $R = 3 \frac{1}{3}$ ; выше порога рождения  $b$ -кварка  $R = 3 \frac{2}{3}$ ; выше порога рождения  $t$ -кварка величина  $R$  испытала бы скачок  $\Delta R = 3 \cdot \frac{4}{9} = 4/3$ . До  $s = 1225 \text{ ГэВ}^2$  такой скачок не наблюдается, поэтому масса  $t$ -кварка должна превышать  $17 \text{ ГэВ}$ . Чтобы сравнить эти значения  $R$  с экспериментальными, необходимо учесть вклад в  $R$  адронных распадов тяжелого лептона. Заметим, что цвет проявляется также в распадах  $\pi^0$ -мезона (рис. 4): если не учитывать цветовую степень свободы, то для времени жизни  $\pi^0$ -мезона (распад  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ) должно возникать в 9 раз большее значение — в противоречии с экспериментом.

Представленная выше кварковая картина образования адронов на встречных  $e^+e^-$ -пучках находит непосредственное подтверждение в опытах по наблюдению адронных струй. Было обнаружено [15, 16], что с ростом энергии сталкивающихся пучков образующиеся адроны не распределяются изотропно, а группируются в две совокупности частиц, летящих в противоположные стороны. Эти совокупности получили название адронных струй. Появление двух адронных струй есть проявление процесса  $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$  (см. рис. 3), согласно которому летящие в противоположные стороны кварки фрагментируют в бесцветные адроны. Кварк порождает адронную струю. Наблюдаемые на опыте струи доказывают, таким образом, реальность кварков. Больше того, с помощью струй можно изучать свойства кварков: например, распределение по углу между осью струи и импульсом электрона (или позитрона) определяется спином кварка. Если спин равен  $1/2$ , то это распределение имеет вид  $\sin^2 \theta$ . Именно такая зависимость и была обнаружена экспериментально. Более точная проверка справедливости такого механизма была осуществлена при образовании адронов в столкновениях поляризованных  $e^+e^-$ -пучков.

Дело в том, что из-за синхротронного излучения электроны и позитроны приобретают поперечную (относительно плоскости орбиты) поляризацию. Тогда в реакции  $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$  должна возникнуть специфическая асимметрия углового распределения кварковых струй, зависящая от спина кварка. В данном случае экспериментально [17] подтверждено, что спин кварка равен  $1/2$ .

Наряду с двухструйными процессами в опытах на встречных  $e^+e^-$ -пучках наблюдалось также образование трех адронных струй. При этом следует различать два механизма: это прежде всего распад  $\Upsilon$ -мезона на три глюона  $\Upsilon \rightarrow 3G$  [18, 19], происходящий только при строго определенной энергии сталкивающихся пучков  $2E = m\Upsilon$ , где  $E$  — энергия электронов (или позитронов),  $m\Upsilon$  — масса  $\Upsilon$ -мезона. Другой механизм обусловлен тормозным излучением глюона [20–22],  $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + G$  (рис. 5). Изучение свойств этих механизмов не только доказало реальность глюона, но и дало возможность установить его свойства, в частности спин [23]. Он оказался равен единице, как и должно быть в квантовой хромодинамике.

Кварковая структура адронов проявляется и в других явлениях. Достаточно упомянуть поведение электромагнитных формфакторов адронов при больших переданных импульсах: например, установлено, что формфактор заряженных пионов убывает как  $1/q^2$ , формфактор нуклонов — как  $1/q^4$ ; формфакторы ядер  $d$  и  ${}^3\text{He}$  убывают значительно быстрее. Характер убывания электромагнитных формфакторов адронов при больших переданных импульсах можно связать с их кварковым содержанием, а именно  $F(q^2) \simeq q^{2(1-n)}$ , где  $n$  — число валентных кварков (гипотеза кваркового счета) [24–26].

Поскольку столкновения адронов больших энергий можно свести к столкновению образующих их кварков, то процесс образования мюонных пар в адронных столкновениях определяется кварк-антикварковой аннигиляцией, [27]  $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  (рис. 6). При этом предсказывается характерное

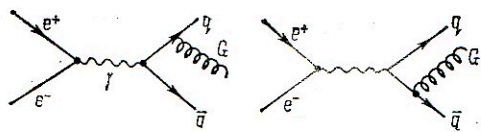


Рис. 5. Диаграммы тормозного излучения глюона при  $e^+e^-$ -аннигиляции.

скейлинговое поведение. Отклонение от этого поведения существенно определяется глюонными поправками [28]. Простейшие из них соответствуют тормозному излучению глюона,  $q + \bar{q} \rightarrow G + \mu^+ + \mu^-$  (аннигиляционный механизм) или процессу столкновения кварка с глюоном,  $G + q \rightarrow q + \mu^+ + \mu^-$  (комптоновский механизм). Эти процессы должны обуславливать возникновение мюонных пар с большими значениями поперечного импульса. При этом в противоположную сторону должна вылетать глюонная или кварковая струя адронов. В кварковых столкновениях довольно интенсивно должны рождаться также прямые  $\gamma$ -кванты с большими энергиями [29, 30].

**Единая теория слабого и электромагнитного взаимодействий.** Представления о кварковой структуре адронов оказались исключительно плодотворными при описании процессов слабого взаимодействия лептонов и адронов. Особенно ярко это проявилось в единых теориях слабого и электромагнитного взаимодействий элементарных частиц. Такие теории существенно используют три принципиальных обстоятельства: калибровочную инвариантность, спонтанное нарушение симметрии, скалярные мезоны Хиггса [31]. Спонтанное нарушение симметрии можно рассматривать как источник появления массы у заряженных и нейтральных векторных бозонов, обмен которыми обуславливает взаимодействие частиц. Массы заряженных фермионов также обусловлены спонтанным нарушением симметрии. Важнейшим свойством таких объединительных схем является их перенормируемость даже при наличии массивных векторных бозонов. Здесь также радикальное значение имеет спонтанное нарушение калибровочной инвариантности.

Исходный лагранжиан слабого и

электромагнитного взаимодействий лептонов и кварков для простейшего варианта теории Вайнберга — Салама имеет  $SU_2 \times U_1$  локальную симметрию, поэтому в нем содержится четыре векторных безмассовых калибровочных поля. При этом кварки объединяются в определенные мультиплеты группы  $SU_2 \times U_1$ . Левые кварки образуют три дублета:

$$\begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s_c \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b_c \end{pmatrix}_L,$$

$$\begin{pmatrix} d_c \\ s_c \\ b_c \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} c_1 & s_1 s_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 - c_1 s_2 s_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \times$$

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix};$$

где  $c_i = \cos \theta_i$ ,  $s_i = \sin \theta_i$ ,  $\theta_i$  — обобщенные углы смешивания Кабиббо [32],  $\delta$  —  $CP$  — нечетная фаза. Смешивание кварков с зарядом  $(-1/3)$  обусловлено тем, что массы кварков  $d$ ,  $s$  и  $b$  отличны от нуля. В результате в слабые токи входят не поля  $d$ -,  $s$ - и  $b$ -кварков с определенными массами, а их комбинации  $d_c$ ,  $s_c$  и  $b_c$ . Правые кварки образуют синглеты группы  $SU_2 \times U_1$ :

$$u_R, c_R, t_R, (d_c)_R, (s_c)_R, (b_c)_R.$$

Левые лептоны принадлежат к дублетам группы  $SU_2 \times U_1$  — симметрии электрослабого взаимодействия;

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L.$$

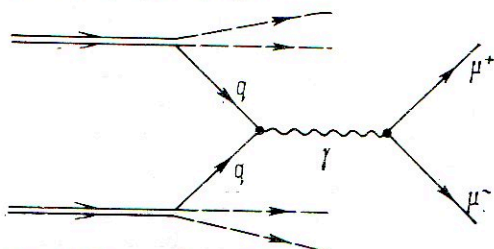


Рис. 6. Диаграмма Фейнмана для процесса образования  $\mu^+\mu^-$ -пары в адронных столкновениях (аннигиляционный механизм),

Если все нейтрино безмассовые, то правыми синглетами могут быть только заряженные лептоны. Отметим, что при конструировании кварковых и лептонных мультиплетов с самого начала нарушена симметрия между левыми и правыми частицами — это проявляется в неинвариантности слабого взаимодействия с заряженными и нейтральными токами относительно пространственных отражений. При этом все заряженные слабые токи кварков и лептонов являются  $V - A$ -токами, а структура зависит от их аромата:

$$J_{\mu}^{(0)} = j_{\mu}^{(q)} + j_{\mu}^{(l)},$$

$$J_{\mu}^{(q)} = \sum_q \bar{q} \gamma_{\mu} (v_q + a_q \gamma_5) q,$$

$$j_{\mu}^{(l)} = \sum_l \bar{l} \gamma_{\mu} (v_l + a_l \gamma_5) l,$$

$$a_u = a_c = a_t = -a_s = -a_d = -a_b = -\frac{1}{2},$$

$$v_u = v_c = v_t = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w,$$

$$v_d = v_s = v_b = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w,$$

$$a_v = -a_l = \frac{1}{2}, \quad v_v = \frac{1}{2},$$

$$v_l = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_w,$$

где  $\theta_w$  — угол Вайнберга,  $\sin^2 \theta_w = 0,22$ .

Проявления нейтральных слабых токов обнаружены в настоящее время при рассеянии нейтрино электронами,  $\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$ , а также при упругом и неупругом рассеянии нуклонами,  $\nu + N \rightarrow \nu + N$ ,  $\nu + N \rightarrow \nu + \pi + N$ ,  $\nu + N \rightarrow \nu + X$ ,  $X$  — некоторая совокупность адронов [33]. Интерференцию амплитуд однофотонного и  $Z$ -бозонного механизмов в процессах электрон-адронных взаимодействий наиболее просто можно обнаружить при исследовании  $P$ -нечетных эффектов. Эти эффекты выявлены при изучении неупругого рассеяния продольно-поляризованных электронов неполяризованными нуклонами и дейтронами [34], а также при изучении угла поворота плоскости поляризации лазерного света при прохождении его через пары атомного висмута [35].



Рис. 7. Диаграммы Фейнмана реакции  $e^{+} + e^{-} \rightarrow W^{+} + W^{-}$ .

Все имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о нейтральных слабых токах согласуются с предсказаниями простейшего варианта простейшего описания слабого и электрического взаимодействия элементарных частиц, а именно моделью Вайнберга — Салама при значении угла Вайнберга  $\sin^2 \theta_w = 0,22$ . Это значение фиксирует массы промежуточных векторных бозонов:

$$M_w = \left( \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta_w} = 37,3 \text{ ГэВ} / \sin \theta_w \approx 80 \text{ ГэВ},$$

$$M_z = M_w / \cos \theta_w = 74,6 \text{ ГэВ} / \sin^2 \theta_w \approx 90 \text{ ГэВ}.$$

Ширины  $W$ - и  $Z$ -бозонов также можно надежно вычислить.

Наиболее подходящей реакцией образования  $Z$ -бозона является процесс столкновения  $e^{+}e^{-}$  и  $e^{-}e^{+}$ -пучков:

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow Z \rightarrow \text{адроны (или лептоны)}.$$

Если энергия встречных пучков достигает 45 ГэВ, то эта реакция характеризуется большим сечением из-за резонансного усиления. Заряженные  $W$ -бозоны также могут рождаться на встречных  $e^{+}e^{-}$ -пучках,  $e^{+} + e^{-} \rightarrow W^{+} + W^{-}$  (рис. 7), но в силу сокращения вклада различных диаграмм сечение здесь существенно меньше сечения образования  $Z$ -бозона. Поэтому для изучения свойств  $W$ -бозонов наиболее подходящими должны быть реакции образования одиночных  $W$ -бозонов в адронных столкновениях:  $p + \bar{p} \rightarrow W + X$  и  $p + p \rightarrow W + X$  на встречных пучках, когда энергия каждого из пучков составляет несколько сот гигаэлектронвольт. При этом реализуется случай сталкивающихся кварк-антикварковых пучков.

**Большое объединение.** После успеха объединенного описания слабого и электромагнитного взаимодействий элементарных частиц возник вопрос об объеди-



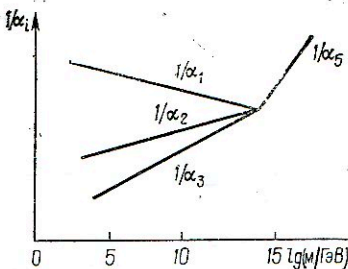


Рис. 8. Поведение «констант» электромагнитного ( $\alpha_1$ ), слабого ( $\alpha_2$ ) и сильного ( $\alpha_3 = \alpha_s$ ) взаимодействий в области больших переданных импульсов  $p^2 = M^2$ .

нении трех взаимодействий: сильного, слабого и электромагнитного — «большое объединение» или «великий синтез». Возможность подобного объединения обусловлена тем, что константа сильного кварк-глюонного взаимодействия уменьшается с ростом переданного импульса, а константы электромагнитного и слабого взаимодействий, напротив, увеличиваются. Поэтому при некотором значении импульса интенсивности всех трех взаимодействий могут сравняться (рис. 8). Чтобы найти этот импульс, необходимо воспользоваться зависимостью констант  $\alpha_i = g_i^2/4\pi$ ,  $i = 1, 2, 3$  от импульса, соответствующих  $U_1$ -,  $SU_2$ - и  $SU_3$ -симметричным взаимодействиям:

$$1/\alpha_i(M) - 1/\alpha_i(M_0) = \frac{a_i}{2\pi} \ln \frac{M}{M_0},$$

где  $M$  и  $M_0$  — некоторые значения импульса. В дальнейшем под  $M$  будем подразумевать импульс, при котором сравниваются интенсивности взаимодействий;  $M_0 = M_w$ . Воспользовавшись тем, что главный вклад в зависимость от  $M$  констант дают диаграммы, представленные на рис. 9, найдем

$$a_3 - a_2 = \frac{11}{3}, \quad a_3 - a_1 = 11, \quad a_2 = 11 - \frac{2}{3} N_f.$$

Поскольку коэффициенты  $a_2$  и  $a_3$  положительны,  $a_1$  отрицателен, то константы  $SU_2$ - и  $SU_3$ -взаимодействий с ростом  $M$  уменьшаются (т. е. для них имеет место асимптотическая свобода), а константа  $\alpha_1$  увеличивается. Масса, при которой  $\alpha_1(M) = \alpha_2(M) = \alpha_3(M)$ ,

определяется из соотношения

$$\ln \frac{M}{M_0} = \frac{\pi}{11} \left( \frac{1}{\alpha} - \frac{8}{3\alpha_s} \right).$$

Если при  $M_0 = M_w$  константы  $\alpha(M_w) = 1/129$ ,  $\alpha_s(M_w) = 0,1$ , то  $\ln M/M_w = 29$ , т. е.  $M/M_w = 4 \cdot 10^{12}$ ,  $M \approx 4 \cdot 10^{14}$  ГэВ.

Можно предположить, что при таких энергиях существует единое взаимодействие, имеющее высокую симметрию, более высокую по сравнению с  $SU_{3c} \times SU_2 \times U_1$ -симметрией сильного и электромагнитного взаимодействий, наблюдаемой при достижимых в настоящее время энергиях. Наиболее простой для такого объединения является  $SU_5$ -симметрия. Мультиплеты в такой группе объединяют кварки и лептоны на одинаковых основаниях. Важным понятием в этой группе является представление о «поколении». В группе  $SU_5$  есть три тождественных поколения. Первое поколение объединяет  $u$ - и  $d$ -кварки (в трех цветовых состояниях), а также лептоны  $e$  и  $\nu$ . Учитывая спин фермионов (а также двухкомпонентность нейтрино с нулевой массой [36—38], согласно которой в природе должно существовать только одно нейтрино с левой поляризацией), легко убедиться, что поколение насчитывает 15 фермионных состояний. В группе  $SU_5$  эти состояния могут образовать два мультиплет  $\bar{5}$  и  $10$  [39]:

$$\bar{5} = (\bar{d}_1, \bar{d}_2, \bar{d}_3, e^-, \nu_e)_L,$$

$$10 = \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}_3 & -\bar{u}_2 & -u_1 & -d_1 \\ -\bar{u}_3 & 0 & \bar{u}_1 & -u_2 & -d_2 \\ \bar{u}_2 & -\bar{u}_1 & 0 & -u_3 & -d_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 & 0 & -e^+ \\ d_1 & d_2 & d_3 & e^+ & 0 \end{pmatrix}_L.$$

В  $SU_5$ -симметрии должно возникать 24 безмассовых векторных бозона: восемь из них могут быть отождествлены с глюонами, четыре — с  $W^+$ ,  $W^0$ ,  $W^-$  и

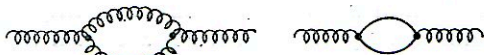


Рис. 9. Однопетлевые диаграммы Фейнмана, необходимые для вычисления асимптотического поведения констант калибровочных полей.

$V^0$ -бозонами. Дополнительно появляются еще двенадцать векторных бозонов:  $X_{+1/3}^i$  и  $\bar{X}_{-1/3}^i$ ,  $Y_{+2/3}^i$  и  $\bar{Y}_{-2/3}^i$ , где  $i$  — цветовой индекс, нижний индекс обозначает электрический заряд. Своеобразие этих бозонов в том, что они определяют переходы с изменением лептонного и барионного зарядов: переходы  $\bar{d} \leftrightarrow e^-$  вызываются бозонами  $X$  и  $\bar{X}$ , переходы  $\bar{d} \leftrightarrow \nu$  — бозонами  $Y$  и  $\bar{Y}$ . Но такие переходы немедленно приведут к нестабильности протона:

$$p = uud \xrightarrow{Y} \bar{\nu} d u \rightarrow \nu l^+ (\rho^+),$$

$$p = uud \xrightarrow{X} e^+ \bar{d} d \rightarrow e^+ \pi^0 (\rho, \omega, \eta \text{ и т. д.}).$$

Легко оценить вероятность распада протона, исходя из того, что матричный элемент при больших массах  $M_x$  имеет вид  $g^2/M_x^2 \approx \alpha/M_x^2$ , т. е.  $\tau_p^{-1} = \alpha^2 m_p^5/M_x^4$ . Используя для  $\tau_p$  экспериментальную нижнюю границу  $\tau_p > 2 \cdot 10^{30}$  лет, находим  $M_x/m_p > 10^{14}$ .

Подобную массу  $X$ - и  $Y$ -бозоны должны приобрести в результате спонтанного нарушения симметрии. Видно, что масса этих бозонов близка к энергиям, при которых происходит объединение всех взаимодействий элементарных частиц.

Процессы с несохранением барионного заряда представляются особенно интересными в связи с попытками понять барионную асимметрию Вселенной. В модели горячей Вселенной, как известно, эта асимметрия невелика: отношение числа протонов к числу фотонов не превышает  $10^{-9}$ . Число фотонов просто оценивается по известной температуре реликтового излучения ( $T = 2,7$  К), плотность протонов оценивается по известной средней плотности во Вселенной (порядка  $10^{-30} - 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup>). На самых ранних этапах эволюции Вселенной температура фотонов могла достигать огромных значений, в такой Вселенной протекали самые разнообразные процессы. Можно допустить, что процессы с несохранением барионного заряда происходили во Вселенной более интенсивно, что и обеспечило барионный избыток, на-

блюдаемый в настоящее время. При этом должно существенно использоваться нарушение  $CP$ -инвариантности, имеющееся с малой интенсивностью в слабом взаимодействии.

Для большого объединения можно использовать и другие группы симметрии. Довольно привлекательной является группа  $SO(10)$  ортогональных вращений в 10-мерном пространстве (с единичным детерминантом). Спирное представление этой группы содержит 16 компонент. Поэтому наряду с указанными выше 15 фермионами должно существовать еще правое нейтрино (или левое антинейтрино), что возможно только при отличии массы нейтрино от нуля [40]. И в этой модели протон нестабилен. Разрешены также переходы с изменением барионного числа на две единицы [41]. В вакууме нейтрон может спонтанно превращаться в антинейтрон,  $n \rightarrow \bar{n}$ . Подобное превращение в принципе легко может быть обнаружено на опыте: для этого достаточно в пучке нейтронов обнаружить появление антинейтронов, которые в детекторах дадут интенсивный аннигиляционный импульс.

Большое объединение, тем не менее, оставляет нерешенными ряд проблем. Проблему хиггсовых бозонов можно устранить в модели «техницвета», согласно которой должно существовать новое сильное взаимодействие «техникварков», обменивающихся «техниглюонами». Основной особенностью этого взаимодействия является малый радиус конфайнмента  $R_t \approx T_0^{-1} = 10^{-18}$  см, т. е. на пять порядков меньше радиуса обычных барионов,  $R \approx 10^{-13}$  см. В такой модели мезоны Хиггса не являются элементарными частицами [42, 43].

Сравнительно большое число лептонных и кварковых состояний, наблюдающееся на опыте, делает правдоподобной гипотезу о том, что и лептоны и кварки должны быть составлены из меньшего числа истинно элементарных частиц — субкварков. Такие представления должны прежде всего объяснять факт существования трех поколений. Но в такой модели трудно понять

малость размеров кварков и лептонов. Дело в том, что в опытах по проверке квантовой электродинамики на встречных электрон-позитронных пучках, а также по глубоко неупругому рассеянию электронов и нейтрино нуклонами доказано, что размеры лептонов и кварков должны быть малыми,  $R_f < 10^{-16}$  см. Тогда легкие субкварки (запертые в фермионах неизвестным механизмом) должны иметь большие кинетические энергии (в силу соотношения неопределенности). А это затрудняет попытку объяснить сравнительно малые расщепления по массам частиц в известных фермионных поколениях.

**Электромагнитная структура адронов.** Процессы электромагнитного взаимодействия являются наиболее плодотворными источниками информации о структуре адронов. Это прежде всего связано с тем обстоятельством, что электромагнитное взаимодействие сравнительно слабое и поэтому электромагнитными возмущениями исследуемой системы можно в большинстве случаев пренебречь. Больше того, электроны и фотоны не подвержены конфайнменту и поэтому они свободно проникают в кварковые мешки. И наконец, в процессах рассеяния электронов (или мюонов) можно изменять квадрат переданного импульса и тем самым изучать свойства электромагнитного тока адронов вне массовой поверхности (если справедливо однофотонное приближение).

Лагранжиан электромагнитного взаимодействия лептонов и кварков имеет вид

$$L_{em} = -eJ_\mu A_\mu,$$

где  $A_\mu$  — векторный потенциал фотона,  $J_\mu$  — электромагнитный ток, представляющий сумму лептонного и кваркового токов:

$$J_\mu = J_\mu^{(g)} + J_\mu^{(l)},$$

$$J_\mu^{(l)} = -e\bar{\gamma}_\mu e - \bar{\mu}\gamma_\mu\mu - \bar{\tau}\gamma_\mu\tau,$$

$$J_\mu^{(g)} = \frac{2}{3}(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{c}\gamma_\mu c + \bar{t}\gamma_\mu t) -$$

$$-\frac{1}{3}(\bar{d}\gamma_\mu d + \bar{s}\gamma_\mu s + \bar{b}\gamma_\mu b),$$

Справедливость указанного лагранжиана доказана экспериментально. Прежде всего установлено, что такой ток сохраняется,  $\partial J_\mu(x)/\partial x_\mu = 0$ . Отсюда вытекает закон сохранения электрического заряда. Сохранение заряда с большой точностью подтверждается стабильностью электрона:  $\tau_e > 2 \times 10^{22}$  лет [44].

Ток  $J_\mu$  диагонален как по ароматам кварков, так и по лептонам. В принципе электромагнитный ток мог бы содержать сохраняющийся вклад, не диагональные по фермионам, например  $\bar{e}\sigma_{\mu\nu}\bar{t}\gamma_\nu\mu$ . Однако подобные слабые существенно подавлены. Так, для лептонов имеем [3]

$$|w(\tau^+ \rightarrow e^+\gamma) + w(\tau^+ \rightarrow \mu^+\gamma)|/w(\tau) \leq 0,12,$$

$$\frac{w(\mu \rightarrow e\gamma)}{w(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} < 1,9 \cdot 10^{-10}, \quad \frac{w(\mu A \rightarrow eA)}{w(\mu A \rightarrow a\bar{l}l)} <$$

$$< 7 \cdot 10^{-11}, \quad \frac{w(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\gamma)}{w(\mu^+ \rightarrow e^+\nu\bar{\nu})} < 5 \cdot 10^{-8}.$$

Сильное подавление переходов с изменением ароматов демонстрируют следующие числа:

$$\frac{w(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)}{w(\eta \rightarrow 2\gamma)} = 2 \cdot 10^{-14},$$

$$\frac{w(\Sigma^+ \rightarrow p\gamma)}{w(\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma)} = 0,9 \cdot 10^{-12},$$

которые существенно ограничивают  $s \leftrightarrow d$ -переходы с испусканием кванта. Электромагнитный  $u \leftrightarrow c$ -переход приводил бы к интенсивным распадам  $D \rightarrow \pi + \gamma$ ,  $D \rightarrow \rho + \gamma$  и т. д. в противоречии с опытом.

Необходимо отметить принципиальную разницу между несохранением электрического заряда и несохранением лептонных чисел. Дело в том, что сохранение электрического заряда связано с локальной калибровочной инвариантностью электромагнитного взаимодействия, а отсюда следует необходимость существования безмассовой векторной частицы — фотона. Нетрудно видеть, что несохранение электрического заряда в принципе возможно только при  $m_\gamma \neq 0$ . Действительно, из уравнений Максвелла

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\mu} = J_\nu, \quad F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu}$$

следует, что для безмассовых фотонов  $\partial J_\nu / \partial x_\nu = 0$ . Но если  $m_\gamma \neq 0$ , то

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\mu} + m_\gamma^2 A_\nu = J_\nu \text{ и } \partial J_\nu(x) / \partial x_\nu \neq 0.$$

Наилучшая оценка массы фотона получена из астрофизических соображений [45]:  $m_\gamma < 10^{-27}$  эВ, что соответствует комптоновской длине  $R_\gamma > 10^{22}$  см (размеры Галактики). Напомним, что размеры Вселенной достигают  $10^{28}$  см. Но фотон с отличной от нуля массой наряду с поперечными поляризациями должен иметь и продольную:  $\epsilon_\mu^{(0)} = \left(0, 0, \frac{\omega}{m_\gamma}, \frac{|k|}{m_\gamma}\right)$ , где  $\omega$  и  $k$  — энергия и импульс  $\gamma$ -кванта. В силу очень малой массы фотона отношение  $\omega/m_\gamma$ , даже при малых энергиях достигает больших значений:  $\omega/m_\gamma \simeq 10^{33}$  для  $\gamma$ -квантов из распада  $e^+ \rightarrow \nu + \gamma$ . Это ведет к ряду парадоксов, анализ которых показывает [46], что гипотеза несохранения электрического заряда выглядит искусственной. «...Продольные фотоны «устраивают такую давку», что не могут испуститься сами и не дают испуститься другим частицам (нейтрино), так что сохранение полностью восстанавливается» [47].

Сохранение лептонных чисел также связано с инвариантностью соответствующих лагранжианов относительно градиентных преобразований, но эти преобразования имеют глобальный характер (а не локальный, как в случае электродинамики). Поэтому сохранение лептонных чисел не влечет появление соответствующих «лептонных фотонов», взаимодействующих с лептонными зарядами. Такое взаимодействие должно было бы проявиться прежде всего при проверке эквивалентности инертной и гравитационной масс в опытах Этвеша [48]. Имеющиеся экспериментальные данные исключают подобные аномальные взаимодействия.

Поэтому несохранение лептонных чисел представляется вполне допустимым. Больше того, именно несохранение лептонных чисел и барионного заряда дает возможность объяснить факт квантования электрического заряда элементарных частиц, исходя только из свойств сохранения его. Действитель-

но, процессы

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma, \tau^+ \rightarrow e^+ + \gamma, p \rightarrow e^+ + \pi^0, \\ p \rightarrow \bar{\nu} + \pi^+$$

позволяют сравнить между собой заряды всех элементарных частиц.

Справедливость электромагнитного лагранжиана в лептонном секторе доказана успехами квантовой электродинамики. Расчеты высших порядков теории возмущений по константе электромагнитного взаимодействия согласуются с измерениями магнитных моментов электрона и мюона:

$$\mu(e) = 1,001\,159\,652\,41 \quad (20),$$

$$\mu(\mu) = 1,001\,165\,924 \quad (9).$$

Следует также упомянуть опыты по проверке квантовой электродинамики при больших переданных импульсах в реакциях  $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$ ,  $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ ,  $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$  и  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ , в которых доказана справедливость квантовой электродинамики вплоть до расстояний порядка  $10^{-16}$  см. Учитывая оценку массы фотона, можно утверждать, что справедливость квантовой электродинамики проверена в настоящее время в широчайшем диапазоне расстояний  $10^{-16}$  см  $\leq R \leq 10^{22}$  см, т. е. на интервале в 38 порядков!

В электродинамике адронов также выполнены точные измерения магнитных моментов протона и нейтрона:

$$\mu(p) = 2,792\,845\,6 \quad (11),$$

$$\mu(n) = -1,913\,041\,84 \quad (88).$$

Однако точность вычислений в квантовой хромодинамике не идет ни в какое сравнение с экспериментальной точностью: в теории удастся найти только два первых знака этих магнитных моментов.

Электромагнитное взаимодействие адронов инвариантно относительно стандартных дискретных преобразований: отражения пространственных координат ( $P$ -инвариантность), обращения времени ( $T$ -инвариантность) и зарядового сопряжения ( $C$ -инвариантность).

Симметрия электромагнитного взаимодействия адронов относительно пространственных отражений приводит

к сохранению пространственной четности в соответствующих процессах. Одним из проявлений этого является отсутствие  $P$ -нечетных корреляций типа  $k_1 \times k_2 \cdot k_3$ ,  $s \cdot k$  и т. д., где  $k_i$ ,  $k$  — импульсы частиц в некоторых процессах,  $s$  — вектор спина. Подобные  $P$ -нечетные эффекты в процессах электромагнитного взаимодействия адронов обнаружены, но из-за их малой интенсивности можно считать, что их появление обусловлено слабым взаимодействием, а не электромагнитным. Точнее говоря,  $P$ -нечетные эффекты обусловлены интерференцией амплитуд слабого и электромагнитного взаимодействий.

Инвариантность электромагнитного взаимодействия адронов относительно обращения времени доказана в опытах по измерению электрического дипольного момента нейтрона и по рассеянию неполяризованных электронов на поляризованной протонной мишени, при исследовании поляризационных явлений в упругом  $ed$ -рассеянии, при сравнении сечений прямых и обратных процессов:  $\gamma + d \rightarrow n + p$  и  $n + p \rightarrow d + \gamma$ ,  $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$  и  $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ .

Инвариантность электромагнитного взаимодействия относительно зарядового сопряжения доказана в опытах по поиску запрещенных распадов, таких как  $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ , а также  $C$ -нечетных асимметрий в распадах  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ .

Изучение свойств симметрии электромагнитного взаимодействия относительно непрерывных преобразований также имеет принципиальное значение. Например, изотопическая структура электромагнитного тока может быть установлена:

$$J_\mu = \frac{2}{3} \bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d}\gamma_\mu d = \\ = \frac{1}{6} (\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d) + \frac{1}{2} (\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d).$$

Отсюда видно, что электромагнитное взаимодействие не сохраняет изотопический спин, но может изменить его на единицу. Это обусловлено тем, что электромагнитный ток кварков определяется только их электрическими за-

рядами. Но оператор электрического заряда в силу соотношения Гелл-Манна—Нишиджими  $Q = I_3 + \frac{S+B+C}{2}$  представляет собой комбинацию изоскаляра и третьей проекции  $I_3$  изотопического спина. Отсюда и следуют правила отбора по изоспину для электромагнитного взаимодействия адронов.

«Прежде всего следует проверить то, что Телегди называет законом Ампера в физике высоких энергий. В частности, обладает ли адронная часть электромагнитного тока теми же внутренними квантовыми числами, что и полный заряд, а именно:  $C = -1$ ,  $\Delta I = 0$ ; 1» [49].

Наиболее детальная проверка правил отбора по изоспину осуществлена в экспериментах по фото- и электрообразованию пионов на нуклонах в области первого  $\Delta$ -резонанса. Были предприняты попытки изучить отношение вероятностей распадов  $\Delta^+ \rightarrow p + \gamma$  и  $\Delta^0 \rightarrow n + \gamma$  из данных относительно реакций  $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$  и  $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ : при отсутствии изотензорных токов должно выполняться соотношение  $w(\Delta^+ \rightarrow p\gamma)/w(\Delta^0 \rightarrow n\gamma) = 1$ . Наиболее точные данные [50], полученные относительно процессов  $e^- + N \rightarrow e^- + \Delta$ , приводят к следующему отношению формфакторов:  $G_n^*/G_p^* = 1,02 \pm 0,08$ . Эта величина очень чувствительна к изотензорной амплитуде:  $|M_{1+}^2/M_{1+}^1| = 0,003 \pm 0,016$ .

Можно было надеяться, что изотопическая структура электромагнитного тока, предсказываемая кварковой моделью, справедлива с точностью до электромагнитных формфакторов. Однако это не так. «Распад  $\eta \rightarrow 3\pi$ , однако, бросает нам вызов. Как вычислить вероятность распада  $\eta \rightarrow 3\pi$ ? Где действует промежуточный фотон? Можем ли мы сообразить, какие промежуточные состояния скорее всего наиболее существенны? Количественные оценки этой вероятности представляют собой проблему, которую нельзя не упомянуть при любом обсуждении эффектов собственно-энергетического типа, связанных с действием виртуальных фотонов» [57].

Поскольку в распадах  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

и  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  изотопический спин не сохраняется, то можно было бы считать, что несохранение обусловлено виртуальным фотоном. Однако в рамках модели алгебры токов можно показать, что для такого механизма амплитуда распада  $\eta \rightarrow 3\pi$  должна обратиться в нуль. Действительно, будем исходить из формулы

$$A(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = \langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H^{(em)}(0) | \eta \rangle,$$

$$H^{(em)}(0) = e^2 \int d^4x D^{\mu\nu}(x) T(J_\mu(x) J_\nu(0)),$$

где  $D^{\mu\nu}$  — функция Грина фотона. Используя гипотезу ЧСАТ, легко получить

$$A(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = -\frac{i}{f_\pi} \langle \pi^+ \pi^- | [\bar{Q}^{(3)}, H^{(em)}(0)] | \eta \rangle.$$

Здесь  $f_\pi$  — константа распада заряженного пиона;  $\bar{Q}^{(3)}$  — аксиальный заряд. Но в силу алгебры токов  $[\bar{Q}^{(3)}, \bar{J}_\mu^{em}] = 0$ , т. е.  $A(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) = 0$ . Это, конечно, не строгий результат. Однако к распаду  $K \rightarrow 3\pi$  подобный подход применим. Амплитуда  $A$ , найденная из опытных данных,

$$\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi) = 830 |A|^2 \text{ эВ} = 250 \pm 50 \text{ эВ},$$

$$|A| = 0,55 \pm 0,14$$

оказывается неожиданно большой величиной.

Остается допустить, что в самом сильном взаимодействии не сохраняется изотопический спин, причем это несохранение обусловлено различием масс  $u$ - и  $d$ -кварков:

$$H = m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d = (\bar{u}u + \bar{d}d) \frac{m_u + m_d}{2} + (\bar{u}u - \bar{d}d) \frac{m_u - m_d}{2}.$$

Тогда методами алгебры токов можно получить

$$A(\eta \rightarrow 3\pi^0) = \left\langle 3\pi^0 \left| \frac{m_u - m_d}{2} (\bar{u}u - \bar{d}d) \right| \eta \right\rangle = \frac{m_u - m_d}{m_u + m_d} \frac{m_\pi^2}{f_\pi^2} \frac{2}{\sqrt{3}},$$

откуда  $r = (m_u - m_d)/(m_u + m_d) = 0,44$ . Близкое значение  $r$  получается из сравнения распадов  $\psi \rightarrow \psi' + \pi^0$  ( $\Delta I = 1$ ) и  $\psi' \rightarrow \psi + \eta$  ( $\Delta I = 0$ ).

Можно полагать поэтому, что совместное действие электромагнитного

взаимодействия и  $H$  будет приводить к эффектам  $\Delta I = 2$  в процессах первого порядка по константе электромагнитного взаимодействия.

Трансформационные свойства электромагнитного тока адронов относительно преобразований группы  $SU_3$  вытекают из кварковой модели:

$$J_\mu = \frac{2}{3} \bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3} (\bar{d}\gamma_\mu d + \bar{s}\gamma_\mu s).$$

Поскольку  $s$ - и  $d$ -кварки входят в этот ток симметрично, то электромагнитное взаимодействие сохраняет  $U$ -спин. Отсюда вытекает ряд соотношений между магнитными моментами барионов [3]:

$$\mu(n) = \mu(\Sigma^0)$$

$$-1,91 - 1,253 \pm 0,014$$

$$\mu(p) = \mu(\Sigma^+)$$

$$2,79 \quad 2,33 \pm 0,13$$

$$\mu(\Sigma^-) = \mu(\Xi^-)$$

$$-1,40 \pm 0,25 \quad -1,85 \pm 0,75.$$

Видно, что  $SU_3$ -симметрия нарушена.

В заключение отметим, что исследование структуры адронов привело к плодотворной гипотезе кварков, которые из структурных единиц превратились в основной объект теории сильного взаимодействия, основанной на квантовой хромодинамике. Кварковые и глюонные струи доказывают реальность существования кварков и глюонов. Гипотеза невылетания кварков и глюонов существенно изменила понятие составной частицы. При этом изменилось и содержание высказывания: «состоит из». Раньше составная природа частицы предполагала, что при достаточной энергии составную систему можно «разобрать» на составляющие ее части. Так было в атомной и молекулярной физике, а также в ядерной физике. Но кварки не удается освободить подобным способом. Поэтому понятие составной частицы нужно обобщать таким образом, чтобы включить и идею о невылетании кварков. Составную частицу можно определить как объект, который имеет систему возбужденных состояний, при рассеянии лептонов на котором должно наблюдаться явление квазиупругого рассеяния на отдельных составляющих (в области глубоко неупругого рассеяния), даже если они

и не образуются в свободном состоянии.

Но кварки и лептоны могут быть, в свою очередь, сложными объектами. Увлекательное путешествие в тайны строения материи, стимулированное открытием нейтрона, продолжается 50 лет и еще далеко от завершения.

1. *Электромагнитная структура ядер и нуклонов.* Сб. статей.— М.: Изд-во иностр. лит., 1958.— 204 с.
2. *Anderson H., Fermi E., Long E., Nagle D.*— Phys. Rev., 1952, 85, p. 936-937.
3. *Varash-Schmidt N., Bricman C., Crawford K. L. et al.*— Revs Mod. Phys., 1980, 52, N 1, p. 1-250.
4. *Коккедэ Я.* Теория кварков.— М.: Мир, 1971.— 341 с.
5. *Weinberg S.*— Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p. 124-126.
6. *Матинян С. Г.*— УФН, 1980, 130, № 1, с. 3-38.
7. *Greenberg O. W.*— Phys. Rev. Lett., 1964, 13, N 20, p. 598-601.
8. *Han M. Y., Nambu Y.*— Phys. Rev. B, 1965, 139, N 5, p. 1006-1010.
9. *Боголюбов Н. Н., Струминский В. В., Тахелидзе А. Н.* К вопросу о составных моделях в теории элементарных частиц. (Препринт/ОИЯИ, Д-1968), 1965.
10. *Fritsch H., Gell-Mann M., Leutwyler H.*— Phys. Lett. B, 1973, 47, p. 365-368.
11. *Yang C. N., Mills R. L.*— Phys. Rev., 1954, 96, p. 191-195.
12. *Gross D. J., Wilczek F.*— Phys. Rev. Lett., 1973, 30, p. 1343-1346.
13. *Politzer H. H.*— Phys. Rev. Lett., 1973, 30, p. 1346-1349.
14. *Азиезер А. И., Рекало М. П.* Электродинамика адронов.— Киев: Наук. думка, 1977.— 505 с.
15. *Ali A.* QCD in  $e^+e^-$  annihilation; theory and practice.— Hamburg, 1981.— 143 p. (Preprint DESY 81-011).
16. *Hanson G., Abrams G. S., Boyarski A. M. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p. 1609-1612.
17. *Schwitters R. F., Boyarski A. M., Briedenbach M. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p. 1320-1323.
18. *Berger Ch., Lackas W., Raupach F. et al.*— Phys. Lett. B, 1979, 78, p. 176-180.
19. *Berger Ch., Lackas W., Raupach F. et al.*— Phys. Lett. B, 1979, 82, p. 449-452.
20. *Brandelik R., Braunschweig W., Gather K. et al.*— Phys. Lett. B, 1979, 86, p. 243-247.
21. *Barber D. P., Becker U., Benda H. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p. 830-833.
22. *Berger Ch., Genzel H., Grigull R. et al.*— Phys. Lett. B, 1979, 86, p. 418-423.
23. *Koller K., Krasemann H.*— Phys. Lett. B, 1979, 88, N 1/2, p. 119-122.
24. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.*— Lett. Nuovo Cim., 1972, 5, p. 907-912.
25. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.*— Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719-723.
26. *Brodsky S. J., Farrar G. R.*— Phys. Rev. Lett., 1973, 31, N 18, p. 1153-1156.
27. *Drell S. D., Yan T. M.*— Phys. Rev. Lett., 1970, 25, p. 316-320.
28. *Dokshitzer Yu. L., Dyakonov D. I., Troyan S. I.*— Phys. Repts, 1980, 58, p. 269-395.
29. *Blankenbecler R., Brodsky S. J., Gunion J. F.*— Phys. Rev. D, 1978, 18, N 3, p. 900-926.
30. *Diakonou M., Kourkoumelis C., Resvanis L. K. et al.*— Phys. Lett. B, 1980, 91, N 2, p. 299-300.
31. *Higgs P. W.*— Phys. Rev., 1966, 154, p. 1156-1163.
32. *Kobayashi M., Maskawa T.*— Progr. Theor. Phys., 1973, 49, N 2, p. 652-657.
33. *Kim J. E., Langacker P., Levine M., Williams K.*— Revs Mod. Phys., 1981, 53, N 2, p. 211-252.
34. *Prescott C. Y., Atwood W. B., Cottrell R. L. A. et al.*— Phys. Lett. B, 1978, 77, N 3, p. 347-352.
35. *Барков Л. М., Золоторев М. С., Хрунлович И. В.*— УФН, 1980, 132, № 3, с. 409-442.
36. *Ландау Л. Д.*— ЖЭТФ, 1957, 32, № 2, с. 407-408.
37. *Salam A.*— Nuovo cim., 1957, 5, N 1, p. 299-301.
38. *Lee T. D., Yang C. N.*— Phys. Rev., 1957, 105, N 5, p. 1071-1075.
39. *Georgi H., Glashow S. L.*— Phys. Rev. Lett., 1974, 32, N 8, p. 438-441.
40. *Нозик В. С., Любимов В. А., Новиков Е. и др.*— ЯФ, 1980, 32, с. 301-303.
41. *Казарновский М. В., Кузьмин В. А., Четаркин К. Т., Шапошников М. Е.*— Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с. 88-91.
42. *Dimopoulos S.*— Nucl. Phys. B, 1980, 168, p. 69-92.
43. *Raby S., Dimopoulos S., Susskind L.*— Nucl. Phys., 1980, 169, p. 373-394.
44. *Ковальчук Е. Л., Поманский А. А., Смольников А. А.*— Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, № 2, с. 163-166.
45. *Чибисов Г. В.*— УФН, 1976, 119, с. 552-558.
46. *Окин Л. В., Seldovich Ya. B.*— Phys. Lett. B, 1978, 78, N 5, p. 557-606.
47. *Волошин М. Б., Окунь Л. Б.*— Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с. 156-160.
48. *Брагинский В. Б., Панов В. И.*— ЖЭТФ, 1971, 61, с. 873-879.
49. *Сакураи Дж.* Токи и мезоны.— М.: Атомиздат, 1972.— 168 с.
50. *Азмеро Р. В., Омелаенко А. С., Степула Е. В., Тимов Ю. И.*— ЯФ, 1975, 21, № 1, с. 113-119.
51. *Фейнман Р.* Взаимодействие фотонов с адронами.— М.: Мир, 1975.— 389 с.

**УСКОРИТЕЛЬНЫЕ ПЕРСПЕКТИВЫ  
ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

Эффективность и полезность получения элементарных частиц высокой энергии с помощью ускорителей были впервые продемонстрированы в начале тридцатых годов, в частности, в экспериментах по искусственному расщеплению атомного ядра. Бурное развитие ускорительной физики и техники явилось важнейшим условием развития ядерной физики и физики элементарных частиц. В настоящей статье, содержание которой в значительной мере соответствует докладу, прочитанному на XX Международной конференции по физике высоких энергий [1], кратко рассмотрены те сдвиги в ускорительной сфере, которые, по мнению автора, в наибольшей степени способствовали в последнее время и будут способствовать в ближайшем будущем прогрессу физики элементарных частиц.

1. Наиболее крупным достижением в рассматриваемой области является освоение метода встречных пучков. Эксперименты на встречных пучках, начало которым положили электрон-электронные эксперименты в Стэнфорде и Новосибирске, электрон-позитронные в Новосибирске, Орсе и Фраскати и протон-протонные в ЦЕРНе, стали одним из главных источников фундаментальной информации в физике элементарных частиц и в дальнейшем их значение будет возрастать.

2. Известно, какую большую роль в осуществлении встречных электрон-позитронных пучков сыграло наличие у легких частиц при небольших энергиях мощного радиационного охлаждения,

которое дало возможность накапливать интенсивные позитронные пучки, сжимать поперечные размеры пучков  $e^+$ ,  $e^-$  до очень малых величин (сейчас вплоть до нескольких микрон) и удерживать пучки в сжатом состоянии, несмотря на сильные возмущения, вносимые в движение частиц полем встречного пучка, что, в свою очередь, позволяет получать высокую светимость.

Охлаждение является столь же принципиально важным и при осуществлении протон-антипротонных экспериментов на встречных пучках. Это стало возможным после разработки электронного охлаждения [3, 4] в Новосибирске и стохастического в ЦЕРНе [5]. Эти два метода по своим возможностям существенно дополняют друг друга. Стохастическое охлаждение наиболее эффективно для пучков низкой плотности с большим эмиттансом (т. е. при малой шестимерной фазовой плотности); электронное — при получении низкотемпературных («узких») пучков тяжелых заряженных частиц (протонов, антипротонов, ионов). Не исключено, что охлаждение с помощью циркулирующего электронного пучка окажется полезным для подавления диффузионного распыливания со временем встречных протон-антипротонных пучков при высоких энергиях. При энергии не меньше 10 ТэВ важное значение в повышении светимости встречных протон-антипротонных пучков будет иметь радиационное охлаждение.

Использование ионизационного охлаждения может открыть интересные



возможности для получения интенсивных мюонных пучков высокой энергии, включая осуществление мюонных встречных пучков достаточно высокой светимости.

2.1. Непрерывное охлаждение пучка частиц в накопителе дает возможность проводить эксперименты в режиме сверхтонкой внутренней мишени [6], когда диффузионное «расплывание» пучка из-за многократного рассеяния на веществе мишени и флуктуаций ионизационных потерь подавляется интенсивным охлаждением. Тем самым становятся возможными тонкие «спектрометрические» эксперименты с предельно высокой светимостью, определяемой производительностью инжектора и сечением процессов однократной гибели частиц на веществе мишени, что невозможно при обычной постановке экспериментов. Эксперименты этого типа по электровозбуждению ядер ведутся несколько лет на накопителе ВЭПП-2 [6, 7].

Другим применением режима сверхтонкой мишени является генерация пучков вторичных частиц, хорошо маркируемых по сорту и энергии с помощью регистрации сопровождающих частиц. При этом обеспечивается 100%ная растяжка во времени, относительная интенсивность определяется отношением сечения используемого процесса к полному сечению гибели циркулирующих частиц на частицах мишени, а эмиттанс — характеристиками используемого для генерации процесса взаимодействия и размером непрерывно охлаждаемого циркулирующего первичного пучка на участке взаимодействия.

2.2. Аналогичная постановка экспериментов при непрерывном охлаждении рациональна и в условиях, когда мишень технически не удается сделать настолько плотной, чтобы время жизни частиц в накопителе определялось взаимодействием с мишенью, а не с остаточным газом в вакуумной камере (другим возможным препятствием на пути повышения светимости оказываются ограничения на величину накопленного тока). Соответственно, в этом случае, хотя и не достигается предель-

ная светимость, сохраняется большой выигрыш по сравнению с однократным прохождением пучка ускорителя через такую мишень и возможность работать с очень стабильным пучком высокого качества.

Указанная ситуация характерна для экспериментов с газовыми поляризованными мишенями, для которых в настоящее время можно иметь даже в случае водорода или дейтерия лишь до  $10^{12}$  атом/см<sup>2</sup>, что соответствует среднему вакууму в накопителе  $10^{-9}$  торр. Конечно, наиболее интересна работа с поляризованной мишенью при поляризованных пучках в накопителе.

Другим примером такого рода может быть мишень свободных нейтронов, которая особенно перспективна для детального изучения взаимодействий  $\bar{p}n$  при низких и средних энергиях [4].

3. Сейчас в ускорительной технике происходит освоение важных усовершенствований. Прежде всего начинается применение сверхпроводимости. Применение сверхпроводящих магнитных систем позволяет поднять максимальное ведущее магнитное поле с 20 кгс до 45 кгс (сплавы на основе Ni, T), соответственно выигрывая в энергии протонных и антипротонных пучков (при данных масштабах установки). В близком будущем есть возможность приблизиться к 100 кгс (сплавы на основе Ni, St). Важным обстоятельством является и существенный интегральный выигрыш в потребляемой энергии, который особенно велик при работе в режиме накопителя.

Отметим, что и при малых полях до 20 кгс с ферромагнитным формированием магнитного поля накопителя или медленного ускорителя применение сверхпроводящих обмоток дает возможность сделать магнитные системы совсем миниатюрными (разработки ЛВЭ ОИЯИ). Правда, сверхпроводящие магнитные системы должны продемонстрировать свою длительную работоспособность при работе с планируемыми в большинстве проектов весьма интенсивными пучками, что требует специальной заботы, особенно при работе в ускорительном режиме.

4. Применение высоких значений ве-

дущего магнитного поля позволяет увеличить энергию пучков тяжелых частиц, но для электронов и позитронов этот путь повышения энергии исключен из-за чрезмерного роста потерь на синхротронное излучение. Однако применение сверхпроводящих магнитных структур эффективно для повышения светимости электрон-позитронных встречных пучков при малых и средних энергиях [2], а также при создании излучающих структур для разнообразных применений синхротронного излучения.

5. Существенное значение для ускорительного прогресса будет иметь применение сверхпроводящих резонаторов в высокочастотных ускоряющих структурах. Правда, в настоящее время не ясно, удастся ли повысить ускоряющий градиент таких систем больше 5 или 10 МэВ/м, но, во всяком случае, такие системы дадут возможность заметно (в 1,5—2 раза) увеличить энергию циклических электрон-позитронных накопителей [8, 9].

6. Резкое повышение темпа ускорения в линейных ускоряющих структурах — до 100 МэВ/м, а может быть, и несколько выше — возможно в импульсном режиме (при нормальной проводимости резонаторов). Такие ускорители можно назвать суперлиаками. Задачу получения необходимой поверхностной прочности по отношению к высокочастотному пробое (технология обработки), а также задачу разработки ускоряющих структур для релятивистских частиц с минимальным перенапряжением можно считать принципиально решенными [10, 11]. Основой возможного прогресса в этой области является разработка импульсных коротковолновых генераторов принципиально нового уровня импульсной мощности (порядка гигавайт). Два направления в разработке систем накачки кажутся наиболее перспективными.

Одно из них связано с быстрым прогрессом в технике мощных импульсных релятивистских электронных пучков [9]. Сейчас, при решении проблем управляемого термоядерного синтеза, получены импульсные мощности электронных пучков в несколько ги-

гавайт при длительностях порядка микросекунды с преобразованием значительной части энергии пучка в энергию высокочастотного электромагнитного поля. Задача сегодня — сделать такие генераторы более эффективными, тонко управляемыми по амплитуде и фазе и перевести их в режим сравнительно высоких частот повторения.

Другое направление [12] связано с тем, что современные большие протонные ускорители (а тем более ускорители сравнительно близкого будущего) имеют запасенную в пучке релятивистских частиц энергию в миллионы джоулей и мощности в сотни гигавайт при однооборотном выпуске. Весьма хорошие качества высокоэнергетических протонных пучков (малый энергетический разброс — десятки мегаэлектрон-вольт при энергии в 500 ГэВ — и малый эмиттанс) позволяют сравнительно несложно с помощью поворотного модулятора вызвать глубокую бунчировку вдоль пучка с необходимой длиной волны порядка сантиметра. Пропуская такой ультрарелятивистский пучок через соответствующий диафрагмированный волновод, можно эффективно передать энергию протонного пучка в электромагнитное поле этой линейной ускоряющей структуры с темпом ускорения до 100 ГэВ/км. Такое использование протонного пучка назовем режимом протонного клистрона. Инжектируя вслед за возбуждающим протонным сгустком ускоряемые ультрарелятивистские частицы, можно получить широкий набор частиц высоких энергий (см. п. 10). Так, можно передать почти полную энергию базового протонного ускорителя ускоряемым частицам при интенсивности ускоряемого пучка до 10% интенсивности первичного. Увеличивая длину ускоряющей структуры и возбуждая последовательные участки разными протонными супербанчами, можно пропорционально повысить энергию ускоряемых частиц, соответственно проигрывая в их средней интенсивности.

7. Рассмотрим возможности генерации высококачественных пучков возможно более широкого набора частиц как первично ускоренных, так и вто-

ричных. Прогресс в этом направлении в значительной степени определяет развитие физики элементарных частиц. Говоря о пучках частиц, мы имеем в виду, в данном случае, ситуацию, когда частицы живут столь долго, что число взаимодействий этих частиц с атомами (помимо ядра, на котором эти частицы родились) достаточно для изучения.

Среди характеристик пучков с точки зрения их информативности для физики элементарных частиц большое значение имеют энергия и интенсивность. Повышение энергии  $E$  используемых частиц ведет к увеличению энергий реакций изучаемых фундаментальных процессов; она растет в релятивизме как  $\sqrt{E}$  при работе с неподвижной мишенью и как  $E$  во встречных пучках. Повышение интенсивности делает возможным как наблюдение все более редких процессов, так и повышение точности экспериментальных данных, что также часто дает качественно новую фундаментальную информацию. Яркой иллюстрацией последнего может быть обнаружение в лазерных экспериментах нарушения четности в атомных переходах и, соответственно, обнаружение электрон-нуклонного взаимодействия за счет слабых нейтральных токов [13].

Кроме энергии и интенсивности важное значение имеет качество пучков — малость их эмиттанса, монохроматичность и оптимальность их временной структуры. Малость эмиттанса позволяет сделать минимальной область взаимодействия частиц с веществом мишени, что улучшает, например, анализ продуктов реакции по импульсам. Относительно временной структуры пучков заметим, что в одних случаях выгодно иметь предельно высокую скважность — предельно короткие интенсивные сгустки, разделенные продолжительными «пустыми» промежутками (отстройка от равномерного, например, космического фона, использование предварительно запускаемых детекторов типа пузырьковых камер, сепарация по скоростям); в других — предельно растянутые пучки, оптимально загружая регистрационную электронику и получая возможность «пометить» каждую интересующую нас частицу

по продуктам, сопровождающим ее рождение.

В общем случае главной пространственно-временной характеристикой пучка является занимаемый им шестимерный фазовый объем, малость которого дает возможность путем подходящих преобразований получить нужную в данном эксперименте структуру пучка.

Иногда вместо улучшения характеристик пучка достаточно измерить координаты, импульсы и моменты прихода каждой из частиц пучка, попадающих на мишень.

В последние годы все более важным становится получение поляризованных пучков. Представления о том, что спиновые эффекты, по крайней мере, для сильных взаимодействий с ростом энергии становятся все слабее, оказались неверными. Можно сказать, что без экспериментального изучения спиновых свойств фундаментальных взаимодействий невозможно построение количественной теории элементарных частиц.

8. Рассмотрим схематично возможности генерации пучков всех известных достаточно стабильных частиц. Генерация пучков вторичных частиц является часто многокаскадным и сложным процессом. На многих этапах при этом выгодно использовать режим сверхтонкой мишени с подходящим охлаждением.

8.1. *Протоны.* Протонные ускорители продолжают расти по энергии и интенсивности, будучи базой для огромного класса экспериментов, в том числе и со встречными пучками.

Сейчас доступны энергии до 500 ГэВ, в ближайшее время войдет в строй TEVATRON на 1 ТэВ; началась реализация проекта УНК на 3 ТэВ. Предметом изучения Международного комитета по будущим ускорителям (ICFA) стал ускоритель на 20 ТэВ.

Современная интенсивность протонных пучков предельно высокой энергии составляет до  $10^{13}$  р/с; дальнейшее повышение их интенсивности связано с решением проблем резкого улучшения «пучковой гигиены», что особенно критично для ускорителей, использующих сверхпроводимость, а она ис-

пользуется во всех проектах протонных ускорителей на сверхвысокие энергии. Интересные возможности в получении протонов повышенной энергии открывает использование суперлиаков с применением протонных клистронов.

Для средних энергий рекордсменами по интенсивности являются, естественно, мезонные фабрики (до  $10^{16}$  р/с). Дальнейшее повышение интенсивности будет сопровождаться ростом мощности ВЧ-генераторов и решением радиационных проблем.

В области более низких энергий великоценными качествами пучка выделяются электростатические тандем-генераторы, создание крупнейшего из которых на 60 МэВ по протонам заканчивается в Дарсбери. Однако многие соответствующие эксперименты, например спектрометрические, могут оказаться выполнимыми, причем без жестких ограничений энергии, с помощью протонных накопителей с электронным охлаждением в режиме сверхтонкой мишени [3].

Получение интенсивных поляризованных протонных пучков связано с созданием достаточно интенсивных источников поляризованных протонов и для циклических ускорителей на высокие энергии с преодолением деполяризующего действия спиновых резонансов. Опыт Аргонской лаборатории продемонстрировал экспериментально возможность (и полезность) ускорения поляризованных протонов до сравнительно высокой энергии.

Уже сейчас видны возможности наполнения циклических протонных ускорителей поляризованными протонами до полной интенсивности данного ускорителя. Основной путь — это использование поляризованных по протонам пучков  $H^-$ , которые могут иметь почти ту интенсивность, что и поляризованные  $H^+$ , и перезарядной инжекции в ускоритель, что дает возможность в несколько тысяч раз увеличить циркулирующий в ускорителе ток по сравнению с током источника  $H^-$  [14]. Дополнительное увеличение кратности инжекции и улучшение эмиттанса пучка

можно получить при добавлении электронного охлаждения в период инжекции. Лишь для мезонных фабрик пока нет возможности приблизить интенсивность поляризованных протонных пучков к интенсивности обычных пучков.

Ускорение до высоких энергий в циклических ускорителях связано с прохождением огромного числа спиновых резонансов. Этот вопрос теоретически детально изучен и найдены пути преодоления отрицательного влияния резонансов вплоть до создания магнитных структур, полностью исключающих эти резонансы [15].

Особенно упрощается задача получения поляризованных протонов высокой энергии после предварительного перезарядного накопления в бустере при использовании суперлиаков, в частности протонных клистронов.

Из-за отсутствия в настоящее время чистых поляризованных мишеней из конденсированного вещества особое значение могут иметь эксперименты в накопителях с внутренней газовой полностью поляризованной мишенью, что позволяет работать с почти чистыми спиновыми начальными состояниями. Заметим, что в районе мишени в накопителе может быть сделана устойчивой и продольная поляризация циркулирующего пучка [16] для получения начальных состояний с заданными спиральностями.

8.2. *Ядра.* «Релятивистская ядерная физика» [49] оказывается более интересной, чем многие считали вначале («каша по каше»). Соответствующие эксперименты дают представления о сверхсжатой ядерной материи, являются источником данных о фундаментальных взаимодействиях (изучение «кумулятивных» инклюзивных процессов). Сейчас получают ускоренные ядра вплоть до урана с энергией до 10 МэВ/нуклон и интенсивностью до  $10^9$  р/с и ядра до углерода с энергией до 5 ГэВ/нуклон и интенсивностью до  $10^7$  С/с (последние в Лаборатории высоких энергий, ОИЯИ, Дубна). Начинается осуществление проектов, которые резко повысят пределы получаемых энергий и интенсивностей. При этом возможно использование различных

когерентных методов ускорения, в том числе смокотронов.

Ожидаемые предельные параметры (энергия и интенсивность) пучков ядер (наиболее крупного проекта (VENUS, Berkeley) таковы:

	1 ГэВ/пучлон	20 ГэВ/пучлон
Ne	$0,8 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{11}$
Kr	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{10}$
U	$0,7 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{10}$

Проект предусматривает работу установок в режиме встречных пучков.

Отметим, что ISR работает в режиме встречных дейтоновых пучков и в ближайшее время предполагается работа со встречными пучками  $\alpha$ -частиц.

Получение пучков поляризованных дейтонов высокой энергии несколько проще, чем протонов (из-за малости аномального магнитного момента).

8.3. *Нейтроны.* Нейтронные потоки с энергией до десятков мегаэлектрон-вольт получают, в основном, от ядерных реакторов (в том числе импульсных), на дейтоновых и протонных ускорителях. Для монохроматизации энергий реакции используют скоростные сепараторы и время-пролетную методику регистрации.

Весьма привлекательным для области энергий от десятков электрон-вольт до сотен килоэлектрон-вольт является использование чрезвычайно мощного и высококоллимированного синхротронного излучения с энергией квантов выше 1,6 МэВ электронных накопителей с энергией 10 ГэВ, облучающих бериллиевую мишень. Малость поперечных размеров эффективного источника нейтронов (достигим размер до  $10 \text{ мкм} \times 1 \text{ мм}$ ), краткость импульса (доли наносекунды) и очень высокая скважность следования этих импульсов (порядка  $10^5$ ) при большой средней интенсивности (до  $10^{14}$  н/с) обеспечивают значительно более выгодные условия изучения нейтронных реакций по время-пролетной методике. В нижней части указанного диапазона энергии из-за малости поперечных размеров источника весьма эффективно использование брегговской монохроматизации с применением изогнутых кристаллов, а также получение поляризованных

нейтронов с помощью магнитных зеркал.

При более высоких энергиях интересный импульсный источник нейтронов может быть получен на мезонных фабриках с использованием перезарядного ( $H^- \rightarrow H^+$ ;  $D^- \rightarrow D^+$ ) накопления ускоренных протонов или дейтонов в циклическом накопителе и предельно быстрым сбросом их на мишень.

При энергиях больше 100 МэВ оптимальным методом получения довольно монохроматичных и направленных нейтронов является использование реакций развала ускоренных дейтонов с нужной энергией на нуклон. При использовании режима сверхтонкой мишени можно получить интенсивность хорошо коллимированного и сравнительно монохроматичного нейтронного потока, близкую к дейтоновой, и хорошую маркировку по оставшемуся протону той же энергии. Применение поляризованных дейтонов дает возможность получать нейтроны с хорошей степенью поляризации.

Использование реакций перезарядки  $p_z \rightarrow n (z + 1)$  позволяет вдвое увеличить энергию нейтронов, получаемых на данном циклическом ускорителе, но ухудшает качества пучка. Сечение упругой перезарядки быстро уменьшается с ростом энергии протонов ( $\sigma_{ex} = \frac{2}{(E)^2}$  мб) и при энергиях выше десятков гигаэлектрон-вольт необходимо использовать реакцию  $pp \rightarrow pn^+p$  с полезным сечением около 0,2 мб, получая от протонных ускорителей до 0,5% нейтронов от протонной производительности.

8.4. *Антипротоны.* Разработка электронного и стохастического методов охлаждения позволила перейти к получению высокоинтенсивных, абсолютно чистых, монохроматичных и малозмиттансных пучков антипротонов. Первые осуществляемые и готовящиеся проекты антипротонных накопителей [21—24] будут давать  $(1-5) \cdot 10^7$   $\bar{p}/с$ , но уже видны пути увеличения производительности на два порядка [3].

Накопление будет происходить при энергии 0,5—5 ГэВ. Затем антипротоны можно замедлить вплоть до совсем низ-

ких энергий [3, 4] или ускорить до энергий имеющихся протонных ускорителей (и даже выше при использовании протонных клистронов). Особый интерес представляет работа с антипротонами на низких энергиях при непрерывном электронном охлаждении с получением интенсивных и долгоживущих потоков протония ( $\bar{p}p$ ) электромагнитносвязанного состояния [4, 47].

При использовании непрерывно электроохлаждаемых пучков, взаимодействующих с продольно-поляризованной газовой водородной мишенью на участке накопителя с устойчивой продольной поляризацией циркулирующего пучка, можно получить поляризованные антипротонные пучки с интенсивностью до 10% интенсивности первичных антипротонов [4] с последующим их ускорением (или замедлением) до нужной энергии.

**8.5. Антидейтоны.** В накопителях, которые создаются для антипротонов, можно получить абсолютно чистые пучки антидейтонов с интенсивностью на три-четыре порядка ниже антипротонной [4]. Такие пучки могут оказаться полезными для изучения ядерных состояний, состоящих из нуклонов и двух антинуклонов.

**8.6. Антинейтроны.** При энергиях до десятков гигаэлектрон-вольт выгоднее всего получать антинейтроны за счет упругой перезарядки  $\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}$  (сечение при высоких энергиях около  $\sigma_{ex} = \frac{15}{(E)^2}$  мб) с маркировкой, по возможности, по остающемуся нейтрону низкой энергии. Интенсивность антинейтронов будет составлять до  $\sigma_{ex}/\sigma_{tot}$  производительности системы по антипротонам. Использование поляризованных антипротонов позволит, вероятнее всего, получить и пучки поляризованных антинейтронов с интенсивностью еще на порядок ниже (из-за потерь при поляризации антипротонов).

При более высоких энергиях придется получать антинейтроны в реакции  $\bar{p}p \rightarrow n\bar{n}$  сечением в доли миллибарна при ухудшенных качествах результирующего пучка (даже при маркировке).

Интенсивность его может быть доведена до долей процента от антипротонной производительности.

Пучок антинейтронов хорошего качества с интенсивностью до  $10^{-4}$  производительности по антипротонам и идеальной маркировкой по остающимся  $\bar{p}$  может быть получен через развал накопленных и ускоренных антидейтонов.

**8.7. Пионы.** Получение пучков заряженных пионов является наиболее освоенным среди пучков вторичных частиц высокой энергии. Здесь необходимо обратить внимание на заманчивые перспективы получения чистых, довольно монохроматичных и хорошо коллимированных пионных пучков при ускорении их в суперликах с темпом ускорения выше  $2 \frac{m_{\pi}c}{\tau_{\pi}} = 0,4$  МэВ/см; при

этом наиболее естественно использование протонного клистрона [41]. При использовании оптимальных конверсионных систем можно получить на каждые 10 протонов с энергией 100 ГэВ по одному положительному и отрицательно пиону с энергией в несколько гигаэлектрон-вольт, пригодному для дальнейшего ускорения. Для уменьшения числа мюонов, сопровождающих пучок ускоренных пионов, следует стремиться к максимальному темпу ускорения.

Заметим, что при энергиях больше сотен гигаэлектрон-вольт становится значительным число событий полного сечения, вызванных в конденсированной мишени нейтральными пионами. Так, при энергии первичных протонов в 1 ТэВ с интенсивностью в  $10^{13}$  p/c произойдет больше  $10^5$  событий, вызванных рождающимися нейтральными пионами, при средней длине пролета порядка 20 мкм. Но, конечно, исключительно трудной является проблема идентификации этих событий.

**8.8. Каоны.** К сожалению, для ускорения заряженных каонов необходимы ускоряющие градиенты больше 3 МэВ/см, что пока не реально. Определенная надежда получить такие ускоряющие градиенты связана с особым вариантом использования протонного клистрона, когда все протоны собираются в один (или, быть может, несколько

разделенных большими интервалами) сгусток длиной порядка 1 см, пропускаемый через специальную волноводную структуру [48]. Тогда внутри сгустка возникает очень большое электрическое поле, тормозящее протоны сгустка и, соответственно, ускоряющее летящие вместе со сгустком частицы противоположного знака, например  $K^-$ . Нейтральные каоны можно получить с высокой эффективностью перезарядкой с убиранием всех заряженных частиц магнитным полем. Но разработка достаточно работоспособных систем такого типа — дело будущего.

А в настоящее время при высоких энергиях оптимальным методом постановки экспериментов по взаимодействию каонов с нуклонами, возможно, станет использование режима тонкой (а при энергиях и интенсивностях, при которых возможно эффективное охлаждение, — сверхтонкой) мишени в протонном накопителе с предельно полноценной маркировкой (соответственно очень многосторонним и сложным триггером). Ведь полное сечение образования каждого из каонов в реакциях  $(p, p)$  велико — доли миллибарна, и каонов с такой мишени летит много. Конечно, для большей чистоты эксперимента понадобится применить и весь аппарат зарядовой, импульсной, скоростной и  $\gamma$ -селекции, а при регистрации продуктов реакций  $kN$  — предельно полно учитывать квантовые числа рождающихся частиц.

**8.9. Гипероны.** Новым обстоятельством при сверхвысоких энергиях является большая «длина жизни» гиперонов — уже при 100 ГэВ долгоживущие гипероны «живут» многие метры. Правда, для разделения первичного пучка и пучка рождающихся гиперонов необходимо применять сильные магнитные поля; но и эта проблема линейно облегчается с ростом энергии. В остальном все изложенное о проведении экспериментов с каонами справедливо и в этом случае (инклюзивные сечения, в частности, того же порядка).

**8.10. Антигипероны.** При не слишком высоких энергиях (до сотен гигаэлектрон-вольт) оптимальным для создания антигиперонных пучков является ис-

пользование упругих перезарядных реакций  $\tilde{p}p \rightarrow \tilde{Y}Y$  ( $\frac{\sigma_{ex}}{\sigma_{tot}} \approx 10^{-2} E^{-2}$ ) с маркировкой по рождающемуся почти покоящемуся гиперону в режиме (сверх) тонкой мишени в антипротонном накопителе. По-видимому, рождающиеся в таком процессе от поляризованных антипротонов антигипероны будут сохранять заметную степень поляризации. При более высоких энергиях придется действовать так же, как и в случае получения гиперонных пучков: инклюзивное сечение образования антигиперонов в столкновениях  $(p, p)$  лишь на порядок меньше, чем для гиперонов.

**8.11. Электроны.** В настоящее время электронные ускорители и накопители имеют большое значение как в физике элементарных частиц, так и в разнообразных приложениях (в частности, как генераторы синхротронного излучения).

Рекордсменом среди электронных ускорителей остается SLAC; даваемая им энергия превысила 30 ГэВ и в недалеком будущем достигнет 50 ГэВ при интенсивности до  $10^{14}$   $e^-/с$ . Электроны (как и позитроны) более высоких энергий получают на протонных ускорителях за счет процесса  $pz \rightarrow \pi^0 x$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $\gamma z \rightarrow e^+e^-z$ . Сейчас возможно получение электронных пучков хорошего качества с энергией до 300 ГэВ при интенсивности до  $10^8$   $e^\pm/с$  (сепарация, например, с помощью синхротронного излучения [17]).

Резкое повышение интенсивности (до  $10^{13}$   $e^\pm/с$ ) электронных пучков с энергией в сотни гигаэлектрон-вольт станет возможным с разработкой суперлиаков для встречных линейных электрон-позитронных пучков (см. п. 9.3).

Интенсивности поляризованных электронных пучков достигли на ускорителе SLAC  $10^{11}$   $e^-/с$ . Интенсивные циркулирующие пучки получены за счет радиационной поляризации в накопителях. С помощью движущегося навстречу электронам мощного циркулярно-поляризованного излучения (например, лазерного) можно резко ускорить процесс поляризации циркулирующих пучков электронов (и позитронов) [18, 19].

При энергиях больше 100 ГэВ с применением однократного пролета через магнитные поля в сотни килогаусс можно получить удовлетворительную степень поляризации  $e^\pm$ , используя зависимость синхротронных потерь от ориентации спинов излучающих частиц по отношению к магнитному полю.

8.12. *Позитроны.* В области энергий электронных ускорителей интенсивность позитронных пучков практически полной энергии достигает одного процента от электронной интенсивности при худшем качестве пучка. Применение промежуточных накопителей с радиационным охлаждением может резко улучшить качество позитронных пучков и увеличить их интенсивность.

Получение пучков поляризованных позитронов в эксперименте пока обязательно было связано с радиационной поляризацией в накопителях.

При энергиях больше 100 ГэВ возможности получения позитронных пучков, в том числе и поляризованных, сравниваются с электронными.

8.13. *Фотоны.* Интенсивности и энергии пучков  $\gamma$ -квантов, получаемых как тормозные на электронных ускорителях и от распада нейтральных пионов на протонных, достаточно высоки. Однако большой проблемой является сепарация пучков и маркировка энергий квантов, падающих на мишени. Эта задача особенно сложна при работе на протонных ускорителях, причем настолько, что сначала получают пучки  $e^\pm$  известной энергии и лишь затем, по обычной процедуре, регистрируя энергию оставшегося  $e^\pm$ , маркируют энергию тормозного кванта. Такой же прием маркировки энергий фотонов, получаемых как тормозные на внутренних (сверхтонких) мишенях, удобен при получении интенсивных потоков  $\gamma$ -квантов на электронных накопителях.

Интересные перспективы получения интенсивных, монохроматических и одновременно нужным образом полностью поляризованных пучков  $\gamma$ -квантов высокой энергии представляет обратный комптон-эффект на электронах, движущихся в циклических накопителях высокой энергии.

Для получения таких квантов с энергией  $E$  нужны электроны с энергией  $E$  и поляризованные фотоны с энергией больше  $(m_e c^2)^2/E$ . При этих условиях под нулевым углом к направлению движения рассеивающих электронов будут лететь фотоны полной энергии  $E$  (почти независимо от энергии первичных фотонов). Под углами  $m_e c^2/E$  кванты будут иметь существенно меньшую энергию. Поэтому для эффективной монохроматизации потока квантов необходимо определять направление их распространения до точек взаимодействия с мишенью, а электронный пучок должен иметь возможно меньший угловой разброс. Кроме того, полезно применять маркировку энергии кванта, измеряя энергию электрона, оставшегося после рассеяния фотона.

При энергиях до 50 ГэВ рационально использовать синхротронное излучение от специальных излучателей-ондуляторов. При этом необходимо обеспечивать, чтобы с движущимися навстречу электронами взаимодействовали только фотоны, излучаемые внутри угла  $1/\gamma$  ( $\gamma$  — релятивистский фактор излучающих в ондуляторе электронов). Излучающие частицы могут вращаться в том же накопителе (встречные пучки  $e^+e^-$ ) либо в специальном накопителе на значительно меньшую энергию.

Интересные возможности открываются при использовании рассеяния излучения беззеркальных коротковолновых лазеров на мощных электронных пучках [20]. При энергиях больше 50 ГэВ можно использовать фотоны мощных коротковолновых лазеров обычного типа. Интенсивность таких пучков  $\gamma$ -квантов соответствует передаче энергии всех накопленных электронов этим квантам при времени жизни по данному процессу в тысячи секунд (до  $10^8 \gamma/c$ ).

8.14. *Мюоны.* Чтобы получить совершенно чистые, высокоэнергетичные, предельно интенсивные мюонные пучки с очень малым эмиттансом и хорошей монохроматичностью, рационально действовать следующим образом [12]:

с помощью протонных пучков с энергией больше 100 ГэВ получить на мишени с сильной фокусировкой в ядерном



ТАБЛИЦА 1

Накопительное кольцо (лаборатория)	Частицы	Энергия, ГэВ	Светимость, см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	Начало работы
ВЭП-1 (Новосибирск)	$e^-e^-$	0,32	$5 \cdot 10^{27}$	1965, закрыто
Стенфорд	$e^-e^-$	1	$2 \cdot 10^{28}$	1965, закрыто
ВЭПП-2 (Новосибирск)	$e^+e^-$	1,4	$3 \cdot 10^{28}$	1966, закрыто
АСО (ОПСЭ)	$e^+e^-$	1,1	$1 \cdot 10^{29}$	1967, закрыто
ADONE (Фраскати)	$e^+e^-$	3	$6 \cdot 10^{29}$	1970
CEA (Кембридж)	$e^+e^-$	4	$3 \cdot 10^{28}$	1971, закрыто
SPEAR (Стенфорд)	$e^+e^-$	8,2	$2 \cdot 10^{31}$	1972
ВЭПП-2М (Новосибирск)	$e^+e^-$	1,4	$3 \cdot 10^{30}$	1974
DORIS (Гамбург)	$e^+e^-$	11	$10^{30}$	1976
DCI (ОПСЭ)	$e^+e^-$	4	$10^{30}$	1976
ВЭПП-4 (Новосибирск)	$e^+e^-$	4 (11)	$3 \cdot 10^{28}$ ( $10^{31}$ )	1979 (1981)
PETRA (Гамбург)	$e^+e^-$	38	$5 \cdot 10^{30}$ ( $10^{32}$ )	1979 (1980)
CESR (Корнелл)	$e^+e^-$	11 (16)	$2 \cdot 10^{30}$ ( $10^{32}$ )	1979 (1980)
PEP (Стенфорд)	$e^+e^-$	28 (36)	$2 \cdot 10^{30}$ ( $10^{32}$ )	1980 (1981)

каскаде максимально возможное число пионов с энергией около 1 ГэВ;

дать пионам расширяться в предельно жестко-фокусирующем канале;

ионизационно охладить мюоны в специальном кольце с мишенями, расположенными на участках с очень сильной фокусировкой;

ускорить мюоны до нужной энергии в короткоимпульсном циклическом ускорителе или (лучше) в суперлинеке. Интенсивность мюонного пучка может быть доведена до 10% интенсивности базового протонного синхротрона (при использовании режима протонного клистрона).

Чтобы получить поляризованные мюонные пучки высокой энергии лучше всего, по-видимому, использовать монохроматические ускоренные в суперлинеке пучки пионов, инжектировав их в специального вида накопительное кольцо с высоким магнитным полем (импульсное или сверхпроводящее). Структура кольца должна быть выбрана такой, чтобы в прямолинейных промежутках, занимающих порядка  $\frac{3}{4}$  периметра кольца, была динамически устойчивой одинаковая продольная поляризация [16] рождающихся мюонов (по крайней мере, на энергии инжекции). Тогда мюоны, рожденные в передней по отношению к импульсу пионов полусфере, будут иметь импульс весьма близкий к импульсу пионов; мюоны противопо-

ложной спиральности, полетевшие назад, сильно отклонятся по импульсу и легко могут быть устранены из кольца. Поляризация получившегося мюонного пучка может быть довольно высокой (приближаться к доле периметра, занятой прямолинейными участками).

8.15. *Нейтрино*. Пучки мюонных нейтрино высокой энергии с хорошей направленностью и полезной интенсивностью в несколько процентов интенсивности базового протонного синхротрона можно получить от пучков ускоренных пионов. Для уменьшения диаметра нейтринного пучка в районе регистрирующей аппаратуры, расположенной, естественно, после защиты необходимой толщины, распад пионов выгодно вести в специальной дорожке с очень длинными прямолинейными промежутками. И мюонные и электронные нейтрино той же интенсивности можно получить в дорожке такого же вида, инжектируя в нее ускоренные охлажденные мюоны.

Таким образом, комбинация «суперлинек — специальный рейстрек» может быть многоцелевой установкой.

Что касается пучков  $\nu_\tau$ -нейтрино, связанных с тяжелым лептоном, то, возможно, основным их источником будет распад  $\tau$ -лептонов, парами рождаемых  $\gamma$ -квантами на ядрах мишени [25]. Гамма-кванты можно получать с помощью как протонных, так и элек-

ТАБЛИЦА 2

Проект (лаборатория)	Частицы	Энергия, ГэВ	Светимость, см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	Начало работы
(ЦЕРН)	$e^+e^-$	1-я стадия 100 2-я стадия 250	10 <sup>32</sup>	1986 (?)
Новое кольцо Корнелла	$e^+e^-$	100	3·10 <sup>31</sup>	1986 (?)
Стэнфордская установка	$e^+e^-$	100	1·10 <sup>30</sup>	1985 (?)
ВЛЭПП (Новосибирск)	$e^+e^-$	1-я стадия 200 2-я стадия 600	1·10 <sup>32</sup> 1·10 <sup>32</sup>	1989 (?)

тронных пучков высокой энергии. Более определенно можно оценить поток  $\nu_\tau$  от электронов. В толстой мишени число рожденных  $\tau$ -пар будет порядка  $\left(\frac{m_e}{m_\tau}\right)^2 = 10^{-7}$  от числа падающих электронов (при достаточно высокой энергии формфактор ядра не сказывается на сечении образования  $\tau$ -пар). Так что поток нейтрино от суперлиаков может быть порядка  $10^6 \nu_\tau/\text{с}$  в угле  $\frac{M_\tau c^2}{E_e}$  с энергией порядка  $\frac{1}{4} E_e$ .

Качество нейтринного пучка от протонов не будет выше. Не исключено, что при полностью растянутом во времени облучении мишени можно организовать триггер по образованию  $\tau$ -лептонов и похожих событий для облегчения выделения событий, вызванных  $\nu_\tau$ .

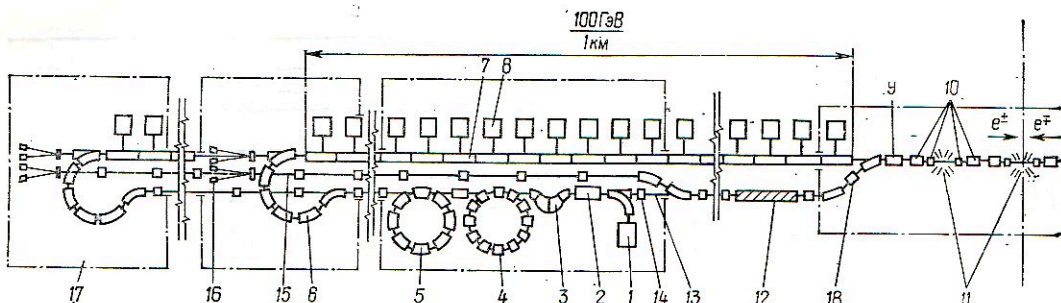
9. Эксперименты на встречных пучках — важнейший источник информации в физике элементарных частиц. Сейчас создано много электрон-позитронных накопителей (табл. 1). Эксперименты на встречных пучках принципиально необходимы при предельно высоких энергиях.

9.1. Однако и при не предельных энергиях этот метод будет развиваться и обогащаться. Это связано, в частности, с тем, что детальное исследование кварк-глюонных систем в области низких и средних энергий сейчас особенно актуально, так как дает возможность количественного изучения эффектов квантовой хромодинамики, в частности перехода от асимптотической свободы к конфайнменту. Такие исследования особенно удобно вести на встречных электрон-позитронных пучках, но для этого необходимо кардинальное повы-

шение светимости установок. Возможность и полезность этого подтвердил опыт накопителя ВЭПП-2М, на котором удалось резко повысить светимость и, соответственно, точность экспериментальных результатов в области полных энергий до 1,5 ГэВ. Уже сейчас видны возможности создания установки со светимостью до  $10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при полной энергии 4—5 ГэВ.

Но и в других направлениях совершенствования электрон-позитронных установок можно ожидать получение важных результатов. В частности, работа с поляризованными пучками помимо повышения абсолютной точности измерения масс рождающихся частиц [26, 27] помогает более чисто разобратся с квантовыми числами рождающихся образований (даже в случае поперечно-поляризованных встречных пучков). Осуществление экспериментов с продольно-поляризованными пучками даст возможность получить качественно новую информацию о спиновой зависимости сильных взаимодействий и изучить, например, слабое взаимодействие  $b$ -кварков в районе  $\Upsilon$ -мезонов.

Интересные перспективы открывает и возможное резкое повышение (больше порядка) монохроматичности электрон-позитронных реакций [28]. Так, можно будет пропорционально увеличить долю резонансных реакций, что особенно принципиально для  $\Upsilon$ -мезонов, и исследовать внутреннюю структуру  $\psi$ -мезонов, хотя бы для того, чтобы доказать, что ее нет. Заметим, что еще более высокой монохроматичности можно добиться в непрерывно электронно-охлаждаемых встречных пучках  $pp$  [3].



Общая схема установки:

1 — начальный инжектор; 2 — промежуточный ускоритель; 3 — дебаucher; 4 — накопительное кольцо; 5 — охладитель-инжектор; 6 — баннер; 7 — ускоряющие секции; 8 — источник СВЧ; 9 — импульсный дефлектор; 10 — фокусирующие линзы; 11 — места встречи; 12 — спиральный ондулятор; 13 — пучок  $\gamma$ -квантов; 14 — конверсионная мишень; 15 — остаточный электронный пучок; 16 — эксперименты с электронными (позитронными) пучками со стационарной мишенью; 17 — вторая очередь; 18 — спектрометр.

9.2. Но основной тенденцией в области электрон-позитронных встречных пучков остается стремление ко все более высокой энергии.

В настоящее время доступны полные энергии до 40 ГэВ (PETRA, PEP). Ведется интенсивная разработка проекта LEP (I очередь до  $2E = \sqrt{s} = 150$  ГэВ, II — до 250 ГэВ), проекта нового накопителя в Корнелле, а также проекта HERA, позволяющего в принципе получить энергию  $e^+e^-$  до 100 ГэВ (табл. 2). Заметим, что и при столь высоких энергиях, несмотря на перекрытие спиновых резонансов, возможно осуществление встречных поляризованных пучков  $e^+e^-$  [29]. Интересным и новым является проект однопролетных встречных пучков  $e^+e^-$  в SLAC [30] на энергию до  $\sqrt{s} = 100 \div 140$  ГэВ.

Дальнейшее повышение энергии электрон-позитронных встречных пучков в ставших традиционными циклических накопителях не реально, так как катастрофический рост потерь на синхротронное излучение заставляет квадратично с энергией наращивать масштабы установок по размеру и потребляемой мощности. Поэтому основным направлением развития становятся линейные встречные пучки [10].

В линейных столкновителях на сверхвысокие энергии с самого начала рассматривались возможности использования длинных сверхпроводящих структур с рекуперацией энергии ускоряемых частиц и применения импульсных

суперлиаков [31]. Сейчас разрабатываются несколько проектов сверхпроводящих линейных столкновителей  $e^+e^-$  — Корнелл, ЦЕРН, Гамбург [32—34]. В Новосибирске ведется обработка наиболее принципиальных компонентов и разрабатывается ВЛЭПП — проект столкновителя на основе суперлиаков [10, 11, 35, 36]. Кратко опишем последний проект и его возможности.

9.3. Общую схему установки можно представить следующим образом (рисунок). Два суперлиака на энергию 100 ГэВ каждый длиной по 1 км, питаемые мощными источниками СВЧ, установленными на расстоянии около 10 м один от другого, «стреляют» навстречу один другому одиночными сгустками длиной 1 см по  $10^{12}$  поляризованных электронов и позитронов в каждом с частотой циклов порядка 10 Гц. После столкновения в месте встречи сгустки слегка отклоняются импульсным полем в малоугловую анализирующую систему, которая позволяет измерять энергетический спектр сталкивающихся частиц. После анализатора сгусток поступает в конверсионную систему, представляющую собой длинный спиральный магнитный ондулятор, проходя который частицы излучают около 1% своей энергии в виде циркулярно-поляризованных фотонов с энергией около 10 МэВ. Затем оставшийся поляризованным пучок слегка отклоняется и направляется в специальные залы для проведения экспериментов со стационарными

поляризованными мишенями, а фотоны попадают на конвертер. Рожденные в мишени продольно-поляризованные частицы нужного знака (берется верхняя часть спектра) собираются и ускоряются с высоким темпом до энергии около 1 ГэВ. Затем поляризация частиц преобразуется в поперечную, а длина сгустка увеличивается на порядок и частицы после предварительного радиационного охлаждения в накопителе с большим акцептансом переводятся в специальный циклический охладитель, где эмиттанс пучка затухает до необходимого очень малого значения (чего не легко добиться для  $10^{12}$  частиц в сгустке). После полного охлаждения пучок транспортируется к инжекторному концу суперлиака, причем перед инжекцией пучок укорачивается до 1 см, а поляризация частиц преобразуется желаемым образом. Далее следует ускорение с предельно высоким темпом и принятием специальных мер для предотвращения возрастания эмиттанса. После ускорения сгустки фокусируются в месте встречи в эллипсы с эффективной площадью порядка 1  $\mu\text{м}^2$  и затем цикл повторяется. При дальнейшем повышении энергии столкновителя для предотвращения чрезмерного возрастания потерь на синхротронное излучение в поле встречного сгустка и для преодоления деполаризующего влияния этих полей, по-видимому, придется переходить к четырехсгустковой схеме с взаимной компенсацией когерентных полей в месте встречи [10].

Установка со встречными пучками на основе описанной схемы дает возможность наращивать длину, а следовательно, энергию ускорителя. Например, сначала может вводиться в строй ускоритель на максимальную энергию  $2 \times 100$  ГэВ; пока в этой области энергий проводятся эксперименты, достраиваются участки ускорителя, увеличивающие энергию до  $2 \times 200$  ГэВ, и т. д.

Заметим, что ВЛЭПП может быть использован как обычный ускоритель поляризованных  $e^\pm$  на удвоенную энергию с довольно большим средним током.

Ориентировочные параметры ускорителя

на энергию  $2 \times 100$  и  $2 \times 300$  ГэВ таковы:

Энергия, ГэВ . . . . .	$2 \times 100$ ;	$2 \times 300$
Длина, км . . . . .	$2 \times 1$ ;	$2 \times 3$
Светимость, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . . . . .	$10^{32}$ ;	$10^{32}$
Средняя мощность в пучке, кВт . . . . .	$2 \times 160$ ;	$2 \times 480$
Число частиц в пучке . . . . .	$10^{12}$ ;	$10^{12}$
Средняя потребляемая мощность, МВт . . . . .	7—10;	20—30
Частота повторения, Гц . . . . .	10	10

9.4. Первая установка со встречными протонными пучками функционирует в ЦЕРН (ISR) с 1971 г. Максимальная энергия установки  $2 \times 33$  ГэВ, предельное число накопленных частиц  $10^{14}$  протонов в каждом пучке, рекордная светимость  $0,7 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . За прошедшие годы проведено много разнообразных экспериментов, давших ценную информацию.

В настоящее время начато строительство больших сверхпроводящих накопительных колец с протон-протонными встречными пучками на энергию до  $\sqrt{s} = 800$  ГэВ в Брукхейвене (ISABELLA) с очень высокой проектной светимостью ( $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ). Рассматривается осуществление протон-протонных экспериментов в комплексе Main Ring — Doubler в Батавии с энергией  $\sqrt{s} = 1100$  ГэВ (300 ГэВ на 1000 ГэВ). Встречные протонные пучки учитываются в проекте ускорительно-накопительного комплекса в Серпухове (УНК) с энергией  $2 \times 3$  ТэВ. Как видно, энергии встречных пучков будут расти довольно интенсивно (табл. 3). Однако экспериментальное получение интересующих теперь реакций с энергоделением в 0,1 МгДж на элементарный акт ( $10^{15}$  ГэВ в с. ц. и.!) — дело не слишком близкого будущего.

9.5. Ближайшей новой установкой со встречными адронными пучками будет протонный синхротрон SPS (ЦЕРН), который переводится в настоящее время в режим протон-антипротонных встречных пучков с энергией до  $\sqrt{s} = 600$  ГэВ [21]. Затем вступит в строй протон-антипротонная установка на энергию до  $\sqrt{s} = 2000$  ГэВ на основе строящегося сверхпроводящего протонного синхротрона Doubler — Tevatron, фаза

Т А Б Л И Ц А 3

Проект (лаборатория)	Частицы	Энергия, ГэВ	Светимость, см <sup>-2</sup> .с <sup>-1</sup>	Начало работы
(ЦЕРН)	$pp$	62	$0,7 \cdot 10^{32}$	1971
(Брукхейвен)	$pp$	800	$2 \cdot 10^{32} (1 \cdot 10^{33})$	1986
Основное кольцо-удвоитель (Фермилаб)	$pp$	1100	—	—
УНК (Серпухов)	$pp$	6000	—	—
(ЦЕРН)	$\bar{p}p$	62	—	1981
(ЦЕРН)	$\bar{p}p$	600	$1 \cdot 10^{30}$	1981
Тэватрон, фаза I (Фермилаб)	$\bar{p}p$	2000	$1 \cdot 10^{30}$	1984
УНК (Новосибирск — Серпухов)	$\bar{p}p$	6000	$3 \cdot 10^{30}$	1990
(Фермилаб)	$\bar{p}p$	10 000	—	—
(Гамбург) [42]	$e^{\pm}p$	300 (30 <sub>e</sub> ; 800 <sub>p</sub> )	$4 \cdot 10^{31}$	1988
(Фермилаб) [44, 45]	$e^{-}p$	200 (10 <sub>e</sub> ; 1000 <sub>p</sub> )	$5 \cdot 10^{31}$	1985 (?)
(КЕК) [43]	$e^{-}p$	170 (25 <sub>e</sub> ; 300 <sub>p</sub> )	$1 \cdot 10^{31}$	1988

I (Фермилаб) [22]. Разрабатывается программа  $pp$ -экспериментов в проекте УНК (Новосибирск — Серпухов) на энергию до  $\sqrt{s} = 6$  ТэВ.

После сообщения о первом проекте встречных протон-антипротонных пучков (1966 г., проект ВАПП-НАП, Новосибирск [37, 38]) протон-антипротонные эксперименты при предельно высоких энергиях рассматривались многими лишь как чрезвычайно усложненное дополнение к протон-протонным экспериментам при тех же энергиях. Конечно, и тогда было ясно, что это дополнение важно.

Имелись в виду два класса экспериментов, которые специфичны именно для протон-антипротонных встречных пучков — это, во-первых, изучение адронной аннигиляции и, во-вторых, исследование двухчастичных перезарядных реакций, т. е. реакций с сохранением барионного заряда каждой из сталкивающихся частиц. Сечение аннигиляции уменьшается, по-видимому, только обратно пропорционально энергии, и при энергии  $2 \times 1000$  ГэВ будет порядка  $10^{-30}$  см<sup>2</sup>. Так что главной проблемой является выделение аннигиляционных процессов из огромной массы событий «полного сечения». В то же время сечение процесса типа

$$\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$$

уменьшается (в известной сейчас области) как  $E^{-4}$  и лишь при светимости порядка  $10^{32}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> удастся получить сведения об этих процессах при энергиях больше 100 ГэВ.

В последние годы отношение к протон-антипротонным встречным пучкам резко изменилось. Кварковая модель наполняется все большим динамическим содержанием, и появляется все больше оснований считать адроны «состоящими» из кварков, взаимодействующих как точечные частицы. Соответственно процессы с очень большими передачами импульса протекают через взаимодействие кварков, составляющих сталкивающиеся адроны. При этом протон-протонные столкновения дают кварк-кварковые реакции, а протон-антипротонные столкновения — реакции кварк-антикварковые. В этом смысле можно сказать, что в экспериментах на встречных протон-антипротонных пучках, в частности в процессах Дрелла — Яна, можно получить в первом приближении ту же фундаментальную информацию, что и на встречных электрон-позитронных пучках той же светимости с энергией порядка одной шестой энергии барионов. Аналогично протон-протонные встречные пучки эквивалентны электрон-электронным. Конечно, о сильновзаимодействующих частицах, какими являются протоны

и антипротоны, говорить, что они состоят из кварков одной полярности, нельзя. Однако по современным данным содержание антикварков в протоне равно примерно 5% (это и оценка содержания кварков в антипротоне), поэтому при протон-протонных столкновениях кварк-антикварковые взаимодействия дают лишь малую примесь. Для протон-антипротонных столкновений соотношение будет обратным. Кроме того, средняя энергия кварк-антикварковых реакций в протон-протонных столкновениях существенно меньше, чем в столкновениях протон-антипротонных.

Заметим (см. п. 8), что возможно получение поляризованных протон-протонных пучков с полной светимостью и протон-антипротонных пучков со светимостью на порядок ниже, чем  $\bar{p}p$ -неполяризованных, включая эксперименты с заданными спиральностями реагирующих частиц.

Интересные перспективы откроются при использовании циркулирующих электронных пучков для охлаждения встречных пучков  $\bar{p}p$  высокой энергии [39—41]. При высокой светимости (соответственно при сравнительно большом эмиттансе пучков  $\bar{p}p$ ) достижение эффективного охлаждения связано с решением сложных технических задач и нелегко оценить перспективность этого приема. Но при светимости порядка  $10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  такое электронное охлаждение — не слишком сложная задача. При очень малых установившихся размерах встречающихся пучков открывается возможность точного измерения дифференциального сечения упругого  $pp$ -рассеяния в районе эффективной интерференции кулоновского и сильного взаимодействий, а это, в частности, дает возможность оценить поведение полного сечения при энергиях на порядок выше энергии встречных пучков  $\bar{p}p$ .

10. Кратко обсудим «стратегию» продвижения в область предельно высоких энергий. Можно условно выделить четыре этапа освоения каждой новой области при энергиях в сотни гигаэлектрон-вольт и больше.

На первом этапе нужно лишь полу-

чить возможность изучать взаимодействие каких-либо точечных, по современным представлениям, объектов (в настоящее время — лептонов, кварков), позволяющих осуществить предельно большие передачи импульсов как в рассеянии, так и в рождении массивных объектов (пространственно-и времени-подобные передачи), причем каких именно пар — не столь важно. На первом плане стоит экспериментальная доступность соответствующих встречных пучков. При этом более информативными будут встречные пучки частиц и античастиц, как системы, наиболее свободные от запретов в рождении новых массивных объектов. С этой точки зрения самым удачным вариантом экспериментов первого этапа являются протон-антипротонные пучки.

Конечно, когда здесь и далее говорится об изучении фундаментальных взаимодействий разного типа, то это есть просто способ классификации по начальным состояниям. В каждом из отдельных классов экспериментов будет получена и обширная дополнительная информация одругих взаимодействиях.

Ко второму этапу можно отнести эксперименты, охватывающие взаимодействия всех основных фундаментальных частиц — лептонов и кварков, т. е. исследование лептон-лептонного, лептон-антилептонного, кварк-лептонного, кварк-антилептонного, кварк-кваркового и кварк-антикваркового взаимодействий. Выбор конкретного сорта частиц диктуется соображениями наибольшей реализуемости.

Эти задачи, вероятно, будут решены в следующих экспериментах со встречными пучками:

а) лептон-лептонные и лептон-антилептонные —  $e^- + e^-$  и  $e^- + e^+$ ;

б) лептон-кварковые и антилептон-кварковые —  $e^- + p$  и  $e^+ + p$ . Эксперименты этого типа ( $e-p$ ) планируются в создаваемых и проектируемых накопительных комплексах на сверхвысокие энергии (табл. 3);

в) кварковые и кварк-антикварковые взаимодействия будут первоначально изучены, конечно, в  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -экспериментах.

На следующем этапе, по-видимому, важно получить возможно более полный набор пар фундаментальных частиц в начальном состоянии, и в конце концов станут необходимы для продвижения в понимании фундаментальных взаимодействий при предельно высоких энергиях встречные пучки всех элементарных частиц и даже ядер.

10.1. В связи с этим заметим, что многие из кажущихся сейчас экзотическими и нереальными экспериментов станут доступными в сравнительно близкое время.

Так, вскоре после освоения протон-антипротонных встречных пучков станут доступными и дейтон-антидейтонные эксперименты (для изучения нейтрон-антинейтронных взаимодействий): ведь эффективность накопления антидейтонов всего на четыре порядка ниже, чем для антипротонов, и светимость порядка  $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  будет достигнута сразу же. Поэтому прогресс очевиден [3].

Со временем станут возможными и эксперименты на встречных пучках с участием нестабильных частиц. Хорошие перспективы для осуществления ускорения мюонов и пионов открывает, как отмечалось, использование интенсивных пучков современных и будущих протонных ускорителей для возбуждения линейных ускоряющих структур [12], позволяющее получить мезоны полной и даже в несколько раз большей энергии, чем базовый протонный ускоритель, с интенсивностью в несколько процентов исходного числа протонов.

Для ускорителей SPS и Main Ring, работающих в настоящее время, возможно получить с использованием таким образом ускоренных пионов светимость пион-протонных и пион-пионных встречных пучков порядка  $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (с применением пионной стокилоггаусной магнитной дорожки и протонного накопителя) [4].

Возможными станут и эксперименты с мюонными встречными пучками [4]. С этой целью следует ускоренные до нужной энергии охлаждаемые мюонные пучки заставить встречаться в участках с очень сильной фокусировкой специального кольца, магнитное поле кото-

рого должно быть возможно больше для увеличения числа встреч за время жизни мюонов. Оценки показали, что таким способом можно получить удовлетворительную светимость порядка  $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при энергиях в сотни гигаэлектрон-вольт.

11. В заключение можно высказать достаточно тривиальную истину, что физика высоких энергий не только бурно развивается, но и находится на этапе появления качественно новых ускорительных возможностей. Их использование приблизит построение физики элементарных частиц.

1. *Скринский А. Н.* Докл. на XX Междунар. конф. по физике высоких энергий, Мэдисон, 1980.
2. *Скринский А. Н.* Встречные пучки — настоящее и будущее. — В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. по ускорителям, Дубна, 1978 г. — Дубна, 1979. Т. 1, с. 19—26. — (Препринт/ИЯФ; № 79—12).
3. *Будкер Г. И.* — АЭ, 1967, 22, вып. 5.
4. *Будкер Г. И., Скринский А. Н.* — УФН, 1978, 124, вып. 4, с. 561—596.  
*Скринский А. Н.* Докл. на XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976.
5. *S. Van der Meer.* — CERN Intern. Rept., CERN (ISR-PO) 12-31, 1972.
6. *Беляев С. Т., Будкер Г. И., Попов С. Г.* Возможность использования накопительных колец в экспериментах с внутренней тонкой мишенью. — В кн.: Тр. III Междунар. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра, Новосибирск, 1970.
7. *Войцеховский Б. Б. и др.* — Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, вып. 1, с. 105—109.
8. *Mac Daniel.* New Cornell  $e^+e^-$  Project. Rept. at the XX Intern. Conf. on High Energy Physics, Madison, 1980.
9. *Picasso E.* — LEP Project, *ibid.*
10. *Балакин В. Е., Будкер Г. И., Скринский А. Н.* О возможности создания ускорителя со встречными  $e^+e^-$  пучками сверхвысоких энергий. — В кн.: Тр. VI Всесоюз. конф. по ускорителям, Дубна, 1978 г. Дубна, 1979. Т. 1, с. 17—34.
11. *Балакин В. Е., Скринский А. И.* Установка со встречными пучками сверхвысоких энергий. — Новосибирск, 1978. — (Препринт/ИЯФ; № 78—401).
12. *Балакин В. Е., Брежнев О. Н., Новохатский А. В., Семенов Ю. И.* — В кн.: Тр. VI Всесоюз. конф. по ускорителям, Дубна, 1978 г. Дубна, 1979. Т. 1. — Новосибирск, 1979. — (Препринт/ИЯФ, № 79—83).
13. *Переведенцев Е. А., Скринский А. Н.* О возможности использования интенсивных пучков больших протонных ускорителей для возбуждения структуры линейного

- ускорителя.— В кн.: Тр. VI Всесоюз. конф. по ускорителям, Дубна, 1978 г. Дубна, 1979. Т. 2, с. 272—276.— Новосибирск, 1972.— (Препринт/ИЯФ; № 79—80).
13. *Barkov L. M., Zolotarev M. S.*— Phys. Lett. B, 1979, 85, N 2/3, p. 308—313.
  14. *Белченко Ю. И. и др.* Интенсивные протонные пучки в Новосибирске.— В кн.: Тр. X Международ. конф. по ускорителям, Протвино, 1977 г. Серпухов, 1977. Т. 1, с. 287—294.
  15. *Дербенев Я. С., Кондратенко А. М.* Ускорение поляризованных протонов в циклических ускорителях.— Докл. АН СССР, 1977, 223, № 4, с. 830—833.
  16. *Дербенев Я. С., Кондратенко А. М., Скринский А. Н.* Движение спина в накопителе с произвольным полем.— Новосибирск, 1970.— (Препринт/ИЯФ; № 112—70): ДАН СССР, 1970, 192, № 6.
  17. *Guiragossian Z., Rand R.* 300 GeV High Quality Electron and Pion Beam at the New Generation of Proton Accelerators. San Francisco Particle Accelerators Conference, 1973.
  18. *Derbenev Ya. S. et al.*— Nucl. Instrum. and Meth., 1979, 165, N 1, p. 15—19.
  19. *Derbenev Ya. S. et al.* Polarization of Electrons in a Storage Ring by Circularly Polarized Electromagnetic Waves.— N. I. M., 1979, 165, N 2, p. 201—208.
  20. *Кондратенко А. М., Салдин Е. Л.* Генерация когерентного излучения релятивистским электронным пучком в ондуляторе.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИЯФ; № 79—48).
  21. *CERN SPS used as  $\bar{p}p$  Collider.*— Proc. Workshop on Producing High Energy  $\bar{p}p$  Collisions, Berkeley, 1978.  
*Rubbia C.*  $\bar{P}p$  at CERN.— Proc. XX Intern. Conf. High Energy Phys., Madison, 1980.
  22. *Tevatron used as  $pp$  Collider:* Proc. Workshop Producing High Energy  $\bar{p}p$  Collisions, Berkeley, 1978; Tevatron: Phase-I, Fermilab, 1980;  
*Young D.*  $\bar{P}p$  at Fermilab.— Proc. XX Intern. Conf. on High Energy Phys., Madison, 1980.
  23. *Всеволожская Т. А. и др.* Источник антипротонов для УНК.— Новосибирск, 1980.— (Препринт/ИЯФ; № 80—182).
  24. *Всеволожская Т. А. и др.*  $\bar{P}\bar{P}$  встречные пучки в УНК.— В кн.: VII Всесоюз. конф. по ускорителям, Дубна, 1980.
  25. *Peri M. L.* Heavy Lepton Phenomenology, SLAC-PUB-2219, 1978.
  26. *Букин А. Д. и др.*— ЯФ, 1980, 27, вып. 4.
  27. *Жолену А. А. и др.* Прецизионное измерение массы  $\psi$  и  $\psi'$ -мезонов.— Новосибирск, 1980.— (Препринт/ИЯФ; № 80—156).
  28. *Жолену А. А., Протопопов И. Я., Скринский А. Н.* Монохроматизация энергии взаимодействующих частиц в накопительных кольцах.— В кн.: Тр. VI Всесоюз. конф. по ускорителям, Дубна, 1979 г. Дубна, 1979. Т. 1, с. 132—135.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИЯФ; № 79—6).
  29. *Derbenev Ya. S., Kondratenko A. M., Skrinisky A. N.*— Part. Accel. 1979, 9, p. 247.
  30. *Richter B. et al.* The SLAC Single Pass Collider.— In: XI Intern. Conf. High Energy accelerators, CERN, 1980.
  31. *Skrinsky A. N.* Colliding Beams in Novosibirsk.— Intern. Seminar Perspectives in High Energy Phys., Morges, Switzerland, 1971.
  32. *Тизнер М.* Частное сообщение.
  33. *Amaldi U.*— Phys. Lett. B, 1976, 61, N 3, p. 313—315.
  34. *Gerke H., Steffen K.* Note on a 45—100 GeV «Electron Swing» Colliding Beam Accelerator.— Int. Rept., DESY PET-79/04, Hamburg, 1979.
  35. *Балакин В. Е., Коон И. А., Новохатский А. В. и др.*— Динамика пучка во ВЛЭПШе.— В кн.: Тр. VI Всесоюз. конф., Дубна, 1978 г. Дубна, 1979. Т. 1, с. 143—148.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИЯФ; № 79—79).
  36. *Балакин В. Е., Михайличенко А. А.* Конверсионная система получения сильнополяризованных электронов и позитронов.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИЯФ; № 79—85).
  37. *Budker G. I., Skrinisky A. N.* Electron cooling and  $\bar{p}p$  colliding beams. ORSAY Symposium on colliding beams, 1966.
  38. *VAPP-NAP Group Report;* Proc. VIII Intern. Conf. High Energy Accelerators, Geneva, CERN, 1971.
  39. *Rubbia C.* Relativistic electron cooling to increase the luminosity of the  $\bar{p}p$  collider. Workshop on Cooling of High Energy Beams, Madison, 1978.
  40. *Skrinsky A. N.* On High Energy Electron Cooling, *ibid.*
  41. *Дербенев Я. С., Скринский А. Н.* Об электронном охлаждении при высокой энергии.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИЯФ; № 79—87).
  42. *Wiik B.* HERA-Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY.— In: XX Intern. Conf. on High Energy Physics, Madison, 1980.
  43. *Kimura Y. Tristan:* The Japanese Electron-Proton colliding Beam Project, *ibid.*
  44. *CHEER-Canadian Electron-Proton Project,* *ibid.*
  45. *Wilson R. et al.* Electron-proton colliding beams at Fermilab, *ibid.*
  46. *Будкер Г. И.*— В кн.: Тр. XV Международ. конф. по физике высоких энергий, Киев, 1970.
  47. Design study of a facility for experiments with low energy antiprotons, CERN (PS) DL, 80—7, 1980.
  48. *Balakin V. E., Novokhatsky A. V.* The Method of Accelerating the Electrons with a Maximum High Gradient by a Proton Beam.— (Preprint NPI 79—86).
  49. *Балдин А. М.*— Nucl. Phys., 1980, 4.