

ПРИРОДА МАТЕРИИ*)*Цели физики высоких энергий*

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие (Р. Оппенгеймер) 593

МНЕНИЯ ТЕОРЕТИКОВ

1. Цели физики высоких энергий

Г. Бете

Физика высоких энергий 598

В. Вайскопф

В защиту физики высоких энергий 600

Дж. Вик

Уместность физики высоких энергий 604

А. Пайс

О необходимости больших энергий 605

А. Примаков

Бесполезна ли физика элементарных частиц? 606

Р. Сакс

Задачи физики высоких энергий 608

Дж. Фейнберг

Будущее физики высоких энергий 610

Ю. Швингер

Будущее физики основных свойств материи 613

2. Некоторые проблемы физики высоких энергий

С. Берман и С. Дрелл

Цели физики высоких энергий 614

*) Nature of Matter. Purposes of High Energy Physics, Edited by Luke C. L. Yuan, Brookhaven National Laboratory, Associated Universities, 1965, 150 pp. Перевод Л. Г. Ландсберга, М. С. Маринова, А. М. Переломова, В. С. Попова, Ю. А. Симонова, М. В. Терентьева, под редакцией И. Ю. Кобзарева.

	<i>С Ваинберг</i>	
Почему строят ускорители?		617
	<i>М Гольдбергер</i>	
Замечания о процессах при высокой энергии		620
	<i>Р Далитц</i>	
Закономерности в мире элементарных частиц		622
	<i>Т Ли</i>	
О физике элементарных частиц		625
	<i>Ф Лоу</i>	
Элементарность частиц при высокой энергии		628
	<i>Й Намбу</i>	
Обзор физики элементарных частиц		629
	<i>Л Радикати</i>	
Замечания о сильных взаимодействиях		632
	<i>Дж Сакураи</i>	
Некоторые «менее эффективные» эксперименты в физике высоких энергий .		634
	<i>С Треиман</i>	
Замечания об упругом рассеянии при очень высокой энергии		636
	<i>К Уотсон</i>	
К обоснованию необходимости изучения физики элементарных частиц		639
	<i>Н. Хури, Т. Киношита</i>	
Действительная часть амплитуды рассеяния вперед и локальная теория поля .		641
	<i>Дж Чу</i>	
Ядерная физика «демократия» или «аристократия»?		644
	<i>Л Шифф</i>	
Будущая роль физики высоких энергий во взаимодействии с другими отраслями физики		647
	<i>Ч. Янг</i>	
Некоторые соображения об экспериментах при высоких энергиях		648
3 Более специальные проблемы		
	<i>Р Маршак и С Окубо</i>	
К единой полевой теории элементарных частиц		650
	<i>К. Нишиджима</i>	
Слабые взаимодействия при высоких энергиях		674
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ		
	<i>Л. Юан</i>	
Экспериментальные возможности при сверхвысоких энергиях		696
Приложения		718

ПРЕДИСЛОВИЕ

Когда более тридцати лет назад проектировались и строились первые ускорители частиц, они имели ясное назначение. Кроме квантов света и гравитации, физики знали только электроны и протоны, и атомная теория объясняла их взаимодействие. Ускорители строились для изучения ядерных реакций, чтобы дать возможность протонам и другим ядрам подходить вплотную к ядерным мишеням, несмотря на то, что и мишень и падающие частицы заряжены положительно и, следовательно, отталкивают друг друга. Эта программа привела к быстрому развитию ядерной физики.

Когда после войны стали проектировать новые типы ускорителей, то преследовали совсем другие цели. В то время мы имели только общее представление о взаимодействии между ядерными частицами, протоном и нейтроном и думали, что эти взаимодействия должны быть связаны, согласно предположению Юкавы, с обменом мезонами между частицами. Мезоны действительно нашли в космических лучах, а ускорители построили и запустили в тот момент, когда выяснилось, что мезоны в космических лучах и мезоны Юкавы не одно и то же, причем последние образуются при распаде первых.

Таким образом, ускорители должны были дополнить и обогатить сведения об этих новых частицах и пролить свет на силы между нуклонами. Это и произошло.

Были еще два аргумента в пользу экспериментов при более высоких энергиях, которые остаются столь же вескими теперь, на новом этапе, как и раньше. Первый аргумент: для изучения структуры на малых расстояниях и событий, развивающихся за короткие промежутки времени, нам (в общем) нужны соударения, в которых энергия и передача импульса тем больше, чем меньше интервал времени и область пространства. Это есть самое общее следствие волновой природы любого вида материи. К тому же надо учесть, что для рождения тяжелых частиц энергия соударения должна превышать их массу.

Второй аргумент общего характера состоял в том, что, проникая в новую область опыта, можно найти совершенно неожиданные, действительно новые вещи.

В какой-то степени исследование космических лучей тогда поддерживало это ожидание, и оно, конечно, оправдалось.

В настоящее время физики серьезно заняты изучением грандиозного проекта постройки ускорителя с энергией около 1000 Гэв для исследования структуры пространства на расстояниях меньше 10^{-15} см и временных интервалов вплоть до 10^{-25} сек. Здесь уместны те же общие аргументы.

Космические лучи на этот раз едва ли подскажут нам, что ожидает нас в этой области. Последним большим открытием, сделанным с их помощью около 10 лет назад, было обнаружение удивительных новых частиц с новым квантовым числом, называемым странностью, которое сохраняется почти точно. Космические лучи также научили нас ожидать почти

постоянного сечения для нуклонов при больших энергиях и ожидать также рождения в таких столкновениях потоков вторичных частиц, которые обладают довольно любопытными закономерностями, понятными лишь наполовину. Зато опыты на имеющихся больших ускорителях дали столь богатые и столь загадочные данные, что совершенно очевидно, что это только начало; и цель этой небольшой книги — определить на основе того, что мы знаем и чему мы научились, а также из того, чего мы совсем не понимаем, что мы хотели бы узнать и на что можно надеяться в будущем.

Эта книга включает работы около 30 физиков-теоретиков, активно работающих в области физики высоких энергий. Каждый автор ставит ряд вопросов, на которые он хотел бы иметь ответ, иногда подозревает, каков он, но, по-видимому, при существующих ускорителях получить его нельзя. Вопросы, естественно, довольно часто повторяются. В самом деле, мы ведь пытаемся понять природу, одну и ту же для всех, с помощью одних и тех же ограниченных наблюдений и не очень подходящих, но необходимых инструментов физики, которые мы узнали из прошлого. Вместе с тем статьи весьма разнообразны и не только из-за большого разнообразия личных интересов авторов, но и потому, что круг вопросов в этой области физики быстро меняется. Многие поднятые здесь вопросы не высказывались в такой форме полгода назад; некоторые наверное не будут поставлены еще через полгода, а кое-что устареет во время печатания.

Статьи говорят сами за себя; любая попытка обобщить или упорядочить их содержание кажется мне дерзкой и бесполезной для читателя, и это, самое большое, — добавление еще одного личного мнения ко многим уже высказанным здесь.

В сборнике содержится также большая статья Юана, в которой он сообщает о многочисленных тщательных исследованиях технической возможности постройки будущих машин и о нерешенных пока вопросах. Я не думаю, что эти вопросы устареют за время публикации выпуска.

Теперь я позволю себе кратко сравнить то, что мы знаем сегодня, с нашими знаниями об электроны и протоне и об атомной теории в то время, когда задумывались первые ускорители. Кроме квантов электромагнетизма и тяготения мы узнали две группы частиц: лептоны, которые, насколько мы знаем, не взаимодействуют сильно при всех доступных энергиях, и все остальные частицы, которые обладают таким сильным взаимодействием. Лептоны уже сами по себе — загадка. Они включают в себя два нейтрино — мы не знаем, почему их два, — μ -мезон и обычный электрон, а также все их античастицы. μ -мезон и электрон имеют, по-видимому, очень похожие электромагнитные взаимодействия, а их «слабые» взаимодействия, ответственные за β -распад, нестабильность μ -мезона и испускание нейтрино, в существующих наблюдениях неразличимы. Мы не понимаем, почему μ -мезон примерно в 200 раз тяжелее электрона, не понимаем также кажущейся избыточности двух нейтрино. Мы не понимаем, почему при малых энергиях слабые взаимодействия оказываются такими слабыми. Но мы знаем, что как только будет достигнута энергия, обещанная новым ускорителем, наше описание этих взаимодействий при малых энергиях станет логически невозможным и либо будут открыты новые частицы, о существовании которых уже догадываются (их искали и пока не нашли), либо будут открыты новые структурные элементы; наконец, возможно, что в этой области энергий слабые взаимодействия станут сильными. Размышления по поводу этих вопросов в большинстве теоретических статей.

Остальные частицы, взаимодействующие друг с другом сильно даже при малой энергии, насчитывают около 200 штук, и любой список навер-

ное устаревает ко времени публикации. Единственным стабильным объектом во всей этой массе является протон (и, конечно, в отсутствие материи — его античастица, антипротон). Даже нейтрон нестабилен, хотя в течение своей 20-минутной жизни он играет существенную роль в образовании ядер и, следовательно, в возможности существования органической материи и жизни, и даже, как известно, весьма драматическим образом — в изменении хода человеческой истории.

Сильные взаимодействия, действующие между этими частицами при столкновении, находятся в резком контрасте с их электромагнитными взаимодействиями. Первые сильнее примерно в 100—1000 раз, что еще раз напоминает, что мы пока не понимаем величины элементарного электрического заряда, знаменитой постоянной тонкой структуры — малого числа e^2/hc .

Внутриядерные взаимодействия настолько сильны, что приближение, рассматривающее совокупность этих частиц как собрание существенно неменяющихся частиц, оправдано в применении к ядрам и ядерной материи только при очень грубом подходе. В самом деле, взаимодействия частиц и их природа не могут, в отличие от атомной физики и до некоторой степени от ядерной физики, быть по-настоящему разными вопросами — это один и тот же вопрос. Для разрешения этого вопроса у нас нет теории. Относительно динамики сильно взаимодействующих частиц в настоящее время имеются интересные программы, кажущиеся противоречащими одна другой, но, вероятно, взаимодополнительные либо не слишком согласованные, либо очень отдаленно связанные с опытными данными о природе. Замечу еще раз, что осознание этой ситуации и ностальгия по теории и уровню понимания, сравнимым с тем, что достигнуто в классической и квантовой физике, снова и снова появляется в статьях этого сборника, так же как и резко выраженные предпочтения к описаниям природы, на которые мы надеемся, но не имеем.

Две другие главные темы ставят вопросы и выражают надежды относительно будущего сильно взаимодействующих частиц. Одна из них связана с симметриями, а другая с нашими представлениями о пространстве, времени и причинности.

Симметрия, о которой здесь говорится, выражает тот факт, что некоторое свойство физической системы не зависит от каких-то изменений. Так, в специальной теории относительности равномерное движение ни на что не влияет, и это приводит к симметрии, описываемой группой Пуанкаре. Так, перестановка электронов или протонов не сказывается на наблюдениях и влечет за собой симметрию по отношению к группе перестановок. В теории атома и теории ядра подобные симметрии приводят к константам движения систем, обладающих этими симметриями, и к квантовым числам, дающим значения констант, характеризующих стационарные состояния.

Новые квантовые числа имеются и в физике слабо взаимодействующих лептонов: например, количество лептонов минус количество их античастиц, по-видимому, есть хорошее квантовое число. Среди сильно взаимодействующих частиц существует класс так называемых барионов (самый легкий из них — протон), для которых снова полное число частиц минус полное число античастиц есть хорошее квантовое число. Для других сильно взаимодействующих частиц, мезонов, такого квантового числа не существует, как нет его и для квантов света. Но даже эти строгие квантовые числа, хотя и связаны формально с условиями симметрии, гораздо меньше объяснены и обоснованы, чем хотя бы сохранение электрического заряда.

Есть еще одно обстоятельство: некоторое изменение в физической системе хотя и может изменить ее физические свойства, но ненамного,

и в определенных условиях изменением можно пренебречь. Физика сильно взаимодействующих частиц исключительно богата такими «почти» симметриями. Самая первая из них была найдена около тридцати лет назад и состоит в том, что в ядерных проблемах разница между нейтроном и протоном пренебрежимо мала. Это — симметрия изотопического спина, формально идентичная симметрии обычного спина. Кроме того, очень часто в физике сильных взаимодействий бывает несущественно, является ли мезон положительным, отрицательным или нейтральным, хотя в их поведении как свободных частиц огромная разница. Все сильно взаимодействующие частицы, наблюдавшиеся до сих пор, характеризуются такими изотопическими мультиплетами. Подобная симметрия очевидным образом игнорирует электромагнитные свойства частиц, играющие такую решающую роль в экспериментальном отождествлении.

Имеется еще по крайней мере одна «почти» симметрия, отражающаяся в еще одном «почти» хорошем квантовом числе: странность или ее эквивалент — гиперзаряд. За последний год появилось немало доказательств в пользу более широкой симметрии, включающей как изотопическую симметрию, так и симметрию, ответственную за странность. Сейчас нет ясности, а следовательно, и единого мнения, действительно ли эта расширенная симметрия есть часть еще более широкой, возможно, с участием других квантовых чисел. На самом деле в сущности непонятно, а потому и нет единого мнения, почему в одних вопросах эту симметрию можно применять с большим успехом, а во многих других ее применение весьма ограничено. Многими авторами высказывается надежда на то, что будут открыты новые симметрии, а приближенные симметрии станут точными в области больших энергий. Хотелось бы понять происхождение и значение этих симметрий, и точных, и приближенных, и тех, что пока едва различимы. Не было бы неразумно предположить, что надежды на настоящую динамику и на понимание симметрий могут быть тесно связаны, что когда мы будем иметь одно, придет и другое.

То, чего мы сейчас не знаем по поводу пространства, времени и причинности, хотя и обсуждаем, — это возможно ли на основе наблюдений с существующими физическими объектами ввести описание событий в пространстве и времени вплоть до сколь угодно малых расстояний и интервалов времени, будет ли иметь смысл обычное причинное описание событий, влияющих на будущее непрерывно прослеживаемым образом? В исследованной до сих пор области не были найдены доказательства, что такие взгляды на пространство, время и причинность неправильны. Этот вопрос также остается открытым для будущего, и ответ на него, весьма вероятно, будет найден либо при исследовании новой области, которую откроют планируемые ускорители, либо за счет достижения понимания, которого пока не хватает и на которое мы надеемся.

Ясно также, что в этой области будут открыты новые черты в поведении слабо взаимодействующих частиц; если на самом деле существует возможность единого понимания этих частиц и их более многочисленных сильно взаимодействующих собратьев, она может лежать как раз в упомянутой области. Некоторые упоминания об этих надеждах можно найти в нижеследующих статьях.

При всем своем разнообразии статьи ясно выражают одно общее мнение. Все авторы признают, что мы не понимаем природы материи, законов, которые управляют ею, и языка, на котором следует ее описывать. Все они хорошо знают, что до сих пор из больших экспериментальных центров много раз приходили известия о чем-то неожиданном, непредсказанном и почти непостижимом. Но более того, все авторы очень сильно сомневаются, что в доступной сейчас области энергий могут быть найдены

ключи к построению теории материи. Эта тема постоянно проходит через все статьи, объединяет их и является их движущим импульсом.

Может возникнуть вопрос: почему это положение вещей настолько важно, чтобы оправдать усилия, деньги и общественную поддержку, необходимые для проникновения в область физики много больших энергий? Все теоретики — авторы настоящего сборника — работают и в других областях физики. Многие из них внесли важный вклад в ядерную физику, в физику твердого тела или квантовой жидкости, физику плазмы или гравитацию. Все они знают и относятся с интересом и уважением к открытиям в других областях науки — в микробиологии, астрономии. Все они желают добра всей физике и всей науке.

Что же именно заставляет их выступать за новый ускоритель? Я думаю, это не только огромная польза, которую принесет всем отраслям науки и даже технологии техника сверхвысоких энергий, экспериментальная, вычислительная, математическая, методика наблюдений; я считаю, что это, несомненно произойдет. И не только — возможность неожиданного открытия колоссальной важности для техники и человеческого благосостояния. Я думаю, такое может случиться, хотя серьезных идей по поводу того, что это могут быть за открытия, немного.

Есть еще другое. Последние столетия в науке отмечены непрерывающейся борьбой за описание и понимание природы материи, ее закономерностей и свойств и языка, на котором ее можно понять. Успехи в этой борьбе, начиная с XVI столетия и вплоть до наших дней, вдохновляли всю научную деятельность, озаряли мир техники и жизнь человека. Они проникали в образование и завоевывали сердца молодых людей. Они составляли необходимый элемент прогресса, здоровья, духа и сущности науки. Сейчас, несмотря на соблазнительные и блестящие успехи, мы переживаем мучительно трудный момент в этой борьбе. Эта книга выражает убеждение тех, кто борется: без дальнейшего проникновения в область бесконечно малого усилия в этот раз могут и не закончиться торжеством человеческого разума. Вот что поставлено на карту, вот почему написана эта книга.

Р. Оппенгеймер

МНЕНИЯ ТЕОРЕТИКОВ

1. ЦЕЛИ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Г. Бете

Физика высоких энергий несомненно находится сегодня на переднем крае. Открытия в этой области в наибольшей степени содействуют углублению нашего понимания природы.

В начале моей деятельности как физика границей понимания была атомная физика. В 1926—1930-х гг. большинство проблем атомной физики было решено с помощью квантовой механики. Было удивительно видеть, как быстро развивалась эта наука и как каждая проблема поддавалась теоретическому рассмотрению. Физики избаловались за этот период изумительными успехами одного-единственного теоретического подхода. Этот же подход дал нам вдобавок теорию химических связей и позволил понять твердое тело. Теория твердого тела все еще остается плодотворной областью, имеющей важные успехи и достижения в понимании того, как нерелятивистское уравнение Шрёдингера действует в сложных системах. Однако вряд ли можно утверждать, что она содействует более глубокому пониманию природы.

30-е и 40-е годы характерны успехами ядерной физики. Тогда задача состояла в том, чтобы найти силы, действующие между нуклонами, и квантовые состояния ядер с учетом этих сил. Ни одна из этих задач не была разрешена до конца, и много интересной работы предстоит еще выполнить.

Физика частиц, или физика высоких энергий, отличается от атомной и ядерной физики своей глубокой удаленностью от нашего ежедневного опыта. Легко оправдать работу в области атомной физики: сам предмет бросает вызов человеческому разуму, потому что он объясняет так много в мире, в котором мы живем. Кроме того, его применения в области химии и физики твердого тела имеют большое техническое значение, так же как непосредственные приложения атомной физики, например лазеры. Из-за этих многочисленных практических применений многое в прогрессе данной области определяется в настоящее время промышленностью. Что касается ядерной физики, практическое использование ядерной энергии и атомное оружие слишком хорошо известны, чтобы вдаваться в подробное обсуждение.

В физике частиц такие практические применения не появились и не похоже, что они появятся. В самом деле, процессы, наблюдаемые в физике частиц, могут и не встречаться в природе вне стен лаборатории сколь угодно часто. (Конечно, они возникают при взаимодействии космических

лучей с веществом и, возможно, происходят в тех удаленных астрономических объектах, которые испускают энергии много больше, чем обычное для галактики количество.)

Привлекательность физики частиц связана по меньшей мере с тремя причинами. Одна основывается на убеждении, что физика частиц есть реально самая основная область знания о физическом мире. Мы хотим знать и понимать, и никакая другая область не даст нам такого глубокого понимания. Вторая причина — в том, что физика частиц даст нам основу для теоретического рассмотрения другой области — ядерной физики, которая связана с окружающим миром, каким мы его видим. Чтобы найти ядерные силы, мы должны знать взаимодействие субъядерных частиц с нуклонами.

Третья причина состоит как раз в крайней трудности теории. В отличие от атомной физики, где достаточен один-единственный подход — уравнение Шрёдингера, в физике частиц нужно было перепробовать много разных методов, дополняющих друг друга. Одна из трудностей — большая величина сил, приводящая к неприменимости приближенных методов, а приближенные методы были ключом к успеху в атомной теории. Во-вторых, у нас нет ни одного дифференциального или интегрального уравнения в замкнутой форме; этот факт тесно связан с возможностью рождения любого числа добавочных частиц при взаимодействии двух частиц высокой энергии. Третья трудность — существенная роль релятивизма наряду с наличием многих частиц. Для решения этих проблем были тем не менее созданы интересные теоретические методы, такие, как дисперсионная теория, теория полюсов Редже и многие другие. Однако из-за многочисленных трудностей теории очень трудно вывести фундаментальное взаимодействие из данного экспериментального результата, такого, как сечение некоторого процесса.

Сложность теории предъявляет дополнительные требования к экспериментатору. Данные его опыта должны допускать простую интерпретацию, не включающую сложных, а потому и сомнительных теоретических шагов. Хорошим примером служит нейтринный опыт, выполненный в Брукхейвене, который прямо указал на существование двух различных нейтрино, связанных соответственно с электроном и μ -мезоном. В области сильных взаимодействий основная работа в последнее время заключалась в поисках резонансов и определении их свойств (заряда, спина, четности и т. д.), а не просто в измерении сечений. Это требование — получать легко интерпретируемые результаты — усугубляется трудностью эксперимента: огромных размеров аппаратура, малое число событий, часто присутствие в одном событии многих частиц, часть из которых нейтральна и потому невидима, и т. п.

Несмотря на эти трудности как теоретического, так и экспериментального плана, физика частиц уже дала результаты исключительной красоты. Если на первый взгляд количество разных частиц кажется необъятным и вызывающим путаницу, то, как оказалось, в их свойствах проявляется заметная симметрия. Гелл-Манн и другие показали, что частицы можно сгруппировать в семейства по 8 или 10 штук (в ряде случаев, может быть, и больше). Частицы внутри каждого семейства очень сходны, а структуры разных семейств либо аналогичны, либо весьма близки.

Эта красивая теория, известная под названием $SU(3)$ -симметрии, могла быть развита только после появления сотен кропотливых экспериментальных статей и десятков неудачных теоретических попыток для их объяснения. Кроме классификации известных тогда частиц, теория предсказала новую частицу Ω^- , которая была открыта в Брукхейвене в начале 1964 г. И эта теория, и эксперимент были изложены в очень

хороших статьях в журнале «Сайентифик Америкен» *). Теория $SU(3)$, — вероятно, не последнее слово в физике частиц. Многие проблемы она оставляет без объяснения: в частности, она дает весьма неполное объяснение массам частиц и сечениям реакций.

Часто изучение физики частиц приводило к неожиданным результатам в более старых отраслях физики. Например, исследование распадов K -мезонов позволило установить, что в этих процессах четность не сохраняется. Отсюда Ли и Янг пришли к предположению, что то же самое справедливо и в других, слабых взаимодействиях, в частности в β -распаде ядер. Хотя β -распад изучался до этого не менее 25 лет, нарушение четности в этом процессе было экспериментально найдено только после гипотезы Ли и Янга. А недавно, в 1964 г., Фитч и др. обнаружили, что по крайней мере в одном способе распада K -мезона, возможно, не выполняется даже закон обращения времени. Так физика частиц затрагивает наиболее глубокие понятия, относящиеся ко времени и пространству.

Неудивительно, что физика частиц привлекает самых честолюбивых и способных среди молодых физиков. Было бы неправильно поддерживать эту область физики в ущерб остальным. Существуют интереснейшие проблемы в ядерной физике, физике твердого тела и других областях. Я сам посвятил последние десять лет моих исследований ядерной физике низких энергий. Но я считаю, что физика частиц заслуживает самой большой поддержки среди всех областей нашей науки, потому что она дает самое глубокое понимание.

В ЗАЩИТУ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. Вайскопф

В настоящее время развитие науки подошло к критическому этапу. Стоимость науки в терминах денег и человеческих ресурсов достигла такой величины, что общество начинает тревожить ее непрерывный рост. До сих пор наука стоила ничтожно мало. Вся основная научная деятельность, со времени Архимеда и до сегодняшних дней, стоила, с точки зрения денежных расходов, меньше чем 10-дневная продукция мировой промышленности, т. е. меньше чем годовой прирост мировой промышленности. Это составляет внушительный доход от капитального вложения, особенно если учесть, что почти вся нынешняя промышленная продукция есть следствие фундаментальных научных исследований. И вместе с тем потребности современных фундаментальных исследований действительно начинают становиться ощутимыми, и обсуждение важности фундаментальной науки и относительной важности различных ее отраслей становится неизбежным. Ясно, что главной мишенью для атаки служат отрасли, требующие наибольших расходов и вдобавок имеющие определенный оттенок «беспольности», т. е. физика высоких энергий и астрономия. У современной астрономии, однако, то преимущество, что она связана с «космосом» — следовательно, она извлекает выгоду из сегодняшнего упора на все, что связано с космической наукой. Ясно, что этот упор обуславливается не исключительно научными соображениями. Физика высоких энергий или — ее лучше было бы назвать — субъядерная физика, после того как она в течение нескольких лет выезжала за счет ядерной энергии, уже не пользуется больше такой посторонней поддержкой.

*) См. переводы: М. Гелл-Манн, А. Розенфельд, Дж. Чу, Сильно взаимодействующие частицы, УФН 83 (4), 695 (1964) и У. Фаулер, Н. Сеймиос, Открытие омега-минус-частицы, УФН 85(3), 523 (1965). (Прим. ред.)

Глядя на развитие науки в двадцатом столетии, можно различить два направления, которые за неимением лучшей терминологии я бы назвал «интенсивным» и «экстенсивным». Вкратце: интенсивное исследование стремится к открытию фундаментальных законов, экстенсивное исследование ставит целью объяснение явлений в терминах известных основных законов. Как всегда, разделение такого рода неоднозначно, но в большинстве случаев оно ясно видно. Физика твердого тела, физика плазмы и, возможно, биология — экстенсивны. Физика высоких энергий и большая часть ядерной физики интенсивны. Интенсивных исследований всегда проводится гораздо меньше, чем экстенсивных. Как только открывается новый закон, начинается огромная и все усиливающаяся деятельность по применению открытий к еще необъясненным явлениям. Таким образом, основные исследования развиваются в двух измерениях. Передовая линия науки тянется на большое расстояние от новейших и самых современных исследований через экстенсивные исследования, выросшие вокруг вчерашних интенсивных, к широкой и хорошо развитой паутине экстенсивной деятельности, основанной на интенсивном исследовании прошедших десятилетий.

Легко различить четыре важных этапа в интенсивном исследовании в нашем столетии: электродинамика и относительность, квантовая теория атома, ядерная физика и, наконец, субъядерная физика. Экстенсивная деятельность в электродинамике, относительности и квантовой теории развернулась очень широким и постоянно растущим фронтом. В ядерной физике уже ведется большая экстенсивная работа по детальному изучению ядерной структуры и по астрофизическим применениям. Субъядерная физика по своему характеру еще остается в основном интенсивной. Каждый участок этого научного фронта сам по себе важен. Было бы очень опасно пренебрегать одними участками по сравнению с другими. Часто говорят, что субъядерной физике надо оказывать меньшую поддержку, потому что в ней проводится очень мало экстенсивных исследований, потому что она привлекает к себе непропорционально много способных ученых и расходы на одного ученого здесь значительно выше, чем на многих других участках научного фронта. Причины всех этих явлений, однако, кроются в том, что субъядерные исследования находятся на передовой линии интенсивных исследований вообще.

Очевидно, самая передовая область интенсивных исследований пока еще мало что дает для понимания других явлений и, следовательно, ее экстенсивная компонента мала. В конечном счете, мы только начинаем понимать, что происходит на самом субъядерном фронте. Конечно, такая же ситуация возникала и раньше, когда другие фундаментальные открытия находились на переднем крае науки. Фарадей не знал, что электричество есть основа строения вещества. Когда были сделаны первые шаги в понимании атомных спектров, никто не предполагал, что это приведет к полному пониманию химических реакций. Таким образом, экстенсивный эффект субъядерной физики пока еще не заметен, но уже сейчас кажется очень вероятным, что субъядерные явления важны для понимания обнаруженных недавно галактических взрывов.

Область интенсивного исследования всегда привлекала определенную группу весьма способных ученых. Работа в неисследованной области, открытие новых законов природы и новых явлений — большой соблазн для ученого. Ученый оказывается продолжателем великой и успешной традиции, восходящей от Галилея, Ньютона и Максвелла к Эйнштейну, Бору, Дираку и Гейзенбергу. Однако невероятно, чтобы эта область на самом деле отняла способных людей из других областей науки. По самой своей природе — это узкое поле деятельности. Конкуренция очень

сильна, успех редок и чаще зависит от удачи и благоприятного случая. Многие из лучших научных умов избегают эту область из-за узкого выбора возможной деятельности.

Высокая стоимость субъядерной физики проистекает из того, что она имеет дело с новыми еще ненаблюдавшимися явлениями. Субъядерная физика требует изучения материи в новых условиях. С прогрессом науки эти условия все более сильно отличаются от обычных земных условий. Ядерная физика работает с внутризвездными условиями, а субъядерная физика помещает вещество в еще более необычные условия. Совершенно ясно, что для создания все более необычных условий в лаборатории требуется все больше средств.

Сейчас возникла серьезная опасность, что мнимая узость и большая стоимость субъядерной физики будут, фактически, сдерживать ее развитие по сравнению с другими передовыми областями науки. Уже сейчас число статей в «Физикл Ривью» по физике твердого тела растет быстрее, чем число статей по физике высоких энергий. И это происходит как раз в такое время, когда субъядерная физика начинает открывать новый мир явлений внутри нуклонов. Мы наблюдаем рождение третьего вида спектрокопии, изучающей возбужденные квантовые состояния не атома и не атомного ядра, а самого нуклона. Мы обнаруживаем первые намеки на закономерности в схемах этих уровней, которые скоро позволят заглянуть в глубины строения нуклона. Это проникновение наверное приблизит нас к пониманию многих фундаментальных нерешенных вопросов. Можно насчитать три группы таких вопросов.

Сейчас мы понимаем свойства материи на основе взаимодействия атомных ядер и электронов. Но остается главный вопрос: почему протон, нейтрон и электрон являются именно теми элементарными частицами, из которых состоит вещество в земных условиях? Почему эти частицы вместе с квантами света и нейтрино образуют самые устойчивые формы среди большой группы частиц, включающей гипероны, многочисленные бозоны и тяжелые электроны? Эти вопросы касаются основ всей науки. Пока на них нет ответа, структура любого вида материи по-настоящему остается непонятной. Великим триумфом квантовой теории было объяснение характерных свойств химических элементов на основе утверждения, что поле данного электрического заряда допускает только вполне определенные квантовые состояния электрона. Это свойство играет фундаментальную роль во всей атомной физике, химии и молекулярной биологии. Однако это происходит только из-за идентичности всех электронов и протонов с фиксированными и хорошо известными зарядами и массами. В самом деле, квантовая теория по существу не объясняет характерных свойств, внутренне присущих каждому элементу; она выводит их из другой непонятной совокупности фактов — существования небольшого числа элементарных частиц с их особыми внутренними свойствами. Таким образом, главный вопрос, лежащий в основе всех физических дисциплин, — вопрос о строении материи — все еще не решен. Именно над этой проблемой бьется сейчас субъядерная физика.

Другой ряд фундаментальных вопросов связан с проблемой разных типов взаимодействий между материальными частицами. Физика разрешила проблему объединения многих взаимодействий, таких, как электрические и магнитные силы, химические силы, силы сцепления, капиллярные силы и т. д., все они сводятся к квантовым эффектам электрического взаимодействия между ядрами и электронами. Но пока еще нет никакой связи между ядерными, электромагнитными, гравитационными и слабыми взаимодействиями. Следовательно, работа по последовательному проникновению в природу только началась и требует дальнейшего развития.

И снова главным образом субъядерная физика атакует эти вопросы; теоретические исследования в области теории относительности и астрономическое изучение строения Вселенной также внесут свой вклад в решение проблемы.

Наконец, те же три области исследований подходят сейчас к проблемам истории Вселенной. Вопрос о происхождении материи может уже обсуждаться на научной основе. Пока развиваются разумные идеи только относительно образования элементов из газа протонов и электронов. Но и проблема возникновения этого газа начинает приобретать какие-то научные черты в связи с открытием в центрах галактик материи, находящейся в условиях исключительно большой энергии. Эти явления явно связаны с взаимодействием частиц при очень больших энергиях, которые и изучаются субъядерной физикой.

Мы сейчас находимся в таком положении, когда появилась угроза, что все эти многообещающие исследования будут замедлены из-за ограниченной финансовой поддержки физики высоких энергий. И это ограничение основывается, по меньшей мере частично, на утверждении, что цели данных исследований узки и ограничены. Трех упомянутых выше групп нерешенных вопросов достаточно, чтобы опровергнуть это утверждение. Считают, что дальнейший прогресс, скажем, в биологии или физике твердого тела возможен без дальнейших исследований в субъядерной области. Но не может быть ни малейшего сомнения, что стиль всего научного общества изменился бы, если бы задерживалось развитие передовой области интенсивных исследований. Он мало-помалу склонился бы к переоценке экстенсивного исследования, а это принесло бы вред всем наукам. Поощрялся бы другой дух, отличный от того, который создал современную науку, если бы главные вопросы, на которые можно ответить, были оставлены без ответа или если бы ими пренебрегли из-за недостатка внимания. Вопросы по-прежнему остаются, их нельзя игнорировать.

Этот новый дух принесет наибольший вред воспитанию молодых ученых. Изучение науки основывается на жгучем интересе к фундаментальным проблемам. Студенты приобрели бы извращенное мировоззрение, если бы они постоянно не ощущали существования неустанного стремления к разрешению основных научных проблем. Даже тот ученый, который собирается посвятить свою жизнь чисто экстенсивным исследованиям, должен знать о существовании и духе интенсивного поиска. Причина состоит в том, что даже в наиболее экстенсивных исследованиях на любом этапе присутствует интенсивная компонента: в каждой нерешенной проблеме нужно возвратиться к некоторой фундаментальной идее, нужно попытаться понять существо проблемы. Такое отношение можно воспитать и утвердить только при условии, что интенсивное и экстенсивное исследования имеют в научном мире одинаковое положение. Фронт науки един, и каждый его участок надо продвигать вперед со всей силой.

Большой поддержкой пользуется сейчас космическая техника, которая может позволить нам исследовать неизвестные уголки Солнечной системы. Исследование неизвестного всегда было существенной компонентой человеческих стремлений в нашей современной цивилизации. Но оно должно идти в ногу, как это всегда и было, с другой столь же существенной компонентой — объяснением неизвестного, в какой бы форме мы его ни встретили.

В начале XVI в., когда началась эра науки, Магеллан совершил первое кругосветное путешествие. Но в тот же самый период Коперник опубликовал свою работу о движении планет.

УМЕСТНОСТЬ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Дж. Вил

Другие авторы настоящего сборника отмечают, что физика высоких энергий находится «на переднем крае» физики и что она занимается исследованиями в наименее известных областях Природы, в тех областях, где можно сделать самые фундаментальные открытия. Они подчеркивают, что отношение к этой области исследований, как к менее важной из-за ее мнимой «отдаленности от остальной физики», находится в прямом противоречии со всем духом научного поиска; принятие такой позиции было бы губительным для стиля всего научного сообщества.

Я хотел бы поэтому остановиться только на одном пункте. Я думаю, что физики, занимающиеся высокими энергиями, слишком терпеливы, если они примиряются с утверждением, что физика высоких энергий «далека» от остальных областей физики, химии, биологических наук и т. д., что открытия в области элементарных частиц, как бы интересны они не были сами по себе, будут иметь слишком малое влияние на другие отрасли науки.

Я хочу подвергнуть сомнению это утверждение. Я хочу указать, что, делая такие утверждения, люди обычно охотно соглашаются с возможностью, что новые открытия опровергнут их рассуждения. Я утверждаю, что возможность новых открытий и есть суть всего дела. Отличительная черта всех по-настоящему фундаментальных исследований состоит и всегда должна состоять в том, что не знаешь, что собираешься открыть и какие новые идеи возникнут по ходу дела, следовательно, не знаешь, что из всего этого может получиться. Конечно, никто не приступает к исследованиям вслепую, всегда примерно знаешь, на какие вопросы хочешь получить ответ; и вот оказывается, что ни один из вопросов, которыми занимаются сейчас физики в области высоких энергий, похоже, не имеет отношения к другим областям физики. Но все мы знаем, что вопросы, о которых думаешь, обычно оказываются не совсем правильными и по мере продвижения вперед возникают новые вопросы, имеющие больший смысл и более интересные. Часто новые вопросы оказываются совершенно неожиданными. Отправилась искать золото, а вместо него нашли нефть или что-нибудь еще столь же ценное. Сущность истинно пионерских исследований — в том, что их результаты совершенно не предсказуемы. Поэтому абсолютно бессмысленно спрашивать: что вы будете делать с вашими открытиями? Ученый идет вперед только потому, что вопросы кажутся ему глубокими и интересными и он хочет получить на них ответ. Вопрос: что вы будете с этим делать? — можно часто услышать от инженеров, предпринимателей и т. п., т. е. от так называемых «практических» людей. Но этот вопрос как раз не имеет практической ценности, потому что на него нельзя ответить. Людям пора бы уже понять, что так получается не из-за малой практической ценности чистых исследований, а как раз наоборот. Дело в том, что чистые исследования — это просто чудесная игра, единственная придуманная до сих пор игра, которая имеет смысл.

И вот теперь этот старый затасканный вопрос задают снова, «не практики», а ученые — коллеги из других областей науки, которые хотят знать, что будет из всего этого для них. Я отвечаю так: «Вы должны немного подождать». Я думаю, уже сейчас можно с уверенностью утверждать, что открытия в этой области будут иметь большое влияние на другие отрасли науки. Действительно, не было ни одного крупного шага в физике в прошлом, который не оказал глубокого влияния и на другие науки. Кто мог думать 60 лет назад, что катодные лучи с энергией 100 кэ будут

представлять интерес для биологии? Тем не менее электронный микроскоп стал теперь одним из главных инструментов в этой области. Кто мог думать, что 8-Мэв α -частицы способны приводить к эффектам, представляющим для химии не только побочный интерес, — таким, как пожелтение кристаллов и тому подобные вещи! В конце концов, мир химии — это «мир очень малых молекул», несколько десятков электрон-вольт уже разрушают любые молекулы. Что толку химии от миллионов электрон-вольт? Тем не менее настойчивость Резерфорда в его игре с α -частицами изменила весь облик химии. Конечно, эксперименты Резерфорда не стоили много денег. Но какое отношение имеют ко всему этому деньги? Бессмысленный вопрос не приобретает смысл только из-за того, что здесь замешаны деньги. Совсем наоборот, именно из-за того, что речь идет о больших суммах денег, я полагаю, следовало бы с особенной осмотрительностью задавать вопросы, отбирая среди них разумные и осмысленные.

Я хотел бы в качестве примера подвергнуть критике одно мнение, с которым слишком легко соглашаются, — именно, что физика высоких энергий не имеет отношения к обычной ядерной физике, которая, как признается всеми, не только интересна сама по себе, но важна в силу целого ряда других причин. Прежде всего, позволю себе заметить, что абсолютно бесполезно пытаться провести границу и говорить: ну хорошо, может быть, «мезонные фабрики» дадут прок, но они же не есть собственно физика высоких энергий. Это чепуха; отрицать естественное единство науки уже само по себе довольно плохо, но пытаться расщепить итак уже специальную область на две и на самом деле верить, что обе части могут развиваться независимо, не влияя глубоко друг на друга, кажется мне верхом бессмысленности. На самом деле, мне кажется очень вероятным, что когда придут к настоящему глубокому пониманию структуры так называемых элементарных частиц, все наши взгляды на структуру обычных ядер и их нижних уровней не смогут не претерпеть глубочайших изменений. В конце концов, ядра состоят из протонов и нейтронов, т. е. элементарных частиц, и связаны они за счет таких взаимодействий, которыми занимается физика высоких энергий.

В заключение я хотел бы сказать: взаимосвязь ядерной физики высоких и низких энергий гораздо глубже, гораздо разнообразнее и может скрывать гораздо больше сюрпризов, чем это обычно думают. Давайте будем ее исследовать.

О НЕОБХОДИМОСТИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ

А. Пайс

За последние 15 лет в области высоких энергий постепенно был открыт целый мир неожиданных явлений. Мы знаем теперь о существовании таких видов материи, о которых мы и не подозревали, скажем, в 1945 г. Все эти недавние открытия поставили совсем по-новому старый вопрос о том, что следует понимать под «структурой материи». Совокупность всех этих новых явлений известна под названием «физика частиц». Однако на нынешнем уровне следовало бы говорить о «химии частиц». Современный этап в исследовании частиц фактически напоминает ситуацию в химии в последние десятилетия прошлого века. В то время были открыты периодических закон, правило валентности и т. п., весьма полезные в предсказании новых элементов и некоторых свойств химических соединений. Подобным образом, мы знаем сейчас ряд важных правил, помогающих упорядочить частицы и узнать некоторые черты их взаимодействий. В химии

следующим этапом было проникновение в структуру атома. С созданием модели атома Бора — Резерфорда был сделан основной шаг к созданию более простой картины, лежащей в основе совокупности явлений, что и привело в конце концов к новой механике — квантовой теории.

Если вообще возможно охарактеризовать общие надежды нынешних физиков, занимающихся высокими энергиями, то можно сказать, что мы стремимся к «модели Бора — Резерфорда» для частиц и что многие из нас подозревают, что в данной ситуации, может быть, снова понадобится новая механика.

Хотя в последние годы наблюдался постоянный прогресс в открытии новых закономерностей в свойствах частиц, нельзя утверждать, что в доступной сейчас области энергий имеются бросающиеся в глаза явления, указывающие путь от химии частиц к физике частиц. Поэтому очевидно, что для того, чтобы достичь успеха в расшифровке растущей сложности явлений, нужно перейти к еще большим энергиям. Остановка в движении привела бы к гибельным последствиям, хотя никто не может с какой-либо определенностью предсказать, что ожидает нас в области больших энергий. Но такая ситуация уже возникала. Когда проектировался космострон в Брукхейвене, никто не предполагал существования новых частиц, которые были получены на этой машине и которые в корне изменили наше представление о структуре материи, о чем уже говорилось выше.

Когда физик пытается представить себе нечто новое, он неизбежно проводит аналогию со старым. Я попытаюсь объяснить «на языке аналогии», почему прекращение строительства машин все большей энергии было бы гибельным. а) Мы можем оказаться на мели с одной только химией частиц, не добравшись до физики частиц. Мы остановились бы, не открыв нового атома Бора — Резерфорда. б) Многие физики допускают возможность существования частицы совершенно нового сорта, W -мезона, играющего столь же фундаментальную роль в слабых взаимодействиях, как фотон в электромагнетизме. Не продвигаясь к более высокой энергии, мы прозябали бы без аналога опыта Герца для электромагнитных волн. в) В природе существуют взаимодействия, которые пока никак не связаны между собой, — это слабые взаимодействия и сильные взаимодействия. Без синтеза их мы оказались бы на уровне, который можно сравнить с уровнем Кулона — Био — Савара, когда электрические и магнитные явления не были синтезированы. Мы можем остаться без синтеза на максвелловском уровне таких, казалось бы, несвязанных сил в новом единстве.

Великое общество узнается в конечном счете по памятникам, которые оно оставляет будущим поколениям. Мы не можем предсказать конкретных результатов, которые будут получены с помощью машины с очень большой энергией, превышающей в 20—30 раз существующую; это необходимо для проникновения в совершенно новую область энергий в разумно короткие сроки. Мы можем, однако, предсказать, что такая машина, создание которой явится усилием национального масштаба, будет несомненно источником вдохновения для научного творчества и памятником нашей эпохи.

БЕСПОЛЕЗНА ЛИ ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ?

А. Примаков

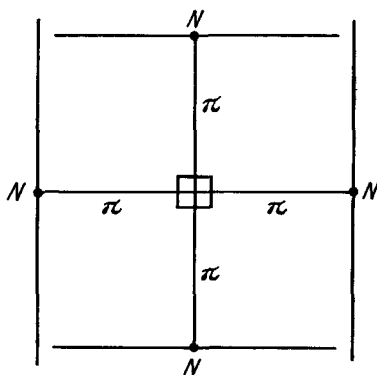
Как представитель «старшего» поколения физиков, т. е. тех, кто получил свое физическое образование до войны, я еще живо помню время, когда наука, называемая теперь физикой элементарных частиц, и физика ядра были единым предметом, по крайней мере с точки зрения ученых,

работавших в этой области. Взаимное обогащение обеих областей и их обоюдная стимуляция как в то время, так и сейчас, я думаю, несомненны. Например, одна из первых проблем, которой я заинтересовался, заключалась в попытке понять очень большую энергию связи в расчете на один нуклон для α -частичных ядер (C^{12} , O^{16}) и самой α -частицы на основе такого механизма (современная терминология) (см. рисунок), т. е. на основе предполагаемой связи между мезон-мезонным рассеянием и многочастичными ядерными силами. Это благотворное влияние, конечно, сильно окрепло и углубилось с течением лет, и какая бы пропасть ни образовалась между физиками, занимающимися элементарными частицами и теорией ядра, из-за ограниченности возможностей человека, все равно внутреннее интеллектуальное единство обеих областей знания несомненно.

В самом деле, отношение друг к другу физиков, работающих в разных областях, должно быть подобно отношению членов счастливой семьи: дружеское взаимное соревнование, единоклубная и даже твердая позиция по отношению к внешнему (не всегда дружественному) миру.

Вряд ли может быть сомнение, что экспериментальные исследования в физике элементарных частиц или высоких энергий играли и будут играть важную роль в расширении интеллектуальных горизонтов человечества — в конечном счете наши «элементарные частицы» являются в некотором смысле фундаментальными строительными блоками или по меньшей мере близко связаны с фундаментальными строительными блоками, из которых построен материальный мир. Поэтому любой шаг вперед в понимании структуры и роли этих «частиц» может служить не только узким интересам физиков, работающих в данной или смежной области, например в физике ядра, но даст также большой толчок развитию других областей физики, науки вообще и даже всей человеческой культуре как целому. Вдобавок, прошлый опыт исследования новых в свое время областей физики, например электромагнетизма, показывает разумность ожидания значительных и часто совсем неожиданных выгод для техники от дальнейших интенсивных исследований в физике высоких энергий. В чем же тогда трудность? Трудность в том, что экспериментальная физика высоких энергий слишком «дорога», т. е. она требует сейчас или, при теперешнем уровне роста, скоро потребует годовых затрат в размере 0,02% от общего национального дохода, а это «слишком много», особенно если учесть, что только примерно 0,0005% населения участвуют в этой деятельности.

В чем суть приведенных выше рассуждений? Не проводя недоброжелательных сравнений с другими областями национальной деятельности как научного, так и ненаучного характера, было бы справедливо подчеркнуть, что, помимо внутренней пользы данной деятельности — интеллектуальной, методологической и практической, — около 100 000 000 долларов, которые тратятся или будут тратиться каждый год примерно тысячьо физиков, занятых экспериментами в области высоких энергий, в конце концов широко распределяются среди населения в целом так же, как и любые средства, затрачиваемые в отраслях, пользующихся поддержкой государства. Итак, если даже совсем не говорить об упомянутых выше преимуществах, исследования в экспериментальной физике высоких



энергий именно из-за их финансовой емкости и, в конечном счете, широкого распределения затрачиваемых сумм могут сыграть хотя и скромную, но не совсем пренебрежимую роль в поддержании экономической стабильности.

ЗАДАЧИ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Р. Сакс

Физика высоких энергий — основное оружие физики частиц, которая в свою очередь составляет сущность современной физики как науки. Физика имеет много аспектов, большинство из них существенно для ее прогресса, но основной научный смысл физики заключается в открытии фундаментальных (математических) законов, которые управляют явлениями физического мира, и именно в области физики частиц теперь начинают открывать основные законы природы. Это — естественное следствие того факта, что фундаментальные законы, которые по существу очень просты, проявляют свою простоту только в истинно простых физических системах. Простая физическая система — это такая система, для описания которой нужно мало переменных; она должна состоять из возможно наименьшего числа частей. Поэтому физики все время пытаются свести физические системы до уровня простейших — их составных частей, обычно называемых «частицами». Молекулы — это части макроскопической материи, атомы — части молекул, ядра и электроны — части атомов, нейтроны и протоны — части ядра и т. д. до тех субъядерных частиц, которыми теперь занимается физика высоких энергий.

Стремясь открыть законы материи, физики сочли необходимым дробить материю на ее составные части. Чем глубже проникновение, тем большая требуется энергия. Например, изучение строения атома потребовало электромагнитного излучения с энергией в интервале от нескольких электрон-вольт (оптическая область) до нескольких сотен тысяч электрон-вольт (рентген). Исследование ядерной структуры стало возможным после появления источников энергии порядка миллионов электрон-вольт, а наступление на субъядерную структуру требует десятков миллиардов электрон-вольт. Итак, даже в те времена, когда передним фронтом было изучение строения атома, все равно требовались управляемые источники частиц максимально возможной энергии. В этом смысле «физика высоких энергий» находилась в фокусе исследования основных законов в нашем столетии уже издавна.

По мере расширения границы исследований усилия, которые требуются для достижения энергий, необходимых для исследования и продвижения вперед, быстро возрастают, и теперь настал момент, когда для дальнейшего продвижения нужны исключительные усилия, как с точки зрения стоимости, так и с точки зрения людских резервов. Масштаб этих усилий вызывает замедление нашего движения, но мы не должны позволить, чтобы темп сильно замедлился, потому что существует критическое время, связанное с периодом максимальной продуктивности в жизни каждого отдельного человека, в течение которого должны быть созданы и проверены новые идеи, иначе чувство цели работы будет потеряно. Если чувство ориентации потеряется, работа может зайти в тупик.

Огромные усилия, требующиеся от каждого физика для ведения этой работы, могут прилагаться только за счет внутренних побуждений, а внутренние побуждения возникают главным образом из предвкушения интеллектуального удовлетворения. Это благие побуждения, потому что они служат утверждению человеческой расы как расы существ с высшим

интеллектом. Но здесь есть еще и практическая выгода для всего общества в целом: поскольку не преследуются никакие определенные технические цели, научный поиск ничем не связан, а это часто приводит к совершенно неожиданным техническим приобретениям. Например, законы квантовой физики старались открыть главным образом ради их интеллектуальной ценности, тем не менее плоды этих трудов, понятных лишь посвященным, приобрели сейчас огромное значение в технике, причем выход был подчас настолько неожиданным, что физики, работавшие в то время, вряд ли смогли бы его предугадать. К счастью, для этой работы не требовались чудовищно дорогие приборы и для получения поддержки не нужно было искать ей оправдания в открытии непредусмотренных технических выгод.

Зная основные законы природы, можно предсказывать явления природы, и многие предсказанные таким образом явления совершенно неожиданны и выходят за рамки обычного жизненного опыта. Многие из этих неожиданных явлений приносят плоды в виде замечательных технических достижений. Мы заранее не знаем, что основные законы, которые предстоит открыть, принесут подобные плоды, но нужно быть очень близоруким, чтобы предположить обратное. Исследование и открытие этих законов — вот живой родник, питающий наши технические знания, и эта работа, которая происходит в настоящее время в области физики высоких энергий, должна проводиться с исключительным упорством, иначе родник иссякнет.

В настоящее время наши сведения о поведении частиц при самых больших энергиях, которые удалось достичь в лаборатории, исключительно противоречивы, и вся проблема кажется исключительно сложной. Все же какой-то внутренний ритм и смысл начинают появляться, и многие физики считают, что мы находимся на пороге открытия основных законов субъядерной структуры; правда, так говорят время от времени вот уже на протяжении последних двадцати лет. Аргументы в пользу продвижения к более высокой энергии основываются на убеждении, что при энергиях больших, чем массы известных частиц, возникнет изначальная простота и будут открыты истинно простые первичные законы. Эта простота могла бы возникнуть, когда кинетическая энергия частицы стала бы много больше энергии взаимодействия между частицами. Таким образом, определение асимптотического (при больших энергиях) поведения амплитуд рассеяния наряду с другими хорошо известными общими свойствами амплитуд может оказаться достаточным для установления математической зависимости амплитуд при всех энергиях. С другой стороны, при очень больших энергиях, возможно, будут найдены частицы очень большой массы и совершенно иного типа (например, унитарные триплеты), которые могут быть составными элементами известных частиц, и изучение этих более простых элементов окажется необходимым для понимания основных законов. Отмеченные выше явления принадлежат области физики сильных взаимодействий. Другая область, относящаяся к физике слабых взаимодействий, как отрасль физики частиц, превратилась в исключительно богатое поле исследования вопросов, связанных с законами природы. Открытие нарушения симметрии между левым и правым с необходимостью вытекало из парадоксов в поведении странных K -частиц в физике высоких энергий. Сейчас мы, по-видимому, находимся на пороге открытия, из свойств тех же частиц, нарушения предполагаемой симметрии между течением времени вперед и назад.

Такого рода законы связаны с нашими основными представлениями о структуре пространства и времени. Потребуется гораздо более тщательное изучение явлений слабого взаимодействия, чтобы сделать все выводы из наших наблюдений. Нужно будет изучить множество редких явлений, а на существующих ускорителях это потребует огромной затраты времени.

Один из путей изучения слабых взаимодействий, который, по-видимому, даст самые разнообразные сведения,— это нейтринные эксперименты. Они дадут возможность проследить энергетическую зависимость взаимодействий, а с увеличением энергии эффекты слабого взаимодействия станут менее слабыми. Возможно, что эти взаимодействия в некотором смысле нелокальны — что они суть проявления каких-то фундаментальных законов, которые лежат вне области приложения законов физики, считающихся сейчас допустимыми. Нелокальность проявится, по всей вероятности, на чудовищно малых расстояниях, а чем меньше расстояние, тем большая энергия требуется для его исследования. Следовательно, мы снова приходим к нейтринным экспериментам при очень больших энергиях, или к поискам частиц (промежуточных бозонов) очень большой массы, или к попыткам изучения слабых свойств очень тяжелых и очень странных частиц.

Итак, прежде чем будет обнажен следующий пласт, открывающий простоту физических законов, потребуются, вероятно, широкие исследования при энергиях много больше существующих. Это не только будет огромным вкладом в нашу культуру в том смысле, что наша культура связана с нашим представлением о Вселенной, но и безусловно откроет путь к невиданным техническим достижениям.

БУДУЩЕЕ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Дж. Фейнберг

ВВЕДЕНИЕ

Имеются два разных аспекта в вопросе, почему правительству США следовало бы в настоящее время финансировать следующий этап развития ускорителей больших энергий. Они могут быть кратко сформулированы в виде двух вопросов: 1) Почему физики хотят ставить эксперименты при энергиях, превышающих в 10—50 раз энергии существующих ускорителей? 2) Почему правительству США следует вложить значительные суммы денег в это предприятие?

Ясно, что в ответ на эти вопросы возникают самые разные соображения, и я предлагаю рассмотреть их по отдельности. Ответ на первый вопрос — в основном чисто технического характера и касается ряда нерешенных проблем и гипотез современной физики. Поэтому можно ожидать, что разные ответы будут либо совпадать, либо дополнять друг друга в том смысле, что они представляют различные, но одинаково ценные области интересов. С другой стороны, мне кажется, что второй вопрос почти совсем не касается технических проблем, а вместо этого требует размышлений, какая деятельность больше всего ценится или должна была бы цениться нашим обществом? Главный вклад в этом направлении, который могут сделать ученые, состоит, по-видимому, в разъяснении обществу, что мы пытаемся сделать. Тем не менее во второй части этой статьи я хотел бы попытаться ответить на этот вопрос.

ЗАЧЕМ ИДТИ К БОЛЬШИМ ЭНЕРГИЯМ?

Есть по меньшей мере две причины, по которым физики хотели бы проводить эксперименты при энергиях много больших, чем доступные в настоящее время.

Первая — это изучение известных явлений при переходе в неисследованную область энергий. В области сильных и слабых взаимодействий

имеются конкретные предсказания, которые можно проверить в экспериментах при большой энергии. Настоящее обсуждение будет касаться только положения в физике слабых взаимодействий.

Эффекты слабых взаимодействий при малых энергиях можно описать матричным элементом, который существенно не зависит от энергии. Это справедливо для таких распадов, как β -распад и μ -распад. При нескольких больших энергиях (1 Гэв), исследованных в экспериментах по рассеянию нейтрино, матричный элемент нельзя уже считать не зависящим от энергии, если при рассеянии в качестве мишени берется сильно взаимодействующая частица. Это происходит потому, что первоначальное слабое взаимодействие такой частицы видоизменяется сильным взаимодействием, приводящим к появлению «форм-факторов». Как и в случае электромагнитных взаимодействий, форм-факторы можно представить себе как расплывание в пространстве сильно взаимодействующей частицы из-за связанного с ней облака мезонов и т. п. Остается вопрос: зависит ли первоначальное слабое взаимодействие от энергии, когда оно еще не искажается сильными взаимодействиями?

Чтобы ответить на него, заметим, что лептоны не обладают сильным взаимодействием. Следовательно, можно надеяться, что энергетическую зависимость первоначального слабого взаимодействия можно изучить либо в чисто лептонных процессах, таких, как рассеяние электрона на нейтрино, либо измеряя в рассеянии нейтрино на нуклонах величины, относящиеся только к лептонам. Последнее, видимо, более просто осуществить на опыте. Предположим, что матричный элемент слабого взаимодействия не зависит от энергии. Можно показать тогда¹, что сечение такого процесса, как, например,

$$\nu + n \rightarrow \mu^- + p,$$

будет зависеть от энергии нейтрино только очень простым образом:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = A + \frac{B}{E_\nu} + \frac{C}{E_\nu^2}, \quad (1)$$

где E_ν — лабораторная энергия нейтрино, A , B и C — коэффициенты, зависящие от переданного импульса q^2 , а не от E_ν . Проверка этой зависимости при больших энергиях очень важна для оценки правильности нашей общей картины слабых взаимодействий.

Еще более сильной проверкой будет измерение реакций

$$\nu + e \rightarrow \nu + e \quad \text{и} \quad \nu + e \rightarrow \nu' + \mu. \quad (2)$$

Обе эти реакции целиком обуславливаются слабыми взаимодействиями (включая электромагнитные поправки). Обычная теория, в которой слабые взаимодействия учитываются в низшем порядке, предсказывает сечение вида (1), где коэффициенты A , B и C даются теорией. Однако такой вид не может сохраниться при очень больших энергиях, потому что он противоречит требованиям унитарности. Эксперименты по лептон-лептонному рассеянию при больших энергиях, в частности на сталкивающихся пучках, имеют решающее значение для понимания того, как следует видоизменять теорию. Стоит также заметить, что полное сечение для этих реакций растет линейно с энергией, а значит, его легче будет измерить при большой энергии. В самом деле, при лабораторной энергии 10^3 Гэв сечение лептон-лептонного рассеяния становится сравнимым с сечением двухчастичного рассеяния нейтрино на нуклоне.

Отсюда ясно, что из экспериментов с нейтрино высоких энергий можно узнать очень многое, и физики, работающие в области слабых

взаимодействий, с нетерпением ждут возможности осуществления таких экспериментов.

Вторая причина для перехода к значительно бóльшим энергиям — возможность исследования новых явлений. Можно сказать, что работа в области физики частиц за последние несколько лет привела к открытию многих новых частиц, но небольшого числа новых законов сохранения. Очень интересно узнать, приведет ли исследование новых областей энергии к открытию новых нестабильных частиц или же вдобавок, а может и вместо того, будут найдены новые стабильные частицы и соответственно новые квантовые числа, объясняющие эту стабильность. Появление новых стабильных частиц большой массы могло бы иметь даже важные промышленные применения, например для создания источников консервируемой энергии.

Но открытие новых частиц и законов сохранения, на мой взгляд, не является главным стимулом в стремлении физиков иметь ускорители много бóльших энергий. Скорее, это стремление возникает из неприятного чувства, что работа с доступными сейчас явлениями и понятиями не приведет к пониманию физики частиц. Число известных частиц сейчас настолько велико, а их свойства так разнообразны, что частицы начинают рассматривать не как первичные составные элементы материи, а скорее как проявления более глубокой структуры, к которой пока еще не удалось подойти. Нет гарантии, что высокие энергии есть единственный путь к изучению более глубокой структуры, но так обычно было в прошлом, когда при увеличении используемой в опыте энергии были открыты атомный, ядерный и частичный уровни. Сейчас мы знаем единственный способ для исследования возможной структуры частиц — рассеяние при большой энергии, лучше всего — слабо взаимодействующих, частиц, таких, как фотоны и нейтрино. Поэтому понятен большой энтузиазм среди физиков, изучающих частицы, по поводу создания интенсивных и высокоэнергичных нейтринных пучков.

В заключение я хотел бы сказать, что главный аргумент в пользу постройки ускорителей с энергией много больше существующей состоит в том, что проблемы физики частиц не могут быть решены доступными пока средствами и что следует попытаться получить наилучшие возможные средства, если мы вообще хотим иметь возможность решить эти проблемы.

ПОЧЕМУ ПРАВИТЕЛЬСТВУ СЛЕДОВАЛО БЫ ПОДДЕРЖАТЬ ФИЗИКУ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ?

Вопрос о разумном обосновании поддержки правительством физики высоких энергий довольно труден. Следует со всей очевидностью признать, что физика высоких энергий и в нашей стране и за границей почти целиком развивается за счет поддержки государства². Нет никакого сомнения, что если бы не было этой поддержки, деятельность в области экспериментальной физики высоких энергий по существу прекратилась бы, а вместе с ней прекратилась бы и теоретическая работа. Я думаю, что подобный же результат возникнет, но только более постепенно, если поддержка государства сохранится и впредь на современном уровне. Причина в том, что если из-за недостатка средств физики не смогут выполнить эксперименты в области высокой энергии, которые нужны для заполнения пробелов в нашем знании, они, вероятно, начнут уходить в другие области, где в силу тех или иных обстоятельств таких ограничений нет. Поэтому мне кажется, что на самом деле выбор происходит, с одной стороны, между поддержкой физики высоких энергий в тех масштабах, которые дадут ей возможность развиваться в соответствии с ее внутренними потребностями

ми, и, с другой стороны, предоставлением ей возможности зачехнуть в ближайшем будущем.

Допуская, что это так, разумно было бы спросить, почему правительство и народ нашей страны должны быть заинтересованы в процветании физики высоких энергий. Я думаю, лучше всего ответить на этот вопрос с точки зрения того, что способно сделать наше общество. Каждое человеческое общество достигает вершины только в небольшом числе из многих видов человеческой деятельности. Для нашего общества характерны технические и научные проекты большого масштаба, такие, как строительство ускорителей больших энергий. Поэтому продолжение начатого дела, исследование природы до самых ее глубин есть выражение высочайшего духа нашей культуры. В самом деле, можно с уверенностью сказать, что этот дух и есть наш величайший вклад в будущее человечества. Физика высоких энергий есть, очевидно, одна из передовых областей такого исследования. Если бы мы отказались от нее по причинам бюджетных ограничений или политических перебранок, я думаю, мы нанесли бы серьезный урон лучшему среди элементов, которые мы вносим в человеческую культуру. Я был бы глубоко огорчен таким выбором и как американский гражданин, и как ученый.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 126, 2239 (1962).
2. Очень ясный анализ роли правительственных субсидий в научном исследовании сделан в статье С. Клоу в журнале «Fortune», сентябрь 1964 г.

БУДУЩЕЕ ФИЗИКИ ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ МАТЕРИИ

Ю. Швингер

Уровень науки в любое время характеризуется отношением к фундаментальным свойствам материи. Мировоззрение физика определяет уровень техники и культуры общества и указывает путь к дальнейшему прогрессу. Стояло ли бы сейчас человечество на пороге полетов к звездам, если бы не достижения в астрономии и механике, ознаменовавшие начало эры науки? Стремление к познанию вело вовне, к галактикам, и внутрь, к атому и далее к ядру. Теперь же мы активно исследуем субъядерный мир. Наша цель здесь — не просто найти систематику субъядерных частиц, новую периодическую систему элементов, как бы интересно и важно это ни было. Вероятнее всего, мы подбираемся к новой теории материи, такой, которая объединит и расширит то, что мы сейчас видим как не связанные друг с другом аспекты явлений природы. Во времена своих былых триумфов физика связала свет с электромагнетизмом, массу с энергией, поняла химию и механические и тепловые свойства сплошных сред через атомные закономерности квантовой механики. Но основные проблемы остались. Какова роль гравитации во взаимосвязи отдаленных звезд с атомом? Можно ли понять величину единицы электрического заряда? Вот вопросы, ставшие традиционными. Недавние исследования вызвали целый ряд дополнительных вопросов. Как связаны между собой только что открытые внутренние степени свободы и пространство-время? Как объединить разнообразные взаимодействия разной силы и свойств, ответственные за рождение и смерть субнуклонных частиц?

Но, может быть, самый важный вопрос состоит в том, нужно ли считать эти частицы основными и неанализируемыми, так что их следует

описывать только в их собственных терминах, или же существует более простая и фундаментальная подструктура, более глубокий уровень описания и понимания. Примеры таких альтернатив встречались и раньше в истории физики. В конце XIX столетия усиленно доказывали, что не следует пытаться выводить свойства макроскопических тел из характеристик ненаблюдаемых и гипотетических микроскопических элементов. Благодаря непрерывному прогрессу экспериментальной техники эта ограниченная точка зрения была отвергнута и наступил триумф атомной теории. Добиться аналогичной развязки снова можно будет только при наличии орудий для дальнейшего проникновения в совершенно новый, совершенно непредсказуемый мир микрокосмоса. Не следует упускать из виду, что решение об ограничении дальнейшего развития существенного элемента общества может оказаться роковым. К XV столетию китайцы достигли высокого мастерства в вождении кораблей по океанам, оставлявшего далеко позади уровень Европы. Затем во время неожиданного изменения интеллектуального климата контроль при дворе перешел к партии изоляционистов. Большие корабли были сожжены и экипажи их распуцены. Это произошло в те самые годы, когда маленькие португальские корабли огибали мыс Доброй Надежды.

2. НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЦЕЛИ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

С. Берман и С. Дрелл

Наш очерк начнется с некоторых общих замечаний, а затем мы перейдем к более специальным вопросам, имеющим, в частности, отношение к электромагнитным процессам. По сути дела, физика высоких энергий старается раскрыть основные принципы симметрии и основные закономерности структуры материального мира. Так как, используя грандиозную и дорогостоящую аппаратуру, она постоянно углубляется на новую и незнакомую территорию, наиболее существенные достижения в этой области часто являются результатом неожиданных фундаментальных открытий, которые нельзя предсказать или запланировать, исходя из существующих данных. Более того, многочисленные открытия последних четырех лет вселили в нас твердую уверенность в том, что исследования в области энергий от 200 до 1000 Гэв приведут к новым фундаментальным открытиям и идеям.

Однако, поскольку невозможно предвидеть новые неожиданности, это обсуждение следует ограничить только частью возможной программы, которую уже сейчас можно предусмотреть для ускорителя с увеличенным энергетическим диапазоном.

Рассмотрим сначала исследование новых короткоживущих частиц (или резонансов), которые были открыты в основном в пузырьковых камерах, начиная с 1960 г. Это исследование стимулировало плодотворные теоретические исследования, направленные на классификацию этих частиц по мультиплетам, основанную на схемах симметрии (таких, как группа $SU(3)$). При более высоких энергиях могут появиться совершенно новые симметрии. Например, известные в настоящее время мультиплеты (такие, как 8 барионов: p , n , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0 , или мезоны: η , π^+ , π^0 , π^- , K^+ , K^0 , \bar{K}^0 , K^-) содержат члены, массы которых различаются на несколько сот Мэв. Тем не менее предсказания о расщеплении их масс, основанные

на предположении о слабости сил, нарушающих симметрию, выполняются с примечательной точностью (лучше чем 0,5% для барионного октета). Значит ли это, что более массивные частицы с массой $M \gg 1 \text{ Гэв}$, которые еще нужно открыть, являются «фундаментальными частицами» в существующих схемах? Если бы M лежало в области 10—50 Гэв, то наблюдавшиеся до сих пор расщепления выглядели бы малыми в столь крупном масштабе энергий и некоторые из замечательно точных соотношений между массами, предсказываемых $SU(3)$, были бы более понятны. Вполне естественно желание искать такие, возможно существующие, фундаментальные частицы.

При очень высоких энергиях становится также возможным детальное изучение сечений взаимодействия различных членов одного мультиплетта в условиях, когда энергия и передача импульса существенно превосходят величины масс. Таким образом, становится возможным исследование точности предложенных классификаций, основанных на принципах симметрии, и поиски каких-либо «скрытых» симметрий, не замаскированных более различием масс. Кроме того, отдельные π -мезонные и нуклонные процессы могут изучаться при параметрах соударения меньше 10^{-15} см , что составляет 1% от «размера» протона.

Другой областью исследований, которые проводятся в настоящее время и могут быть значительно продвинуты в будущем при предполагаемом увеличении параметров ускорителей сверхвысоких энергий, является изучение асимптотического поведения сечений. Теорема Померанчука представляет пример весьма общего предсказания, основанного на абстрактных теоретических идеях. Она устанавливает, что полные сечения взаимодействия частицы и античастицы с одной и той же мишенью становятся равными при высоких энергиях. Простейшие предположения приводят также к тому, что полные сечения приближаются к постоянным значениям, не зависящим от энергии. Количественное установление этого (или некоторого другого) поведения, а также выяснение того, каким образом сечения приближаются к своим предельным значениям, является многообещающим полем исследования. Эти вопросы уместны также для неупругих процессов. Многочастичные струи (открытые и изученные впервые в космических лучах) образуются при сверхвысоких энергиях, и детальное изучение множественности и импульсного распределения вторичных частиц могло бы привести по меньшей мере к подтверждению разработанных моделей и представлений, если не открыть путь к дальнейшему прогрессу.

Далее идут слабые взаимодействия, ответственные за обычный ядерный β -распад и относительно медленные распады, например за распад свободного нейтрона ($\tau \sim 20 \text{ мин}$), π -мезона ($\tau \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$) и μ -мезона ($\tau \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$). Во всех слабых взаимодействиях либо появляются нейтрино (например, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ или $\pi \rightarrow \mu + \nu$), либо нарушается один из законов сохранения, таких, как инвариантность при отражении пространства или обращении времени, которым подчиняются сильные взаимодействия. Однако немного известно помимо этого и целый ряд основных принципов еще нуждается в выяснении.

Мезоны считаются посредниками, «переносчиками» сильные взаимодействия, связывающие ядра и образующие резонансные частицы, фотоны являются «агентами» электромагнитных сил. Но существуют ли кванты, связанные со слабыми взаимодействиями? Ядерный β -распад, поляризация продуктов слабых распадов и реакции, вызванные медленными нейтрино из реакторов, сделали возможным исследование слабых взаимодействий в области низких энергий, и они оказались очень короткодействующими. Это означает, что, если у слабых взаимодействий

существует посредник, его масса должна быть очень велика. Ответ на вопрос, обнаруживают ли слабые взаимодействия структуру, похожую или непохожую на структуру сильных и электромагнитных взаимодействий, потребует работы в области достаточно больших энергий. Существует ли тяжелый векторный мезон W , переносящий слабые взаимодействия, как тяжелый фотон? Если W существует, его масса больше массы протона, и его открытие вполне может зависеть от будущего прогресса ускорителей высоких энергий.

Если существование W будет установлено, совершенно необходимо будет исследовать область высоких энергий, прежде чем его роль в слабых взаимодействиях будет выяснена. Эти исследования необходимы также для того, чтобы найти основные свойства, такие, как зависимость от энергии и передачи импульса, и правила отбора для слабых взаимодействий при высоких энергиях. Без этого теория бессмысленна, если не невозможна.

Для того чтобы изучить широкий класс слабых взаимодействий, необходимо с помощью нейтринных пучков вызывать процессы обратных распадов. Так как соответствующие сечения малы ($\sim 10^{-38} \text{ см}^2$) и желательно знать их энергетическую зависимость, эти пучки должны быть очень интенсивными и содержать достаточно нейтрино с энергией, превышающей 1 Гэв . Принципиальная важность для этой области увеличения существующих параметров, т. е. увеличения как энергии, так и интенсивности, не может быть преувеличена.

Наконец, в области электромагнитных взаимодействий большой интерес для глубокого понимания явлений при высоких энергиях представляют два специфических направления.

Так как заряженные π - и K -мезоны распадаются в основном на мюоны, машина, дающая мощные пучки высокоэнергичных π - и K -мезонов, в качестве побочного продукта будет также производить мощные пучки энергичных мюонов. Среди многих экспериментов с пучком мюонов высокой энергии, которые можно представить себе уже теперь, следует отметить возможность измерения магнитного момента мюона с очень большой точностью.

В настоящее время магнитный момент мюона измерен ¹ с точностью до $2 \cdot 10^{-6}$, что допускает сравнение с теорией почти на уровне α^2 , т. е. во втором порядке по постоянной тонкой структуры $\alpha \approx 1/137$. Предположение, что мюон является частицей, свойства которой можно целиком объяснить электромагнитным взаимодействием, приводит к результатам для магнитного момента, которые до сих пор находились в прекрасном согласии с опытом. Чтобы установить существование членов порядка α^2 , необходимо, однако, улучшить точность по крайней мере в 10 раз. Было предложено ² провести на протонном синхротроне в ЦЕРНе эксперимент, который, как можно надеяться, увеличит точность в 25 раз. Так как масштаб прецессии аномального магнитного момента в магнитном поле пропорционален энергии (в релятивистской области), при использовании мюонов с большей энергией может быть достигнута более высокая точность. Именно это обстоятельство и делает возможным увеличение точности эксперимента в ЦЕРНе по сравнению с прежним опытом, сделанным на мюонах с энергией около 100 Мэв . На мюонах с энергией на порядок больше, чем достигнутая сейчас на ускорителях в Брукхейвене и ЦЕРНе, магнитный момент, вероятно, можно измерить с точностью в 250 раз превышающей точность последнего эксперимента. Это может привести к измерению членов порядка α^3 .

Сравнение экспериментальных данных с чисто электромагнитной теорией при этом уровне точности крайне интересно по следующей при-

чине. Если искать нарушение квантовой электродинамики, то существует такой порядок α^n (для некоторого n), с точностью до которого фотон, электрон и мюон нельзя более рассматривать как замкнутую систему, независимую от сильно взаимодействующих частиц. Ожидается, что в магнитном моменте мюона из-за наличия π -мезонных пар в поляризации фотонного вакуума таким уровнем является α^3 . Если выяснится, что согласие между экспериментальными данными и чисто электродинамической теорией продолжается вплоть до уровня малости, на котором начинают оказывать влияние сильно взаимодействующие частицы, можно будет принять квантовую электродинамику в качестве правильной теории. Это действительно было бы большим триумфом существующих представлений, и сделано это может быть только с помощью мюонов очень высокой энергии от очень большого ускорителя.

Распады быстрых нейтральных частиц (например, π^0 , ω^0 и т. д.) являются источником фотонов очень высокой энергии. Поскольку с помощью электронных синхротронов и линейных ускорителей трудно проникнуть в область энергий, превышающих несколько десятков $\Gamma\text{эв}$, полученные таким образом фотоны являются, возможно, единственным источником изучения электромагнитных реакций, вызванных сверхжестким электромагнитным излучением. Исследование этих явлений представляет большой интерес, так как оно может пролить свет на такие вопросы, как вопрос: обнаруживает ли фотон при взаимодействии с сильно взаимодействующими частицами свойства, аналогичные свойствам этих частиц, например дифракционное рассеяние? Другими словами, действует ли фотон при взаимодействии с адронами, как нейтральный адрон с малой константой связи, или же поведение фотона при достаточно высокой энергии отличается какими-либо новыми чертами?

Ощущение, что исследования при очень высоких энергиях поистине проводятся на грани человеческого опыта и понимания, является общим для многих идей и мнений, высказанных в этом сборнике. С этой точки зрения изучение микромира представляется не только достойной попыткой увеличить наши научные знания, но и очень мощной демонстрацией того, как наша культура оказалась способной проникнуть в область концепций и явлений, почти невообразимо далеких от повседневного мира, в котором мы живем.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Charpak et al., Phys. Letts. 1, 16 (1962).
2. F. J. M. Farley, частное сообщение.

ПОЧЕМУ СТРОЯТ УСКОРИТЕЛИ?

С. Вайнберг

Обычно ученые проявляют разумное нежелание публично обсуждать важность своей собственной специальности. Однако возрастающая стоимость экспериментов в ядерной физике высоких энергий привела к сомнению в необходимости постройки новых ускорителей. Поэтому, может быть, теперь пришло время физикам поделиться своими мыслями о важности новых ускорителей для физики элементарных частиц и о важности физики элементарных частиц для науки в целом.

Ясно, что в первом пункте как публика, так и ученые могут всецело положиться на авторитет специалистов по физике микрочастиц. Однако

может быть полезно привести один пример ценности больших ускорителей. Этот пример, наверное, не самый важный из тех, что можно было бы найти, но он прекрасно иллюстрирует, как прогресс физики частиц формируется средствами, находящимися в арсенале экспериментатора.

Недавний эксперимент в Брукхейвене ¹ по слабым взаимодействиям нейтральных K -мезонов, очевидно, доказал, что природа на самом деле не обладает симметрией относительно преобразования, которое мы считали одним из самых естественных: одновременной замены частиц на античастицы (C) и правого на левое (P). Как теория поля, так и теория S -матрицы сходятся в том, что природа должна быть инвариантна относительно CPT — одновременного преобразования CP и обращения времени T . Следовательно, если CP исчезает, то и T -инвариантность должна за ней последовать. Но тогда удивительно, почему эффекты нарушения T не проявились в замечательно точных низкоэнергетичных экспериментах ² по β -распаду нейтрона.

Чтобы осмыслить эту ситуацию, было выдвинуто предположение ³, что нарушения CP - и T -инвариантностей в β -распаде происходят очень специфическим образом. Мы можем предположить, что мы знаем, как ведут себя слабо взаимодействующие токи при операции зарядовой симметрии (R), которая переставляет протон с нейтроном. Но тогда сохраняющаяся CP -часть слабого взаимодействия будет вести себя нормально при RCP , а часть, меняющая знак при CP , лишней раз изменит знак при RCP . Несколько лет назад было выяснено ⁴, что в обычные константы связи низкоэнергетичного β -распада дают вклад только токи «первого рода», ведущие себя нормально при RCP *, в то время как «любые» RCP -аномальные токи «второго рода» дают вклад только в некоторые экзотические, запрещенные в первом порядке матричные элементы, пропорциональные импульсу, передаваемому электрону и нейтрину. Следовательно, мы не видим эффектов нарушения CP или T в распаде нейтрона просто из-за того, что передаваемый импульс слишком мал.

Как можно проверить это предположение? Передаваемый импульс в β -распаде не бывает больше $15 Mэв$; этого, вероятно, слишком мало, чтобы обнаружить эффекты второго рода. (Кулоновские силы в тяжелых ядрах стремятся нарушить зарядовую симметрию, но возникающие при этом мнимые части констант связи, вероятно, еще совсем малы.) Захват мюона имеет передаваемый импульс в $100 Mэв$, но он, по-видимому, не даст практической возможности проверить CP - или T -инвариантность. Мы естественным образом приходим к единственному процессу слабого взаимодействия, для которого передача импульса может быть сделана сколь угодно большой, — к обратному β -распаду в пучке быстрых нейтрино. Нарушение T -инвариантности проявится как отличное от нуля среднее значение смешанного произведения трех векторов: импульсов мюона и нейтрино и поляризации мюона. Это среднее значение было бы пропорционально интерференции токов первого и второго рода и, следовательно, передаваемому импульсу. Итак, нам нужно иметь возможность набрать достаточную статистику по распадам мюонов, образованных быстрыми нейтрино при больших углах и энергиях. Это колоссальная задача, требующая пучка нейтрино с энергией и интенсивностью, вероятно, превосходящими возможности существующих больших ускорителей в ЦЕРНе и Брукхейвене. Если бы теперь существовали большие машины, мы бы уже имели определенную информацию о CP - и T -инвариантностях в физике элементарных частиц. Стоит также подчеркнуть, что без Брук-

*) Напоминаем, что RC — это симметрия, обычно называемая G .

хейвенского ускорителя мы бы не подозревали о возможности несохранения CP и T *).

Казалось бы, кого это может волновать? Макроскопические явления будут продолжать подчиняться закону необратимого роста энтропии независимо от того, будут ли слабые взаимодействия инвариантны относительно обращения времени. Являются ли симметрии элементарных частиц просто еще одной интересной областью научных изысканий, не более и не менее важной, чем любая другая?

Я полагаю, что на такие вопросы следует отвечать, исходя из предположения, что природа подчиняется обладающим большой простотой абсолютным законам **, из которых вытекают все науки в определенной иерархии. Так, оглядываясь на прошлое, мы можем заметить, что нервная система в ее настоящем виде возникла в силу существования неких физических и химических фактов, которые сами следуют из обычной квантовой механики ядер, электронов и фотонов, которая сама следует из ... чего? Все ученые пользуются существованием указанной иерархии в своей работе. Например, биолог открывает законы, управляющие жизнью и формулируемые в чисто биологических терминах, но (после синтеза мочевины) он готов отбросить любую гипотезу, если она не может быть основана на базе физических наук, стоящих выше в естественной иерархии.

Является ли общепризнанным, что в настоящее время науками, стоящими в иерархии выше всех, являются физика микрочастиц и космология ***)? Следующее открытие, которое продвинет нас ближе к фундаментальным законам природы, будет сделано почти наверное в одной (или, будем надеяться, в обеих) из этих областей. По этой причине физика микрочастиц и космология представляют особый интерес, отличающий их от других наук. Мы интересуемся ДНК, потому что сами мы живые существа; мы интересуемся фазовыми переходами, потому что их можно рассчитать и они важны с практической точки зрения; но мы интересуемся вопросом об инвариантности относительно обращения времени потому, что он подводит нас ближе, чем что-либо другое, к абсолютной логической структуре Вселенной. Жаль, что новые ускорители и телескопы оказались дорогими, но не строить их означало бы для науки отказ от высшей из ее целей, от открытия законов природы ****).

Вместо того чтобы враждовать между собой из-за благосклонности публики, ученым больше подобало бы думать о себе как о членах экспедиции, посланной для обследования незнакомого, но цивилизованного общества, чьи законы и обычаи лишь смутно понятны. Как бы ни

*) Если подтвердится, что в K -распаде CP нарушается, и если все эксперименты не смогут найти какого-либо нарушения T в слабых взаимодействиях, нам придется спасти T , но отбросить CPT . Следствия этого были бы громадны.

**) Я вовсе не хочу настаивать на том, что мы можем ожидать найти конечную совокупность фундаментальных физических истин в течение ближайших столетий (хотя я верю в это). Может случиться, что мы откроем бесконечную последовательность все более и более фундаментальных наук или даже что мы вообще выйдем за рамки самой науки и придем к какому-то новому способу мышления, который мы сейчас можем себе представить не более, чем Платон мог бы предвидеть современный научный метод. В любом случае не только ученым будет интересно увидеть, что произойдет.

***) Для краткости я использую термин «физика микрочастиц» для обозначения всей ядерной физики высоких энергий, включая теорию поля и теорию S -матрицы. Аналогично под «космологией» я понимаю общую теорию относительности и основную часть современной астрофизики.

****) Иногда встречается пуританское мнение, что неудача в постройке нового поколения ускорителей была бы компенсирована более искусным использованием теории, веревочек и сургука. Но десятилетия застоя в изучении гравитации показывают, что может произойти даже с самым интересным предметом без давления новых фактов.

интересно и полезно было утвердиться в богатых приморских городах биохимии и физики твердого тела, было бы трагедией прекратить поддержку партий, уже пробивающихся вверх по реке, через пороги физики микромира и космологии к таинственной континентальной столице, где издаются законы страны.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. N. Christenson et al., Phys. Rev. Letts. 13, 138 (1964).
2. M. J. Burgy et al., Phys. Letts. 1, 324 (1958).
3. N. Cabibbo, Phys. Letts. 12, 137 (1964).
4. S. Weinberg, Phys. Rev. 112, 1375 (1958).

ЗАМЕЧАНИЯ О ПРОЦЕССАХ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

М. Гольдбергер

Чтобы исследовать тонкую структуру материи, нужны тонкие инструменты. Тот факт, что протон имеет «размер», не может быть установлен рассеянием на нем световых квантов, пока эти кванты (фотоны) не обладают энергиями порядка первого возбужденного состояния протона (т. е. пока энергия фотона не станет достаточной для образования сильно взаимодействующих с протонами частиц, а именно — π -мезонов). Грубо говоря, нельзя изучать структуры размера Δr , если системе не передается импульс Δp , величина которого достаточно велика, так что $\hbar/\Delta p \ll \Delta r$. Физика высоких энергий — это главным образом изучение исключительно тонкой внутренней структуры частиц, которые при грубом рассмотрении кажутся элементарными в простейшем смысле слова. Чем более тщательно исследуются эти объекты, тем более очевидным становится, что они далеко не элементарны в каком бы то ни было смысле.

ИЗУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ

Сложность микрофизики возрастала прямо пропорционально энергии, которую дают ускорители, используемые для создания атомных снарядов, точнее, электронов и протонов — истинно стабильных и легко доступных «элементарных» частиц. За последние пять лет существенная доля общей деятельности в этой области была направлена на обнаружение и изучение резонансов, или, как их часто называют, резонансных частиц. Эти усилия были щедро вознаграждены, особенно в связи с открытием совершенно новых симметрий, которое содействовало усилиям теоретиков на их пути к созданию принципов классификации частиц, основанных на теории групп.

ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУПРУГИХ ПРОЦЕССОВ

Поиски резонансов, проводившиеся первоначально путем изучения распределения по массе групп частиц, рожденных в сильно неупругих столкновениях, конечно, не исчерпывают всей информации, которую можно получить из анализа таких столкновений. Сделано еще очень мало как в эксперименте, так и в теории, чтобы выяснить динамику этих процессов. Хотя имеется сильное интуитивное ощущение, что реакции при больших энергиях и больших передаваемых импульсах позволят нам изучить взаимодействия на малых расстояниях, никто еще не претворил эту идею в количественную форму. В реакции, вызванной π -мезоном и нук-

лоном, полное сечение (всех процессов) через передачу импульса (произвольно выбранного выходящего бариона) испытывает на себе влияние пространственно-временных корреляций между операторами токов. Последней можно придать смысл независимо от религиозных различий между приверженцами теории поля и S -матрицы. Будет или не будет обычная структура пространства-времени играть основную роль в окончательной теории, надо научиться делать утверждения относительно пространства-времени, чтобы подвергнуть проверке существующую теорию поля. Обсуждение этого пункта будет продолжено ниже.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УПРУГОМУ РАССЕЯНИЮ

Отчасти из-за большой простоты изучение упругого рассеяния при высоких энергиях и больших передачах импульса реакций проводилось особенно энергично. Другая причина популярности этой проблемы состоит в существовании теоретических выводов (основанных на гипотезе полюсов Редже), которые предсказывали удивительное поведение при малых передачах импульса. О поведении при больших передачах импульса теория сохраняет полное молчание. Оказалось, что самые наивные предсказания теории Редже не подтверждаются на опыте. В последнее время теория стала более запутанной и пока не дала новых количественных предсказаний. Одна из возможностей проверки предсказания теории, еще не использованная полностью, состоит в измерении дифференциальных сечений процессов типа

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n,$$

$$\pi^- + p \rightarrow \eta + n, \quad \pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$$

и т. д. как функций передаваемого импульса при различных энергиях. Эти двухчастичные реакции вполне могут оказаться более важными, чем истинно неупругие процессы.

Одна из трудностей, появляющихся при сопоставлении теории с экспериментом, состоит в определении того, достигнуты ли уже энергии, соответствующие асимптотической области. С точки зрения теории Редже, параметром является энергия пучка в лабораторной системе, измеренная в единицах массы покоя. Если приближение к пределу зависит от логарифма этой величины (для современных ускорителей E/m лежит в пределах от 30 до 200), то очевидна необходимость продвинуться в область гораздо больших энергий. Другим возможным параметром является полная энергия в с. ц. и. (порядка 8 Гэв для современных протон-протонных экспериментов). Эта величина, к сожалению, растет лишь как корень из энергии пучка (за исключением экспериментов на встречных пучках), и необходимость более высоких энергий также очевидна. Нет четких теоретических указаний на то, когда можно считать это число достаточно большим.

Другая возможность теоретического использования данных по упругому рассеянию заключается в определении из амплитуды рассеяния квантовомеханического аналога классического прицельного параметра. Это, в свою очередь, связано с изучением пространственно-временной динамической структуры. Наконец, стоит отметить, что необходимо изучать природу неупругих процессов, ответственных за наблюдаемые чисто мнимые амплитуды упругого рассеяния, быстро уменьшающиеся при больших передачах импульса.

ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИДЕЙ

Теория реакций между сильно взаимодействующими частицами вряд ли заслуживает названия теории. Это в равной мере применимо как к аксиоматическим теориям поля, так и к изощренной феноменологии, известной как теория S -матрицы. Имеется несколько пунктов, в которых оба подхода сближаются и могут быть одновременно представлены на суд эксперимента. Наиболее достоверными являются дисперсионные соотношения для рассеяния вперед π -мезон-нуклонной системы. Их можно строго вывести из принятых аксиом, они (по существу) постулируются в теории S -матрицы. Их проверка в экспериментах при энергиях больших, чем доступные в настоящее время, имеет решающее значение. Если они будут продолжаться выполняться, мы узнаем кое-что, хотя и немного, о правильности наших теоретических взглядов. Если же нет, с аксиомами произойдет нечто ужасное, а профессиональным «дисперсионщикам» придется снова извлечь свой магический кристалл и попытаться разглядеть в нем основания будущей теории.

Другой интересный аспект опытов такого рода связан с поведением сечений при больших энергиях. Из довольно слабых предположений следует равенство сечений взаимодействия частиц и античастиц (теорема Померанчука) при очень больших энергиях, при условии, что сечения ограничены. (Существуют некоторые интересные обобщения на более сложные процессы, дающие соотношения между другими сечениями, помимо сечений для частиц и античастиц, но мы не будем здесь в это вдаваться.) Полные сечения взаимодействий π^+p и π^-p , по-видимому, постоянны при высоких энергиях (~ 25 мбарн), но имеется неприятное отличие в 2 мбарн, существующее вплоть до 20 Гэв. Если оно не исчезнет, это будет означать, что амплитуды рассеяния, рассматриваемые как функции комплексной энергии, имеют непредвиденные сингулярности. Асимптотическое равенство сечений может быть выведено без требования аналитичности, необходимой для дисперсионных соотношений; такая проверка вместе с другими, которые были недавно предложены Хури и Киношито и не требуют бесконечно больших энергий, могла бы выявить некоторые серьезные недостатки теории.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели кратко несколько направлений исследований в физике высоких энергий. Лейтмотивом этого рассмотрения является убеждение, что более глубокое понимание и резкое разграничение между различными теоретическими идеями можно достигнуть только путем изучения процессов рассеяния при энергиях, значительно превышающих доступные в настоящее время. Темы, обсуждаемые в других статьях этого сборника, намеренно избегались; разумеется также, что многие другие вопросы, представляющие большой интерес, не были затронуты. Несомненно, изучение в области высоких энергий даст много новых результатов.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ В МИРЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Р. Далитц

Глубочайшие вопросы, исследуемые сейчас физиками,— это вопросы, которые относятся к свойствам материи в ее наиболее первичной форме, доступной нам в настоящее время, т. е. к свойствам так называемых «элементарных частиц». Эти исследования проводятся главным образом

с помощью существующих ускорителей частиц с максимально высокой энергией, чтобы облегчить рождение наиболее массивных из этих «элементарных частиц» или тех частиц, которые образуются в наиболее сложных процессах. В этом смысле термин «физика высоких энергий» неудачен, поскольку он подчеркивает средства, а не цели этой области физики.

Число обнаруженных элементарных частиц быстро возросло за последние несколько лет, и эти объекты нельзя уже больше рассматривать как элементарные в каком бы то ни было смысле слова. Однако вместе с ростом числа частиц их изучение сделало очевидным, что их свойства и взаимодействия подчиняются довольно четким закономерностям. Эти взаимодействия можно разделить по меньшей мере на 5 категорий: сильные взаимодействия (С), умеренно-сильные ядерные взаимодействия (УС), электромагнитные взаимодействия (ЭМ), слабые распадные взаимодействия (СЛ) и гравитационные взаимодействия (ГР). Взаимодействия расположены в порядке убывания присущей им силы. По отношению к своим квантовым числам сами частицы образуют характерные синглетные, октетные и декуплетные структуры, отражающие свойства С взаимодействий. Свойства этих одночастичных состояний и взаимодействий и взаимных превращений, происходящих вследствие УС, ЭМ и СЛ взаимодействий, по-видимому, также подчиняются определенным закономерностям. Большинство из этих закономерностей в настоящее время исследованы только отчасти, но вполне достаточно, чтобы увериться в их существовании.

Эти общие закономерности неизбежно отражают свойства симметрии, присущие каждому классу взаимодействий. Эти симметрии таковы, что они соотносят свойства различных одночастичных состояний и, таким образом, не являются просто отражением симметрии нашего пространственно-временного континуума. Их исследование и уточнение не будут зависеть только от нескольких эффектных экспериментов «на Нобелевскую премию», но потребует многих трудоемких измерений в ряде сложных экспериментов, результаты которых надо будет собрать и сравнить, чтобы проверить и уточнить детальную природу этих закономерностей.

Таким образом, существование симметрий, связывающих свойства различных частиц, вызывает необходимость исследовать эти свойства в возможно более широком диапазоне «элементарных частиц». Например, недавно было показано, что С взаимодействия обладают характерной симметричной формой (известной как $SU(3)$ -симметрия), что было эффективно проиллюстрировано предсказанием и открытием частицы Ω^- . Между тем, до тех пор пока странные частицы, обнаруженные первоначально лишь в редких случаях в космических лучах, не стало возможным генерировать в больших количествах в специальных экспериментах на мощных протонных ускорителях, установлен только один ограниченный аспект этого свойства симметрии. Имеется в виду свойство зарядовой независимости ($SU(2)$ -симметрия) для нейтрона и протона (а позднее и для π -мезона), которое было открыто при исследовании закономерностей в ядерных уровнях. Исходя только из информации о ядрах при низких энергиях, едва ли можно было заподозрить о существовании $SU(3)$ — более широкой симметрии, включающей в себя $SU(2)$. В свою очередь, кажется вполне возможным, что и $SU(3)$ -симметрия может представлять только часть некоторого более широкого свойства симметрии, которое, возможно, имеет место для определенного класса еще более сильных взаимодействий.

Существует по меньшей мере два типа известных «элементарных частиц»: лептонные частицы, участвующие в ЭМ, СЛ и ГР взаимодействиях, и адронные частицы, подверженные всем выше перечисленным взаимо-

действиям, в особенности сильным. О природе лептонных частиц известно мало. Из слабости их взаимодействий можно было бы ожидать, что их природа проще, чем у адронов, если бы не было большого различия масс мюона и электрона ($m_\mu/m_e = 210$), существующего вопреки их близкому сходству во всех остальных отношениях. Что касается адронов, то уже их избыток указывает на то, что они должны быть в каком-то смысле составными. Вместе с тем, количественное согласие предсказаний $SU(3)$ со свойствами адронных состояний не легко понять, если адроны не являются составными, причем первичные объекты обладают исключительно большой массой. Наиболее вероятно, что эти первичные объекты образуют триплет. Об этой ситуации никто не подозревал еще год назад, она выявилась только в связи с тем, что адронные мультиплеты начали заполняться и появилась возможность количественного рассмотрения. Природа этих первичных объектов пока еще совсем неизвестна, а их характерная массивность вызывает необходимость в ускорителях более высокой энергии для их образования и изучения — ускорителях, возможно, другого типа, чем работающие в настоящее время.

Уже в течение некоторого времени известны определенные свойства СЛ взаимодействий, которые указывают на то, что эти взаимодействия переносятся полем массивного промежуточного векторного бозона, аналогично способу, каким кулоновское ЭМ взаимодействие переносится фотонным полем. Некоторые данные о проявлениях СЛ взаимодействия указывают на то, что эти СЛ бозоны могут также образовывать триплет, характерный для $SU(3)$ -симметрии. Процессы слабых распадов изучены еще недостаточно детально, чтобы решить этот важный вопрос. Эксперименты по нейтринному взаимодействию уже показали, что такие СЛ бозоны должны быть очень массивными, тяжелее чем 2 Гэв . В дальнейшем нейтринные эксперименты (для которых особенно желательны более высокие интенсивности) могут дать дополнительную информацию о свойствах СЛ взаимодействий. Особенно важно продолжать поиски СЛ бозонов при более высоких энергиях в нейтринных и фотонных процессах. Исключительным свойством СЛ взаимодействий является отсутствие симметрии относительно отражения пространства или зарядового сопряжения (а возможно, и относительно обращения времени); между тем С, УС и ЭМ этими симметриями обладают. Еще не известна причина, по которой СЛ взаимодействие отличается столь примечательным свойством.

В физике элементарных частиц нам в первую очередь нужна возможность расширить наши знания о закономерностях, существующих для всех классов взаимодействий. Между этими закономерностями должна существовать определенная взаимосвязь. Естественно, невозможно предугадать, какие исследования окажутся наиболее плодотворными для раскрытия ключевых проблем. Конечно, существенно продолжать поиски «элементарных частиц», но это не самоцель, а средство нарисовать более полную картину закономерностей, которым подчиняются эти объекты и их взаимодействия. Недавнее открытие неожиданных закономерностей в поведении элементарных частиц ясно показало поверхностность наших представлений о природе материи. Человечеству не остается иного выбора, кроме продолжения исследований с тем, чтобы до конца понять эти закономерности, чтобы раскрыть, какова же внутренняя структура окружающего мира. Без создания мощных ускорителей эти закономерности не будут познаны. Несомненно, предстоит еще открыть новые принципы, возможно, с помощью существующих ускорителей или же еще не построенных. Эти исследования обязательно потребуют большой и упорной экспериментальной работы. Развитие наших знаний о закономерностях

в поведении элементарных частиц будет происходить шаг за шагом широким фронтом.

Хотя положение о необходимости широкого фронта экспериментальных исследований является несколько банальным, его важность не всегда осознается, так как достижения в этой области часто заслоняются возбуждением, которое окружает эксперименты «на Нобелевскую премию». Обнадеживающим примером того, как знания, полученные из несвязанных явлений, соединяются, приводя к новому продвижению вперед, может служить история Λ -гиперядра (ядерной системы, состоящей из Λ -частиц, связанных в обычном ядре). Хотя такие системы кажутся экзотическими и очень специфичными даже специалистам по физике элементарных частиц, наличие большого количества точных данных об их свойствах позволило почерпнуть из их изучения сведения о широком круге вопросов, относящихся к физике элементарных частиц и физике ядра. Анализ данных об их образовании и распаде привел к определению величины спина некоторых Λ -гиперядер. Это, в свою очередь, привело к определению четности K -мезона, важной для наших представлений о S и US взаимодействиях, и к выяснению силы и спиновой зависимости ядерного взаимодействия между Λ -гипероном и нуклоном. Знание точных данных об их энергиях связи привело к проверке $SU(3)$ -симметрии для ЭМ взаимодействий. Анализ их распадов привел к первому определению спина Λ -гиперона и к получению информации об изоспиновых свойствах SJ взаимодействий. В то же время их анализ позволил проверить правильность принятых представлений о свойствах некоторых ядерных систем. Это относится, например, к информации об $\alpha\alpha$ - и $\rho\alpha$ -взаимодействиях, к обнаружению новых ядерных состояний и даже к информации о новых видах ядер. Сведения о процессах образования Λ -гиперядер многое добавили к пониманию процессов эмиссии обычных ядерных фрагментов при ядерных столкновениях. Это—проблема, представляющая интерес для радиохимиков и специалистов по космическим лучам. Отсюда следует поучительный вывод, что точное и систематическое изучение новых явлений в конце концов себя оправдывает, приводя рано или поздно к результатам, далеко выходящим за рамки этих явлений. Анализ закономерностей в свойствах Λ -гиперядер привел к прогрессу в неожиданно широкой сфере физических проблем.

Едва ли можно себе представить более глубокие и фундаментальные исследования, чем те, которые стимулируются вопросами, поставленными развитием наших знаний о закономерностях явлений в мире «элементарных частиц». Человеческая любознательность требует ответа на эти вопросы. Правда, эти закономерности кажутся далекими от повседневного опыта, но ясно также, что мы не поймем по-настоящему природу окружающего мира до тех пор, пока все эти закономерности не будут известны, а их связь с явлениями повседневной жизни не будет твердо установлена.

О ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Т. Ли

Упорное стремление найти те первичные элементы, из которых состоит все остальное, почти так же старо, как человеческая цивилизация. Однако, по мере того как растут наши знания, считавшееся элементарным часто оказывается сложным, составным. Следовательно, класс элементов, которые предполагаются фундаментальными, меняется со временем, и

постоянные поиски этих элементарных единиц являются целью физики элементарных частиц.

В силу фундаментального характера этой области принципы, открытые в физике элементарных частиц, применимы не только к этим элементарным объектам, но автоматически справедливы также для объектов, из них образованных, и поэтому — для всей материи. Так, например, открытие Дж. Дж. Томсоном, Э. Резерфордом и др. электрона и атомного ядра сделало возможным полное понимание атомной структуры, что оказало влияние не только на саму атомную физику, но и на такие области, как физика твердого тела, молекулярная физика, химия, и, по существу, почти на все отрасли естествознания. Последующие поиски элементов, из которых состоят ядра, привели к открытиям нейтрона, π -мезона, нейтрино и, наконец, теперешнего множества различных «элементарных частиц» всевозможных видов. Эти открытия позволили в значительной степени понять особенности строения ядра. Это понимание, с одной стороны, изменило основу наших представлений об эволюции и структуре звезд, а с другой стороны, сделало возможными широчайшие технические достижения, связанные с ядерной энергией.

В настоящее время принципиальные нерешенные проблемы лежат в области физики высоких энергий, в изучении частиц на субъядерном уровне. Большинство «элементарных частиц» могут быть созданы только путем бомбардировки ядер другими частицами, имеющими энергии в миллиарды электрон-вольт. Только в столкновениях при высокой энергии можно установить существование многих из этих частиц и изучить их свойства. В течение последнего десятилетия в области физики элементарных частиц произошел замечательный прогресс, обусловленный главным образом широким использованием ускорителей высоких энергий. Было открыто множество новых частиц. Обнаружилось, что они существуют в сотнях физических состояний, многие из которых крайне мало живут. Было измерено большинство свойств этих частиц, таких, как заряд, масса, спин, время жизни и т. д., и ясно, что все они не могут быть «элементарными». Центральная проблема заключается в том, чтобы обнаружить порядок в их свойствах и искать внутреннюю основу их взаимодействий.

В последнее время появилось много свидетельств в пользу идеи, выдвинутой впервые Гелл-Манном и Неemanом, о том, что все одночастичные состояния (кроме лептонов) могут быть сгруппированы в мультиплеты, которые можно отождествить с неприводимыми представлениями математической группы $SU(3)$. Предполагается, что главная часть сильных взаимодействий между этими частицами симметрична по отношению к этой группе преобразований, переставляющей между собой различные частицы одного и того же мультиплета. Это приводит к сходству свойств частиц, принадлежащих к одному мультиpletу. Среди доказательств существования $SU(3)$ наибольшее впечатление производят успешные предсказания нескольких новых частиц, таких, как η^0 , Ω^- и т. д., а также замечательная точность массовых формул для различных мультиплетов. Вывод и внешний вид этих массовых формул напоминают расщепление атомных уровней в слабом магнитном поле (эффект Зеемана). Они получаются путем использования первого порядка теории возмущений в предположении, что эффект взаимодействий, нарушающих симметрию, мал. Точность массовых формул колеблется от 3,5% для октета псевдоскалярных мезонов до менее 0,5% для барионного октета. Тем не менее разность масс частиц, входящих в один мультиплет, порядка нескольких сотен $M_{\text{эв}}$. Чтобы считать малыми такие энергетические различия, кажется необходимым принять, что основные взаимодействия, не нарушающие

$SU(3)$, характеризуются параметром M , который много больше, чем массовою сотен M_{π} . Разумная оценка, основанная на точности самой массовой формулы, дает для M значение примерно порядка $10 G_{\pi}$. В настоящее время почти ничего не известно о деталях динамики сильных $SU(3)$ -симметричных взаимодействий. Мощный ускоритель в диапазоне $200 \div 1000 G_{\pi}$ определенно имел бы решающее значение в этом отношении.

Были развиты некоторые предположения, относящиеся к природе сильных симметричных взаимодействий и связывающие $SU(3)$ -симметрию с существованием неких фундаментальных триплетов. Все наблюдавшиеся до сих пор сильно взаимодействующие частицы предполагаются состоящими из этих триплетов. Кажется естественным отождествить основной энергетический параметр M с массой триплета. Пороговая энергия образования таких триплетов в системе центра масс равна $2M$, т. е. порядка $20 G_{\pi}$. Таким образом, для рождения подобных частиц и изучения их свойств необходима постройка сверхмощного ускорителя.

Кроме сильно взаимодействующих частиц существует другая группа частиц, которые называются лептонами и не участвуют в сильных взаимодействиях. В настоящее время лептонное семейство состоит только из четырех членов: мюона, электрона и нейтрино двух различных типов. Лептоны участвуют в электромагнитных и слабых взаимодействиях. Имеются соображения в пользу того, что наблюдаемые слабые взаимодействия переносятся посредником, который называется промежуточным бозоном и играет в слабых взаимодействиях ту же роль, что фотон в электромагнитных. Были предприняты интенсивные усилия в Брукхейвенской Национальной лаборатории и в Европейской Организации ядерных исследований в Женеве с тем, чтобы найти промежуточный бозон, используя нейтрино высокой энергии, полученные на ускорителях. На основании этих экспериментов было сделано заключение, что для решения важного вопроса о гипотезе промежуточного бозона в слабых взаимодействиях требуются нейтрино с гораздо более высокой энергией, чем имеющиеся сейчас. Нижний предел для массы промежуточного бозона установлен около $2 G_{\pi}$; это означает, что только нейтрино с энергией $8 G_{\pi}$ и выше могут вызвать заметное образование промежуточных бозонов. Таким образом, опять выявляется необходимость в ускорителе протонов с энергией в несколько сотен G_{π} для интенсивных исследований слабых взаимодействий.

Изучение частиц тесно связано с проблемой свойств симметрии пространства и времени. Например, изучение странного поведения заряженных K -мезонов привело в 1956 г. к открытию зеркальной асимметрии физических законов. Совсем недавно другое неожиданное свойство распада нейтрального K -мезона было обнаружено Кристенсоном, Кронином, Фитчем и Тёрлеем. Хотя мы еще далеки от полного понимания последствий из этого нового открытия, оно уже послужило поводом для теоретических предположений о том, что либо физические законы не симметричны относительно обращения времени, либо могут существовать новые дальнедействующие силы, определяющие влияние макромира в целом на микрочастицы. Какова бы ни была окончательная форма теории, можно ожидать, что этот эксперимент — лишь начало целой серии новых открытий, которые приведут не только к пониманию природы K -мезонов, но и к новым основам для всех физических законов.

Целью науки является отыскание простой системы фундаментальных принципов, которые дали бы возможность понять все известные факты и предсказывать новые результаты. Поскольку вся материя состоит из простейших объектов, фундамент естествознания должен быть основан

в конечном счете на законах, управляющих этими элементарными частицами. Ускорители высоких энергий — это не просто дорогостоящие орудия физиков, они являются в настоящее время наиболее эффективными средствами изучения элементарных частиц с целью раскрытия фундаментальных принципов, лежащих в основе множества явлений природы.

ЭЛЕМЕНТАРНОСТЬ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Ф. Лоу

Изучение взаимодействия частиц при высокой энергии выявляет их внутреннюю структуру. Это давно было понято самым общим образом, так как принцип неопределенности гласит, что для изучения пространственных свойств с точностью до Δx необходим импульс $p \sim \hbar/\Delta x$, где $\hbar \sim 10^{-27}$ эрг·сек. Так, современные ускорители на $25 \div 30$ Гэв дают нам протоны с импульсами (в с. ц. м.) примерно $1,5 \cdot 10^{-13}$ г·см/сек и поэтому позволяют прощупывать расстояния до 10^{-14} см. Однако вышеуказанное соотношение между p и Δx не содержит параметра размерности длины (или импульса) и потому не дает нам указания на то, как далеко мы должны продвинуться, чтобы попасть «внутри» частицы. С другой стороны, на опыте такой параметр существует. Во-первых, он связан с массами наблюдаемых частиц. Во-вторых, мы ожидаем, на основании неполной информации о столкновениях в космических лучах при очень высоких энергиях, что в асимптотической области полные сечения станут независимыми от энергии. Мы ожидаем также, на основании правдоподобных теоретических аргументов, что сечения взаимодействия частиц и античастиц (например, σ_{pp} и $\sigma_{p\bar{p}}$) станут равными. При максимальной достигнутой сейчас энергии ни одно из этих условий не удовлетворяется, хотя имеется тенденция в ожидаемом направлении. Поэтому мы, по-видимому, приближаемся к асимптотической области, в которой оканчивается спектр частиц. Это находится в прямом противоречии с выдвинутой недавно идеей о том, что предстоит еще открыть «элементарные» объекты с массами выше 5 Гэв. Весьма интересно посмотреть, как обернется дело.

В последние годы выяснилось, что асимптотическое поведение амплитуд рассеяния при конечных передачах импульса дает непосредственную информацию об угловом моменте, который передается в поперечном канале, т. е. об угловом моменте частицы, обмен которой создает «потенциал» процесса. Обмен угловым моментом J дает вклад в амплитуду рассеяния $f \sim W^{2J-1}$, где W — полная энергия в с. ц. м. Поэтому, вообще говоря, данная амплитуда будет суммой (или интегралом) всех таких вкладов:

$$f \sim \sum_i \beta_i W^{2J_i-1}.$$

Оказывается, что сумма не идет по всем целым J (0, 1, 2...), как можно было бы предположить вначале. Скорее всего, как показал Редже, она может включать: а) конечную сумму по целым $J = 0$ и 1 (соответствующую обмену элементарными частицами со спинами 0, $1/2$ и 1), б) конечную сумму по нецелым J , являющимся функциями t , передаваемого импульса (соответствующую обмену неэлементарными частицами или полюсами в комплексной плоскости J), и в) интеграл по континууму значений J , соответствующий разрезу в плоскости J . Функции $J_i(t)$, фигурирующие в пункте б), называются траекториями. Каждой траектории можно сопо-

ставить небольшое число частиц. Последние возникают как решения уравнения $J_i(M^2) = l$, где l (или $l + 1/2$) — спин частицы, а M — ее масса. Таким образом, измерение распределений по углам при высокой энергии может позволить, в принципе, отличить вклад в потенциал от элементарных частиц от вклада, вносимого составными частицами. Очевидно, что вклады от разрезов типа v) существенно, но не безнадежно, усложняют анализ. Возможно, что мы действительно будем в состоянии отличить таким способом сложные частицы от элементарных.

Хотя число интересных объектов, которые можно будет исследовать с помощью ускорителя на несколько сотен Гэв, очень велико, я хотел бы упомянуть лишь еще об одном, связанном со слабыми взаимодействиями. Современная теория слабых взаимодействий является столь сингулярной, что она не может оставаться правильной при очень высоких энергиях, если не нарушается принцип сохранения вероятности (обычно называемый унитарностью). Поэтому следует ожидать, что выявится некая структура слабых взаимодействий, хотя, возможно, не при тех энергиях, которые мы сейчас рассматриваем. Наиболее вероятно, что эта структура будет связана с одной или несколькими новыми частицами. Наиболее популярный кандидат уже получил обозначение W . Как ожидают, он имеет спин 1 и переносит заряд. Если W будет открыт, то это объяснит векторную природу слабого взаимодействия и устранил противоречие с сохранением вероятности при больших энергиях. Тем не менее даже W не позволит получить структуру, достаточную для создания непротиворечивой теории. Существует интересный вопрос: как природа устроила слабые взаимодействия, что они одновременно непротиворечивы и переносятся приблизительно сохраняющимися векторными токами?

ОБЗОР ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Й. Намбу

Я думаю, никто из физиков не удовлетворен современным состоянием физики элементарных частиц. Дело не в том, что мы еще не знаем всех частиц и их свойств, а в том, что в нашем понимании субъядерных явлений чего-то не хватает. Этот недостаток проявляется не в вопиющих противоречиях между теорией и экспериментом, а только в некоторых отдельных сюрпризах, которые мы научились быстро проглатывать. Так как у нас нет логически замкнутого способа описания элементарных частиц, все, что мы можем делать, — это осторожно растягивать надежные принципы квантовой механики и теории относительности и добавлять некоторые уместные в данном случае предположения каждый раз, как мы находим новый сюрприз. Но неприятность — в том, что мы до сих пор продвигались таким образом, не оказываясь лицом к лицу с принципиальной проблемой. Такой решительный момент, необходимый, прежде чем мы сможем сделать новый квантовый скачок, должен наступить при дальнейших экспериментах, если только он вообще когда-нибудь наступит. Может быть, теоретические забавы, которыми мы занимаемся в физике высоких энергий, целиком неправильны. А возможно, ничего принципиально неправильного нет, просто нам недостает каких-то жизненно важных новых элементов. Предпосылки и надежды, по-видимому, лежащие в основе современной физики элементарных частиц, будут очень коротко проанализированы ниже.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

В нашем привычном физическом мире физическое явление заключается в совокупности некоторых определенных объектов и в законах, управляющих их поведением. Невозможно рассматривать физическую систему, не зная и того, и другого. В доброе старое время мы думали, что электрон — это электрон, а атом — это атом, состоящий из определенных составных частей. Физические законы изменились, произошел переход от классической механики к квантовой, но это было лишь вопросом перевода с одного языка на другой тех же уравнений движения. С другой стороны, в современной физике элементарных частиц мы всерьез встретились с нашим незнанием как физических объектов, так и динамических законов. Фактически, мы не знаем, существуют ли такие объекты, как элементарные частицы, еще меньше мы знаем об их уравнениях движения. Это старые и главнейшие проблемы физики, и ни теория относительности, ни квантовая механика, по существу, их не затронули.

Успех $SU(3)$ -симметрии обострил наш интерес в этом направлении. Существуют ли более фундаментальные объекты, чем те, с которыми мы имеем дело в повседневной жизни и в лаборатории, причем последние являются лишь проявлением первых? Или все они более или менее равноправны и каждый из них отражает природу всех остальных? Я сам не разделяю второй, совершенно сказочной надежды, но если фундаментальные объекты действительно существуют, мы должны искать их при еще более высоких энергиях.

Для конкретности перечислим, например, следующие возможности существования фундаментальных объектов: а) имеется фундаментальный триплет с дробными зарядами («кварки», или «гузы»), б) имеется фундаментальный квартет объектов, или триплет и синглет, с целыми зарядами; в) имеются два различных триплета.

Все обычные частицы (барионы и мезоны) сделаны из определенного числа этих фундаментальных объектов. Мы не знаем динамики связывания фундаментальных объектов, но, экстраполируя из нашей повседневной физики, мы предполагаем возможность «ионизации» обычной материи, разделения ее на более элементарные части путем сообщения ей достаточной энергии. Обычная материя должна обладать структурой «замкнутой оболочки» с очень малыми массами. Доступные сейчас на ускорителях энергии (~ 30 Гэв) эквивалентны всего лишь 8 Гэв энергии в с. ц. м. в нуклон-нуклонном столкновении. Этого явно недостаточно для исследования «высоколежащих» уровней возбуждения фундаментальных объектов.

Каковы ожидаемые свойства фундаментальных объектов? Вряд ли они имеют дробные заряды, потому что тогда хотя бы один из них был бы абсолютно стабилен и их можно было бы обнаружить в космических лучах (если только их массы не чудовищно велики; в этом случае они столь же недоступны для ускорителей). В других вариантах массы и времена жизни фундаментальных объектов могут быть конечными. Если их массы не очень велики, а времена жизни коротки (допустим, $< 10^{-12}$ сек), то будет трудно отличить их от более обычных частиц или резонансов, если только не установить их мультиплетную структуру (триплет, секстет и т. д.). С другой стороны, если массы велики по сравнению с массами барионов (например, 20 Гэв), такие частицы несколько отличаются от обычных резонансов и могут обладать особыми свойствами.

Несколько иной аспект поисков новых частиц связан с так называемым промежуточным бозоном (W), который должен иметь отношение к слабым взаимодействиям. Сейчас экспериментальные данные в его пользу нич-

тожны, и, вероятно, вопрос можно решить только с помощью более мощных ускорителей. Да и с теоретической точки зрения существование W не столь необходимо, как существование триплета. Фактически, если окажется, что такие частицы существуют, мы вряд ли сильно продвинемся в понимании элементарных частиц, но скорее всего будем озадачены: почему они должны существовать? Но во всяком случае нам следует быть готовыми к появлению W , ведь одна таинственная частица, мюон, у нас уже есть.

ДИНАМИКА

Определить, существуют ли новые динамические законы, которых нам сейчас не хватает, труднее, чем найти новые частицы. Однако здесь можно указать два аспекта динамики, имеющие более или менее качественную природу.

С и м м е т р и и

Различные симметрии являются отражением природы фундаментальных объектов и их динамических свойств. Они сами проявляются в виде законов сохранения и правил отбора, имеющих то преимущество, что они не зависят от деталей динамики. Тот факт, что эти симметрии оказываются неточными, не должен нас смущать. Во-первых, многие симметрии могут иметь лишь феноменологическую природу с ограниченной сферой применения (например, только низколежащие уровни). Так же как сохранение по отдельности орбитального и спинового угловых моментов и «случайное» вырождение водородных уровней в нерелятивистской теории, они могут не иметь фундаментальной причины. Во-вторых, поскольку это относится к так называемым внутренним симметриям, нет причины ожидать, что сами фундаментальные объекты полностью симметричны между собой. Вероятно, природа предпочитает разнообразие дублированию. В-третьих, существует возможность, что небольшая внутренняя асимметрия, фундаментального или иного происхождения, усиливается с помощью механизма положительной обратной связи. К этой категории принадлежат идеи спонтанного нарушения «зашнуровки», и существуют некоторые указания на то, что это действительно имеет место. Если дело в этом, мы смогли бы динамически «регулировать» симметрию, придавая, например, системе малую энергию в точности так же, как можно регулировать радиоусилитель.

П р и ч и н н о с т ь и с т р у к т у р а п р о с т р а н с т в а - в р е м е н и

Многие уже давно ожидают какой-либо ломки наших представлений о структуре пространства-времени и о причинности на очень малых расстояниях. До сих пор ничего конкретного не выяснилось. Однако наши знания ограничены всего лишь размерами порядка 10^{-14} см, и нечто может произойти на гораздо меньших расстояниях (или энергиях много больше 1 Гэв). Косвенное, но потенциально мощное средство исследования этого, возможно, дают аналитические свойства амплитуд реакций.

Для примера можно поставить следующие вопросы: а) Существует ли унитарность? Проверка оптической теоремы при высоких энергиях и вид резонансного сечения могли бы обнаружить существование индефинитной метрики (отрицательной энергии). б) Выполняется ли принцип универсальности? Подразумевается сравнение перекрестных реакций. в) Проверка других свойств или гипотез, таких, как поведение Редже, ограничение Фруассара и т. д. для сечений при высоких энергиях.

СВЕРХСИЛЬНЫЕ, СЛАБЫЕ И СВЕРХСЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Если существуют фундаментальные триплеты с большими массами, они, возможно, взаимодействуют между собой очень сильно, более сильно, чем те частицы, которые мы сейчас называем сильно взаимодействующими. Причина этого — в том, что обычные частицы должны быть тесно связанными системами (с размером $\leq 10^{-14}$ см) фундаментальных объектов. Тогда обычные сильные взаимодействия являлись бы вторичным эффектом, чем-то вроде сил Ван-дер-Ваальса. Например, мезоны, переносящие ядерные взаимодействия, просто соответствовали бы поляризации среды (или низколежащим коллективным возбуждениям).

С другой стороны, имеются также широкие возможности для гипотез, касающихся слабых взаимодействий. Слабые взаимодействия еще более неуловимы, чем сильные, из-за своей слабости и из-за того, что мы еще не знаем присущих им закономерностей. Имеются два направления, в которых ведутся исследования: а) взаимодействия при высоких энергиях (нейтринные реакции, промежуточные бозоны и т. д.), которые могут даже стать сильными (допустим, в области 100 Гэв); б) поиски слабых, полуслабых и сверхслабых взаимодействий, возможно, связанных с новыми нарушениями симметрии пространства-времени. Последние могли бы обнаружиться в тончайших эффектах, которые потребуют скорее сверхточных измерений, чем высоких энергий. Например, нарушение CP в распадах K^0 и, возможно, сверхтонкая структура водорода могли бы явиться указаниями на существование каких-то новых типов слабых взаимодействий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы обсудили основные проблемы, оставшиеся нерешенными в современной физике высоких энергий, и привели некоторые соображения о том, что и где надо искать. Мы особенно подчеркиваем следующие пункты: 1) Успех (или частичный успех) $SU(3)$ -симметрии заставляет нас более сильно, чем прежде, верить, что должна существовать субъядерная структура, включающая фундаментальные объекты, которые могут быть реально обнаружены только при очень высоких энергиях. 2) Субъядерная структура, возможно, связана с новыми динамическими законами и нарушением обычной причинной пространственно-временной структуры. 3) Осуществление экспериментов в области от 100 до 1000 Гэв представляется технически возможным. В то же время не кажется невероятным, что уже в этой области будет найден ответ на многие из поставленных выше вопросов. 4) Поиски новых слабых и сверхслабых явлений являются другим направлением исследований, помимо опытов при более высоких энергиях.

ЗАМЕЧАНИЯ О СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Л. Радикати

В последние несколько лет была начата новая глава физики. О ней часто говорят как о спектроскопии элементарных частиц, причем прилагательное «элементарный» употребляется главным образом по историческим причинам. Эта глава началась 13 лет назад, когда был открыт первый π -мезон-нуклонный резонанс, но главные успехи были достигнуты лишь за последние 4 или 5 лет. За это короткое время было найдено большое число возбужденных состояний и во многих случаях были измерены их массы, ширины, спины и четности.

Однако теоретическое понимание этих явлений довольно ограничено. Может быть, единственным прогрессом в теории сильных взаимодействий явилась реализация ряда закономерностей в спектре элементарных частиц, обусловленных приближенной $SU(3)$ -симметрией, рассмотренной Гелл-Манном и Неэманом ¹. Однако это лишь, самое большее, приблизительные законы, смысл и значимость которых еще полностью не поняты. В самом деле, когда масса вновь открытой частицы Ω^- оказалась столь близка к значению, предсказанному на базе $SU(3)$, главные усилия теоретиков были направлены на то, чтобы попытаться понять, почему вычисления в первом порядке теории возмущений должны быть справедливы и давать такое хорошее согласие с экспериментом.

Можно принять оптимистическую точку зрения, что по мере накопления новых данных от существующих ускорителей через несколько лет мы сможем сформулировать полную теорию сильных взаимодействий. Впрочем, это может и не случиться, и я считаю вполне возможным, что пока мы не перейдем в значительно более высокую энергетическую область, мы не узнаем фундаментальных законов, управляющих сильными взаимодействиями. Можно привести пример из истории. Если бы изучение материи ограничилось химическими явлениями, нам было бы очень трудно догадаться об элементарных законах квантовой электродинамики, которая, в конечном счете, ответственна за химическую связь. Именно изучение атомной физики, в частности изучение простейшего атома, атома водорода, и простейшей частицы, электрона, сделало возможным открытие квантовой механики, а позднее и квантовой электродинамики. Что касается энергий, то шаг от молекулярных спектров к спектру водорода соответствует увеличению энергии примерно в 10^4 раз. Конечно, трудно доказать, что физика ядра и частиц представляет собой своего рода «химию высоких энергий», так же как нельзя быть уверенным в том, что мы найдем когда-нибудь высокоэнергетический эквивалент простому атому водорода.

Вероятно, большинство физиков согласно с тем, что объекты, называемые нами элементарными частицами, едва ли заслуживают этого названия. Это — сложные структуры, которые в настоящий момент мы можем описывать только с помощью определенных форм-факторов, о которых, как правило, очень мало известно, а также с помощью ряда степеней свободы: изотопический спин, странность и т. д., происхождение и смысл которых остаются скрытыми. Кроме того, приближенные законы сохранения изоспина, странности и $SU(3)$ -симметрия сильно отличаются от точных законов сохранения, которые имеются в такой простой и замкнутой теории, как квантовая электродинамика. Возможно, они в некотором смысле похожи на приближенные законы сохранения, которые справедливы для сложных систем, подобно закону сохранения полного внутреннего спина для атомов.

В последние несколько лет часто указывалась ² возможность того, что все частицы — это сложные структуры, построенные из нескольких массивных фундаментальных частиц. В настоящий момент нет экспериментальных доказательств существования этих частиц. Однако справедливость схемы $SU(3)$ дает основание думать, что частицы с совершенно новыми свойствами действительно могут существовать. Они принадлежали бы к фундаментальным представлениям $SU(3)$, которые сейчас, как кажется, отсутствуют в природе, а это — факт, который нелегко объяснить. В самом деле, до сих пор мы обычно видели простейшие представления группы симметрии, реализуемой в природе: это справедливо для группы Лоренца, для группы $SU(2)$, соответствующей зарядовой независимости, для группы $SU(4)$ в теории супермультиплетов Вигнера

и т. д. Гюрши, Ли и Науенберг² указали также, что существование массивных фундаментальных триплетов могло бы объяснить справедливость массовой формулы Окубо — Гелл-Манна и, возможно, других приближенных законов сохранения.

Если предположить, что эти фундаментальные частицы существуют, то не кажется невозможным, что законы, которым они подчиняются, окажутся простыми, хотя и радикально отличными от тех, которые управляют квантовой электродинамикой. Тогда было бы понятно, почему известные нам составные частицы не описываются простыми соотношениями и не подчиняются простым законам, так как их следует рассматривать как сложные структуры, с которыми обычно не связаны простые законы. Открытие и изучение мира субэлементарных объектов определенно привело бы к далеко идущим следствиям. Доказательство их отсутствия также представило бы огромный теоретический интерес, так как дало бы нам уверенность, что мы достигли ядра материи и знаем все ее элементарные составляющие. Ни один из этих выводов не может быть получен с помощью ускорителей в ЦЕРНе или Брукхейвене, и даже если эти частицы могли бы наблюдаться в космических лучах, для их детального изучения необходимо получить их в лаборатории.

Конечно, я рассматриваю здесь только один из возможных результатов, которые могут быть получены на ускорителе сверхвысокой энергии. Машина, способная ускорить протоны до энергии в несколько сотен Гэв, позволит исследовать слабые взаимодействия гораздо более полно, чем это возможно теперь, и, вероятно, поможет пролить новый свет на применимость квантовой электродинамики благодаря пучкам энергичных γ -квантов от распада π -мезонов. Однако предсказания — дело рискованное: когда 12 лет назад строились планы для существующих машин в Брукхейвене и ЦЕРНе, немногие предсказали бы, что одним из самых важных результатов будет открытие второго нейтрино и подход к пониманию природы слабых взаимодействий.

Поэтому главным оправданием постройки сверхмощных ускорителей является важность продолжения поисков неизвестного, которого, по определению, нельзя предвидеть. Эти поиски, а не практические выгоды из них, остаются главным двигателем науки: было бы очень печально, если бы недостаток необходимых средств исследования положил конец этим поискам в той области, где было достигнуто так много фундаментальных результатов и где еще предстоит так много узнать.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962); Y u. N e é m a n, Nucl. Phys. **26**, 22 (1961).
2. M. Gell-Mann, Phys. Letts. **8**, 214 (1964); G. Z we i g, Preprint CERN (1964); F. G ü r s e y, I. D. L e e and M. N a u e n b e r g, Phys. Rev. **B135**, 467 (1964); T. D. L e e, Nuovo cimento **35**, 933 (1965); H. B a c r y, J. N u y t s, L. V a n H o v e, Phys. Letts. **9**, 279 (1964).

НЕКОТОРЫЕ «МЕНЕЕ ЭФФЕКТНЫЕ» ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

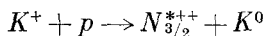
Дж. Сакураи

Эта заметка посвящается физическим экспериментам при высоких энергиях, которые вряд ли будут упомянуты другими теоретиками. И, конечно, за эксперименты, предназначенные для поисков метаста-

бильных (или даже стабильных) «фундаментальных триплетов» и W -мезонов при высоких энергиях, за чистые эксперименты с нейтрино высоких энергий (упругие и неупругие процессы, рождение странных частиц), которые, я полагаю, возможны только в громадных водородных (или дейтериевых) пузырьковых камерах, за эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках для изучения переходов $e^+e^- \rightarrow J = 1^-$, за проверку CP -инвариантности в экспериментах с быстрыми нейтрино и в $K_{\mu 3}$ -распаде и т. д. Но так как важность и безотлагательность этих «эффективных» экспериментов является общепризнанной среди физиков, работающих в этой области, настоящее рассмотрение будет ограничено несколько менее завлекательными экспериментами.

Недавние эксперименты в пузырьковых камерах обнаружили очень богатый спектр сильно взаимодействующих состояний, называемых адронами (следуя Окуно). С появлением восьмеричного пути был достигнут некоторый прогресс в классификации старых и новых адронов. Однако еще имеется ряд «сирот» без видимых унитарных партнеров. Например, где унитарные партнеры A_1 (1090), A_2 (1310), B (1215), $K_{\pi\pi}$ (1215) и т. д.? Где резонансы E^* , соответствующие серии N^* , открытой недавно в экспериментах по измерению полного сечения? Кроме того, некоторые высшие симметрии предсказывают еще больше частиц; например, $SU(3) \times SU(3)$ требует скалярного октета и аксиально-векторного октета, на существование которых нет указаний. «Охота за пиками» несомненно еще усилится в будущем.

Поскольку эти вновь открытые адроны сильно взаимодействуют с более старыми и хорошо знакомыми адронами, после того как их квантовые числа твердо установлены, столь же важно изучить механизм их рождения. Весьма поразительной чертой процессов рождения является их периферийный характер. Как хорошо известно, различные угловые корреляции при распадах можно использовать для определения типа обмениваемого мезона (например, обмен 0^- или 1^-) в данной реакции. Так как эта наивная картина с мезонным обменом, как выяснилось, работает в удивительно большом числе случаев, мы оказались в очень удачном положении в смысле определения различных адронных вершин. Например, из изучения реакции



(через обмен ρ -мезоном) известно, что хотя наиболее общая вершина $NN_{3/2}^*\rho$ зависит от четырех амплитуд, основной вклад дает единственная амплитуда, получаемая на базе аналогии ρ -мезона и фотона. Несмотря на частичный успех одномезонной модели, для количественного изучения адронных вершин нужны гораздо лучшие данные, чем имеющиеся в настоящий момент.

Многие теоретики в последнее время пришли к выводу, что одномезонные амплитуды должны быть подправлены, чтобы учесть поглощение в конкурирующих каналах, особенно при высоких энергиях. Для проверки теоретических предсказаний, основанных на одночастичном обмене с такими унитарными поправками, также необходимы более точные данные.

Обращаясь к способам распада вновь открытых мезонов, рассмотрим сначала $\eta \rightarrow \pi\pi$. В настоящий момент не ясно, не усиливается ли этот распад из-за существования мезона $T = 0, J = 0^+$ (σ -мезон). Если σ -мезон существует, связанное с ним усиление может ожидать не только в распаде η , но и в распаде X^0 (960), τ -распаде и особенно в K_{e4} -распаде. Для доказательства существования σ -мезона необходимы гораздо лучшие данные о распадах η и K_{e4} .

Очень важны также сведения о радиационных распадах ϱ , ω и φ (например, $\varrho \rightarrow \pi + \gamma$, $\omega \rightarrow \pi + \pi + \gamma$ и т. д.). Рассмотрим, например, вершину $\varrho\pi\gamma$. Интересно отметить, что эта вершина появляется в физике микрочастиц в нескольких местах: в фоторождении π -мезонов при низкой энергии (через обмен ϱ -мезоном), в фоторождении ϱ -мезонов при высокой энергии (через обмен π -мезоном), в распаде π^0 и т. д. Данные о величине этой вершины крайне противоречивы; оценки на основе процесса $\gamma + p \rightarrow \varrho^0 + p$ (через обмен π -мезоном) отличаются на два порядка от величины, полученной из распада π^0 в ϱ -доминантной модели

$$\begin{array}{c} \pi^0 \rightarrow \varrho^0 + \gamma, \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \gamma. \end{array}$$

Очевидно, наилучшим способом установления этой величины было бы прямое определение отношения

$$\frac{\varrho \rightarrow \pi + \gamma}{\varrho \rightarrow \pi + \pi}.$$

Значительный интерес представляют лептонные распады (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$) векторного мезона. Качественно само существование лептонных распадов доказывает, что векторный мезон играет существенную роль в электромагнитных форм-факторах адронов. Количественно отношение

$$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\varphi \rightarrow e^+e^-)}$$

непосредственно связано с углом смешивания $\omega\varphi$ при условии, что оператор электрического заряда не имеет компоненты, преобразующейся как унитарный синглет.

До сих пор экспериментальные данные о лептонных распадах адронов не противоречат основанной на $SU(3)$ теории Кабиббо. Однако пока полученное согласие не исключает возможности, что успех достигнут случайно. Важно знать, удовлетворяют ли предсказаниям теории Кабиббо отношение V/A в распаде $\Sigma^- \rightarrow ne^- \nu$, а также вероятность и отношение V/A для распада $\Xi^- \rightarrow Le^- \nu$.

Что касается адронных (нелептонных) распадов гиперонов, старый вопрос о том, идет ли распад $\Sigma^- \rightarrow \pi l^-$ преимущественно через S - или P -волну, представляет большой интерес, так как многие теории, основанные на $SU(3)$, предсказывают, что этот распад должен идти в S -состояние.

ЗАМЕЧАНИЯ ОБ УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ПРИ ОЧЕНЬ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

С. Трейман

До сих пор при каждом увеличении энергии ускорителей открывались совершенно новые аспекты структуры материи, структуры, которая оказывается все более богатой и сложной. Уже выявленные закономерности указывают новые направления исследований. Но сама крутизна роста числа открытий с увеличением энергии дает возможность предположить, что дальнейшее увеличение энергии будет вознаграждено так, как этого нельзя и предвидеть.

Высокие энергии дают возможность открытия структур (стабильные частицы, резонансы и т. д.) с большими массами. Как явствует из послед-

них экспериментов, мы еще далеки от конца пути в этом направлении. На самом деле, может быть, «конца» вообще не существует. Тогда вопрос в том, достаточно ли представительно множество уже известных частиц и резонансов, чтобы мы смогли извлечь основные свойства структуры материи. Ответ почти наверное отрицательный. Действительно, согласно некоторым современным идеям, до сих пор мы наблюдали по существу только тонкую структуру низшей части спектра, для которого характерны много бóльшие масштабы.

Отдельные структуры («частицы») являются одним аспектом представлений о строении материи, другой же заключается в природе взаимодействий, проявляющихся в процессах столкновений. Столкновения при высоких энергиях приводят к разнообразным конечным состояниям, характеризуемым числом частиц разных типов, энергетическими и угловыми распределениями и т. д. Неудивительно, что до сих пор внимание концентрировалось главным образом на простейших каналах (с небольшим числом частиц), где еще можно надеяться, что измерения и теоретические гипотезы сколько-нибудь полно охватят детали. Для множественных каналов количество деталей становится подавляющим, и появляется проблема выделения существенных закономерностей на фоне менее значительных черт. Здесь, по аналогии с другими отраслями физики, можно возразить, что, вероятно, легче понять что-нибудь, изучая процессы с очень большим числом частиц в конечном состоянии, чем на основе процессов со средним числом частиц. Но такой подход потребовал бы сверхвысоких энергий.

Главная цель этой заметки состоит в том, чтобы подчеркнуть важность очень высоких энергий для изучения простейших реакций упругого рассеяния. Существует несколько причин, по которым упругое рассеяние при высокой энергии представляет интерес, хотя упругий канал и является лишь одним из многих открытых каналов. В первую очередь, упругое рассеяние (как и другие двухчастичные процессы) является кинематически простейшим видом реакций и потому остается наилучшим пробным камнем для новых теоретических идей, относящихся к динамике фундаментальных частиц. Для многих из этих идей свойства упругого рассеяния в пределе очень высоких энергий являются критическими.

В последние годы физики стали придавать особое значение изучению аналитической структуры элементов S -матрицы. Для амплитуд превращения двух частиц в две эта структура является простейшей, а потому доступной проверке наиболее прямыми методами. Два других всеобъемлющих принципа — унитарность и перекрестная симметрия — также принимают в этом случае простейшую форму. Следствия этих принципов наиболее явно проявляются в так называемых дисперсионных соотношениях для амплитуды рассеяния вперед, например в π -мезон-нуклонных реакциях. Эти соотношения, связывающие принципиально измеримые величины, покоятся на очень общих и глубоких принципах, например на принципе причинности. Исключительно важно, чтобы экспериментальная проверка дисперсионных соотношений была продолжена в область максимальных доступных энергий. Фактически л ю б а я проверка, строго говоря, требует знания полного сечения при в с е х энергиях.

Даже при высоких энергиях, когда канал упругого рассеяния является лишь одним из многих открытых каналов, он выделен также в другом отношении. Речь идет об унитарности (оптического теорема), согласно которой мнимая часть амплитуды упругого рассеяния вперед отражает влияние всех других открытых каналов. Даже для рассеяния на конечные углы, в дифракционной области, амплитуда несет более или менее прямую полезную информацию о всех других каналах. В действительности

само явление дифракции делает упругое рассеяние исключительно богатым информацией, в особенности при высоких энергиях. Каков размер дифракционного пика? Как он меняется с энергией? И т. д.

Во многих отношениях важен вопрос: характеризуются ли упругие амплитуды простым асимптотическим поведением при неограниченном возрастании энергии столкновений? В этом направлении сейчас имеются некоторые указания, и большинство теорий предполагает наличие таких свойств. Разумеется, обнаружение простых асимптотик стало бы ключевым исходным пунктом теории. Напомним некоторые проблемы.

Рассмотрим упругую реакцию $a + b \rightarrow a + b$ и наряду с ней «перекрестную» реакцию $\bar{a} + b \rightarrow \bar{a} + b$, где \bar{a} — античастица для частицы a . Для всех изученных до сих пор достаточно детально процессов из современных данных следует вывод, что полные сечения стремятся при больших энергиях к конечным, не исчезающим пределам. Может быть, это и кажется вполне естественным, но открытие, если оно правильно, от этого не теряет своей важности. Можно было бы представить себе, что сечение, будучи ограниченным, не имеет определенного предела или же исчезает. С теоретической точки зрения, при довольно общих предположениях об аналитических свойствах амплитуд рассеяния получается, что полное сечение не может расти быстрее чем $(\ln E)^2$, где E — энергия. Более специальные предположения, вроде полюсов Редже, приводят к асимптотическому поведению типа $\sigma \sim E^{\alpha-1}$, $\alpha \leq 1$. Позднее эти идеи встретились с затруднениями. Но остается вопрос: действительно ли сечения стремятся к константам? Как показал Померанчук на основе дисперсионных соотношений, а также некоторых других разумных предположений, если полные сечения прямой и перекрестной реакций стремятся к константам, эти константы должны совпадать. По-видимому, наблюдается тенденция также и в этом направлении, особенно для столкновений $\pi^{\pm}p$ и $K^{\pm}p$ и несколько менее очевидная — для столкновений pp и $\bar{p}p$.

Из аргументов Померанчука следует, что отношение действительной части амплитуды рассеяния вперед к ее мнимой части должно асимптотически исчезать, если полное сечение стремится к пределу. Однако последние данные показывают, что даже в области самых высоких из доступных сейчас энергий действительная часть амплитуды не может считаться малой. Вообще кажется, что мы стоим только на пороге изучения асимптотики. Действительно ли существуют предполагаемые простые свойства? И если это так, каким образом осуществляется переход к асимптотике? Большой шаг вперед к более высоким энергиям представляется весьма существенным.

Другие вопросы касаются отношения упругого сечения к полному в зависимости от энергии. Теперешний опыт говорит о том, что это отношение при больших энергиях есть в крайнем случае медленно меняющаяся функция. По некоторым теоретическим данным, это отношение должно логарифмически убывать с ростом энергии. Этот вопрос связан с вопросом об асимптотической зависимости от энергии ширины дифракционного пика. Поскольку рассеяние является чисто абсорбтивным, можно для данных упругого и полного сечений установить верхнюю границу этой ширины, исходя только из условия унитарности. Довольно интересно, что этот предел почти насыщается при наиболее высоких существующих энергиях для ряда достаточно детально изученных реакций. Сохранится ли это положение при более высоких энергиях?

Возможно, самое поразительное из всех достижений, причем не очень широко известное, относится к поведению при высоких энергиях упругих сечений рассеяния на большие углы. Скорость падения по углу вначале велика, но, по крайней мере для pp -рассеяния, вблизи 90° зависимость

от угла исчезает. Однако изменение с энергией при фиксированном большом угле очень быстрое, сечение падает примерно как экспоненциальная функция энергии. Описывается ли это статической моделью? Интересно, что из простых соображений об аналитичности и унитарности можно показать, что сечение рассеяния на большие углы не может падать быстрее, чем $\exp(-CE \ln E)$, где C — константа, что, кроме логарифма, является реально наблюдаемым поведением, т. е. снова теоретическая граница оказывается недалеко от экспериментальных данных.

Наконец, важно рассмотреть, в каком соотношении находятся характерные особенности рассеяния — полные сечения, ширины дифракционных пиков и т. д. — для разных процессов. Имеются указания, что при высоких энергиях эти соотношения становятся простыми. Так, например, отношение упругого сечения к полному оказывается, грубо говоря, похожим для различных реакций, изученных при максимально высоких энергиях. Зависимость от передаваемого импульса также ведет себя примерно одинаково для различных процессов, если передаваемый импульс измеряется в единицах, обратных дифференциальному сечению рассеяния вперед. Много может быть исследовано при доступных сейчас энергиях, но реальная проверка основных идей будет зависеть от измерений, выполненных в гораздо более широком диапазоне энергий.

К ОБОСНОВАНИЮ НЕОБХОДИМОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

К. Уотсон

Диапазон и стоимость исследовательских работ не отстают от непрерывного возрастания человеческих знаний и, следовательно, угрожают бросить вызов возможностям любого, даже самого богатого, национального бюджета. Как ученые, мы при этом оказываемся в таком положении, когда нам приходится все более энергично вступать в соревнование с нашими коллегами в других областях, чтобы добиться финансирования наших изысканий. Мы можем надеяться, хотя и без полной уверенности, что вопрос о размещении исследовательских фондов может быть решен более рационально, чем путем закулисных сделок, норковых манто и холодильников. (Среди работников правительственного Совета по научным исследованиям бытует поговорка, что научное изыскание — это единственная в своем роде бочка солонины, относительно которой свињи решают, кто полезет в бочку.)

Указать правильное распределение по важности различных отраслей науки — нелегкая задача. Я буду избегать этого, но приведу доводы в пользу того, что физика элементарных частиц заслуживает своего места на ярмарке.

Я думаю, что основным стимулом для занятия не прикладными отраслями науки является прежде всего человеческая любознательность. Среди этих наук физика элементарных частиц и космология обладают одной уникальной особенностью: мы не знаем основных законов, управляющих изучаемыми явлениями. Совсем не так обстоит дело в таких областях, как геология, океанография, атомная физика, и, по-видимому, в биологии, где применимы известные физические законы, но избыток деталей позволяет лишь частично понять разнообразные явления. Законы физики, как мы их сейчас понимаем, не дают возможности решить, определяются ли они однозначно требованием самосогласованности, или ответить

на вопрос, как образовалась Вселенная. Мы не знаем, каковы минимальные имеющие смысл интервалы пространства и времени. Мы не знаем, какие частицы предстоит еще открыть и даже вообще имеет ли смысл этот вопрос (сам термин «частица» также может быть неточным).

В настоящее время физики-теоретики чувствуют, что ответы на такие фундаментальные вопросы (исключая, быть может, космологические вопросы) могут быть найдены путем изучения «физики элементарных частиц». Самые большие оптимисты надеются, что основные законы физики могут быть однозначным следствием нескольких принципов симметрии, таких, как релятивистская инвариантность (изотропность и однородность пространства и эквивалентность инерциальных систем отсчета). Согласно этой точке зрения, частицы, которые могут существовать, и взаимодействия между ними также могут быть однозначно выведены из фундаментальных законов. Отсюда, в свою очередь, можно было бы вывести свойства макроскопических систем, т. е. нашего повседневного мира, и Вселенная была бы «понята».

Очевидно, наше теперешнее понимание далеко не соответствует этой прекрасной цели. Для изучения фундаментальных явлений мы нуждаемся во все более огромных и дорогостоящих ускорителях частиц, а они показали все возрастающую сложность и странность структуры природы в микроскопических масштабах, все сильнее отдаляющихся от масштабов макромира. Понятие «элементарная частица» остается неопределенным и неточным, так же как и понятие микроскопических пространственных и временных интервалов.

Огромные и сложнейшие ускорители частиц являются единственным известным средством изучения *) этих исключительных и, по-видимому, фундаментальных явлений. То, что столь большие и сложные устройства необходимы для исследования микроскопических явлений, несколько поражает. На самом деле, эксперименты, выполняемые на этих машинах для изучения фундаментальных законов, отчасти напоминают строительство шоссе для изучения химических свойств бетона. До некоторой степени наблюдаемые явления могут отражать не столько основные законы, сколько артистическое искусство экспериментатора. Чтобы понять эту точку зрения, вспомним, что «частицы» распадаются на две группы. К первой принадлежат стабильные частицы (такие, как электрон и протон), существующие бесконечно долго в изолированном состоянии. Вторую группу составляют нестабильные частицы (такие, как нейтрон и π -мезоны), которые сами по себе разваливаются на другие частицы (которые, в свою очередь, могут быть стабильными или нестабильными). Различие между двумя типами частиц можно проиллюстрировать примером из радиотехники: стабильные частицы могут быть представлены чисто синусоидальными волнами, в то время как нестабильные частицы представляются импульсными сигналами, которые могут быть построены из суперпозиции синусоидальных волн. (На языке квантовой механики нестабильные частицы могут описываться волновыми пакетами.)

Из этой аналогии становится ясным важное различие между стабильными и нестабильными частицами. Насколько нам известно, все частицы данного стабильного вида идентичны; для нестабильных частиц это несправедливо. Нестабильная частица создается путем внезапной концентрации энергии в малом объеме пространства в течение короткого

*) Быстрые частицы в космических лучах, ускоренные в отдаленных областях пространства естественными процессами, слишком редки, чтобы обеспечить возможность этих исследований.

отрезка времени. Фактически эта концентрация энергии в определенном малом объеме пространства является свойством, которому мы дали название «частица». Так как невозможно в точности повторить этот процесс образования, мы делаем заключение о невозможности образования двух идентичных нестабильных «частиц». (Таким образом, например, никакие два нейтрона не идентичны, однако в этом случае было бы трудно экспериментально обнаружить различие.)

Практическое использование термина «частица» обычно произвольно ограничивается концентрациями энергии *), которые существуют в течение «достаточно долгого времени». Несомненно, это определение совсем не точно, и может оказаться, что при все более высоких энергиях нет разумной разницы между долгим и коротким временем существования концентрации энергии. (Напоминаем о нашем строителе шоссе, который нашел бы, что некоторая конструкция позволит построить более прочное шоссе, чем другие. Физические свойства бетона в этом отражаются, но не самым непосредственным образом.)

Я особо остановился на элементарных частицах, так как ускорители строятся главным образом для их изучения. Неудивительно, если машина, предназначенная для постройки шоссе, будет строить шоссе. Было бы удивительно, если бы она стала делать что-либо, кроме шоссе. Прискорбно, к сожалению, что отказ от изучения частиц с помощью ускорителей, при отсутствии какой-либо замены, означал бы, что мы, человеческие существа, приостановили попытки понять наиболее фундаментальные свойства окружающего нас мира.

ДЕЙСТВИТЕЛЬНАЯ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД И ЛОКАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

Н. Хури, Т. Киношита

Одна из центральных проблем физики частиц высоких энергий заключается в установлении того, может ли какая-либо релятивистская локальная теория поля адекватно описывать частицы и их взаимодействия. К несчастью, как хорошо известно, локальные теории поля встречаются с серьезными математическими трудностями. Исключая случай квантовой электродинамики, очень мало физически интересных величин можно вычислить с помощью квантовой теории поля.

Эти трудности привели некоторых физиков-теоретиков в середине прошлого десятилетия к поискам в двух направлениях. Первое обращается к теориям типа теории S -матрицы, концентрирует свое внимание на физически измеримых величинах и ищет те свойства этих величин, которые следуют непосредственно из общих принципов. Например, ищутся те математические свойства амплитуд рассеяния, которые, как можно ожидать, будут иметь место в будущей теории независимо от ее детальной природы, поскольку эта теория удовлетворяет определенным общим принципам. Такие общие принципы, как релятивистская инвариантность, причинность, асимптотическое условие, обеспечивающее возможность введения частиц, и некоторые разумные требования к гильбертову пространству физических состояний и спектру оператора энергии-импульса считались и до сих пор считаются разумными чертами будущей теории.

*) Обычно с энергией связаны импульс и угловой момент, иногда заряд и т. д.

Основанный на этих принципах формализм был впервые развит Леманом, Симанзиком и Циммерманом¹. Среди прочего этот формализм дал выражения для амплитуд рассеяния, на основе которых можно доказать дисперсионные соотношения для рассеяния вперед, выведенные впервые Гольдбергером².

Второй подход был предложен Уайтманом³. Он состоит, во-первых, в формулировке системы четких математических аксиом для локальных полевых теорий, удовлетворяющих вышеупомянутым общим принципам, и, во-вторых, в математическом исследовании следствий из этих аксиом. Это привело к нескольким интересным результатам, об одном из которых пойдет речь. А именно, К. Гепи показал недавно, что формализм Лемана и др. может быть строго выведен из аксиом Уайтмана, а также что дисперсионные соотношения следуют из этих аксиом⁴.

Для простоты и конкретности рассмотрим рассеяние π -мезонов на нуклонах. Пусть $f_{\pm}(E)$ — амплитуда $\pi^{\pm}p$ -рассеяния вперед, где E — энергия налетающего мезона в л. с. к. Симметричная амплитуда $f(E)$, по определению, имеет вид

$$f(E) = \frac{1}{2} [f_+(E) + f_-(E)] - [\text{нуклонный полюсный член}]. \quad (1)$$

Из локальной полевой теории следует, что $f(E)$ удовлетворяет дисперсионному соотношению

$$f(E) - f(0) = \frac{2E^2}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} dE' \frac{\text{Im } f(E')}{E'(E'^2 - E^2)}, \quad \text{Im } E \neq 0. \quad (2)$$

Это соотношение или, точнее, отражаемые им аналитические свойства, может быть, по крайней мере в принципе, экспериментально проверено. Если такая экспериментальная проверка не подтвердит (2), то упорная математическая работа, проделанная группой физиков в течение последнего десятилетия, будет щедро вознаграждена. Можно будет заключить без каких-либо разумных сомнений, что π -мезоны и нуклоны нельзя описать локальными полями. Это, конечно, было бы величайшей революцией в физике.

Хорошо известно, что при низких энергиях (2) находится в разумном согласии с экспериментом. Однако последние эксперименты при высоких энергиях ($>6 \text{ Гэв}$) показывают, что $f(E)$ имеет не малую отрицательную вещественную часть. В то время как полученные до сих пор данные пока не противоречат (2), измеренная действительная часть больше, чем ожидалось, и небольшое число имеющихся сейчас данных не указывает на то, что $\text{Re } f/E$ убывает с энергией, как должно быть при справедливости локальной теории поля⁵.

В практической проверке соотношения (2) имеются два неудобства. Первое связано с тем фактом, что необходимо интегрирование по энергии до бесконечности. Второе — то, что при $\text{Im } E \rightarrow 0$ интеграл в (2) надо понимать в смысле главного значения. Однако для $\text{Re } f$ можно написать «правила сумм», которые, хотя и следуют непосредственно из (2), дают практически лучшее средство проверки следствий локальной теории поля⁷. Эти правила сумм также четко демонстрируют тот факт, что большая и соответствующая отталкиванию действительная часть при высокой энергии, если ее наличие будет подтверждено в широком диапазоне энергий, приведет к противоречию с (2).

Первое из этих правил справедливо для всех действительных E и дает

$$\int_0^E \frac{\operatorname{Re} f(E') - f(0)}{E'^2} dE' = \frac{1}{\pi} \int_{\mu}^{\infty} dE' \frac{\operatorname{Im} f(E')}{E'^2} \ln \left| \frac{E' + E}{E' - E} \right|. \quad (3)$$

Подынтегральная функция в правой части (3) всегда положительна. Если обрезать интегрирование на максимальной энергии E_m , для которой имеются данные о полном сечении, то получается неравенство, которое должно удовлетворяться независимо от величин полного сечения при $E' > E_m$:

$$\int_0^E \frac{\operatorname{Re} f(E') - f(0)}{E'^2} dE' > \frac{1}{\pi} \int_{\mu}^{E_m} dE' \frac{\operatorname{Im} f(E')}{E'^2} \ln \left| \frac{E' + E}{E' - E} \right|. \quad (4)$$

Из формулы (4) сразу очевидно, почему большая отрицательная $\operatorname{Re} f$ опасна для аналитичности. Современные данные дают примерно $\operatorname{Re} f \sim -CE$ для энергий между 7 и 12 Гэв. Ясно, что такое поведение, если оно сохранится при высоких энергиях, сделает левую часть (4) не только малой, но даже отрицательной при достаточно больших E .

На самом деле, для сравнения (4) с данными опыта нужно знать $\operatorname{Re} f$ в нефизической области $0 \leq E < \mu$. Эту величину можно получить из дисперсионного соотношения. Как отмечалось ранее, дисперсионное соотношение выполняется для низких энергий. Однако, так как уже известно, что дисперсионное соотношение справедливо для энергий ниже нескольких Гэв, данные при низких энергиях можно вычесть из (3). Для $E_1 \approx 1 \div 4$ Гэв получается

$$\int_{E_1}^E \frac{\operatorname{Re} f(E') - f(0)}{E'^2} dE' > \frac{1}{\pi} \int_{\mu}^{E_m} dE' \frac{\operatorname{Im} f(E')}{E'^2} \ln \left| \frac{(E' + E)(E' - E_1)}{(E' - E)(E' + E_1)} \right|, \quad (5)$$

где $E_m \geq E > E_1$. Единственная величина в (5), которую нельзя прямо измерить, — это $f(0)$. Но для ее оценки всегда можно воспользоваться дисперсионным соотношением.

Пока имеются лишь отрывочные данные о $\operatorname{Re} f$. Но для того, чтобы убедиться в том, насколько серьезна ситуация, давайте возьмем $E_1 = 4$ Гэв, $E_m = 30$ Гэв и $E = 30$ Гэв. Примем, далее, что в области 4 Гэв $\leq E' \leq 30$ Гэв

$$\frac{\operatorname{Re} f}{\operatorname{Im} f} \approx \alpha \quad \text{и} \quad \operatorname{Im} f = CE'. \quad (6)$$

Для $\operatorname{Im} f$ это неплохое приближение, а для $\operatorname{Re} f / \operatorname{Im} f$ данные, по-видимому, дают $\alpha \approx -0,2$ в интервале от 6 до 12 Гэв. Если выражение (6) подставить в (5), видно, что уже величина $\alpha \leq -1/3$ нарушит неравенство (5). С другой стороны, если удастся построить машину на 160 Гэв и $\operatorname{Re} f / \operatorname{Im} f \approx \alpha$ для 4 Гэв $\leq E' \leq 160$ Гэв, при $E_m = E = 160$ Гэв в (5) получится противоречие при $\alpha \approx -0,2$. Даже если α будет падать при энергиях выше 30 Гэв, все же может получиться противоречие, если спад медленный и если полное сечение не начнет падать быстрее, чем при изученных сейчас энергиях. Но в этом случае понадобятся энергии выше указанного уровня 160 Гэв.

Ясно, что измерения как $\operatorname{Re} f$, так и полных сечений при энергиях выше доступных сейчас 30 Гэв очень важны. Причина — в том, что если теперешняя тенденция не изменится, к примеру, вплоть до 200 или 300 Гэв, то (5) нарушится и, следовательно, дисперсионное соотношение для

рассеяния вперед не будет согласовываться с экспериментом. Такое положение привело бы к революции в теоретической физике, гораздо более значительной по своим последствиям, чем та, которая была вызвана открытием несохранения четности в слабых взаимодействиях.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Lehmann, K. Sumanzik, W. Zimmermann, Nuovo cimento **1**, 1425 (1955); **6**, 319 (1957).
2. M. L. Goldberger, Phys. Rev. **97**, 508 (1955).
3. A. S. Wightman, Phys. Rev. **101**, 860 (1956).
4. K. Hepp, Helv. Phys. Acta **37**, 639 (1964).
5. K. J. Foley et al., The 1964 Conference on High Energy Physics, Dubna; G. Bellini et al., там же.
6. См., например, N. N. Khuri, T. Kinoshita, Phys. Rev. **B137**, 720 (1965).
7. N. N. Khuri, T. Kinoshita, Phys. Rev. Letts. **14**, 84 (1965).

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА: «ДЕМОКРАТИЯ» ИЛИ «АРИСТОКРАТИЯ»?

Дж. Чу

Главное достижение ядерной физики высоких энергий состоит в том, что она возбудила сомнения в понятии «элементарная частица». Эти сомнения оформились в предположение, что в случае сильно взаимодействующих частиц мы имеем дело с ядерной «демократией», когда все сильно взаимодействующие ядерные частицы, от наименее массивного π -мезона вплоть до возбужденных состояний ядер трансурановых элементов, существуют на динамически эквивалентной основе. Каждая частица может рассматриваться как стабильное или метастабильное связанное состояние в тех каналах, с которыми она общается. При этом масса, спин и парциальные ширины (константы взаимодействия) можно вычислить через силы Юкавы, действующие в соответствующих каналах.

Что такое «сила Юкавы»? Это — сила, возникающая благодаря «кроссингу» от состояний, сообщающихся с перекрестными каналами. Можно сказать, что сила Юкавы возникает от «обмена» такими состояниями, наиболее важными из которых, по-видимому, являются одиночные частицы. Характерные особенности силы Юкавы однозначно определяются свойствами обмениваемой частицы, радиус и вид — массой, спином и четностью, а интенсивность — парциальной шириной в соответствующем канале. Сила может быть либо притягивающей, либо отталкивающей, в зависимости от внутренних квантовых чисел обмениваемой частицы и тех каналов, в которых эта сила действует.

Наиболее хорошо известным примером силы Юкавы является сила, действующая между двумя нуклонами. В этом случае дальнедействующая часть успешно объясняется одночастичным обменом известными мезонами с нулевой странностью и массой меньше 1 Гэв . Сила взаимодействия π -мезона и нуклона на больших расстояниях объясняется подобным же образом, причем основную роль играет обмен одним барионом. Фактически в настоящее время обычно считают, что все дальнедействующие силы между л ю б о й парой частиц определяются механизмом Юкавы. Остается сомнение только по поводу того, что я буду называть «короткодействующими» силами, точнее, — взаимодействий в состояниях с моментами 0, $1/2$ и 1, но не выше. В обычной электродинамике и в теории слабых взаимодействий явно имеются силы, отличные от сил Юкавы, действующие в определенных состояниях с низкими J . Эти силы соответствуют не

«демократическому», а скорее «аристократическому» сообществу микро-частиц. Предположение о ядерной «демократии» исключает силы, отличные от сил Юкавы, из сильных взаимодействий. До сих пор не существует экспериментальных указаний на наличие таких сил, но их поиски продолжают оставаться ведущим мотивом физики высоких энергий.

Чтобы избежать недоразумений в этом пункте, разрешите мне привести в качестве типичного примера неюкавского взаимодействия вклад в рассеяние позитрона на электроном от «прямых» переходов в промежуточный фотон (рис. 1). Это взаимодействие, влияющее только на состояние с $J = 1$, не может быть описано как сила, обусловленная одночастичным обменом, но обычные расчеты тем не менее включают с самого начала такой член при использовании массы и константы взаимодействия фотона как заданных параметров. Другими словами, не предполагается, что фотон «возникает» как связанное состояние электрон-позитронной системы, свойства которого определяются динамикой. В противоположность этому, при рассмотрении рассеяния нейтрона на протоне прямое введение перехода в промежуточный дейтрон (рис. 2) не представляется необходимым. Предполагается, что существование и свойства дейтрона являются следствием обусловленных мезонным обменом сил Юкавы.

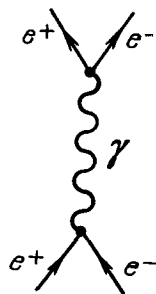


Рис. 1.

В обычной электродинамике и в теории слабых взаимодействий фотон со спином 1 и лептоны со спином $1/2$ являются «аристократами» в том смысле, что динамический расчет их свойств не предполагается возможным, в то время как другие частицы, такие, как позитроний, можно предсказать как связанные состояния. Возможно, что в рамках ядерной «демократии»

можно предсказать все сильно взаимодействующие частицы, включая нуклон со спином $1/2$ и мезоны со спином 1.

Динамические расчеты ядерных частиц как связанных состояний основаны на двух сходных предположениях: а) что можно пренебречь каналами с порогами, лежащими достаточно далеко от массы рассматриваемой частицы, и б) что обмен системами с достаточно большой массой дает ничтожный вклад во взаимодействие Юкавы в целом. Не совсем понятно, почему такие предположения должны быть справедливыми, хотя были представлены доводы в пользу их правдоподобности как в специальных рамках уравнения Шрёдингера, так и более широко, в терминах унитарности и аналитичности S -матрицы.

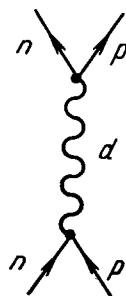


Рис. 2.

Во всяком случае, опыт решительно наводит на мысль, что эти два предположения действительно правильны. Вопрос является чисто количественным: до какого уровня энергии в прямых и перекрестных каналах нужно идти, чтобы достичь разумной точности? Ответ зависит от конкретного случая, и теоретические усилия, естественно, в основном направлены на предсказание тех частиц, для которых можно ожидать адекватного приближения, если ограничиться небольшим числом сообщающихся каналов и обмениваемых систем.

В этой связи стоит уточнить относительное положение «классической ядерной физики» и «ядерной физики высоких энергий». Предполагается, что любая частица с $A \geq 2$ в основном или возбужденном состоянии является «гражданином демократического общества» на равных правах с любым мезоном ($A = 0$) или барионом ($A = 1$). Однако мы надеемся получить хорошее динамическое приближение для частиц с $A \geq 2$, $S = 0$, пренебрегая каналами, содержащими какие-либо частицы с $A = 0$ или частицы с $A = 1$, кроме нуклонов. Рассматриваемые каналы имеют пороги,

которые отделены от массы ядра только энергиями порядка нескольких $Mэв$. Отброшенные каналы начинаются лишь на несколько сотен $Mэв$ выше. Существование каналов с более высокими порогами влияет на свойство ядер, но эффект мал, и вследствие этого ядерная физика разбивается на две области: в одной рассматриваются частицы с $A = 0, 1$, а в другой — с $A \geq 2$. Если попытаться понять, почему между двумя множествами порогов имеется столь большой просвет, окажется, что причина — в «необычной» малости массы π -мезона. Сейчас почти нет таких теорий, «демократических» или «недемократических», которые как-то выделяли бы π -мезон. Но дело в том, что π -мезон — действительно легчайшая ядерная частица, масса которой существенно меньше всех остальных, и соответственно π -мезон вызывает «необычайно» дальнедействующие силы в тех каналах, в которых он может рассматриваться как обмениваемая система. Два нуклона обмениваются π -мезоном, и как раз в этом случае короткодействующие силы вызывают отталкивание. В результате между нуклонами действует средняя сила с большим радиусом, которая соответствует потенциальной энергии всего лишь порядка $m_\pi^2/2M$ или от 10 до 20 $Mэв$. Как оказывается, этого едва хватает для образования связанных состояний и ядерные массы с $A \geq 2$ лежат очень близко к низшему порогу.

Наоборот, в силу законов сохранения две частицы, хотя бы одна из которых с $A = 0$, обычно не могут обмениваться π -мезоном, а короткодействующие силы (например, обмен ρ -мезоном) иногда вызывают притяжение в этих случаях. Средняя потенциальная энергия в таких каналах больше энергии для двух барионов на множитель $\sim m_\rho^2/m_\pi^2 \approx 30$, поэтому характерная энергия взаимодействия достигает величины порядка сотен или даже тысячи $Mэв$. Именно на этом основана попытка объяснить, как даже в демократическом обществе при установленном законе равенстве население оказывается разделенным на две группы, обладающие качественно разными особенностями.

С некоторого времени стало очевидно, благодаря описанным сейчас обстоятельствам, что все частицы с $A \geq 2$ можно представить как динамические связанные состояния, коль скоро известны свойства частиц с $A = 0$ и $A = 1$. Теперь особый интерес вызывает положение последних, и именно здесь становится существенной идея «зашнуровки» (bootstrap). Другими словами, те самые частицы, которые мы пытаемся предсказать, оказываются вовлеченными в создание главных сил Юкавы. Я подчеркиваю «главных» потому, что обмен частицами с $A \geq 2$ также вызывает силы, но частицы эти столь массивны, что их эффект мал. Главными создателями сил являются частицы с наименьшей массой, а все они имеют $A = 0$ или 1.

Динамические самосогласованные вычисления связанных состояний с $A = 0$ или $A = 1$ оказались трудными, так как обычно нужно рассмотреть несколько различных каналов. Однако в некоторых благоприятных случаях, включая случай нуклона, достигнуты качественно хорошие результаты. Среди физиков, работающих в области частиц высоких энергий, в настоящее время преобладает убеждение, что среди наблюдавшихся до сих пор частиц нет «аристократов». По-видимому, все частицы являются связанными состояниями.

Даже если предположить, что это убеждение будет подтверждено последующей работой, остается еще вопрос: не находятся ли некоторые неоткрытые частицы в привилегированном положении «элементарных»? Существует ли основная единица сильно взаимодействующей материи, из которой в конечном счете построены нейтроны, протоны и другие наблюдаемые ядерные частицы? В этом случае наша «демократия»

была бы лишь кажущейся. «Аристократы» присутствовали бы в скрытом виде. Какими средствами для штурма подобной проблемы обладает физика высоких энергий?

Наиболее очевидный подход состоит в попытке экспериментального получения и идентификации новых частиц, свойства которых определенно выдали бы их «аристократизм». Эта программа является естественным расширением непрерывно продолжающихся исследований частиц. А если она потерпит неудачу, что тогда? Можно будет еще сказать, что даже аристократы имеют столь ничтожную примесь голубой крови, что их инкогнито трудно раскрыть.

В настоящее время мы не обладаем каким-либо четким критерием для «выкуривания «ядерных» аристократов», но попытку сформулировать и применить такой критерий следует расценить как одну из наиболее важных и основных задач современной науки. Трудно представить себе концепцию, оказавшую большее влияние, чем концепция элементарной частицы. Если плодотворность этой концепции в ядерной области исчерпала себя, то это окажет влияние на основы науки в целом.

БУДУЩАЯ РОЛЬ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ДРУГИМИ ОТРАСЛЯМИ ФИЗИКИ

Л. Шифф

Лучшим доказательством большой научной ценности физики высоких энергий является тот факт, что большое число первоклассных физиков посвящают свою научную деятельность этой области. Физики, как специалисты по высоким энергиям, так и работающие в других областях, единодушны в том, что это передний край науки, где наши знания в лучшем случае неполны, а часто отрывочны. Можно ожидать, что эта область будет развиваться еще в течение многих лет.

Исследования в области физики высоких энергий требуют чрезвычайно больших затрат как материальных, так и человеческого труда. Это явно одна из двух областей исследований (вторая — океанография), требующих намного больших затрат, чем это необходимо в любой другой области. Это положение, по-видимому, сохранится и в дальнейшем, и теперешние затраты, уже беспрецедентно высокие, кажутся карликовыми по сравнению с проектами на будущее. Несомненно, именно в этом причина того, что некоторые люди, и я в их числе, защищают физику высоких энергий, указывая на ее связь с другими областями.

По моему мнению, имеются два важных вида взаимосвязи, первый из которых обусловлен научными перспективами физики высокой энергии, а второй — ее масштабами, взятыми сами по себе. Первое, конечно, интереснее, но, к сожалению, нельзя забывать и второго. Что касается этой второй категории, то надо соблюдать некоторую осторожность, если мы хотим, чтобы физика в целом, включая физику высоких энергий, продолжала развиваться. Во-первых, как отметили У. Фитч и М. Гольдгабер на встрече за круглым столом в апреле прошлого года (*Physics Today*, ноябрь 1964 г.), должны быть созданы условия для участия научных сотрудников и студентов старших курсов университетов в исследовательской работе отделенных лабораторий физики высоких энергий с минимальным отрывом их, а также их коллег, от собственных университетских дел. В то же время не следует забывать, что физика высоких энергий, несмотря на ее подавляющие масштабы, — это лишь одна из нескольких

в равной мере интересных частей физики. Единство исследовательской деятельности и преподавания во всех отраслях физики, прочно установившееся на физических факультетах университетов, не должно быть непоправимо разрушено слишком поспешно принятым решением стоящих в настоящее время проблем.

Возвращаясь к первой категории научных взаимосвязей, я напомним только о трех примерах из многих, которые можно было бы назвать. Связь между физикой высоких энергий и космологией могла бы осуществиться благодаря попыткам объяснить распад $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ с помощью дальнедействующего поля космического происхождения. Сходные рассуждения определенно сыграют свою роль при рассмотрении аналогичных процессов при высоких энергиях, которые могут быть открыты в будущем, так как, вероятно, некоторые локальные эффекты космологического происхождения могут быть установлены только через некое искажение слабых взаимодействий. Другие два примера связывают физику высоких энергий с физикой низких температур. С технической точки зрения, сейчас имеются превосходные перспективы сооружения сверхпроводникового линейного электронного ускорителя. Такой ускоритель обладал бы значительно улучшенным рабочим циклом и даже мог бы работать непрерывно, что устранило бы принципиальный недостаток машин этого типа. С научной точки зрения, представляется вероятным, что независимое доказательство нарушения CP и существования промежуточного бозона можно было бы получить из измерений электрического дипольного момента ядра He^3 . Такое измерение теперь кажется осуществимым в течение ближайшего года благодаря недавнему открытию квантования магнитного потока в многосвязном сверхпроводнике.

НЕКОТОРЫЕ СООБРАЖЕНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ч. Янг

1. Почему физика высоких энергий заслуживает широкой поддержки общественности? Чтобы ответить на этот вопрос, следует избегать упора на то обстоятельство, что физика высоких энергий — захватывающе интересная наука. Фактически общественность оспаривает не справедливость этого утверждения, а его отношение к делу. Как сообщают газеты, некоторые конгрессмены, например, говорят, что «любопытность ученых ненасытна», подразумевая при этом (и, я думаю, совершенно справедливо), что интеллектуальная любопытность вещь хорошая, но сама по себе недостаточная для оправдания широкой общественной поддержки.

Чтобы ответить на вопрос, почему физика высоких энергий заслуживает широкой общественной поддержки, следует показать, почему эта область физики не является просто интеллектуальным упражнением. Это нетрудно сделать на основании трех вполне, как мне кажется, надежных пунктов.

Во-первых, физика высоких энергий изучает фундаментальную структуру материи, из которой построен окружающий нас физический и биологический мир. Она представляет собой естественное продолжение замечательно успешной традиции в физике, шедшей от изучения макроскопической материи к молекулам, атомам и ядрам. Можно задать вопрос:

всегда ли приносили пользу человечеству знания, накопленные в этих исследованиях? Однако нельзя отрицать, что физика высоких энергий ищет знаний, которые в высшей степени важны для извечного взаимодействия человека с окружающей средой, взаимодействия, представляющего основную часть истории человечества.

Во-вторых, попытки понять фундаментальную структуру материи служили в прошлом источником новых понятий и новых принципов, лежащих в основе физики в целом и различных отраслей физических наук. Развитие специальной теории относительности и квантовой механики по существу оставило глубокий след даже в философском мышлении человечества. В своей теперешней напряженной работе над явлениями при очень высоких энергиях и очень малых расстояниях физики исследуют основную структуру не только вещества, но и пространства-времени, энергии и электрического заряда. Истинный прогресс в этих изысканиях повлек бы за собой глубокие изменения самих основ физики и вместе с тем физических наук в целом.

В-третьих, всегда трудно предсказать возможные технические следствия научного исследования. Однако, вообще говоря, у нас перед глазами пример промышленной электроники твердого тела, возникшей в результате физических исследований электронной структуры атомов, молекул и кристаллов, пример использования ядерной энергии, возникшей непосредственно из физических исследований строения ядер. Мы несомненно находимся в начале новой эры тончайшей техники, в которой человек начинает манипулировать все более мелкими единицами вплоть до атомных и субатомных размеров. Такая техника еще находится в колыбели. Ее развитие потребует все более тщательного и тонкого контроля. Следует ожидать, что физика высоких энергий, изучая крохотные расстояния и мельчайшие интервалы времени, будет источником новых идей и новых руководящих принципов, которые будут существенны в развитии новой технологии.

2. Рассмотрим несколько проблем, которые можно сегодня более или менее точно поставить и для решения которых потребовался бы ускоритель с очень большой энергией, хотя, очевидно, большинство проблем, которые такой ускоритель сможет решить, скажем, через 10 лет, нельзя сформулировать сегодня.

а) Очень важной проблемой является природа симметрии сильных взаимодействий. С одной стороны, существует поразительное число подтверждений идеи о том, что в сильных взаимодействиях наблюдается приближенная $SU(3)$ -симметрия (к этой категории относятся структура мультиплетов, теория Кабиббо для слабых взаимодействий, массовая формула, электромагнитные разности масс и магнитные моменты). С другой стороны, очевидно, имеется очень большое нарушение симметрии. Имеются доказательства доминирующей роли периферических столкновений при высоких энергиях, а эти столкновения не подчиняются $SU(3)$ -симметрии. Таким образом встает вопрос о смысле и области применения $SU(3)$ -симметрии. В частности, сильные периферические взаимодействия, очевидно, вносят важный вклад в массы частиц. Между тем периферические взаимодействия, обусловленные обменом π - и K -мезонами, не обнаруживают $SU(3)$ -симметрию. Поэтому очень трудно понять, как основанные на симметрии результаты, подобные выводу массовой формулы на основе теории возмущений, столь хорошо выполняются на опыте.

Чтобы разрешить эти трудности, следует выполнить эксперименты, относящиеся к реакции при высоких энергиях и больших передачах импульса. Другими словами, надо исследовать взаимодействия на очень малых расстояниях. (Проблема извлечения из экспериментов такого рода

информации об очень малых расстояниях еще не решена; но подобная информация необходима для понимания смысла симметрий.)

б) Недавние эксперименты в ЦЕРНе показали, что промежуточный бозон W , если он существует, имеет массу больше $2 Gэв$. На современных ускорителях очень трудно исследовать существование более тяжелых промежуточных бозонов. Существование W остается привлекательной идеей, относящейся к слабым взаимодействиям, особенно в связи с сохраняющимся векторным током, и желательно построить более мощные ускорители, чтобы исследовать возможность существования более массивных W -мезонов.

в) Недавно было сообщено ^{1,2}, что в слабых взаимодействиях не наблюдается CP -инвариантность. Этот исключительно важный результат показывает, что слабые взаимодействия еще раз, в соответствии с характеристикой, данной некогда Нильсом Бором, оказываются сюрпризом для физиков. Несохранение CP приводит к новым сложностям в нашем понимании слабых взаимодействий, и мы должны детально изучить этот вопрос. В этой связи было предложено несколько экспериментов. Их можно выполнить на существующих машинах. Однако возрастающая сложность нашего описания слабых взаимодействий указывает на то, что мы еще далеки от первичной простой сущности этих процессов. Представляется настоятельной необходимостью исследования явлений при более высокой энергии, так как можно надеяться, что изучение области высоких энергий позволило бы достигнуть прогресса в понимании этой проблемы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Christenson et al., Phys. Rev. Letts. 13, 138 (1964).
2. A. A. Bashi an et al., Phys. Rev. Letts. 13, 243 (1964).

3. БОЛЕЕ СПЕЦИАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

К ЕДИНОЙ ПОЛЕВОЙ ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ *)

Р. Маршак и С. Окубо

1. СПИСОК ЧАСТИЦ

Полезность понятия «элементарная частица» в очень большой степени зависит от состояния наших знаний в соответствующий момент, от иерархии взаимодействий, с которыми мы имеем дело, и от степени упорядоченности, которая вносится вместе с этим понятием в описание эмпирических фактов. С точки зрения представлений группы Лоренца любая частица с хорошо определенной массой и спином является элементарной, и в таком смысле даже молекула может рассматриваться как элементарная частица. Однако как только была установлена электромагнитная природа сил между атомами в молекуле, а также между электронами и положительно заряженным ядром атома,— стало удобнее на

*) Статья содержит большой иллюстративный и вспомогательный материал (в частности таблицы), который можно использовать при чтении других статей этого сборника. Во избежание недоразумений необходимо также отметить, что внимание в этой статье будет сосредоточено на принципах симметрии, лежащих в основе единой теории сильно взаимодействующих частиц (адронов), однако об успехе полной теории можно будет судить лишь с учетом ее способности делать правильные динамические предсказания и объяснять свойства и взаимодействия также и неадронных частиц.

этом этапе рассматривать электрон и различные типы атомных ядер в качестве элементарных частиц. После того как была разработана квантовая механика и дуализм волна — частица стал одной из основ нашего понимания атомных явлений, стало естественным присоединение фотона к списку элементарных частиц, из которых построены атомы и ядра. В рамках такой картины, например, абсолютно стабильный дейтрон с хорошо определенной массой и спином рассматривается как сложная структура, в то время как нестабильный нейтрон считается элементарной частицей. Основание для такой анахронической точки зрения состоит в том, что в иерархии, включающей умеренно-сильные (ядерные) (УС), электромагнитные (ЭМ) и слабые (СЛ) взаимодействия, нейтрон живет очень долго (10^3 сек) по сравнению с характерным ядерным масштабом времени 10^{-23} сек.

На самом деле ситуация еще любопытней. При изучении атомов и стабильных ядер (по крайней мере в нашей Галактике) в качестве элементарных частиц фигурируют только протон, нейтрон, электрон и фотон. Если включить также и нестабильные ядра, то придется добавить сюда еще нейтрино, антинейтрино и позитрон. Только тогда, когда эти частицы приобретают достаточно большую кинетическую энергию (или в качестве компонент космического излучения, или в ускорителях на большие энергии), рождается много новых разновидностей частиц, которые, при современном состоянии наших знаний, относятся к категории элементарных. Некоторые из таких частиц, возникающих в результате превращения кинетической энергии в массу, в свою очередь превращаются в процессах распада или вторичного рождения в новые частицы.

В течение последних 25 лет в результате большой экспериментальной работы (значительная часть которой была проделана в последние 5 лет) к перечисленным вначале элементарным частицам было добавлено большое число новых частиц и античастиц. Табл. I составлена с учетом последних данных *) и включает лишь те частицы, существование которых установлено вполне твердо (список этот может расшириться за счет частиц, относительно существования которых сейчас имеются лишь предварительные сведения). В табл. I элементарные частицы сгруппированы в три класса (градиентные частицы, лептоны и адроны) в порядке возрастания масс. Фотон, отвечающий за электромагнитные взаимодействия, является единственной твердо установленной градиентной частицей, связанной с градиентными преобразованиями второго рода. Предполагалось (см. Сакураи ²), что существуют и другие градиентные частицы (как с нулевой, так и с отличной от нуля массой), однако до сих пор не было приведено никаких экспериментальных доказательств в пользу их существования. Фотон является полностью стабильной частицей с равной нулю массой и зарядом. Частицы, входящие в лептонный класс, взаимодействуют друг с другом с помощью слабых взаимодействий. Заряженные лептоны взаимодействуют также с фотоном. Два нейтральных лептона (нейтрино) обладают нулевой массой, в то время как два заряженных лептона (e и μ) имеют сильно отличающиеся не равные нулю массы. Все лептоны являются частицами со спином $1/2$ и три наиболее легких лептона стабильны; мюон не стабилен и распадается за счет слабых взаимодействий с другими лептонами. Кроме зарядового квантового числа Q , лептоны, несомненно, обладают еще одним внутренним квантовым числом, которое было названо лептонным зарядом (L). Сейчас еще не ясно, не существуют ли два

*) Экспериментальные цифры для различных характеристик частиц взяты из совокупности данных Розенфельда и др. ¹ и таблиц, распространенных на XII Международной конференции по физике высоких энергий в г. Дубне, август 1964 г.

Таблица I

Список частиц

Частица	Анти-частица	J^P	Масса, $M_{\text{эв}}$	Зарядовое число Q	Барионное число B	Гиперзаряд Y	Стабильность
Градиентные частицы							
γ	(γ)	1^-	0	0	0	0	СТ
Лептоны							
ν_e	$\bar{\nu}_e$	$1/2$	0	0			СТ
ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	$1/2$	0	0			СТ
e^-	e^+	$1/2$	$0,511006 \pm 0,000002$	-1			СТ
μ^-	μ^+	$1/2$	$105,659 \pm 0,002$	-1			НЕСТ
Адроны							
Мезоны							
π^0	(π^0)	0^-	$135,01 \pm 0,05$	0	0	0	НЕСТ (ЭМ)
π^+	π^-	0^-	$139,60 \pm 0,05$	1	0	0	НЕСТ (СЛ)
K^+	K^-	0^-	$493,8 \pm 0,2$	1	0	1	НЕСТ (СЛ)
K^0	\bar{K}^0	0^-	$498,0 \pm 0,5$	0	0	1	НЕСТ (СЛ)
η	(η)	0^-	$548,7 \pm 0,5$	0	0	0	НЕСТ (ЭМ)
ρ^0	(ρ^0)	1^-	$763,0 \pm 4$	0	0	0	НЕСТ (УС)
ρ^+	ρ^-	1^-	763 ± 4	1	0	0	НЕСТ (УС)
ω	(ω)	1^-	$782,8 \pm 0,5$	0	0	0	НЕСТ (УС)
$K^{*+}, 0$	$\bar{K}^{*+}, 0$	1^-	891 ± 1	1,0	0	1	НЕСТ (УС)
Φ	(Φ)	1^-	$1019,5 \pm 0,3$	0	0	0	НЕСТ (УС)
B^+	B^-	$1^+, 2^-$	1215 ± 18	1	0	0	НЕСТ (УС)
B^0	(B^0)	$1^+, 2^-$	1215 ± 18	0	0	0	НЕСТ (УС)
$K_c^{*+}, 0$	$\bar{K}_c^{*+}, 0$	1^+	1215 ± 15	1,0	0	1	НЕСТ (УС)
f	(f)	2^+	1253 ± 20	0	0	0	НЕСТ (УС)
A_2^+	A_2^-	2^+	1310 ± 15	1	0	0	НЕСТ (УС)
A_2^0	(A_2^0)	2^+	1310 ± 15	0	0	0	НЕСТ (УС)
Барионы							
p	\bar{p}	$1/2^+$	$938,256 \pm 0,005$	1	1	1	СТ
n	\bar{n}	$1/2^+$	$939,550 \pm 0,005$	0	1	1	НЕСТ (СЛ)
Λ	$\bar{\Lambda}$	$1/2^+$	$1115,40 \pm 0,11$	0	1	0	НЕСТ (СЛ)
Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	$1/2^+$	$1189,41 \pm 0,14$	1	1	0	НЕСТ (СЛ)
Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	$1/2^+$	$1192,4 \pm 0,3$	0	1	0	НЕСТ (ЭМ)
Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	$1/2^+$	$1197,08 \pm 0,19$	-1	1	0	НЕСТ (СЛ)
$N_{3/2}^{*+}, +, 0, -$	$\bar{N}_{3/2}^{*+}, +, 0, -$	$3/2^+$	1236 ± 2	$2, 1, 0, -1$	1	1	НЕСТ (УС)
Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	$1/2^+$	$1314,3 \pm 1,0$	0	1	-1	НЕСТ (СЛ)
Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	$1/2^+$	$1320,8 \pm 0,2$	-1	1	-1	НЕСТ (СЛ)
$Y_1^{*+}, 0, -$	$\bar{Y}_1^{*+}, 0, -$	$3/2^+$	$1382,1 \pm 0,9$	$1, 0, -1$	1	0	НЕСТ (УС)
Y_0^*	\bar{Y}_0^*		? 1405	0	1	0	НЕСТ (УС)
Y_0^{**}	\bar{Y}_0^{**}	$3/2^-$	$1518,9 \pm 1,5$	0	1	0	НЕСТ (УС)
$N_{1/2}^{*+}, 0$	$\bar{N}_{1/2}^{*+}, 0$	$3/2^-$	1518 ± 10	1, 0	1	1	НЕСТ (УС)
$\Xi^{*0}, -$	$\bar{\Xi}^{*0}, -$	$3/2^+$	$1529,1 \pm 1,0$	0, -1	1	-1	НЕСТ (УС)
$Y_1^{*+}, 0, -$	$\bar{Y}_1^{*+}, 0, -$	$3/2^- (?)$	1660 ± 10	$1, 0, -1$	1	0	НЕСТ (УС)
Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	$3/2^+$	1675 ± 3	-1	1	-2	НЕСТ (СЛ)
$N_{1/2}^{*+}, 0$	$\bar{N}_{1/2}^{*+}, 0$	$5/2^+$	1688	1, 0	1	1	НЕСТ (УС)
Y_0^{***}	\bar{Y}_0^{***}	$5/2^+ (?)$	1815	0	1	0	НЕСТ (УС)

Продолжение табл. I

Частица	Анти-частица	J^P	Масса, $Mэв$	Зарядовое число Q	Барионное число B	Гиперзаряд Y	Стабильность
$N_{3/2}^{***+, +, 0, -}$	$\overline{N_{3/2}^{***+, +, 0, -}}$	$7/2^+ (?)$	1924	2, 1, 0, -1	1	1	НЕСТ (УС)
$N_{1/2}^{***+, 0}$	$\overline{N_{1/2}^{***+, 0}}$?	2190	1, 0	1	1	НЕСТ (УС)
$N_{3/2}^{***+, +, 0, -}$	$\overline{N_{3/2}^{***+, +, 0, -}}$?	2360	2, 1, 0, -1	1	1	НЕСТ (УС)

Обозначения: СТ — стабильная, НЕСТ — нестабильная (частицы), ЭМ — электромагнитное, УС — умеренно(средне)-сильное, СЛ — слабое (взаимодействие). (Ред.)

независимых лептонных заряда (L_e и L_μ) и даже является ли L аддитивным или мультипликативным квантовым числом.

Представители класса адронов включают две группы частиц — мезоны и барионы. Все адроны сильно взаимодействуют друг с другом (взаимодействуя также с фотоном и участвуя в СЛ взаимодействиях с лептонами и друг с другом). Различие между мезонами и барионами состоит в эмпирическом факте *, что мезоны обладают целым спином, а барионы являются частицами с полуцелым спином. Изучение табл. I показывает, что к настоящему времени наблюдались адроны с массой большей, чем две нуклонные массы, со спинами вплоть до $J = 5/2$ и зарядами вплоть до $Q = 2$. Единственным полностью стабильным адроном является протон, все остальные нестабильны из-за УС, ЭМ или СЛ взаимодействий с другими частицами. В графе «Стабильность» символы УС, ЭМ или СЛ указывают тип нестабильности для каждого из адронов. Таким образом, существует по меньшей мере 100 частиц и античастиц, из которых одна (фотон) принадлежит к классу градиентных частиц, восемь — к классу лептонов и все остальные — к классу адронов.

2. ПРИНЦИПЫ СИММЕТРИИ

Нельзя, конечно, считать, что все частицы в табл. I в одинаковой степени «элементарны». Когда-нибудь обязательно удастся найти регулярности в кажущемся хаосе табл. I и открыть упорядочивающие принципы, управляющие субъядерным миром. Стремясь к этой цели, мы следуем образцу атомной и ядерной физики, где, как мы знаем, обнаружение симметрий, то есть инвариантности относительно определенных классов преобразований, приводит к законам сохранения, которые значительно уменьшают количество возможных процессов и состояний. Действительно, как известно уже из классической физики, инвариантность относительно смещений в пространстве и во времени приводит к сохранению соответ-

*) Существующая терминология устарела в связи с новыми экспериментальными результатами; сейчас известны мезоны тяжелее, чем некоторые из барионов, поэтому термин «мезон» (средний по массе между лептоном и барионом) теперь не подходит. Кроме того, существуют частицы с отличным от нуля барионным числом (например, дейтон с $B = 2$), которые обладают целым спином. В будущем мы без сомнения начнем говорить об адронных бозонах (в отличие от фотона) и об адронных фермионах (в отличие от лептонных фермионов), но в этой статье мы будем придерживаться общепринятой терминологии (см. Маршак и Сударшан³).

ственно импульса и энергии, а инвариантность относительно вращений приводит к сохранению момента количества движения (J). В атомной и ядерной физике мы знаем, что из сочетания лоренц-инвариантности с квантовой механикой следует, что спин принимает целые и полуцелые значения, что частицы с полуцелым спином являются фермионами (подчиняются статистике Ферми — Дирака), а частицы с целым спином являются бозонами (подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна). Далее, — частицы с нулевой массой должны иметь только две поляризации (независимо от величины спина), в то время как частицы с отличной от нуля массой будут иметь $2J + 1$ состояний поляризации при спине J . Нам известны дискретные преобразования Лоренца (пространственное отражение P и временное отражение T) и мультипликативные законы сохранения, к которым они приводят. Мы уже познакомились в атомной и ядерной физике с рядом внутренних принципов симметрии: дискретной операцией зарядового сопряжения C и связанным с нею мультипликативным квантовым числом, зарядовым градиентным преобразованием «первого рода» и связанным с ним аддитивным квантовым числом (Q), операцией изоспиновых вращений (по аналогии с обычными вращениями) и связанным с нею векторным квантовым числом (I).

Наконец, в атомной и ядерной физике мы столкнулись с принципом инвариантности другого типа — инвариантностью относительно градиентного преобразования «второго рода», которая позволяет электрическому заряду играть роль не только аддитивного квантового числа, но и константы связи, величина которой может быть непосредственно измерена в присутствии внешнего электромагнитного поля. Именно инвариантность электромагнитного поля относительно градиентных преобразований «второго рода» обеспечивает равенство нулю массы покоя кванта электромагнитного поля (фотона).

Когда мы обращаемся к физике элементарных частиц, естественно возникает вопрос: применимы ли и не могут ли быть даже расширены принципы симметрии и инвариантности, которые проявляются в атомных и ядерных явлениях; существуют ли новые принципы симметрии и свойства инвариантности, проявляющие себя только на субъядерном уровне? С учетом некоторых оговорок по отношению к операциям P , C и T — все это действительно имеет место. Насколько мы знаем, лоренц-инвариантность, так же как инвариантность относительно электромагнитных градиентных преобразований «второго рода», по-прежнему сохраняется в физике частиц. В атомной и ядерной физике, где мы имеем дело главным образом с УС и ЭМ взаимодействиями, по-видимому, имеется инвариантность относительно каждой из операций P , C и T . В физике частиц, где СЛ взаимодействие играет не менее важную роль, было обнаружено несколько лет назад, что отдельно P - и C -инвариантности не имеют места, а совсем недавно были получены довольно убедительные доказательства того, что T -инвариантность также отсутствует*).

Принципы внутренней симметрии были богатейшим источником законов сохранения в области физики элементарных частиц. Особенно полезным в установлении некоторого порядка в длинном списке элементарных частиц было понятие изоспина. Изучение табл. I обнаруживает, что адроны с различными зарядовыми числами группируются по массам. Наиболее характерным примером являются нуклоны, где разница в массе между заряженным и нейтральным представителем группы (нейтроном

*) В недавней работе Кристенсона и др.⁴ получены веские доказательства нарушения CP -инвариантности; если считать CPT -теорему справедливой (что мы и будем делать в дальнейшем), то нарушение CP означает также отсутствие T -инвариантности.

и протоном) равна $1,3 M_{\pi}$; существует также много других групп частиц, которые отличаются по массам лишь на несколько M_{π} и могут рассматриваться как различные зарядовые состояния одной и той же частицы. Каждой группе из $2I + 1$ частиц приписывается изоспин I , а небольшое отличие в массах у членов изомультиплета относится за счет собственно энергетических электромагнитных эффектов, вызванных виртуальными взаимодействиями с электромагнитным полем *). Широкое использование понятия изоспина в физике частиц основано на инвариантности УС взаимодействий адронов относительно вращений в пространстве изоспина; это не имеет места для ЭМ и СЛ взаимодействий между адронами.

Новые внутренние симметрии, которые помогли установить порядок в физике элементарных частиц, включают сохранение барионного числа (B), гиперзаряда (Y), градиентные преобразования («первого рода») и, наконец, унитарную симметрию. Барионные градиентные преобразования приводят к абсолютному закону сохранения для аддитивного квантового числа B (абсолютному в том смысле, что B сохраняется в любом процессе с участием известных частиц, вне зависимости от того, под влиянием каких взаимодействий — УС, ЭМ или СЛ — этот процесс совершается). Инвариантность относительно гиперзарядовых градиентных преобразований, по-видимому, соблюдается только для УС и ЭМ взаимодействий (и не соблюдается для СЛ взаимодействий), поэтому квантовое число Y сохраняется только в УС и ЭМ и не сохраняется в СЛ взаимодействиях. В табл. II приведены адроны со своими спинами, четностями и усредненными массами (усреднение проведено внутри изомультиплетов), а также со своими внутренними квантовыми числами I, B, Y .

Существуют, по крайней мере, три хорошо установленных эмпирических соотношения между квантовыми числами адронов в табл. II. Одним из них является уравнение Гелл-Манна — Нишиджимы, связывающее Q с I_3 и Y , а именно

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y. \quad (1)$$

Уравнение (1) должно быть дополнено условием

$$2I + Y = 0 \pmod{2}. \quad (2)$$

Без условия (2) **) уравнение Гелл-Манна — Нишиджимы допускало бы полужелые значения для Q (поскольку I_3 и $\frac{1}{2} Y$ могли бы независимо принимать полужелые значения), но такие значения не наблюдаются. Больше того, по-видимому, квантовые числа J и B тоже связаны соотношением, аналогичным уравнению (2), а именно

$$2J + B = 0 \pmod{2}. \quad (3)$$

То, что J и I связаны с вращениями в некотором пространстве (в данном случае соответственно в пространстве Лоренца и изоспиновом пространстве), а B и Y — квантовые числа, связанные с градиентными преобразованиями «первого рода», — представляется очень многозначительным фактом, и мы еще вернемся к нему в дальнейшем.

*) Недавно выполненные вычисления электромагнитных разностей масс мезонов и барионов были довольно успешными (см. Вожачек, Маршак и Риазуддин ⁵ и Коулман и Шницер ⁶).

**) По-видимому, Мишель ⁷ был первым, кто обратил внимание на важность этого условия.

Таблица II

Адронные супермультиплеты

Частица	J^P	Усредненная масса	B	I	Y
Мезоны					
π	0^-	138,07	0	1	0
K	0^-	495,9	0	$1/2$	1
η	0^-	548,7	0	0	0
ρ	1^-	763	0	1	0
ω	1^-	782,8	0	0	0
K^*	1^-	891	0	$1/2$	1
Φ	1^-	1019,5	0	0	0
B	$1^+, 2^-$	1215	0	1	0
K_c	1^+	1215	0	$1/2$	1
f	2^+	1253	0	0	0
A_2	2^+	1310	0	1	0
Барионы					
N	$1/2^+$	938,903	1	$1/2$	1
Λ	$1/2^+$	1115,40	1	0	0
Σ	$1/2^+$	1193,2	1	1	0
$N_{3/2}^*$	$3/2^+$	1236	1	$3/2$	1
Ξ	$1/2^+$	1317,6	1	$1/2$	-1
Y_1^*	$3/2^+$	1382,1	1	1	0
Y_0^*	?	1405	1	0	0
Y_0^{**}	$3/2^-$	1518,9	1	0	0
$N_{1/2}^*$	$3/2^-$	1518	1	$1/2$	1
Ξ^*	$3/2^+$	1529,1	1	$1/2$	-1
Y_1^{**}	$3/2^-(?)$	1660	1	1	0
Ω^-	$3/2^+$	1675	1	0	-2
$N_{1/2}^{**}$	$5/2^+$	1688	1	$1/2$	1
Y_0^{***}	$5/2^+(?)$	1815	1	0	0
$N_{3/2}^{**}$	$7/2^+(?)$	1924	1	$3/2$	1
$N_{1/2}^{****}$?	2190	1	$1/2$	1
$N_{3/2}^{***}$?	2360	1	$3/2$	1

Теперь необходимо обсудить один из самых новых принципов внутренней симметрии, который с большим успехом был применен в физике элементарных частиц. Обсуждение лучше всего проводить с использованием языка теории групп, и этот язык удобнее ввести, вернувшись к изоспиновым вращениям. Напомним, что при вращениях в изоспиновом пространстве изоспинор, отвечающий, например, нуклону, преобразуется по закону

$$\Psi \rightarrow e^{i\tau\epsilon}\Psi, \quad (4)$$

где три компоненты изоспинового оператора τ определены равенствами

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

и ϵ — это вектор в пространстве изоспина. Уравнение (4) может быть переписано в виде

$$\Psi \rightarrow \begin{bmatrix} \cos \epsilon + i\epsilon_3 \frac{\sin \epsilon}{\epsilon}, & (i\epsilon_1 + \epsilon_2) \frac{\sin \epsilon}{\epsilon} \\ (i\epsilon_1 - \epsilon_2) \frac{\sin \epsilon}{\epsilon}, & \cos \epsilon - i\epsilon_3 \frac{\sin \epsilon}{\epsilon} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ -\beta^* & \alpha^* \end{bmatrix} \Psi = U\Psi, \quad (6)$$

где α и β — комплексные числа, удовлетворяющие условию $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Матрицы U являются унитарными 2×2 -матрицами с равным единице детерминантом. Они, очевидно, образуют группу, известную как унитарная унимодулярная группа в двух измерениях (SU_2). τ_1 , τ_2 и τ_3 являются тремя генераторами (в двумерном представлении) группы SU_2^I , отвечающей вращениям в изоспиновом пространстве, так же как σ_1 , σ_2 и σ_3 (три компоненты σ) являются двумерными представлениями генераторов группы SU_2^J , отвечающей обычным спиновым вращениям. Подобно представлениям группы SU_2^J , представления SU_2^I классифицируются целыми числами 1, 2, 3 и т. д. и отвечают соответственно $I = 0$ (изоскаляр), $I = 1/2$ (изоспинору), $I = 1$ (изовектору) и т. д. Представление SU_2^I с $I = 1$ называется регулярным, так как размерность матрицы (равная 3) совпадает с числом генераторов группы. Наконец, произведение представлений группы SU_2^I может быть разложено таким же способом, как и SU_2^J ; например, $2 \times 2 = 1 + 3$, $2 \times 3 = 2 + 4$, $3 \times 3 = 1 + 3 + 5$ и т. д.

Как уже отмечалось, УС взаимодействия между всеми адронами инвариантны относительно изоспиновых вращений (т. е. относительно группы SU_2^I), так что пион-нуклонное взаимодействие, например, может быть записано в форме $\bar{N}\tau\theta N\pi$, где N — нуклонный изоспинор, π — пионный изовектор (θ — оператор, действующий в обычном пространстве-времени). Электромагнитное взаимодействие адронов $j_\mu A_\mu$ (j_μ — это ЭМ адронный ток, A_μ — ЭМ вектор-потенциал) благодаря соотношению (1) выделяет направление вдоль третьей оси в пространстве изоспина и нарушает, таким образом, симметрию SU_2^I -группы. В качестве иллюстрации можно привести изоспиновую зависимость магнитного момента Σ -гиперонов

$$\mu(\Sigma) = aI_3 + b \tag{7}$$

(a, b — постоянные). Уравнение (7) сразу приводит*) к хорошо известному соотношению между магнитными моментами Σ :

$$\mu(\Sigma^0) = \frac{1}{2} [\mu(\Sigma^+) + \mu(\Sigma^-)]. \tag{8}$$

Аналогично, учитывая, что электромагнитная собственная энергия пропорциональна квадрату электромагнитного тока и SU_2^I -симметрия нарушается до второго порядка по I_3 , можно написать уравнение для масс, входящих в изомультиплет:

$$m = aI_3^2 + bI_3 + c \tag{9}$$

(a, b, c — постоянные). Переход к группе SU_3 сейчас кажется очень естественным, хотя несколько лет назад, когда были выполнены первые работы**), это казалось революционным шагом. Исследование табл. II обнаруживает, что у частиц с одинаковыми B, J и P разности масс обычно малы по сравнению с массами адронов, иначе говоря, массы адронов не очень чувствительны к изменению внутренних квантовых чисел I и Y . Это наводит на мысль о существовании более широкой, чем SU_2^I -группы внутренней симметрии, которая, нарушаясь вполне определенным образом, приводит к уравнениям для масс, правильно предсказывающим наблюдаемую зависимость от I и Y (при заданных B, J и P). Успех массовых формул Гелл-Манна и Окубо ***) явился мощной поддержкой гипотезы о том, что

*) Этот результат впервые был получен Маршаком, Окубо и Сударшаном ⁸.

**) Группа SU_3 впервые рассматривалась, по-видимому, в работах Клейна ⁹, Ямагучи ¹⁰ и Икеды, Огавы и Онуки ¹¹.

***) Гелл-Манн вывел октетную формулу ¹², Окубо получил общую формулу для любого унитарного мультиплетта ¹³.

в основе каких-то внутренних симметрий адронов лежит структура группы SU_3 и симметрия нарушается способом, очень похожим на то, как ЭМ взаимодействие нарушает симметрию группы SU_2^I . Физическая идея, лежащая в основе этого утверждения, состоит в том, что адроны обладают гораздо более сильным взаимодействием, которое выступает на фоне так хорошо знакомого нам УС взаимодействия; это — очень сильное взаимодействие (ОС), возможно, отвечает за ту часть массы, которая не зависит от I и Y (см. ниже), в то время как УС взаимодействие приводит к зависимости от I и Y (таким же образом, как электромагнитное взаимодействие вызывает зависимость от I_3 в массовой формуле для членов изомультиплета — см. формулу (9)).

Сопоставим SU_3 - и SU_2^I -группы. SU_3 — это унитарная унимодулярная группа трех, а не двух измерений. Три генератора τ_1, τ_2, τ_3 группы SU_2^I заменяются восемью генераторами, а именно

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_8 &= \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2}{\sqrt{3}} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (10)$$

Совокупность матриц для восьми генераторов $\lambda_1, \dots, \lambda_8$ представляет «унитарный спин» в таком же смысле, как τ_1, τ_2, τ_3 представляют изоспин. Определенные компоненты унитарного спина могут быть связаны с обобщенными операторами изоспина и гиперзаряда, а именно

$$I^2 = \frac{1}{4} (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2), \quad (11a)$$

$$Y = \frac{1}{\sqrt{3}} \lambda_8. \quad (11b)$$

Выражения для I и Y в терминах операторов SU_3 -группы позволяют нам выбрать оператор Q так, чтобы гарантировать соблюдение соотношения Гелл-Манна — Нишиджимы (см. формулу (1)). Фундаментальными представлениями группы SU_3 являются триплетные представления *) 3 и 3*, аналогично тому, как дублетное представление 2 является фундаментальным в SU_2^I -группе, однако регулярным будет теперь представление 8, а то время как в SU_2^I -группе регулярным представлением является 3. Кроме представлений 3, 3* и 8, некоторыми из представлений низкой размерности в группе SU_3 являются 1, 6, 6*, 8, 10, 10*, 15, 15*, 27 и т. д. Мы говорим, что частицы, входящие в данное представление, образуют унитарный мультиплет соответствующей размерности. Разложение произведения двух представлений SU_3 -группы может быть произведе-

) 3 — это представление SU_3 -группы, сопряженное представлению 3; в группе SU_2^I фундаментальное представление 2 совпадает со своим сопряженным.

дено таким же способом, как и в группе SU_2^I , и мы получаем для некоторых комбинаций, которые нам понадобятся в дальнейшем:

$$3^* \times 3 = 1 + 8, \tag{12a}$$

$$3^* \times 3^* = 3 + 6, \tag{12б}$$

$$3 \times 3 = 3^* + 6^*, \tag{12в}$$

$$3 \times 3 \times 3 = 1 + 8 + 8 + 10, \tag{12г}$$

$$3^* \times 3 \times 3 = 3 + 6 + 15 + 3. \tag{12д}$$

Для наших целей достаточно этих определений и результатов.

Следующим шагом является предположение, что лежащая в основе адронных симметрий групповая структура (SU_3) нарушается вполне определенным образом УС взаимодействиями. Окубо¹³ предположил, что массы унитарного адронного мультиплета расщепляются за счет нарушающего симметрию SU_3 -взаимодействия, пропорционального λ_8 ; таким образом, он вывел следующие массовые формулы для мезонов и барионов *):

$$m_M^2 = m_0^2 + b \left(I^2 - \frac{1}{4} Y^2 \right), \tag{13}$$

$$m_B = m_0^1 + a^1 Y + b^1 \left(I^2 - \frac{1}{4} Y^2 \right) \tag{14}$$

(m_0, b, m_0^1, a^1, b^1 — постоянные). Первая постоянная в каждом из уравнений представляет общую массу унитарного мультиплета в отсутствие УС взаимодействий, в остальных членах содержится предсказываемая зависимость от I и Y . В табл. III производится сравнение теории

Таблица III
Проверка массовых формул Гелл-Манна—Окубо

	Масса	I	Y
Мезонный октет с $J=0^-$			
π	138,07	1	0
K	495,9	$1/2$	1
\bar{K}	495,9	$1/2$	-1
η	548,7	0	0
	m_η (теор.)=567,0, m_K (теор.)=480,2		
Барионный октет с $J=1/2^+$			
N	938,903	$1/2$	1
Λ	1115,40	0	0
Σ	1193,2	1	0
Ξ	1317,6	$1/2$	-1
	m_Ξ (теор.)=1330,8		
Барионный декуплет с $J=3/2^+$			
$N_{3/2}^*$	1236	$3/2$	1
Y_1^*	1382,1	1	0
Ξ_1^*	1529,1	$1/2$	-1
Ω^-	1675	0	-2
	m_{Ξ^*} (теор.)=1528,2, m_Ω (теор.)=1674,3		

*) Мы следуем принятому соглашению писать m_M^2 для мезонов и m_B для барионов.

с экспериментом для наиболее твердо установленных унитарных мультиплетов, а именно для мезонного октета с $J = 0^-$, для октета с $J = 1/2^+$ и для барионного декуплета с $J = 3/2^+$. Согласие является хорошим, и это заставляет искать новые подтверждения существования основной групповой структуры SU_3 в исследовании других процессов, нарушающих SU_3 -симметрию. Например, очевидно, что электромагнитное взаимодействие нарушает SU_3 -симметрию (поскольку оно нарушает уже SU_2^I -симметрию); если предположить, что нарушающее симметрию ЭМ взаимодействие пропорционально λ_3 (λ_3 — это обобщение третьей проекции изоспина; см. формулу (10)), то можно предсказать соотношения между электромагнитными разностями масс адронов внутри унитарного мультиплета. Хорошим примером ¹⁴ является соотношение для октета $J = 1/2^+$

$$m_{\Xi^-} - m_{\Xi^0} = m_{\Sigma^-} - m_{\Sigma^+} + m_p - m_n. \quad (15)$$

Используя значения масс, указанные в табл. I, можно убедиться, что равенство (15) выполняется очень хорошо. Такие успехи нарушенной SU_3 -симметрии, как массовая формула Гелл-Манна — Окубо и электромагнитная формула для масс, укрепили старую надежду, что все принципы симметрии (не только гиперзаряд и изоспиновые вращения) будут объединены в рамках одной большой группы симметрии и мы получим действительно единую теорию адронов на теоретико-групповой основе. Несмотря на поразительный успех нарушенной SU_3 -симметрии, необходимо тем не менее отметить одну трудность. Фундаментальным представлением SU_3 -группы является триплетное представление, однако отсутствуют экспериментальные указания о существовании частиц, принадлежащих представлению 3 (в противоположность SU_2^I -группе, где природа дает многочисленные примеры существования фундаментального представления 2). Само по себе это, возможно, не было бы столь удивительным, если бы, — используя определение оператора гиперзаряда (см. (11б)), которое так хорошо работает для представлений 8 и 10, — мы не столкнулись с дробными значениями гиперзаряда; вслед за этим формула Гелл-Манна — Нишиджимы (1) вынуждает нас приписать членам представления 3 дробные значения электрического заряда. В табл. IV приведены внутренние

Таблица IV

Квантовые числа триплета кварков

	B	Q	I	Y
ψ_1	$1/3$	$2/3$	$1/2$	$1/3$
ψ_2	$1/3$	$-1/3$	$1/2$	$1/3$
ψ_3	$1/3$	$-1/3$	0	$-2/3$

квантовые числа Q , I , Y для триплетного представления, а члены этого представления были названы «кварками» *). Хотя экспериментальный вопрос о реальном существовании триплета кварков с достаточно большой массой пока остается открытым, нужно отметить, что можно получить целые значения заряда Q для членов представления 3 с помощью небольшой модификации SU_3 -группы. Если несколько расширить группу SU_3 , отказавшись от условия унимодулярности, мы приходим к группе U_3 , имеющей 9 генераторов (в отличие от SU_3 , где имеется 8 генераторов). Можно использовать девятый генератор для определения нового аддитивного квантового числа t , названного «триальностью», которое принимает значения 0, ± 1 в зависимости от представ-

*) Термин «кварк» может быть применен к любому члену представления с ненулевой триальностью (см. следующий абзац), однако нас главным образом будут интересовать кварки в триплетном представлении (см. Гелл-Манн ¹⁵, Цвейг ¹⁶).

Таблица V

Триальность для представлений SU_3 с низкой размерностью

Представление . .	1	3	3*	6	6*	8	10	10*	15	15*	27
Триальность t . .	0	1	-1	1	-1	0	0	0	1	-1	0

ления группы SU_3 ; в табл. V *) даны значения t для низколежащих представлений. Можно показать, что соотношение Гелл-Манна — Нишиджимы (обобщенное так, чтобы оно выполнялось для представлений как с нулевой, так и с отличной от нуля триальностью) принимает вид **)

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} Y + \frac{1}{3} t. \tag{16}$$

Эта формула приводит к целым значениям Q для всех представлений, однако ценой расширения группы SU_3 до группы U_3 . До сих пор отсутствуют экспериментальные свидетельства в пользу существования унитарных адронных триплетов с целым или дробным электрическим зарядом ***). Проблема кварков вновь возникнет и будет преследовать нас в связи с обсуждением единой полевой теории адронов.

На время оставляя в стороне проблему кварков, можно закончить этот раздел, приведя в табл. VI иерархию взаимодействий, существование

Таблица VI

Основная групповая структура для различных взаимодействий

Взаимодействие	L_p	L_d	(U_1^Q)	L_1^B	U_1^Y	SU_2^I	SU_3
ОС	Да	Да	(Да)	Да	Да	Да	Да
УС	Да	Да	(Да)	Да	Да	Да	Нет
ЭМ	Да	Да	(Да)	Да	Да	Нет	Нет
СИ	Да	Нет	(Да)	Да	Нет	Нет	Нет

которых более или менее твердо установлено, вместе с теми группами симметрии, которым подчиняются эти адронные взаимодействия. Инвариантность относительно смещений в пространстве-времени, инвариантность относительно вращений и лоренц-инвариантность содержатся в собственной неоднородной группе Лоренца L_p . Совокупность дискретных преобразований P , T и C обозначена ****) через L_d . Градиентные группы эквивалентны одномерным унитарным группам, так что барионная

*) Триальность определяется как $t = (p - q) \pmod{3}$, где $D(p, q)$ — неприводимое представление группы SU_3 ; мы приписываем положительные (отрицательные) значения t представлениям без звездочки (со звездочкой).

**) См. Окубо, Райян и Маршак ¹⁷. Отметим, что в этой статье мы переопределили Y с помощью соотношения $\frac{1}{2} Y' = \frac{1}{2} Y + \frac{1}{3} t$.

***) Пеппер, Райян, Окубо и Маршак ¹⁸ недавно исследовали интересную возможность того, что векторный промежуточный бозон, являющийся по предположению посредником в слабых взаимодействиях, принадлежит к триплетному представлению группы U_3 .

****) Мы включили C в L_d , несмотря на то, что, строго говоря, C не является дискретным преобразованием Лоренца; C связано с дискретными лоренц-преобразованиями с помощью CPT -теоремы. Стоит отметить, что C изменяет $Q \rightarrow -Q$, $B \rightarrow -B$, $Y \rightarrow -Y$ и, следовательно, $I_3 \rightarrow -I_3$ (в силу уравнения (1)), так что пространственно-временные операторы P и T благодаря «вмешательству» C как-то связаны с группой изоспина.

градиентная группа обозначается, например, как U_1^B . Группа U_1^Q заключена в скобки в табл. VI, потому что (в силу уравнения (1)) эта группа не является независимой. Кроме того, эмпирическое соотношение (2) означает, что даже в отсутствие SU_3 -инвариантности мы не можем рассматривать $U_1^Y \times \times SU_2^I$ как прямое произведение, а должны заменить его ⁷ на $U_2^{I,Y}$. В табл. VI ярко обнаруживается хорошо известный факт, что чем сильнее взаимодействие, тем выше группа симметрии, которой оно обладает. На основе табл. VI мы можем сказать, что в основе слабых взаимодействий адронов лежит групповая структура $L_p \times U_1^Q \times U_1^B$, в основе электромагнитных — $L_p \times L_d \times U_1^Q \times U_1^B \times U_1^Y$, умеренно-сильных — $L_p \times L_d \times \times U_1^B \times U_2^{I,Y}$ и, наконец, очень сильных — $L_p \times L_d \times U_1^B \times SU_3$. После этого краткого изложения ситуации мы подготовлены к обсуждению в следующем разделе содержания единой полевой теории адронов и достигнутых в ней к настоящему времени успехов.

3. К ЕДИНОЙ ПОЛЕВОЙ ТЕОРИИ АДРОНОВ

В гл. 2 было показано, как законы симметрии и свойства инвариантности способствуют установлению порядка в физике элементарных частиц. В табл. VI особенно наглядно представлены число и характер законов симметрии, характеризующих различные типы взаимодействий между адронами. Поскольку УС и ОС взаимодействия подчиняются наибольшему числу законов симметрии, внимание будет сосредоточено именно на этих двух типах взаимодействий. Даже в случае УС и ОС взаимодействий число адронов значительно больше числа известных для этих взаимодействий групп симметрии. В процессе обсуждения в гл. 2 невольно предпологалось, что разнообразию частиц можно было поставить в однозначное соответствие различные квантованные поля, и что эти поля являлись «носителями» свойств симметрии. Возникает естественный вопрос: нельзя ли уменьшить число «носителей» свойств симметрии?

На теоретико-групповом уровне именно единая полевая теория адронов должна отыскать минимальное число полей, которые посредством определенного типа взаимодействий между ними правильно зададут как основную, наиболее широкую группу симметрии для максимально сильного взаимодействия между всеми адронами, так и однозначные способы последовательного нарушения высшей симметрии, приводящие к последовательным подгруппам, применимым к наблюдаемой иерархии взаимодействий. Можно ожидать и большего от единой полевой теории адронов (как это, например, считает школа Гейзенберга ¹⁹) и надеяться вывести относительные величины сил различных типов взаимодействий, так же как и абсолютные величины масс всех адронов. На этом д и н а м и ч е с к о м уровне можно было бы надеяться объяснить величины лептонных масс, так же как массу и свойства самого фотона. Развитие единой полевой теории элементарных частиц на динамическом уровне — это, без сомнения, одна из главных, если не самая главная задача современной физики, и нужно со всей энергией стремиться к ее разрешению. Эта статья, однако, будет ограничена обсуждением успехов, достигнутых на пути к единой полевой теории адронов с помощью теоретико-групповых соображений. Эта цель является более скромной, возможно даже, что она будет достигнута в не слишком отдаленном будущем и, во всяком случае, она послужит полезным исходным пунктом для настоящей динамической теории.

Мы видели, что на уровне УС взаимодействий (см. табл. VI) основной групповой структурой для адронов является $L_p \times L_d \times U_1^B \times U_2^{I,Y}$, в то время как на следующем, более высоком уровне, соответствующем ОС взаимодействиям, основной групповой структурой становится $L_p \times L_d \times$

$\times U_1^B \times SU_3$. Для иллюстрации наших идей отвлечемся на время от L_p и L_d и рассмотрим, какое количество полей необходимо для того, чтобы описать внутренние симметрии, отвечающие U_1^B , U_2^Y и SU_3 . Предположим для простоты, что только одно аддитивное квантовое число (скажем B) различает всевозможные адронные частицы. Очевидно, что выбор одного адронного поля ψ с $B = 0$ никогда не привел бы, скажем, к появлению барионной частицы с $B = 1$. С другой стороны, однофермионное поле ψ с $B = 1$ могло бы породить мезонную частицу с $B = 0$ в результате действия $\bar{\psi}\psi$ на вакуум (т. е. $\bar{\psi}\psi|0\rangle$). Следующий шаг, если мы до некоторой степени будем придерживаться исторической последовательности событий, состоит в выяснении минимального числа полей, которое было бы необходимо, если бы всевозможные адронные частицы различались только значениями B и I . Ясно, что изоспинорное поле (т. е. фундаментальное представление 2 группы SU_2) с $B = 1$ подошло бы в этом случае; в самом деле, еще в 1949 г. Ферми и Янг²⁰ описали пион с $I = 1$, $B = 0$ в терминах нуклонного поля с $I = \frac{1}{2}$, $B = 1$.

Открытие странных частиц потребовало введения нового аддитивного квантового числа — гиперзаряда, связанного, однако, с изоспином уравнением (2). Уравнение (2) означает, что нечетным значениям Y соответствуют полуцелые I , в то время как четным значениям Y соответствуют целые I (это, конечно, и есть та причина⁷, по которой мы выбрали группу U_2^Y вместо прямого произведения $U_1^Y \times SU_2$). Однако барионное число B , по-видимому, должно иметь возможность изменяться независимо от I и Y . Итак, мы должны выяснить, каким будет минимальное число полей для объяснения основной групповой структуры $U_1^B \times U_2^Y$ на уровне UC взаимодействий. Ответ — три поля: изоспинорное поле с $B = 0$ и изоскалярное с $B = 1$ и л и изоспинорное поле с $B = 1$ и изоскалярное с $B = 1$. Примером первой возможности был бы выбор K^+ , K^0 , Λ , второй — p , n , Λ . (Мы используем для полей символы частиц, потому что внутренние квантовые числа полей и адронных частиц совпадают, а вовсе не потому, что любая адронная частица, как мы знаем теперь, может служить основным полем в единой теории адронов (см. ниже).) Главное состоит в том, что на современном этапе частицы, которые мы наблюдаем, с их физическими массами, которые мы измеряем, представляются как результат исключительно сильного взаимодействия между малым числом полей, о которых мы говорили.

Упомянутые выше два триплета адронных полей служат примером постоянно встречающейся двойственности в выборе подхода к единой теории адронов. Первый триплет включает и фермионы, и бозоны, и здесь естественно принять юкавского типа взаимодействие между фермионными и бозонными полями (так же как нелинейные взаимодействия между самими бозонами), чтобы воспроизвести различные адронные частицы. Это — подход, используемый в электродинамике, где имеют дело с взаимодействием между одним бозонным полем (фотоном) и заряженными фермионными полями (электронами), это также подход, выбранный Юкавой при формулировке его пионной теории ядерных сил (по аналогии с электродинамикой). С момента открытия странных частиц этот подход применялся Леви и Маршаком²¹, Гольдгабером²² и совсем недавно *) Швингером²³ и Гюрши и др.²⁴; многие рассматривают успех программы перенормировок в электродинамике как мощный аргумент в пользу подхода такого типа и надеются, что перенормированная единая полевая

*) Швингер использует²³ три фермионных и три бозонных поля (так же как Гюрши и др.²⁴).

теория сильных взаимодействий *) может быть разработана аналогичным образом. Некоторые авторы ² распространили аналогию с электродинамикой довольно далеко и пытались развить единую теорию адронов с малым числом векторных, градиентных полей (с массой или без нее), добавленных к небольшому числу фермионных полей. Несмотря на то, что многие из этих попыток развить единую теорию адронов, исходя из малого числа бозонных и фермионных полей, представляют значительный интерес, нам кажется, что подход второго типа, где используются только фермионные поля, обещает больше, и до конца этого раздела мы будем исследовать возможности именно этого направления.

Прежде всего — несколько исторических замечаний в связи с чисто фермионным подходом к единой теории элементарных частиц. Мы уже отмечали, что примером подхода такого типа была пионная модель Ферми — Янга. В действительности гораздо раньше Л. де Бройль **) пытался (правда, довольно безуспешно) сконструировать нейтринную теорию света, согласно которой фотон предполагается составной системой из фермиона и антифермиона с равными нулю массами (нейтрино). Однако наиболее глубокая программа построения чисто фермионной теории элементарных частиц принадлежит Гейзенбергу и его сотрудникам ***). Гейзенберг поставил целью создание теории элементарных частиц, базирующейся на одном четырехкомпонентном дираковском поле с массой, равной нулю (которое он называет Праматерией, чтобы отличить его от любого из наблюдаемых барионов), удовлетворяющем максимально симметричному нелинейному уравнению. Разумно подобрав вид нелинейного четырехфермионного взаимодействия (аксиально-векторного типа), Гейзенберг смог расширить основную группу симметрии до U_2 и включить в теорию сохранение числа барионов так же, как изотопическую инвариантность. Он был вынужден, однако, постулировать существование вырожденного вакуума и шпуронов, чтобы объяснить существование гиперзаряда, и ввести довольно необычные определения P и C , для того чтобы восстановить инвариантность относительно этих дискретных операций. Это и не удивительно, так как Тирринг ²⁸ показал, что если работать с безмассовыми фермионными полями, для получения основной групповой структуры внутренних симметрий $U_1^B \times U_{2,Y}^I$ необходимо по меньшей мере три вейлевских (двухкомпонентных) поля, а чтобы получить вдобавок мультипликативные квантовые числа, следующие из P -, C - и T -инвариантностей, нужно шесть вейлевских полей (эквивалентно трем дираковским полям).

Другими словами, минимальное число полей, которое необходимо для того, чтобы объяснить внутренние симметрии, не вступая в противоречие с обычной трактовкой дискретной группы L_d , — это три безмассовых четырехкомпонентных поля. Это согласуется с нашим прежним выводом.

Следующий важный шаг к чисто фермионной полевой теории адронов был сделан Сакатой ²⁹. Модель Сакаты удовлетворяет условиям Тирринга, поскольку три дираковских поля ассоциированы в ней с наблюдаемыми частицами p , n и Λ . (Именно этот пример был ранее приведен в связи с выбором триплета полей, который мог бы объяснить внутреннюю груп-

*) В слабые взаимодействия был введен векторный бозон с аналогичной надеждой, что удастся разработать перенормированную теорию, однако не удалось ни обнаружить векторный бозон, ни показать, что он приводит к перенормируемой теории слабых взаимодействий.

**) Де Бройль ²⁵; одна из последних попыток развить теорию фотона как связанного состояния фермион-антифермионной пары (пары электрон — позитрон) принадлежит Бялыницкому-Бируле ²⁶.

***) Кроме Гейзенберга (см. ¹⁹), этой же программе энергично следовал Намбу с сотрудниками (см. Намбу и Иона-Ласнио ²⁷).

повую структуру $U_1^B \times U_2^Y$.) Трехполевая модель Сакаты оказывается вполне удовлетворительной на уровне УС взаимодействий между адронами и может объяснить все внутренние квантовые числа адронов. Казалось бы, далее, что триплет Сакаты мог бы служить моделью на уровне ОС взаимодействий, если пренебречь различием в массах между Λ и N (получив, таким образом, основную групповую структуру SU_3) и рассматривать затем разность масс между Λ и N как эффективное взаимодействие^{12, 13}, нарушающее SU_3 -симметрию. Беда в том, что наблюдаемый триплет частиц (p, n, Λ) принадлежит октетному представлению SU_3 -группы, и в действительности мы не знаем барионов, принадлежащих триплетному представлению группы SU_3 . Кроме того, как ранее отмечалось (например, в табл. IV), члены представления 3 группы SU_3 обладают дробными значениями электрического заряда. (Мы увидим ниже, что им необходимо также приписать дробные значения барионного заряда.)

Несмотря на то, что успех нарушенной SU_3 -симметрии исключает возможность идентификации трех дираковских полей в модели Сакаты с известными частицами (p, n, Λ), остается тем не менее факт, что, по крайней мере на теоретико-групповом уровне, модель, основанная на триплете дираковских полей, взаимодействующих четырехфермионным образом и обладающих одинаковой затравочной массой m_0 , является хорошим исходным приближением к единой теории адронов. В этом легко можно убедиться, если вспомнить редукционные формулы (12) для произведений представлений группы SU_3 . Триплет основных дираковских полей обозначается через Ψ_i ($i = 1, 2, 3$). Ψ_i принадлежит представлению 3, $\bar{\Psi}_i$ должно в таком случае принадлежать представлению 3^* . Необходимо вновь повторить, что три Ψ -поля обладают дробными электрическим зарядом и гиперзарядом (см. табл. IV), т. е. они являются полями кварков. Мы увидим, что каждому Ψ -полю нужно приписать $B = 1/3$, но в любом случае барионное число, связанное с $\bar{\Psi}$, противоположно по знаку барионному числу Ψ -поля. Из сказанного следует, что мезоны ($B = 0$) могут быть построены из пар $\bar{\Psi}_i, \Psi_j$, действующих на вакуум, а именно

$$\bar{\Psi}_i \theta \Psi_j | 0 \rangle, \tag{17}$$

где спин и четность возникающей мезонной частицы будут зависеть от вида пространственно-временного оператора θ . Например, хорошо известный псевдоскалярный мезонный октет ($J = 0^-$) может быть получен с помощью выбора $\theta = 1^*$. (Поскольку внутренняя четность фермион-антифермионной пары отрицательна, это соответствует 1S_0 -состоянию системы кварк-антикварк.) Аналогично векторные ($J = 1^-$) мезоны и мезоны с более высоким спином и одинаковой четностью могут быть построены с помощью соответствующего выбора θ . Так как $\bar{\Psi}_i$ и Ψ_j в (17) принадлежат представлениям 3^* и 3 группы SU_3 , мы, очевидно, сталкиваемся здесь с произведением представлений $3^* \times 3$ (см. уравнение (12а)), так что (17) приводит к унитарному мезонному октету и унитарному мезонному синглету; это последнее утверждение не зависит от выбора пространственно-временного оператора θ .

Для барионов ситуация более сложна. Поскольку в конце-концов мы должны иметь по меньшей мере октет с $J = 1/2^+$ и $B = 1$ и декуплет с $J = 3/2^+, B = 1$ (табл. III), — мы не можем использовать то же произведение представлений, что и для мезонов. Легко увидеть из уравнений (12а) — (12в), что билинейные комбинации не годятся и мы должны перейти к трилинейным комбинациям; трилинейной комбинацией, содержащей

*) Это утверждение ошибочно. Псевдоскалярные мезоны получаются при выборе $\theta = \gamma_5$. (Прим. ред. перевода.)

в своем разложении как октет, так и декуплет, является

$$\Psi_i \Psi_j \Psi_k |0\rangle, \quad (18)$$

причем подразумевается, что здесь стоит еще подходящий пространственно-временной оператор. Кроме того, поскольку мы хотим, чтобы частицы, определенные с помощью (18), несли единичный барионный заряд, то каждому Ψ необходимо приписать $B = 1/3$. Как только это сделано, уже не составляет труда построение унитарных барионных мультиплетов с наблюдаемыми значениями спинов и четностей.

Подведем итоги. Мы видели, что триплет кварковых полей с одинаковой массой m_0 и барионным числом $B = 1/3$ приводит к желаемой основной групповой структуре для системы адронов, а именно к $U_1^B \times SU_3$. Если мы требуем далее, чтобы четырехфермионные взаимодействия *) между триплетом кварков были инвариантны относительно L_p и L_d , то окончательной основной групповой структурой будет, конечно, $L_p \times L_d \times U_1^B \times SU_3$. Гамильтониан нашего триплета кварков мы напомним для конкретности в следующей форме **):

$$H = \sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^4 (\bar{\Psi}_i \gamma_\mu \partial^\mu \Psi_i) + m_0 \sum_{i=1}^3 \bar{\Psi}_i \Psi_i + \sum_{n=1}^5 g_n \sum_{i,j=1}^3 (\bar{\Psi}_i \theta_n \Psi_i) (\bar{\Psi}_j \theta_n \Psi_j), \quad (19)$$

где θ_n — это скалярный (S), псевдоскалярный (P), векторный (V), аксиальный (A) или, наконец, тензорный (T) операторы. Легко показать, не задавая относительные величины сил S, P, V, A, T четырехфермионных взаимодействий, что H является инвариантом относительно трехмерных унитарных унимодулярных преобразований полей Ψ_i , т. е. относительно преобразований

$$\Psi_i \rightarrow \sum_{j=1}^3 a_i^j \Psi_j \quad (i = 1, 2, 3),$$

где $\|a_i^j\|$ — это трехмерная унитарная унимодулярная матрица. Очевидно, что H инвариантен также относительно L_p, L_d и U_1^B , и можно сказать, что мы имеем дело с триплетом кварков на уровне ОС взаимодействий (см. табл. VI). Теперь мы должны рассмотреть нарушение SU_3 -симметрии взаимодействиями типа УС; поскольку заряд третьего кварка отличен от зарядов первых двух, естественно написать взаимодействие, нарушающее симметрию, в форме

$$H_1 = m \bar{\Psi}_3 \Psi_3. \quad (20)$$

H_1 сводит SU_3 -инвариантность к гиперзарядовым градиентным преобразованиям и инвариантности относительно подгруппы изоспиновых вращений $U_2^{I,Y}$. Можно показать, что (20) в самом деле приводит к массовым формулам Гелл-Манна — Окубо (см. (13) и (14)). Итак, казалось бы, что мы подошли к концу нашего путешествия и совокупность H и H_1 дает нам явную форму полного Гамильтониана, который не только точно определяет групповую структуру системы адронов, но также задает поведение члена, нарушающего симметрию. В известном смысле, могло бы показаться, что мы достигли нашей цели и единая полевая теория адронов на теоретико-групповом уровне построена.

*) Можно было бы рассмотреть еще шестифермионные и взаимодействия более высокого порядка (см. ³⁰), однако вряд ли на этом пути достигается существенно большая общность.

***) Мы написали кинематическую часть H в сокращенной форме; здесь предполагается соответствующая симметризация.

Нужно ли говорить, что это оптимистическое заключение слишком поспешно, поскольку много вопросов еще не получило ответа. И среди них вопрос: где же частицы, принадлежащие представлению SU_3 с отличной от нуля триальностью (табл. V)? Разумеется удивительно, что все наблюдаемые до сих пор мультиплеты частиц принадлежат представлениям с нулевой триальностью, а основные поля (кварки) принадлежат к триплетному представлению. Возможно, что такие кварки будут обнаружены с массами гораздо большими, чем массы обычных частиц. Второй, еще не получивший ответа вопрос: является ли SU_3 в действительности наиболее широкой группой внутренней симметрии или имело бы смысл начать с основной внутренней групповой структуры, более широкой, чем SU_3 , а затем получить SU_3 как промежуточный этап, нарушая эту высшую симметрию вполне определенным способом? Даже если бы оказалось полезным перейти к более широкой группе внутренней симметрии, все равно массовые формулы, которые возникали бы при нарушении этой симметрии, относились бы только к адронам с одинаковыми спинами и четностью; это следует из того, что L_p и L_d по-прежнему образовывали бы прямое произведение с такой расширенной группой внутренней симметрии. Так как существуют адроны с различными спинами и противоположными четностями, казалось бы разумным ожидать, что истинная единая полевая теория адронов приведет к универсальной массовой формуле, которая, по крайней мере в определенном приближении, правильно предсказывала бы массы всех адронов. Ясно, однако, что для того, чтобы связать массы адронных мультиплетов с различными спинами и противоположными четностями, необходимо как-то объединить группы L_p и L_d с группой внутренней симметрии. Другими словами, мы должны поставить вопрос: не существует ли более широкой группы, объединяющей группу Лоренца и группу внутренней симметрии, которая нарушается вполне определенным образом, так что существенная часть $L_p \times L_d \times U_1^B \times SU_3$ представляет подгруппу?

Программа, намеченная в последнем абзаце, очень честолюбива и приступить к ее осуществлению можно совершенно различными способами. Недавно мы предложили один вариант *), где триплетная модель кварков после небольшой модификации может привести к группе, объединяющей группу Лоренца с группой внутренней симметрии, и задать, кроме того однозначный способ нарушения этой группы. Покажем кратко, как это делается. Для того чтобы объединить одно из дискретных лоренц-преобразований (четность) с группой SU_3 , мы ограничиваем возможный вид гамильтониана (19), положив $m_0 = 0$ (нулевая затравочная масса для триплета кварков), и рассматриваем только векторное четырехфермионное взаимодействие ($g_V \neq 0$). Мы имеем тогда

$$\bar{H} = \sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^4 (\bar{\Psi}_i \gamma_\mu \partial^\mu \Psi_i) + g_V \sum_{i,j=1}^3 (\bar{\Psi}_i \gamma_\mu \Psi_i) (\bar{\Psi}_j \gamma^\mu \Psi_j). \quad (24)$$

Далее, мы разлагаем три поля кварков ψ_i на их (двухкомпонентные) проекции ξ_i и χ_i с положительной и отрицательной спиральностью соответственно. Иначе говоря, мы выбираем γ_5 диагональным и пишем

$$\xi_i = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi_i, \quad \chi_i = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi_i. \quad (22)$$

*) Маршак, Мукунда и Окубо³⁰; несмотря на различие в исходных предположениях, существует тесная связь между этой статьёй и работой Гелл-Манна³¹.

Мы можем выразить теперь (21) через ξ_i и χ_i :

$$\bar{H} = \sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^4 (\bar{\xi}_i \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \xi_i) - (\bar{\chi}_i \gamma_{\mu} \partial^{\mu} \chi_i) - \sum_{i,j=1}^3 (\xi_i \gamma_{\mu} \xi_i + \bar{\chi}_i \gamma_{\mu} \chi_i) (\bar{\xi}_j \gamma^{\mu} \xi_j + \bar{\chi}_j \gamma^{\mu} \chi_j). \quad (23)$$

Легко показать, что гамильтониан (23) инвариантен] относительно трехмерных унитарных преобразований, производимых отдельно над ξ_i и χ_i , а именно

$$\xi_i \rightarrow \sum_{j=1}^3 a_i^j \xi_j, \quad \chi_i \rightarrow \sum_{j=1}^3 b_i^j \chi_j \quad (i = 1, 2, 3), \quad (24)$$

где $\|a_i^j\|$, $\|b_i^j\|$ — независимые 3 — 3-унитарные матрицы. Если мы обозначим связанную с ξ_i трехмерную унитарную группу через $U_3^{(+)}$, а группу, связанную с χ_i , через $U_3^{(-)}$, мы можем сказать, что \bar{H} является инвариантом относительно произведения групп $\bar{W}_3 = U_3^{(+)} \times U_3^{(-)}$. Эта группа (\bar{W}_3) отличается от группы W_3 , изучавшейся рядом других авторов, тем, что операция отражения переставляет между собой две группы U_3 , из которых образована \bar{W}_3 (*). Это свойство \bar{W}_3 приводит к объединению четности (являющейся частью L_d) с группами внутренних симметрий. Теперь инвариантность \bar{H} (см. формулу (21)) относительно более широкой группы симметрии \bar{W}_3 предполагает, что мы находимся на уровне более высоком, чем ОС взаимодействия; мы будем называть этот уровень уровнем «космических» взаимодействий (т. е. векторное четырехфермионное взаимодействие между тремя безмассовыми дираковскими полями кварков (см. (21)) представляет «космическое» взаимодействие). Если мы используем затем эти кварковые поля для построения мезонов способом, уже кратко описанным ранее, мы убедимся вскоре, что «космическое» взаимодействие не может привести к различию масс мезонов с противоположной четностью (с одинаковым значением J). Другими словами, то обстоятельство, что операция четности переставляет группы $U_3^{(+)}$ и $U_3^{(-)}$, приводит к внутреннему вырождению мезонов по четности (**). Для того чтобы устранить вырождение по четности для мезонов, мы должны добавить член H' с общей массой, возникающий по предположению из-за ОС взаимодействий, а именно

$$H' = m' \sum_{i=1}^3 \Psi_i \Psi_i \equiv m' \sum_{i=1}^3 (\xi_i \chi_i - \bar{\chi}_i \xi_i). \quad (25)$$

Равенство (25) сразу сводит группу инвариантности гамильтониана \bar{H} от \bar{W}_3 к U_3 , поскольку H' является инвариантом только относительно общих унитарных преобразований двух спиральных проекций полей Ψ_i (т. е. $a_i^j = b_i^j$ в формуле (24)); это следует из того, что, в отличие от \bar{H} (см. формулу (23)), гамильтониан H' , очевидно, перепутывает поля ξ_i и χ_i (см. формулу (25)). Таким образом, H' опускает нас с «космического»

*) Операция четности превращает ξ в χ и наоборот (из-за того, что она включает оператор γ_4 , который антикоммутирует с γ_5), поэтому она переставляет связанные с ξ и χ группы $U_3^{(+)}$ и $U_3^{(-)}$.

**) Ситуация с барионами более тонкая, и мы отметим здесь только, что для барионов нет вырождения по четности, так как для конструирования четырехкомпонентных барионных спиноров необходимо использовать обе двухкомпонентные спиральные проекции.

уровня на уровень ОС взаимодействий. Если мы добавим, далее, член H'' (из-за УС взаимодействий) в виде

$$H'' = m'' \bar{\Psi}_3 \Psi_3 = m'' (\bar{\xi}_3 \chi_3 + \bar{\chi}_3 \xi_3), \quad (26)$$

мы стандартным образом нарушим U_3 -инвариантность. Поскольку мы ожидаем, что УС взаимодействия слабее, чем ОС взаимодействие, нарушающее W_3 -симметрию, m'' должно быть меньше, чем m' . Кроме того, формулы (25), (26) в трехполевой векторной модели предписывают определенное поведение в терминах генераторов \bar{W}_3 для нарушающих симметрию членов H' и H'' , которые последовательно разрушают сначала \bar{W}_3 , а затем и U_3 -симметрию. Полное обсуждение следствий этой модели проведено в работе ³⁰.

Необходимо подчеркнуть, что в проведенном выше разложении по спиральности (в соответствии с операторами $(1 \pm \gamma_5)$) триплетных полей кварков каждый член в отдельности лоренц-инвариантен, так что нельзя ожидать здесь объединения L_p с группами внутренних симметрий. Другими словами, основная групповая структура триплета кварков будет содержать L_p по-прежнему в качестве множителя в прямом произведении с \bar{W}_3 . Если мы произведем разложение трех кварковых полей другим способом (например, в соответствии с операцией $(1 \pm \gamma_4)$, мы будем называть это разложение «казимировым» *)), мы можем надеяться объединить L_p с группами внутренних симметрий. Такая программа приобретает особый интерес в связи с феноменологическими корреляциями, которые обнаружили Сакита ³², Гюрши и др. ³³, рассматривая унитарный спин и обычный спин как подгруппу **) $SU_3 \times SU_2^S$ более широкой объединенной группы SU_6 . Этим авторов привело к SU_6 непосредственное обобщение вигнеровской теории супермультиплетов в ядерной физике, где произведение двух SU_2 -групп, а именно $SU_2^1 \times SU_2^2$, рассматривается как подгруппа SU_4 .

Мы не будем вдаваться в детали ³⁴, а отметим только, что «казимирово» разложение триплета кварковых полей, используемое в сочетании со скалярным четырехфермионным взаимодействием, приводит к очень широкой группе $W_6 = U_6 \times U_6$ (гораздо более широкой, чем \bar{W}_3 -группа векторной трехполевой модели, возникавшая при разложении по спиральности полей трех кварков). Эта широкая группа сохраняется, даже если мы допустим существование общей массы ***) для триплета полей (см. формулу (19)):

$$H(m_0) = m_0 \sum_{i=1}^3 \bar{\Psi}_i \Psi_i, \quad (27)$$

поскольку $H(m_0)$ является скаляром; таким образом, приписывание фундаментальному триpletу произвольно большой (а не нулевой) массы

*) Это наименование используется в связи с тем, что $(1 \pm \gamma_4)$ является хорошо известным оператором Казимира, оказавшимся столь удобным при вычислении шпуров с дираковскими спинорами в пределе нулевых импульсов.

**) Мы используем обозначение SU_2^S , а не SU_2^1 , чтобы подчеркнуть, что эти авторы работают не с полной группой вращений в релятивистском смысле, а только с нерелятивистской, спиновой частью ее.

***) Мы могли бы сослаться на формулу (25) в связи с членом, содержащим общую массу, однако мы хотели бы обратить внимание на различие между введением такого члена в качестве взаимодействия, нарушающего симметрию (формула (25)), и рассмотрением его как части невозмущенного гамильтониана с его максимальной симметрией (формула (27)).

не затрагивает инвариантность относительно широкой группы W_6 . С другой стороны, легко показать, что кинематическая часть H_0 (см. формулу (19)) не инвариантна относительно группы W_6 .

Таким образом, трехполевая скалярная модель с «казимировым» разложением является наиболее интересной попыткой применения высших групп симметрии. Мы можем начать с триплета кварковых полей очень большой массы, взаимодействующих посредством «космического» скалярного четырехфермионного члена. Основной групповой структурой общего массового члена и скалярного четырехфермионного взаимодействия является очень широкая группа W_6 . Именно кинематический член H_0 нарушает теперь W_6 -симметрию, понижая ее до подгруппы $SU_3 \times SU_2^S$. Оказывается, что в U_6 -группе член H_0 имеет тензорное представление, подобное рассмотренному Сакитой³², Гюрши и др.³³, и он способен расщепить массы $J=0^-$, 1^- -унитарных октетов и $J=1^-$ -унитарного синглета внутри мезонного представления «35», а также массы $J=1/2^+$ -унитарного октета и $J=3/2^+$ -унитарного декуплета внутри барионного представления 56. А если добавить обычный (УС) член, нарушающий SU_3 -симметрию (см., например, формулу (26)), можно получить массовые формулы, содержащие переменные унитарного и обычного спина, аналогичные тем, которые выведены на феноменологической основе упомянутыми выше авторами.

Однако здесь мы подошли к критическому пункту; трехполевая модель с «казимировым» разложением достаточно богата, чтобы обеспечить механизм для объединения спина и унитарного спина на основе недавно предложенного обобщения вигнеровской теории супермультиплетов. К сожалению, она достаточно определена, чтобы в ней проявилась принципиальная трудность в методе объединения собственной неоднородной группы Лоренца с группами внутренних симметрий, присущая программе Сакиты, Гюрши и др. Эта трудность состоит в том, что лоренц-инвариантность можно обеспечить лишь ценой расширения основной групповой структуры до бесконечного числа измерений. Это рождает целый комплекс новых проблем, с которыми физикам, занимающимся теорией частиц, несомненно придется иметь дело.

Подведем итог этому разделу. Мы попытались на теоретико-групповом уровне определить сущность единой полевой теории адронов и указать, в каких пределах трехполевые модели (как со спиральным, так и «казимировым» разложением) могут способствовать построению такой теории. Если иметь в виду более скромную цель объединения дискретных преобразований группы Лоренца с группами внутренних симметрий, то здесь трехполевая векторная модель со спиральным разложением является подходящим приближением, и она может быть однозначным образом проверена на опыте. Если мы претендуем на большее и ставим перед собой задачу объединения собственной неоднородной группы Лоренца с внутренними группами симметрий, то мы приходим к более широкой, объединенной группе бесконечного числа измерений. Для осуществления этой более честолюбивой программы потребуются новые математические и физические идеи. Во всяком случае является многозначительным тот факт, что в трехполевой четырехфермионной модели (со спиральным или «казимировым», или, возможно, с каким-либо иным способом разложения) оказывается возможным получить групповые структуры, достаточно широкие*), чтобы служить основанием для истинной теории адронов на теоретико-групповом (а возможно даже и динамическом) уровне.

*) Максимально широкой унитарной группой, содержащейся в трехполевой модели с четырехфермионным взаимодействием, является группа U_{12} (см. ³⁵).

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В последнее время расширяется деятельность по созданию единой теории адронов (а также лептонов и фотона). Для этой деятельности могут оказаться очень важными данные, которые можно получить только в опытах при больших энергиях. В этом, последнем разделе мы хотели бы кратко коснуться некоторых важных экспериментов, которые могут стать путеводной нитью, столь необходимой в будущих трудных теоретических исследованиях.

Прежде чем обсуждать роль, которую могли бы сыграть эксперименты при высоких энергиях в обнаружении и прояснении принципов симметрии в природе, вспомним основные исторические этапы постоянных поисков высших симметрий. Вплоть до первой четверти этого столетия электромагнитные и гравитационные взаимодействия были единственными известными (или, по крайней мере, хорошо понимаемыми) взаимодействиями, а единственными известными элементарными частицами были электрон, фотон и протон. Поэтому единственными известными симметриями были пространственные вращения и трансляции, которые были расширены Эйнштейном до собственной неоднородной группы Лоренца. В течение следующего десятилетия благодаря экспериментам в атомной и низкоэнергетической ядерной физике получили твердые основания дискретные преобразования симметрии. Изотопическая группа SU_2 была хорошо установлена, не раньше чем в 50-х годах, в экспериментах по пион-нуклонному рассеянию, выполненных на синхротронах в области энергий в несколько сотен $Mэв$. Позднее, когда на ускорителях стали получать странные частицы (например, K , Λ , Σ , Ξ) в области энергий в несколько $Gэв$, были вполне освоены идеи сохранения гиперзаряда (или странности) и барионного числа. Наконец, эксперименты последних нескольких лет на машинах со сверхвысокими энергиями (до $30 Gэв$) благодаря открытию множества новых частиц — резонансов и Ω^- — помогли установить важность унитарной симметрии.

Таким образом, расширение наших знаний о симметриях природы происходило в прямой пропорции с возможностью достижения все более высоких энергий. Этот факт не случаен, поскольку симметрии становятся шире по мере проникновения к малым расстояниям. До сих пор точные исследования проводились вплоть до расстояний порядка 10^{-14} см, и мы не имеем убедительных доказательств ни нарушения лоренц-группы, ни объединения ее с группами внутренних симметрий. Возможно, что некоммутативность группы Лоренца и групп внутренних симметрий обнаружится на расстояниях существенно меньших, чем 10^{-14} см, и проявится как несомненное нарушение изоспиновой инвариантности и(или) несохранение гиперзаряда при высоких энергиях.

Можно было бы спросить: дает ли физика частиц какие-либо основания считать, что в конце концов будут открыты более глубокие связи между пространственно-временными и внутренними симметриями? Мы отмечали уже один возможный вариант такой связи, а именно, P и T , по-видимому, связаны с изоспином (с помощью CPT -теоремы). Другой пример подобного типа *) — это соотношения «кроссинг-симметрии» в теории S -матрицы, где снова не только Q , B , Y , I_3 , но также и четырехвектор энергии-импульса частицы изменяет свой знак при «кроссинг-преобразовании». В качестве последнего примера мы приведем эмпирическое соотношение

$$2J + B = 0 \pmod{2}$$

(см. формулу (3)). Мы думаем, что все эти указания могут служить

*) Это недавно было подчеркнуто Вигнером ³⁶.

слабым намеком на более глубокие соотношения между пространством-временем и внутренними симметриями, для полного раскрытия которых потребуются эксперименты при сверхвысоких энергиях.

До сих пор мы обсуждали в довольно общем виде роль, которую могли бы сыграть эксперименты при сверхвысоких энергиях в осуществлении более жестких проверок современных принципов симметрии и в обнаружении новых, более широких законов инвариантности. Теперь мы хотели бы более детально обсудить, что мы можем надеяться узнать об истинном пути к единой полевой теории адронов и, в особенности, о трехполевой (фермионной) модели, как средстве исследования высших симметрий. Мы напомним, что трехполевая модель со спиральным разложением предполагает, что три кварковых поля имеют нулевую затравочную массу. В таком случае ясно, что наиболее надежное доказательство существования высшей группы симметрии будет получено при энергиях, больших по сравнению с массой любого из адронов, участвующих в эксперименте. Известный сейчас спектр масс адронов простирается до $2,5 \text{ Гэв}$, и нет оснований думать, что не может быть состояний с более высокой массой (так же как состояний с большими значениями спина, изоспина и т. д.). В области энергий, где можно пренебречь массами всех адронов, должна существовать возможность исследования наиболее высоких из существующих в природе групп симметрии. Очень возможно, что в частном случае группы высшей симметрии \overline{W}_3 некоторые из предсказаний нарушенной \overline{W}_3 -симметрии (например, соотношения между массами унитарных мезонных мультиплетов с противоположными четностями) будут соблюдаться достаточно хорошо только при совсем высоких энергиях. Например, соотношения между массами унитарных мезонных мультиплетов с противоположными четностями могут не очень хорошо выполняться при малых J (из-за относительно большой роли центробежного барьера), но при больших значениях J эти соотношения могут выполняться довольно хорошо. Эксперимент указывает, что величина J растет вместе с энергией частиц-резонансов, и поэтому будут необходимы эксперименты при высоких энергиях.

Если же более правильным описанием основных симметрий природы является трехполевая модель с «казимировым» разложением, все равно потребуются эксперименты при высоких энергиях для получения убедительного доказательства предложенного выше объединения группы Лоренца с внутренними симметриями. Кроме того, поскольку при «казимировом» разложении основная широкая группа сохраняется и при большой голый массе триплета основных кварковых полей, следовало бы искать массивные кварки при достаточно высоких энергиях. Открытие кварков не только решительно изменило бы наши современные теоретико-групповые воззрения, но и сильно поощрило бы динамические вычисления в трехполевой модели.

Вне зависимости от того, окажется или нет одна из форм трехполевой фермионной модели подходящей основой для единой теории элементарных частиц *), мы думаем, что было бы очень удивительно, если бы уже извест-

*) Мы верим, что трехполевая модель даст нам руководящие принципы для построения вместе с адронной теорией также и теории лептонов (вот почему мы решились на утверждения о единой теории «элементарных частиц», а не только теории «адронов»). Наш старый принцип барион-лептонной симметрии (см. Гамба, Маршак и Окубо³⁷) сейчас означал бы соответствие между триплетом четырехкомпонентных лептонных полей $[(\nu_e, \nu_\mu), l, \mu]$ и триплетом полей кварков, «космические» взаимодействия между которыми приводят к образованию наблюдаемых адронов. Несмотря на то, что этот новый принцип симметрии «кварки-лептоны» содержит внутренние трудности (см. работу³⁰), мы разделяем убеждение Швингера²³, что число лептонных частиц связано с числом полей, необходимым для создания единой теории адронных частиц.

ная основная групповая структура, а также высшие симметрии, которые еще будут установлены, оказались простой случайностью. Мы согласны с тем, что крайне невероятно, чтобы какая-либо из наблюдаемых до сих пор частиц оказалась более элементарной, чем любая другая — в этих пределах мы следуем идее «ядерной демократии»³⁸. Однако наше убеждение состоит в том, что малое число основных полей — не большее, чем это необходимо для задания основной групповой структуры (в настоящий момент наиболее вероятно, что это число равно трем) — обеспечивает гораздо более удовлетворительную основу для понимания иерархии взаимодействий и причин разнообразия частиц; другими словами, мы верим в «олигархию полей», порождающую «демократию частиц»^{*}). Эксперименты при сверхвысоких энергиях будут необходимы для выяснения «политической системы» в субъядерном мире.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Rosenfeld et al., Rev. Mod. Phys. 36, 97 (1964) (см. перевод: УФН 86 (2), 335 (1965).—*Ред.*).
2. J. J. Sakurai, Ann. Phys. 11, 1 (1960).
3. R. E. Marshak and E. C. G. Sundarshan, Introduction to Elementary Particle Physics, J. Wiley, New York, 1961.
4. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Letts. 13, 138 (1964).
5. J. H. Wojtaszek, R. E. Marshak and Riazuddin, Phys. Rev. B136, 1053 (1964).
6. S. Coleman and H. J. Schnitzer, Phys. Rev. B136, 223 (1964).
7. L. Michel, Lectures à Institut des Hautes Etudes Scientifiques, 1962.
8. R. E. Marshak, S. Okubo and G. Sudarshan, Phys. Rev. 106, 599 (1957).
9. O. Klein, Ark. fys. 16, 191 (1959).
10. Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) Suppl. 11 (1), 37 (1959).
11. M. Ikeda, S. Ogawa and Y. Ohnuki, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 22, 715 (1959).
12. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962).
13. S. Okubo, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 27, 949 (1962).
14. N. Cabibbo and R. Catto, Nuovo cimento 21, 872 (1961); S. Coleman and S. L. Glashow, Phys. Rev. Letts. 6, 423 (1961).
15. M. Gell-Mann, Phys. Letts. 8, 214 (1964).
16. G. Zweig, Preprint CERN.
17. S. Okubo, C. Ryan and R. Marshak, Nuovo cimento 34, 753, 759 (1964).
18. S. V. Pepper, C. Ryan, S. Okubo and R. Marshak, Preprint UR-875-60; Phys. Rev. B137, 1259 (1965).
19. H. P. Durr, W. Heisenberg, H. Mitter, S. Schlieder and K. Yamazaki, Z. Naturforsch. 14a, 441 (1959) и последующие статьи; ссылки на наиболее поздние работы имеются в лекциях Дюрра, прочитанных в Институте математических наук, Мадрас (издано в качестве доклада).
20. E. Fermi and C. N. Yang, Phys. Rev. 76, 1739 (1949).
21. M. Levi and R. E. Marshak, Nuovo cimento 12, Suppl. No. 2, 253 (1955).
22. M. Goldhaber, Phys. Rev. 101, 433 (1956).
23. J. Schwinger, Phys. Rev. B135, 816 (1964).
24. F. Gursey, T. Lee and M. Nauenberg, Phys. Rev. B135, 467 (1964).
25. L. de Broglie, La Lumiere, Hermann, Paris, 1940.
26. I. Białynicki-Birula, Phys. Rev. 130, 465 (1963).
27. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122, 345 (1960) и последующие статьи.
28. W. E. Thirring, Nucl. Phys. 10, 97 (1959).
29. S. Sakata, Progr. Theor. Phys. (Kyoto) 16, 686 (1956).
30. R. Marshak, N. Mukunda and S. Okubo, Phys. Rev. B137, 698 (1965).
31. M. Gell-Mann, Physica 1, 63 (1964).
32. B. Sakita, Phys. Rev. B136, 1756 (1964).

^{*}) Если бы мы предпочли использовать философские (а не политические) аналогии — наблюдаемые частицы представляли бы аристотелевскую «субстанцию», а основные поля соответствовали бы платоновским «формам».

33. F. Gursey and L. A. Radicati, Phys. Rev. Letts. 13, 175 (1964) и последующие статьи.
 34. S. Okubo and R. E. Marshak, Phys. Rev. Letts. 13, 818 (1964).
 35. S. Okubo and R. E. Marshak. Phys. Rev. Letts. 14, 156 (1965).
 36. E. P. Wigner, Science 145, 995 (1964).
 37. A. Gamba, R. E. Marshak and S. Okubo, Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. 45, 881 (1959).
 38. G. F. Chew, M. Gell-Mann and A. H. Rosenfeld, Sci. American 210, 74 (1964) (см. перевод: УФН 83 (4), 695 (1964).—*Ред.*).

СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

К. Нишиджима

Настоящая статья посвящена обсуждению роли слабых взаимодействий при высоких энергиях, а также их значению в физике элементарных частиц. Кроме того, предлагается возможная схема связи сильных и слабых взаимодействий.

1. ОПИСАНИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Прежде всего нужно указать язык, подходящий для описания элементарных частиц. Поскольку они являются мельчайшими элементами, из которых построена Вселенная, для их описания следует использовать квантовую механику. Кроме того, наблюдаемые на опыте элементарные частицы обычно движутся со скоростями, сравнимыми со скоростью света, откуда ясна необходимость использования теории относительности как одного из основных постулатов. Ниже рассмотрены два различных способа описания движения динамических систем и обсуждается, какой из них лучше подходит для наших целей.

К о р п у с к у л я р н о е о п и с а н и е

Рассмотрим динамическую систему, состоящую из определенного числа частиц. Самый простой способ описать движение системы частиц состоит в наблюдении за всеми частицами системы, с тем чтобы далее выразить координаты каждой частицы как функции времени. Это классическое описание, — возможно, самое удобное в случае макроскопических систем. В применении к микроскопическим системам этот метод приводит к различным трудностям; например, при столкновении двух одинаковых частиц невозможно различить их до и после процесса столкновения. Поскольку, однако, для описания используется квантовая механика, последнее возражение не является серьезным. В квантовой механике вводится волновая функция, зависящая от координат всех частиц системы и от времени. При этом достигается однозначное описание системы одинаковых частиц, и такой способ описания является полезным до тех пор, пока полное число частиц в рассматриваемой системе сохраняется. В противном случае необходимо перейти к другому языку.

П о л е в о е о п и с а н и е

Описанную выше ситуацию можно сравнить с деятельностью полиции, отыскивающей преступника. Наиболее естественный путь состоит в том, чтобы приказывать сыщикам следовать за каждым подозрительным субъектом и наблюдать за его действиями, пока не будут обнаружены

какие-либо улики. Если, однако, один из подозреваемых внезапно исчезает из поля зрения следующего за ним детектива, то расследование становится неполным и полиция может потерять путеводную нить. Можно думать, что в этом случае другой способ нахождения преступника окажется лучшим. Пошлем как можно больше сыщиков по всем важным пунктам, и пусть каждый из них сообщает, что происходит в его месте наблюдения. Таким путем каждая точка будет находиться под наблюдением, что приведет к полной слежке за всеми подозрительными личностями. В мире элементарных частиц происходят события, подобные описанному выше исчезновению преступника, и необходим второй метод наблюдения.

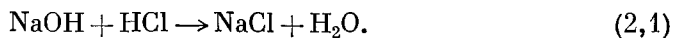
Давно уже было известно, что некоторые ядра являются радиоактивными и испускают β -лучи и что β -радиоактивность обязана следующему фундаментальному взаимодействию, впервые введенному Ферми:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (1,1)$$

Здесь n , p , e^- и $\bar{\nu}$ обозначают нейтрон, протон, электрон и антинейтрино соответственно. Если бы детектив следовал за нейтроном, он обнаружил бы его распад на три частицы и оказался бы в затруднении: за какой из трех частиц нужно следовать дальше? Для описания подобных явлений нужно наблюдать за каждой малой областью пространства и отмечать все происходящие в ней события. Между прочим, в гидродинамике также имеются два различных способа описания. Корпускулярное описание отвечает методу Лагранжа, а волновое описание — методу Эйлера. В физике элементарных частиц особенно удобен такой способ описания, при котором определяется число различных частиц в любом элементе объема. При этом возможно описывать такие явления, в которых происходит рождение и уничтожение частиц, и мы приходим к описанию, принятому в квантовой теории поля. Теория поля является ветвью квантовой механики, имеющей дело с элементарными процессами, сопровождаемыми рождением и уничтожением частиц. Именно в теории поля была впервые правильно понята двойственная природа материи, как частиц, с одной стороны, и как волн, с другой стороны. Пусть частица рождается в точке A и поглощается в другой точке B , тогда она проявляет свою корпускулярную природу в точках A и B , поскольку в них происходит изменение числа частиц, но, распространяясь подобно волне между точками A и B , она проявляет свою волновую природу, например, обнаруживая явления интерференции и дифракции. Фотоэлектрический эффект может служить примером проявления корпускулярных свойств материи.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

При столкновении двух (или большего числа) частиц происходит либо рассеяние их друг на друге благодаря силам взаимодействия, либо более сложные процессы. Рассмотрим в качестве примера химическую реакцию



Здесь все частицы до и после столкновения состоят из «неделимых» атомов, и всякая химическая реакция представляет собой перегруппировку неизменных составных частей. В химических реакциях остается неизменным число атомов каждого сорта; аналогично, в ядерных реакциях при низких энергиях не меняется число протонов и нейтронов. Все это, однако, справедливо лишь в области малых энергий. Уже в классической физике можно указать примеры процессов, в которых число частиц

изменяется. Возьмем, например, радиостанцию, посылающую радиоволны, генерируемые осциллирующими электрическими токами. Очевидно, что в этом процессе происходит рождение большого числа фотонов, однако в классической физике радиоизлучение рассматривается только как волновой процесс и число испущенных фотонов никогда не подсчитывается.

Квантовая механика дает многочисленные примеры процессов, в которых происходит излучение и(или) поглощение фотонов, как, например, процесс фоторасщепления дейтона

$$\gamma + d \rightarrow p + n, \quad (2,2)$$

где γ и d означают фотон и дейтон соответственно. В этом случае меняется лишь число фотонов, а число протонов и нейтронов остается неизменным, поскольку дейтон состоит из протона и нейтрона.

Другим, более ярким примером является β -распад нейтрона (1,1), в котором не сохраняется ни один из четырех сортов участвующих частиц. Этот пример приводит нас к выводу, что в мире элементарных частиц отсутствуют «неделимые» частицы. «Неделимые» атомы, вступающие в химические реакции, являются таковыми на самом деле лишь до тех пор, пока кинетические энергии участвующих в реакции частиц достаточно малы, порядка электрон-вольта. При больших энергиях атомы несколько не похожи на «неделимые» частицы. Атомные ядра являются более стойкими, чем атомы, но и они могут быть расщеплены на части при кинетических энергиях порядка нескольких $Mэв$ и выше. Остаются так называемые элементарные частицы, но и их, в свою очередь, нельзя считать первичными составными частями материи, поскольку они также не сохраняются неизменными при реакциях в области энергий от $1 Гэв$ и выше. Возникает поэтому вопрос: что же является первичными частями материи? Очевидно, этот вопрос связан с другим: что такое элементарные частицы? Никто не знает ответа на эти вопросы, но некоторые физики думают, что наиболее фундаментальные составные части материи — не частицы, а нечто более абстрактное, вроде заряда, барионного числа и изоспина. Мы не будем пытаться дать здесь определение этим величинам, но следует сказать, что они сохраняются (точно или приближенно) в реакциях с элементарными частицами и являются в некотором смысле «неделимыми». Они не являются частицами, но некоторые комбинации из них могут быть представлены частицами. Другими словами, частицы представляют собой как бы основу для проявления этих величин в качестве первичных компонент материи.

Далее следует обсудить взаимодействие между частицами. Грубо говоря, термин «взаимодействие» употребляется в физике элементарных частиц в качестве расширения понятия силы в классической механике. Между двумя заряженными частицами действуют кулоновские силы; это верно и в микромире, поэтому механизм кулоновской силы можно проанализировать с помощью понятий микромира. В классической теории поля, например в общей теории относительности или классической электродинамике, показывается, что сила взаимодействия переносится полем; а именно, заряженная частица создает электромагнитное поле (а частица, имеющая массу, — гравитационное поле), и это поле переносит энергию и импульс, полученные им от источника. Когда другая частица «чувствует» поле, она получает от него энергию и импульс. Так происходит обмен энергией и импульсом между частицами, который можно также объяснить на языке сил взаимодействия. В классической физике предполагается, что этот обмен протекает во времени непрерывным образом и движение частиц описывается дифференциальными уравне-

ниями. В квантовой механике обмен энергией и импульсом происходит скачкообразно, что ясно уже из примера фотоэлектрического эффекта. Другими словами, поле проявляет свою корпускулярную природу в те моменты, когда частица — источник поля — отдает или получает энергию и импульс. Частица, связанная с полем, называется квантом этого поля. Хорошо известно, что Юкава предсказал существование π -мезонов, как квантов полей, ответственных за большие ядерные силы, удерживающие нуклоны вместе и создающие атомные ядра. Так мы приходим естественным путем к заключению, что взаимодействие между двумя частицами происходит в результате обмена квантами соответствующего поля. Например, кулоновские и ядерные силы возникают, когда две заряженные частицы обмениваются фотонами, а две ядерные частицы π -мезонами соответственно. Любая ядерная частица (протон или нейтрон) называется нуклоном. Таким образом, наиболее фундаментальными взаимодействиями являются испускание и поглощение квантов, например

$$e^- \rightleftharpoons e^- + \gamma, \quad (2,3a)$$

$$n \rightleftharpoons p + \pi^-, \quad (2,3б)$$

где e^- и π^- обозначают электрон и отрицательный π -мезон.

Любые процессы, происходящие с элементарными частицами, получаются многократным повторением этих фундаментальных взаимодействий. Однако при более внимательном взгляде на процессы (2,3) возникает вопрос, каким образом они вообще могут происходить, поскольку энергия и импульс в этих переходах не сохраняются. Действительно, пусть нейтрон, стоящий в левой части уравнения (2,3б), находится в покое. Тогда система $p + \pi^-$, в которую переходит нейтрон, обязательно должна обладать большей энергией. Это, однако, не является противоречием, так как ни энергия, ни импульс таких состояний не являются точно определенными, если рассматриваемый элементарный процесс протекает за очень короткое время. Например, допустим, что система $p + \pi^-$ возвращается в начальное состояние через короткое время Δt ; тогда неопределенность энергии, или разность энергий начального и конечного состояний ΔE , удовлетворяет соотношению неопределенности

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar. \quad (2,4)$$

Если в качестве ΔE взять энергию, отвечающую массе покоя π -мезона, то для Δt получаем очень малое значение

$$\Delta t \sim 10^{-23} \text{ сек.} \quad (2,5)$$

Поскольку промежуточное состояние живет столь короткое время, противоречия с законом сохранения энергии нет.

Для обсуждения реакций с элементарными частицами мы будем использовать язык теории поля и метода вторичного квантования. Проиллюстрируем это на примере комптоновского рассеяния. Комбинируя дважды фундаментальные взаимодействия (2,3а), получаем следующие процессы:

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- \rightarrow \gamma + e^- \quad (2,6a)$$

или

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-. \quad (2,6б)$$

В первом случае излучение фотона происходит после поглощения первоначального фотона, а во втором случае излучение предшествует поглощению. Промежуточные состояния в обоих случаях являются коротко-

живущими в соответствии с принципом неопределенности, но конечное состояние имеет достаточно большое время жизни и вполне доступно наблюдению, поскольку для него законы сохранения удовлетворяются.

Квантовая механика имеет дело с вероятностями различных процессов, и существует математический формализм, приспособленный для такого описания. Для рассмотрения переходов между состояниями удобно ввести полную систему состояний, каждое из которых является долгоживущим и может наблюдаться на эксперименте. Пусть мы начинаем с состояния α и выполняем некоторые эксперименты. В соответствии с квантовой механикой невозможно однозначно предсказать, в каком конечном состоянии окажется наша система; можно лишь указать соответствующую вероятность для каждого конечного состояния. Обозначая вероятность перехода $\alpha \rightarrow \beta$ через $p_{\beta\alpha}$, имеем

$$\sum_{\beta} p_{\beta\alpha} = 1, \quad (2,7)$$

поскольку суммирование производится по полной системе состояний, в одном из которых должна находиться наша система. Это уравнение выражает просто сохранение вероятности. Согласно квантовой механике, вероятность перехода дается квадратом модуля амплитуды перехода, которую мы обозначим через $S_{\beta\alpha}$:

$$p_{\beta\alpha} = |S_{\beta\alpha}|^2. \quad (2,8)$$

В терминах S сохранение вероятности выражается так:

$$\sum_{\beta} S_{\beta\alpha}^* S_{\beta\alpha} = 1. \quad (2,9)$$

Рассматривая S как матрицу, можно дополнительно упростить это соотношение:

$$\sum_{\beta} (S^+)_{\alpha\beta} S_{\beta\alpha} = (S^+S)_{\alpha\alpha} = 1, \quad (2,10)$$

где S^+ означает матрицу, эрмитовски сопряженную к матрице S .

Используя тот факт, что состояние α является произвольным, можно доказать, что матрица S — унитарная. Возьмем два ортогональных состояния α и β и определим третье состояние α' следующим образом:

$$|\alpha'\rangle = c_1 |\alpha\rangle + c_2 |\beta\rangle, \quad (2,11)$$

причем

$$|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1. \quad (2,12)$$

Из (2,10) получаем

$$(S^+S)_{\alpha\alpha} = (S^+S)_{\beta\beta} = (S^+S)_{\alpha'\alpha'} = 1. \quad (2,13)$$

Последнее уравнение с помощью (2,11) можно переписать так:

$$(S^+S)_{\alpha'\alpha'} = |c_1|^2 (S^+S)_{\alpha\alpha} + |c_2|^2 (S^+S)_{\beta\beta} + 2\text{Re}[c_2^* c_1 (S^+S)_{\beta\alpha}] = 1.$$

Учитывая (2,12) и (2,13), получаем

$$\text{Re}[c_2^* c_1 (S^+S)_{\beta\alpha}] = 0. \quad (2,14)$$

Ввиду того, что c_1 и c_2 — произвольные числа, удовлетворяющие лишь условию нормировки (2,12), имеем

$$(S^+S)_{\beta\alpha} = 0. \quad (2,15)$$

Это показывает, что

$$(S^+S)_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha} \quad (2,16)$$

и аналогичным образом

$$(SS^+)_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha}. \quad (2,17)$$

Этим завершается доказательство унитарности S -матрицы. S называется матрицей рассеяния или, следуя Гейзенбергу¹, просто S -матрицей. Одна из главных проблем в теории поля состоит в вычислении S -матрицы, выражаемой через совокупность фундаментальных взаимодействий.

Амплитуды перехода, соответствующие фундаментальным взаимодействиям, называются константами связи. Величина констант связи дает численную характеристику времени, необходимого для протекания соответствующего фундаментального процесса. Например, электрический заряд является константой связи для процесса (2,3а).

3. КЛАССИФИКАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Понятие фундаментального взаимодействия было введено в предыдущем разделе. Все известные нам виды взаимодействий относятся к одному из четырех классов, расположенных в порядке уменьшения силы взаимодействия: 1) сильные взаимодействия, 2) электромагнитные взаимодействия, 3) слабые взаимодействия, 4) гравитационное взаимодействие. Примером сильного взаимодействия может служить взаимодействие π -мезона (или просто пиона) с нуклоном. Взаимодействия этого типа — наиболее сильные из всех четырех классов. Второй и четвертый классы известны уже в классической физике, так как приводят к силам с большим радиусом действия. β -распад является примером взаимодействия третьего класса.

Прежде всего следует отметить разительное различие в величинах констант связи для четырех типов взаимодействий. Электромагнитные взаимодействия слабее сильных взаимодействий приблизительно в 100 раз, а слабые взаимодействия — приблизительно в 10^{12} раз. Эта разница является поистине фантастической, так что не может быть никакого произвола при отнесении конкретного взаимодействия к классу сильных или слабых.

Известно также, что сильные взаимодействия очень богаты разнообразными свойствами симметрии, в то время как симметрия слабых взаимодействий более низкая. Действительно, около семи лет назад было открыто несохранение четности в слабых взаимодействиях. Общим свойством является уменьшение симметрии при переходе к более слабому взаимодействию.

В семействе сильно взаимодействующих частиц известны примеры мультиплетной структуры, т. е. очень сходного поведения некоторых элементарных частиц, похожих на братьев-близнецов. Частицы можно сгруппировать во многие семейства. Характерная особенность каждого из них состоит в том, что каждый член такого семейства отличается от других его членов величиной заряда, подобно тому, как каждый из близнецов имеет свое имя. Такое семейство элементарных частиц называется зарядовым мультиплетом, и поскольку все его члены, независимо от их электрического заряда, имеют очень похожие свойства, этот закон симметрии называется принципом зарядовой независимости. Приведем примеры зарядовых мультиплетов: 1) нуклонный дублет, состоящий из протона и нейтрона; 2) триплет пионов, состоящий из π^+ , π^0 и π^- . Ясно, что разные члены зарядового мультиплета ведут себя совершенно различным образом в электромагнитных взаимодействиях, благодаря которым и появляется различие между членами одного и того же мультиплета. Таким образом, электромагнитные взаимодействия

нарушают принцип зарядовой независимости, однако это нарушение невелико вследствие малости электромагнитных взаимодействий по сравнению с сильными. Несколько лет назад Гелл-Манн, а также Неeman, рассмотрели возможность того, что члены различных зарядовых мультиплетов могут быть связаны между собой, и они пришли к выводу, что некоторые из них являются «двоюродными братьями». Поэтому, основываясь на родстве между некоторыми семействами, они сгруппировали элементарные частицы в еще большие семейства. Введенная таким путем симметрия называется унитарной. Примером большого семейства элементарных частиц служат восемь барионов: (p, n) , $(\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$, (Λ) и (Ξ^0, Ξ^-) . Как ясно из этого примера, унитарная симметрия сильно нарушается уже самими сильными взаимодействиями. Наконец, сильные взаимодействия инвариантны относительно различного рода отражений, таких, как зарядовое сопряжение, пространственная инверсия и обращение времени. В слабых взаимодействиях все эти симметрии нарушаются.

4. КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И ПЕРЕНОРМИРОВКА

Выше были рассмотрены два резких различия между сильными и слабыми взаимодействиями. Для многих целей удобно относить электромагнитные взаимодействия в одну группу с сильными. Между ними, однако, имеется одно важное различие, не затронутое в предыдущем разделе. Обсуждению этого третьего различия и будет посвящен настоящий параграф, однако для этого потребуются некоторые предварительные замечания.

Рассмотрим более подробно электромагнитные взаимодействия, знакомые уже из классической и атомной физики. Главной задачей квантовой электродинамики является вычисление S -матрицы путем итерации фундаментального взаимодействия (2,3а); комптоновское рассеяние (2,6) является типичным примером такого расчета. В уравнении (2,6) имеются две альтернативные возможности (2,6а) и (2,6б), но они не являются единственными. Можно прийти к тому же самому конечному состоянию, итерируя фундаментальное взаимодействие четырежды или, в общем случае, любое четное, число раз. Эти величины представляют собой поправки высших порядков, и соответствующие амплитуды пропорциональны более высоким степеням константы связи. В квантовой электродинамике элементы S -матрицы вычисляются разложением в ряд по постоянной тонкой структуры α , равной

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137}, \quad (4,1)$$

где электрический заряд e выражен в хевисайдовской системе единиц. Поскольку параметр разложения довольно мал по сравнению с единицей, поправки высших порядков численно малы; и до тех пор, пока результаты, полученные в низшем порядке, являются удовлетворительными, мы не встречаемся с серьезными трудностями. Однако прогресс экспериментальной техники заставил теоретиков вычислять поправки высших порядков.

Наиболее серьезной трудностью, вставшей на пути этих вычислений, было то, что поправки высших порядков являются расходящимися, что не позволяет извлечь из вычислений сколько-нибудь разумные результаты. Эта трудность была замечена сразу же после того, как была сформулирована квантовая теория поля. Тем не менее в сороковые годы была разработана система предписаний, называемая процедурой перенормировки,

позволяющая извлекать разумные результаты из расходящихся выражений; этот метод был успешно применен в квантовой электродинамике. Для того чтобы пояснить эту идею, рассмотрим два основных типа расходимостей, с которыми мы встречаемся в квантовой электродинамике.

С о б с т в е н н а я э н е р г и я

Рассмотрим электрон, создающий вокруг себя статическое кулоновское поле. Энергия такой системы (т. е. физического электрона) дается суммой затраточной энергии электрона и энергии, заключенной в поле. Поскольку это приводит к эффективному увеличению массы электрона, следует различать эффективную массу m и первоначальную механическую массу m_0 голого электрона. Можно написать соотношение

$$m = m_0 + \delta m, \tag{4,2}$$

в котором δm представляет собой изменение массы, обусловленное энергией собственного поля электрона. Даже классическая теория электрона, созданная Лоренцем, страдала от расходимости, возникающей при вычислении собственной энергии δm для точечного электрона. Эту трудность унаследовала и квантовая электродинамика. Следует подчеркнуть здесь, что экспериментально наблюдаемая масса электрона равна m , а не m_0 .

П о л я р и з а ц и я в а к у у м а

Кулоновский потенциал системы двух зарядов e' и e'' , находящихся в диэлектрике, равен

$$V(r) = \frac{e'e''}{4\pi\epsilon r}, \tag{4,3}$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость, а непривычный множитель 4π в знаменателе обязан хевисайдовской системе единиц.

В классической физике принималось, что вакуум не может поляризоваться, ибо он представляет собой пустое пространство; поэтому

$$\epsilon_{\text{вак}} = 1. \tag{4,4}$$

В квантовой теории поля, однако, это уже не так. Теория относительности требует, в частности, следующего обобщения элементарного процесса (2,3а):

$$\gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-. \tag{4,5}$$

Это значит, что электромагнитное поле может породить из вакуума электронно-позитронную пару, вследствие чего вакуум становится подобен поляризуемому диэлектрику. Поэтому кулоновский потенциал для системы двух зарядов e'_0 и e''_0 , находящихся в вакууме, равен

$$V(r) = \frac{e'_0 e''_0}{4\pi\epsilon_0 r}, \tag{4,6}$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Если определить заряды e' и e'' следующим образом:

$$e' = \frac{e'_0}{\sqrt{\epsilon_0}}, \quad e'' = \frac{e''_0}{\sqrt{\epsilon_0}}, \tag{4,7}$$

то кулоновский потенциал в вакууме примет классическую форму

$$V(r) = \frac{e'e''}{4\pi r}. \tag{4,8}$$

В квантовой электродинамике диэлектрическая проницаемость вакуума обозначается через Z_3^{-1} , т. е.

$$\epsilon_0 = Z_3^{-1}, \quad (4,9)$$

и предполагается, что она больше единицы. Действительное вычисление приводит к расходящемуся выражению для Z_3^{-1} . Следует отметить, что электрический заряд, наблюдаемый на опыте, равен не e_0 , но входящей в (4,8) величине e .

П е р е н о р м и р о в к а ³

Выше мы обсудили расходимости двух типов, а именно собственную энергию δm и диэлектрическую проницаемость ϵ_0 . При вычислениях высших приближений к элементам S -матрицы мы снова встречаемся с расходимостями. Если рассматривать определенный элемент S -матрицы как функцию m_0, e_0 и некоторого числа внешних импульсов (т. е. импульсов частиц в начальном и конечном состояниях), то в эту функцию входят расходящиеся величины. Для преодоления возникающих трудностей можно рассуждать следующим образом: если считать m_0 конечной величиной, то m становится бесконечной из-за бесконечности δm , и наоборот, для получения конечной массы m нужно считать m_0 имеющей бесконечную величину. Последний выбор кажется более разумным, чем первый, поскольку всегда на опыте наблюдается масса m , а не m_0 . Аналогично представляется более разумным считать конечной величиной заряд e , а не e_0 . Та же идея приложима и к элементам S -матрицы. Если записать типичный элемент S -матрицы в виде

$$F(m_0, e_0, p_1, p_2, \dots) = F(m - \delta m, \sqrt{\epsilon_0} e, p_1, p_2, \dots), \quad (4,10)$$

то оказывается, что во второй форме записи δm и ϵ_0 сокращают все расходимости, имевшиеся в матричном элементе. Другими словами, всякий элемент S -матрицы становится конечной функцией от $m_0 + \delta m$ и $e_0/\sqrt{\epsilon_0}$:

$$S\left(m_0 + \delta m, \frac{e_0}{\sqrt{\epsilon_0}}, p_1, p_2, \dots\right). \quad (4,11)$$

Если рассматривать в качестве конечных величин m_0 и e_0 , то это выражение становится расходящимся из-за расходимостей, заключенных в δm и ϵ_0 , но когда величины $m_0 + \delta m$ и $e_0/\sqrt{\epsilon_0}$ отождествляются с экспериментально наблюдаемыми конечными массой и зарядом, результат свободен от расходимостей и представляет конечную величину

$$S(m, e, p_1, p_2, \dots). \quad (4,12)$$

В квантовой электродинамике единственным источником расходимостей являются δm и ϵ_0 , а все другие расходимости сводятся к этим двум. Описанное выше переопределение массы и заряда называется перенормировкой массы или заряда соответственно.

Как видно из (4,12), ненаблюдаемые нефизические расходящиеся величины m_0 и e_0 полностью исчезают из S -матрицы. Доказательство того, что все расходимости S -матрицы можно свести к δm и ϵ_0 , как это записано в (4,11), далеко не тривиально и здесь не будет рассматриваться. С помощью техники перенормировок можно получить выражения для поправок высших порядков, свободные от расходимостей. Теоретические расчеты лэмбовского сдвига и аномального магнитного момента электрона, основанные на рецепте теории перенормировок, привели к прекрасному согласию с экспериментом, и квантовая электродинамика превратилась в весьма успешную теорию.

Однако процедура перенормировок имеет ограниченную область применимости и полезна при исключении расходящихся лишь для ограниченного класса взаимодействий. В квантовой электродинамике все расходящиеся могут быть устранены с помощью перенормировки массы и заряда, но для некоторых других типов взаимодействий остаются расходящиеся, которые нельзя приписать собственной энергии или поляризации вакуума. В том случае, если все расходящиеся сводятся к расходящимся типа массы (или собственной энергии) и заряда (или константы связи), взаимодействие называется перенормируемым, в противном случае оно называется неперенормируемым. Важно разделить все известные взаимодействия на эти два класса, чтобы знать ограничения, налагаемые на применимость ренормализационной процедуры. Этот вопрос интенсивно изучался, и в настоящее время, кажется, нет причин думать, что для описания сильных взаимодействий (включая сюда и электромагнитные) требуются неперенормируемые взаимодействия, хотя и нет полной уверенности в том, что они действительно перенормируемы. С другой стороны, довольно ясно, что свойства слабых взаимодействий не могут быть описаны перенормируемыми взаимодействиями. Известно, например, что взаимодействие Ферми (1,1) является неперенормируемым. Перенормируемость взаимодействий является третьим различием между сильными и слабыми взаимодействиями.

Как бы то ни было, приходится признать, что процедура перенормировок не является всемогущей: хотя она и оказалась удивительно успешной в квантовой электродинамике, собственно проблема расходящихся остается нерешенной. Правда, что касается слабых взаимодействий, там вопросы перенормировок серьезно не изучались, поскольку слабые взаимодействия настолько слабы, что доставляющие столько хлопот высшие приближения редко представляют интерес.

5 ДИСПЕРСИОННАЯ ТЕОРИЯ

Благодаря экспериментальным успехам в получении пионов, а впоследствии и многих других частиц непригодность теории возмущений для описания сильных взаимодействий стала общепризнанной, и были предприняты поиски более сильных методов. Эти поиски дали два главных результата: 1) дисперсионную теорию, 2) теорию групп, или принципы инвариантности. Здесь мы в основном ограничимся обсуждением первой теории в связи со слабыми взаимодействиями.

Одна из причин того, почему процедура перенормировок не принесла пользы в физике сильных взаимодействий, в частности в физике π -мезонов, заключается в том, что она была сформулирована лишь в рамках теории возмущений, т. е. для разложений в ряд по константе связи. Не было ясно, как устранить расходящиеся из теории, если используется приближенный метод, отличный от теории возмущений. По этим причинам были предприняты поиски соотношений, в которые входили бы только конечные наблюдаемые величины, и одним из наиболее замечательных соотношений такого рода оказались дисперсионные соотношения, связывающие вещественную и мнимую части амплитуды рассеяния или реакции. Наиболее известным примером, впервые указанным Гольдбергером, являются дисперсионные соотношения для амплитуды пион-нуклонного рассеяния на угол 0° (см. ⁴). Одна из характерных особенностей дисперсионных соотношений состоит в том, что они справедливы независимо от деталей взаимодействия, так что с их помощью возможна последовательная проверка фундаментальных принципов, лежащих в основе релятивистской квантовой механики. Использование диспер-

сионных соотношений для амплитуды рассеяния вперед было настолько успешным, что были сделаны попытки обобщить дисперсионную теорию до уровня динамической теории. Другими словами, дисперсионные соотношения вплоть до настоящего времени часто рассматриваются не только как способ проверки самосогласованности теории поля, но и как адекватный базис для вычисления амплитуды рассеяния и амплитуд реакций⁵. Дисперсионные соотношения были сформулированы не только для амплитуд, являющихся элементами S -матрицы, но и для вершинных функций или амплитуд реакции для виртуальных частиц. Концепция виртуальных частиц и определение вершинных функций будут обсуждаться ниже. Наиболее известными вершинными функциями являются электромагнитные форм-факторы нуклонов, исследование которых привело к предсказанию существования векторных мезонов ρ и ω (см. ^{6,7}).

Вершинные функции

Как уже обсуждалось ранее, фундаментальный процесс (2,3) ненаблюдаем, поскольку принцип неопределенности (2,4) требует, чтобы начальное или конечное состояние было короткоживущим, в противном случае нарушался бы закон сохранения энергии. Частицы, появляющиеся в таких ненаблюдаемых промежуточных состояниях, называются виртуальными частицами. Поскольку виртуальные частицы живут лишь короткое время, их энергия не может быть определенной, и поэтому массы виртуальных частиц не обязательно совпадают с экспериментально наблюдаемыми массами.

Рассмотрим рассеяние электрона на протоне посредством однофотонного обмена

$$e^- + p \rightarrow e^- + \gamma + p \rightarrow e^- + p. \quad (5,1)$$

Этот процесс состоит из следующих двух фундаментальных процессов:

$$e^- \xrightarrow{\leftarrow} e^- + \gamma, \quad p \xrightarrow{\leftarrow} p + \gamma. \quad (5,2)$$

Существенно, что электрон и протон в (5,1) являются реальными частицами с четко определенными массами, в то время как фотон в этом процессе — виртуальная частица, чья масса не является определенной. Фундаментальные взаимодействия (5,2) были в гл. 2 представлены точечными взаимодействиями, однако можно включить поправки высших порядков в вычисление амплитуд этих процессов

$$p \xrightarrow{\leftarrow} p + \langle \gamma \rangle \quad \text{или} \quad p + \bar{p} \xrightarrow{\leftarrow} \langle \gamma \rangle, \quad (5,3)$$

где кавычки относятся к виртуальным частицам и \bar{p} обозначает антипротон. Соответствующая амплитуда является функцией переменной массы виртуального фотона и называется вершинной функцией или форм-фактором. Математика дает способ осуществить физически недопустимое продолжение вершинной функции в нефизическую область, где все частицы являются реальными, причем вершинная функция в этом случае сводится к так называемой перенормированной константе связи. В случае электромагнитных взаимодействий перенормированная константа связи совпадает с экспериментально наблюдаемым зарядом. Если обозначить квадрат переменной массы виртуальной частицы через s , а вершинную функцию через $F(s)$, то для электромагнитной вершинной функции получаем

$$F(0) = e. \quad (5,4)$$

Вообще говоря, для описания спиновой зависимости взаимодействий

требуется несколько вершинных функций, но мы опустим эти усложнения. Функция $F(s)$ называется электромагнитным форм-фактором, поскольку она является обобщением атомных форм-факторов, используемых при описании рассеяния рентгеновских лучей на атомах.

Интересно обсудить вопрос о том, как ведет себя функция $F(s)$ при больших значениях s , т. е. для больших значений импульса, переданного протону. В этом случае виртуальный фотон передает протону неожиданный толчок и протон резко меняет направление своего движения, отрываясь от собственного поля. Таким образом, взаимодействие сводится к взаимодействию между фотоном и голым протоном, имеющим голый заряд e_0 , т. е.

$$F(\infty) = e_0. \tag{5,5}$$

Разумеется, приведенные аргументы, так же как и сам результат, являются слишком упрощенными, однако они дают некоторое представление о связи между поведением при высоких энергиях и перенормировкой.

У н и т а р н о с т ь

Элемент S -матрицы можно представлять себе в виде ящика, к которому присоединены линии, соответствующие входящим и выходящим частицам. Предполагается, что этот ящик представляет комбинации фундаментальных взаимодействий. Изучение его структуры и является нашей задачей. Наиболее прямой путь решения задачи заключается в том, чтобы разрезать этот ящик на две части, для того чтобы увидеть, что находится внутри него; при таком рассмотрении возникают различные промежуточные состояния. Однако поскольку рассматриваемый ящик разрезается на две части, эти две части уже не совпадают с исходным ящиком. Они представляют собой так называемую абсорбтивную часть интересующего нас элемента S -матрицы. Иными словами, абсорбтивная часть элемента S -матрицы может быть представлена в виде произведения двух других элементов S -матрицы или в виде суммы произведений таких элементов. Покажем, что такое разложение может быть осуществлено с помощью условия унитарности для элемента S -матрицы.

S -матрица может быть представлена в следующем виде:

$$S_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha} + i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_\beta - P_\alpha) T_{\beta\alpha}, \tag{5,6}$$

где P_α и P_β — векторы энергии-импульса для начального состояния α и конечного β .

Четырехмерная δ -функция выражает здесь закон сохранения энергии и импульса. В случае полного отсутствия взаимодействий T равняется нулю. Подставляя выражение (5,6) в условие унитарности для S , получаем

$$\text{Im } T_{\beta\alpha} = \frac{(2\pi)^4}{2} \sum_n T_{\beta n}^+ \delta^{(4)}(P_\beta - P_\alpha) T_{n\alpha}. \tag{5,7}$$

В левой стороне этого равенства стоит абсорбтивная часть T , а правая часть соответствует двум кускам разрезанного ящика. Для того чтобы изучить структуру ящика, мы разрезаем его на две части и получаем абсорбтивную часть, но для того, чтобы восстановить исходный ящик, нужно «сшить» вместе две эти части. Средством для такого сшивания являются дисперсионные соотношения.

Д и с п е р с и о н н ы е с о о т н о ш е н и я

Элементы S -матрицы дают нам амплитуды рассеяния и реакций для реальных частиц, а также вершинные части соответствующих амплитуд для виртуальных частиц. Для тех и других могут быть написаны дисперсионные соотношения.

Обычно считается, что дисперсионные соотношения следуют из принципа причинности, однако их связь с этим принципом не вполне ясна, так как один принцип причинности недостаточен для доказательства дисперсионных соотношений. В теории поля дисперсионные соотношения являются утверждениями об аналитических свойствах определенной амплитуды как функции некоторой лоренц-инвариантной динамической переменной. В качестве примера рассмотрим дисперсионное соотношение для форм-фактора $F(s)$. Предполагая, что эта функция аналитична в верхней полуплоскости комплексного переменного s , из теоремы Коши получим

$$\operatorname{Re} F(s) = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} ds' \frac{\operatorname{Im} F(s')}{s' - s}, \quad (5,8)$$

где P означает главное значение интеграла.

Дисперсионным соотношениям этого типа удовлетворяет ряд амплитуд и вершинных функций, $\operatorname{Re} F(s)$ и $\operatorname{Im} F(s)$ при этом называются соответственно дисперсивной и абсорбтивной частями. Дисперсионное соотношение (5,8) может быть записано и в иной форме:

$$F(s) = \frac{1}{\pi} \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \int_{-\infty}^{\infty} ds' \frac{\operatorname{Im} F(s')}{s' - s - i\varepsilon}. \quad (5,9)$$

Такое дисперсионное соотношение показывает, что амплитуда определяется своей абсорбтивной частью $\operatorname{Im} F(s)$, а это именно то, что нам требовалось в предыдущем разделе.

Очевидно, что в дисперсионных соотношениях этого типа, называемых дисперсионными соотношениями без вычитания, не появляются и новых параметров. Однако во многих случаях, например в случае расходимости интеграла в правой части равенства (5,8), такие дисперсионные соотношения перестают выполняться. Ящик, представляющий определенную амплитуду, не всегда может быть разрезан на две части; в качестве примера можно привести ящик, представляющий точечное взаимодействие. В этом случае амплитуда равна голой константе связи и абсорбтивная часть ее равна нулю, так что ясно, что дисперсионное соотношение (5,8) нарушается. В случае нарушения дисперсионных соотношений без вычитания мы можем видоизменить их на первом этапе следующим образом:

$$\operatorname{Re} F(s) = \lambda_0 + \frac{P}{\pi} \int_a^{\infty} ds' \frac{\operatorname{Im} F(s')}{s' - s}, \quad (5,10)$$

где введен подходящий нижний предел $a > 0$, чтобы иметь дело с реальной физической ситуацией. Константа λ_0 служит для сокращения расходимости в дисперсионном интеграле, если он расходится, или представляет голую константу связи, которая не может быть представлена дисперсионным интегралом.

Однако, вообще говоря, эти два случая не являются независимыми, а тесно связаны друг с другом. В случае расходимости дисперсионного интеграла должна быть также расходящейся величиной λ_0 ,

чтобы сделать $F(s)$ конечной величиной. Это вычитание расходящейся константы формально очень похоже на процедуру перенормировки, и фактически их эквивалентность можно установить прямым сравнением вкладов высших порядков. Так, например, известно, что проведенное выше вычитание соответствует перенормировке заряда. Однако форма (5,10) не удобна для практических целей, так как она включает как расходящуюся константу λ_0 , так и расходящийся интеграл. Запишем (5,10) в более удобном виде. Если обозначить через $\sqrt{s_0}$ физическую массу виртуальной частицы в форм-факторе $F(s)$, то уравнение

$$\operatorname{Re} F(s_0) = \lambda \tag{5,11}$$

определяет перенормированную константу связи. Полагая в (5,10) $s = s_0$, получим

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{P}{\pi} \int_a^\infty ds' \frac{\operatorname{Im} F(s')}{s' - s_0}.$$

Вычитание этого уравнения из (5,10) дает

$$\operatorname{Re} F(s) = \lambda + \frac{s - s_0}{\pi} \int_a^\infty ds' \frac{\operatorname{Im} F(s')}{(s' - s_0)(s' - s)}. \tag{5,12}$$

Если $s_0 < a$, то $F(s_0)$ действительно и равно λ . В этой формуле подынтегральное выражение содержит в знаменателе лишний множитель $s' - s_0$, что улучшает сходимость дисперсионного интеграла по сравнению с его первоначальной формой. Кроме того, при этом из (5,12) следует (5,11). Дисперсионные соотношения такого типа называются дисперсионными соотношениями с одним вычитанием. Очевидно, что вычитание вводит в теорию новый параметр, который не может быть получен в рамках этой теории. Эти параметры в дисперсионной теории играют точно такую же роль, что и перенормированные константы связи в теории поля. В случае протона

$$F(0) = e, \tag{5,13}$$

где e — заряд протона, который есть не что иное, как перенормированная константа связи.

После введения внешних параметров ситуация сразу становится похожей на положение в теории поля. В борновском приближении вычислительные константы дают выражения для вершинных функций или элементов S -матрицы, а поправки высших порядков даются дисперсионными интегралами при том условии, что абсорбтивные или мнимые части известны. С помощью условия унитарности абсорбтивные части можно выразить через вершинные функции и элементы S -матрицы.

Таким способом можно сформулировать теорию, основанную на дисперсионных соотношениях и унитарности. Важный шаг вперед в развитии такой программы был сделан Мандельштамом, открывшим двойные дисперсионные соотношения, носящие его имя⁸.

На этом этапе поучительно рассмотреть достоинства дисперсионной теории по сравнению с перенормируемой теорией поля. Простейший и наиболее прямой способ сравнения заключается в расчете элементов S -матрицы, разложенных по степеням константы связи или вычислительной константы. В нескольких низших порядках можно проверить их эквивалентность и узнать много поучительного. Прежде всего, в теории поля вычитание расходимостей или перенормировка можно выполнить только в рамках теории возмущений, однако важно отметить, что

в произвольном порядке по константе связи расходимости появляются только в дисперсивной, или действительной, части амплитуды. Разделение между дисперсивной и абсорбтивной частями амплитуды можно естественным образом ввести только в дисперсионной теории, и, кроме того, в дисперсионной теории, используя дисперсионные соотношения с вычитанием, можно устранить расходимости так, чтобы они не появлялись в явном виде. Соответствующее разделение не может быть введено в теорию поля, поскольку в ней амплитуда вычисляется только как единое целое.

Таким образом, дисперсионная теория дает возможность исключить расходимости, не обращаясь к теории возмущений. Это одно из наиболее важных свойств дисперсионной теории, и эту ее черту следует особо подчеркнуть в связи с ее применениями к физике сильных взаимодействий.

6. ПЕРЕНОРМИРОВКА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

При применении дисперсионных соотношений к слабым взаимодействиям следует иметь в виду три главных различия между сильными и слабыми взаимодействиями:

- 1) Огромное различие в порядках величин констант связи.
- 2) Большое различие в трансформационных свойствах (многие свойства инвариантности сильных взаимодействий нарушаются в слабых взаимодействиях).
- 3) Последнее, но не менее важное отличие заключается в свойствах перенормируемости.

В этой статье особое внимание обращено на последний пункт. В ней в рамках дисперсионной теории будет сформулировано условие перенормируемости, которое основано на упомянутом выше соответствии между дисперсионной и полевой теориями. Так как условие перенормируемости было сформулировано в рамках теории возмущений, в дисперсионной теории мы переформулируем его, используя степенные разложения. Если, как было описано в предыдущем разделе, в дисперсионной теории рассчитывать по теории возмущений элементы S -матрицы или вершинные функции, то вычитанные константы дадут борновские члены, а поправки высших порядков получатся из дисперсионных интегралов. Предположим для определенности, что для интересующих нас амплитуд выполняются дисперсионные соотношения с одним вычитанием или же без вычитания. Как видно из условия унитарности, подынтегральное выражение в низшем порядке дается произведением двух борновских членов. Предположим, что дисперсионный интеграл с одним вычитанием или же без вычитания сходится, как и предполагалось, с самого начала.

В этом случае итерационную процедуру можно распространить и на высшие порядки. Если все дисперсионные интегралы с одним вычитанием или же без вычитания сходятся, то первоначально предполагавшиеся вычитания достаточны для того, чтобы теоретические величины при разложении в степенные ряды сходились, и такая теория называется перенормируемой.

С другой стороны, иногда оказывается, что одного вычитания недостаточно для того, чтобы сделать сходящимися некоторые дисперсионные интегралы. В этом случае для сходимости интеграла необходимо большее число вычитаний, скажем, два вычитания, но это делу не помогает, так как борновские члены становятся еще более расходящимися. Чем большее число вычитаний вводится, тем сильнее становятся расходимости в дисперсионных интегралах, приводя к «лавине» расходящихся

интегралов. Мы приходим к выводу, что теория не может быть сделана сходящейся при помощи вычитаний, и в таком случае теория называется неперенормируемой. В этом смысле взаимодействия Ферми являются неперенормируемыми.

Для устранения этих не поддающихся учету расходимостей из слабых взаимодействий необходим какой-то механизм. Из приведенных выше аргументов ясно, что решение этой проблемы не может быть найдено при использовании разложения в степенные ряды. Особый интерес представляет определение числа вычитаний для различных дисперсионных соотношений.

Следует заранее упомянуть, что следует избегать использования теории возмущений для сильных взаимодействий, так как кажется совершенно невероятным, чтобы в этом случае ряд оказался сходящимся. В самом деле, константа связи для взаимодействия π -мезонов с нуклонами, соответствующая постоянной тонкой структуры, оказывается порядка 15. В теории возмущений сильные взаимодействия являются перенормируемыми и не приводят к каким-либо не поддающимся учету расходимостям, но неизвестно, что произошло бы при применении метода, не использующего теории возмущений. Надеются, однако, что трудность с расходимостями в точной теории менее серьезна, чем в теории возмущений, поскольку унитарность накладывает на все амплитуды сильные ограничения⁹. В теории возмущений ограничения, налагаемые унитарностью, удовлетворяются только почленно, в каждом члене разложения, но они не обязаны выполняться для всей суммы. Поэтому, может быть, разумно предположить отсутствие трудностей с расходимостями в случае одних сильных взаимодействий.

Так как неперенормируемость слабых взаимодействий возникает тогда, когда они рассматриваются по теории возмущений, необходимо избежать использования теории возмущений, однако интерпретация этого требования неоднозначна. Существуют два вида взаимодействий между частицами: перенормируемые сильные взаимодействия и неперенормируемые слабые взаимодействия. Критерий перенормируемости относится к теории возмущений. Кроме того, чтобы найти сходящуюся теорию, мы должны отказаться от теории возмущений по крайней мере для одного из этих двух взаимодействий. Здесь будет предполагаться, что теория возмущений применима для слабых взаимодействий, так как характер некоторых правил отбора, действующих в слабых взаимодействиях, по-видимому, делает очевидной несущественность поправок высшего порядка по слабому взаимодействию. Точные законы сохранения, справедливые в наинизшем порядке по слабым взаимодействиям, должны «выжить» и в более высоких порядках. Однако правила отбора, которые управляют изменением определенных квантовых чисел, такие, как $\Delta I = 1/2$, в распадах странных частиц скорей всего изменились бы, если бы поправки более высоких порядков являлись существенными для сходимости теории. (Правило отбора $\Delta I = 1/2$ будет обсуждаться более детально в следующей, гл. 7.) По этой причине мы предположим, что расходимости, делающие плохой теорию слабых взаимодействий, исчезнут, если учесть сильные взаимодействия, не прибегая к теории возмущений. Иными словами, предполагается, что поведение слабых взаимодействий при высокой энергии можно улучшить за счет учета сильных взаимодействий в конечном состоянии, до того, как они итерированы, давая высшие поправки по слабому взаимодействию. Эта точка зрения противоположна той точке зрения, что поведение слабых взаимодействий при высокой энергии можно улучшить только за счет учета высших порядков по слабому взаимодействию.

Что же можно сказать о свойствах слабых взаимодействий, приняв за основу вышеупомянутые предположения?

Так как до сих пор не существует удовлетворительной теории слабых взаимодействий, основанной на этом предположении, следующие аргументы являются только основанными на аналогиях предположениями.

Для того чтобы попытаться угадать, как следует сформулировать теорию слабых взаимодействий, не обращаясь к теории возмущений, поучительно взглянуть на другие объекты, для которых неприменим метод малых возмущений. Можно указать хороший пример, не выходя из рамок сильных взаимодействий, а именно—связанные состояния или составные частицы при условии, что имеет смысл различие между элементарными и составными частицами. Ясно, что связанные состояния никогда не могут быть получены в теории возмущений, и в этом смысле они очень напоминают слабые взаимодействия. Собственно аналогом слабых взаимодействий являются взаимодействия составных частиц с другими частицами. По предположению оба типа взаимодействий не могут рассматриваться с помощью теории возмущений. Можно сделать более сильное утверждение, что ни одно из этих взаимодействий не существует в теории возмущений. В качестве примера рассмотрим дейтон и взаимодействие, описывающее виртуальный процесс

$$d \overset{\rightarrow}{\leftarrow} n + p. \quad (6,1)$$

Это взаимодействие, если его рассматривать как фундаментальное, оканчивается неперенормируемым в соответствии с известным критерием перенормируемости взаимодействий, поскольку спин дейтона равен 1. Для того чтобы обойти трудность с расходимостями, нужно предположить, что взаимодействие (6,1) не является фундаментальным, а индуцировано другими взаимодействиями. Иными словами, ящик, представляющий (6,1), не имеет структуры точки и, следовательно, разумно предположить выполнение дисперсионного соотношения без вычитания для вершинной функции, соответствующей (6,1), или, вообще говоря, для всех вершинных функций, включающих дейтон¹⁰. Тогда в теории возмущений все вершинные функции для дейтона равны нулю, что совместимо с прежним утверждением о том, что связанные состояния в теории возмущений никогда не могут появиться. Использование дисперсионных соотношений без вычитания можно мотивировать также тем, что не должно быть никаких произвольных параметров, связанных с дейтоном или вообще с составными частицами. Все такие параметры должны выражаться, по крайней мере в принципе, через более фундаментальные параметры. Это требование исключает возможность введения в качестве вычитательных констант величин, которые должны определяться только после решения уравнений теории. Исключением, быть может, является форм-фактор заряда дейтона, для которого вычитательная константа должна являться универсальной величиной — зарядом.

Формулировка теории связанных состояний в сильных взаимодействиях несомненно помогает при формулировке теории слабых взаимодействий. Основываясь на аналогии между ними, можно предположить, что все вершинные функции для слабых взаимодействий удовлетворяют дисперсионным соотношениям без вычитаний. Мы ожидаем, что эти два типа взаимодействий имеют некоторые общие черты. Одной из таких черт может явиться ограничение, связанное с собственными значениями. Ради простоты мы рассмотрим задачу о собственных значениях для обычного одномерного уравнения Шрёдингера

$$u''(r) + k^2 u(r) = V(r) u(r), \quad (6,2)$$

где предполагается, что $V(r)$ — короткодействующий потенциал притяжения. Известно, что для положительных значений k^2 волновая функция $u(r)$ при больших значениях r осциллирует, а для отрицательных значений k^2 волновая функция экспоненциально растёт. Уровни энергии связанных состояний определяются как те значения k^2 , для которых коэффициент при экспоненциально растущем члене исчезает. Рассмотрим теперь форм-фактор в слабых взаимодействиях. Его зависимость от энергии определяется сильными взаимодействиями в конечном состоянии. В настоящее время точная зависимость форм-фактора от энергии не известна, но, полагая коэффициент при наиболее быстро растущем члене равным нулю, получаем ограничение, связанное с собственным значением. Реальная проблема собственных значений является гораздо более сложной, и для определения собственных значений следует полностью использовать характерные особенности исследуемого процесса.

Оставляя в стороне эти сложные проблемы, можно просто предположить, что ограничения, связанные с собственными значениями, существуют. Так как зависимость форм-фактора в слабых взаимодействиях от энергии определяется исключительно сильными взаимодействиями в конечном состоянии, ограничение за счет собственных значений накладывает ограничения на выбор параметров в сильных взаимодействиях. В этом смысле слова сильные взаимодействия контролируются слабыми взаимодействиями, несмотря на то, что последние взаимодействия малы.

Ниже описана возможная формулировка слабых взаимодействий, основанная на этих идеях.

7. ТРАНСФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Динамическое происхождение слабых взаимодействий, описанное в предыдущем разделе, приводит к некоторым предсказаниям относительно трансформационных свойств слабых взаимодействий. Как уже предполагалось, включение слабых взаимодействий не вводит никаких новых параметров в теорию. Таким образом, при формулировке теории на основе унитарности и дисперсионных соотношений фундаментальный набор уравнений для чисто сильных взаимодействий ничем не отличается от такого же набора для комбинации как сильных, так и слабых взаимодействий. Это означает, что, вообще говоря, решение фундаментального набора уравнений не является единственным. Таким образом, возникает довольно запутанная ситуация. Для того чтобы найти условия, при выполнении которых решение становится единственным, рассмотрим принципы инвариантности. Известно, что сильные взаимодействия или точно, или приближенно инвариантны относительно определенных групп преобразований, так что соответствующие симметрии нужно учесть при выборе вычитательных констант или перенормированных констант связи. В этом случае фундаментальный набор уравнений инвариантен относительно этих групп преобразований. Для того чтобы гарантировать единственность чисто сильных взаимодействий, предположим, что в случае наложения на S -матрицу требования инвариантности решение будет единственно. Это требование формулируется следующим образом: пусть L_i — инфинитезимальные операторы группы, относительно которых инвариантны чисто сильные взаимодействия. Тогда S -матрица, описывающая чисто сильные взаимодействия, коммутирует с этими операторами, т. е.

$$[L_i, S] = 0, \quad (7.1)$$

и в случае выполнения всех этих условий решение фундаментального набора уравнений является единственным.

Для того чтобы получить слабые взаимодействия, следует наложить менее жесткие граничные условия, а именно приходится предположить нарушение по крайней мере одного из принципов инвариантности (7,1). Такой способ введения слабых взаимодействий, по-видимому, является приемлемым с точки зрения экспериментальных сведений о слабых взаимодействиях, известных в настоящее время. После снятия условий инвариантности решений можно предположить, что фундаментальный набор уравнений в дисперсионной теории допускает однопараметрическую группу решений (или группу решений, зависящую от нескольких параметров; разница между ними для нижеследующего обсуждения не существенна). Если обозначить этот параметр через λ , то матрица T в (5,6) может быть разложена в степенной ряд по λ :

$$T = T_0 + \lambda T_1 + \lambda^2 T_2 + \dots, \quad (7,2)$$

где λ по существу означает константу слабого взаимодействия, а T_0 служит для выражения чисто сильных взаимодействий. Рассматриваемый параметр λ произволен, если не учитывать того обстоятельства, что он очень мал. В этой связи следует указать на основное отличие связанных состояний от слабых взаимодействий. В случае связанных состояний произвольные параметры отсутствуют, в то время как в слабых взаимодействиях вводится новый параметр λ . Это различие можно объяснить следующим способом. В том и другом случаях при помощи способа, не основанного на теории возмущений, получается новый набор взаимодействий, однако в случае связанных состояний появляются не только новые взаимодействия, но и новые частицы, и условие нормировки для этих частиц определяет их константы связи. Это, по-видимому, разумно, так как величина λ чрезвычайно мала, и потому нет надежды получить такое малое значение при определении собственных значений уравнений, в которые входят лишь параметры сильного взаимодействия.

До сих пор обсуждались только динамические аспекты предложенной формулировки слабых взаимодействий, однако интересно также обсудить теоретико-групповые аспекты такого подхода. В конце третьей главы статьи была сделана ссылка на мультиплетную структуру элементарных частиц. В атомной физике мультиплетная структура является следствием инвариантности теории по отношению к вращениям, а из опыта следует, что должна существовать определенная инвариантность относительно вращений и в физике элементарных частиц. Однако в этом случае рассматриваются не вращения в обычном пространстве, а вращения в абстрактном зарядовом пространстве. В случае атомов вырождение внутри мультиплета устраняется при наложении внешнего магнитного поля, поскольку оно нарушает сферическую симметрию системы. Это явление называется эффектом Зеемана. В случае элементарных частиц эту симметрию нарушают электромагнитные взаимодействия, которые выделяют определенное направление в зарядовом пространстве.

Величиной, соответствующей моменту количества движения в обычном пространстве, в физике элементарных частиц является изотопический спин. Три компонента изотопического спина удовлетворяют перестановочным соотношениям, аналогичным перестановочным соотношениям для трех компонент обычного момента количества движения, т. е.

$$[I_1, I_2] = iI_3, \quad [I_2, I_3] = iI_1, \quad [I_3, I_1] = iI_2, \quad (7,3)$$

и, следовательно, изотопический спин должен иметь те же собственные значения, что и момент количества движения.

В случае сильных взаимодействий (если исключить относительно слабые электромагнитные взаимодействия) матрицы S и T коммутируют с изотопическим спином, т. е.

$$[I_i, T] = 0 \quad (i = 1, 2, 3). \tag{7,4}$$

После введения электромагнитных взаимодействий с T коммутирует только I_3 . В слабых взаимодействиях даже величина I_3 больше не сохраняется и, в частности, в случае изменения I_3 на $1/2$ величина изотопического спина I также изменяется на $1/2$. Это правило отбора называется правилом отбора $|\Delta I| = 1/2$. Его можно, по-видимому, объяснить, основываясь на теории, предложенной в данной статье.

Обозначим T_0 и T_1 в (7,2) через T и W соответственно. Предположим, что L коммутирует с матрицей T , описывающей сильные взаимодействия:

$$[L, T] = 0. \tag{7,5}$$

Для T или W можно написать дисперсионные соотношения без вычитаний:

$$W(s) = \frac{1}{\pi} \int ds' \frac{\text{Im } W(s')}{s' - s - i\epsilon}, \tag{7,6}$$

где $W(s)$ представляет матрицу. Условие унитарности для W получается из (5,7) при удержании членов, линейных по λ :

$$\text{Im } W(s) = \pi [T^+(s) \rho(s) W(s) + W^+(s) \rho(s) T(s)] \tag{7,7}$$

(суммирование в (5,7) уже выполнено). Как $T(s)$, так и $W(s)$ — матрицы, связывающие различные каналы реакций, а $\rho(s)$ — диагональная матрица, представляющая множители фазового объема в промежуточных состояниях. В случае выполнения (7,5) $\rho(s)$ также коммутирует с L .

Матрицу W можно разложить в ряд, каждый член которого обладает определенными трансформационными свойствами относительно группы, порождаемой L и некоторыми другими операторами:

$$W(s) = \sum_l W_l(s), \tag{7,8}$$

где

$$[L, W_l(s)] = l W_l(s). \tag{7,9}$$

Собственное значение l для T и ρ равно нулю. В случае изотопического спина для выполнения разложения вводятся два уравнения, т. е.

$$W(s) = \sum_{I'I'_3} W_{I'I'_3}(s), \tag{7,10}$$

где

$$[I_3, W_{I'I'_3}(s)] = I'_3 W_{I'I'_3}(s), \tag{7,11}$$

$$\sum_{i=1}^3 \{I_i [I_i, W_{I'I'_3}(s)]\} = I'(I' + 1) W_{I'I'_3}(s),$$

а собственные значения обозначены через I' и I'_3 . Возвращаясь к общему случаю, можно показать, что дисперсионные соотношения (7,6) и условие унитарности (7,7) выполняются отдельно для каждого члена в разложении (7,8), т. е.

$$W_l(s) = \frac{1}{\pi} \int ds' \frac{\text{Im } W_l(s')}{s' - s - i\epsilon} \tag{7,12}$$

и

$$\text{Im } W_l(s) = \pi [T^+(s) \rho(s) W_l(s) + W_l^+(s) \rho(s) T(s)]. \quad (7,13)$$

Иными словами, уравнения для W_l при различных значениях l полностью не зависят друг от друга. Предполагается, что каждый набор уравнений дает решение с некоторой определенной зависимостью от энергии. Принцип заключается в том, чтобы отобрать то решение, которое наиболее быстро падает при высоких энергиях. Таким способом можно выбрать одно значение l и также получить ограничения, соответствующие этому значению l . В терминах теории групп это означает, что слабые взаимодействия должны преобразовываться по неприводимому представлению той группы, которая оставляет инвариантными сильные взаимодействия. Рассмотрим, например, группу изотопического спина. Слабые взаимодействия должны преобразовываться неприводимым образом по отношению к этой группе, и если выбрать в (7,11) $I' = 1/2$, то получается правило $|\Delta I| = 1/2$ ¹¹, которое, как известно, выполняется с очень большой точностью в лептонных распадах странных частиц. Рассмотрим теперь группу $SU(3)$, которая является обобщением группы изотопического спина, и предположим, что члены в гамильтониане, описывающие слабые лептонные распады сильно взаимодействующих частиц, преобразуются подобно компонентам неприводимого восьмимерного представления, или октета: получим при этом феноменологическую теорию Кабиббо¹². В некоторых случаях найденный набор уравнений приводит более чем к одному ограничению за счет собственных значений, причем эти ограничения наиболее легко удовлетворяются, если предположить, что в сильных взаимодействиях существует определенная симметрия. Это не удивительно, так как в некоторых критических случаях перенормируемость зависит от присутствия или отсутствия законов сохранения; например, нейтральное векторное поле, связанное с сохраняющимся током, приводит к перенормируемой теории, тогда как в случае несохраняющегося тока получается перенормируемая теория. Одним из таких примеров в слабых взаимодействиях является распад $\pi \rightarrow \mu + \nu$ или $K \rightarrow \mu + \nu$, изученный впервые Гольдбергером и Грейманом¹³. В этих случаях ограничения наиболее легко удовлетворяются, если предположить, что существует группа $SU(3)$ ¹⁴.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье мы дали новую динамическую интерпретацию слабых взаимодействий. Если в этой схеме считать известными сильные взаимодействия, то тем самым, как уже обсуждалось в предыдущей главе, почти определяются слабые взаимодействия. В то же время уравнения для слабых взаимодействий приводят в силу условий, налагаемых на собственные значения, к ограничениям на выбор параметров сильных взаимодействий. В этом смысле слова сильные и слабые взаимодействия не являются независимыми друг от друга, а тесно связаны и контролируют друг друга.

Эта точка зрения была основана на существовании затруднений с расходимостями, присущих слабым взаимодействиям. Как уже обсуждалось в гл. 6, перенормируемость взаимодействий проявляется в поведении физических величин при высокой энергии. Исторически это отличие было известно давно. Вскоре после того, как Ферми предложил теорию β -распада, Гейзенберг осознал, что взаимодействие Ферми приводит к такой картине взаимодействий при высокой энергии, которая полностью отлична от картины, ожидаемой для известных тогда элек-

ромагнитных взаимодействий¹⁵. Основываясь на различной энергетической зависимости электромагнитного и фермиевского взаимодействий, Гейзенберг сделал вывод, что влияние слабых взаимодействий должно начать доминировать над сильными взаимодействиями, если энергия превосходит определенную критическую энергию порядка 300 Гэв, при условии, что исходная теория β -распада Ферми не претерпевает никаких изменений вплоть до энергии такого порядка. В этой статье мы предложили схему, в которой такая катастрофическая особенность слабых взаимодействий отсутствует. Если бы такой механизм оказался правильным, он проявил бы себя в энергетической зависимости при высокой энергии реакций типа

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + l^+, \quad \nu_e + n \rightarrow p + l^-, \quad (8,1)$$

где l означает электрон или μ -мезон. Эти взаимодействия описываются форм-факторами, соответствующими исходному взаимодействию Ферми без переворота спина $F_V(s)$ и гамов-теллеровскому взаимодействию, приводящему к перевороту спина $F_A(s)$. Если наше предположение правильно, то следует ожидать, что эти форм-факторы падают при больших s как s^{-1} или даже быстрее. Этот вопрос будет выяснен в ближайшем будущем нейтринными экспериментами при высокой энергии.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Heisenberg, Zs. Phys. 120, 513, 673 (1943); Zs. Naturforsch. 1, 608 (1946).
2. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962); Y. Neeman, Nucl. Phys. 26, 222 (1961).
3. См., например, Quantum Electrodynamics, J. Schwinger, Editor, Dover, New York, 1958.
4. M. L. Goldberger, Phys. Rev. 99, 979 (1955); M. L. Goldberger, H. Miyazawa, R. Oehme, Ibid., стр. 986.
5. См., например, G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1337, 1345 (1957).
6. W. R. Frazer, J. R. Fulco, Phys. Rev. 117, 1603, 1609 (1960).
7. Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1366 (1957); G. F. Chew, Phys. Rev. Letts. 4, 142 (1960).
8. S. Mandelstam, Phys. Rev. 112, 1344 (1958).
9. См., например, H. Lehmann, K. Symanzik, W. Zimmermann, Nuovo cimento 2, 425 (1955).
10. R. Blankenbeller, L. F. Cook, Jr., Phys. Rev. 119, 1745 (1960).
11. E. R. McCliment, K. Nishijima, Phys. Rev. 128, 1970 (1962).
12. N. Cabibbo, Phys. Rev. Letts. 10, 531 (1963).
13. M. L. Goldberger, S. B. Treiman, Phys. Rev. 110, 1178 (1958).
14. K. Nishijima, Phys. Rev. B133, 1092 (1964) и другая статья, которая вскоре будет опубликована.
15. W. Heisenberg, Zs. Phys. 101, 533 (1936); 110, 251 (1938); 113, 61 (1939).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

621.384.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Л. Юан

1. ВВЕДЕНИЕ

Основным содержанием этой книги являются красноречивые и убедительные выступления около 30 ведущих физиков-теоретиков, настаивающих на необходимости и важности изучения физики сверхвысоких энергий порядка нескольких сотен Гэв.

Как отметил в своем предисловии профессор Опенгеймер, все эти теоретики не только активно работают в области физики высоких энергий, но также глубоко интересуются общими вопросами физики и науки в целом. Они отчетливо видят недостаточность энергетического диапазона существующих ускорителей для достижения фундаментального понимания природы материи. Они уверены, что, расширив границы физики высоких энергий, мы вступим в новую область познания. Очевидно также, что любой прогресс в технике исследования сверхвысоких энергий является весьма существенным для науки в целом.

Прогресс в науке всегда достигался за счет взаимодействия между теоретическими исследованиями и экспериментальными наблюдениями. Наши наблюдения приобретают значение только после их теоретической интерпретации, и, в свою очередь, общие концепции природы и теоретические гипотезы обычно возникают на основе опытных данных. Действительно, любая теория без экспериментальных подтверждений всегда остается спекуляцией.

Это можно продемонстрировать двумя яркими примерами: 1) Теория давно предсказывала существование антипротонов. Однако только после создания в Лоуренсовской радиационной лаборатории бетатрона на 6 Гэв, когда энергия протонов стала достаточной для генерации протон-антипротонных пар, их существование было окончательно доказано в эксперименте Сегре, Чемберлена и др.¹

2) Знаменитая «проблема $\theta - \tau$ » привела Ли и Янга к смелой гипотезе, что давно установленный закон сохранения четности может быть несправедлив в слабых взаимодействиях. В результате этого дерзкого предложения Ву и ее сотрудники осуществили хорошо известный теперь эксперимент с Co^{60} , который подтвердил несохранение четности в слабых взаимодействиях. Следует особенно отметить, что этот опыт очень четко показал отсутствие барьера между так называемой физикой высоких

энергий и физикой низких энергий. Теоретические предсказания относительно несохранения четности в слабых взаимодействиях были сделаны на основании «проблемы $\theta - \tau$ », возникшей в результате экспериментов в области высоких энергий. Эти предсказания были подтверждены в опытах по β -распаду при низких энергиях. Это событие открыло новый круг проблем в теории слабого взаимодействия и привело ко многим захватывающим гипотезам и экспериментальным исследованиям вопросов, открывшихся в области как высоких, так и низких энергий.

Теперь возникают следующие вопросы:

- 1) Возможно ли достигнуть области сверхвысоких энергий?
- 2) Могут ли пучки частиц этих энергий быть сколламированы и сепарированы?
- 3) Существуют ли детектирующие и измерительные устройства, пригодные для работы с частицами таких высоких энергий?
- 4) Какие улучшенные методы автоматической обработки и анализирующие системы можно применить для максимального использования ускорителя сверхвысоких энергий? Все эти вопросы очень интенсивно исследовались⁴ в течение последних 4 лет как внутри страны, так и за границей: в Брукхейвенской национальной лаборатории, в Лоуренсовской радиационной лаборатории Калифорнийского университета, в Калифорнийском технологическом институте в Соединенных Штатах и в ЦЕРНе (Европейской организации ядерных исследований) в Женеве. В ответ на первый вопрос исследования показали, что создание синхротрона с жесткой фокусировкой в энергетическом интервале нескольких сотен Гэв является вполне возможным. Создание ускорителя можно осуществить на основе применения принципов, лежащих в основе Брукхейвенского ускорителя с сильной фокусировкой или протонного синхротрона ЦЕРНа с учетом ряда новых идей, имеющих важное техническое значение. Детальные параметры подобного проекта приведены в гл. III.

В ответ на вопросы 2), 3) и 4) исследования показали, что: а) с помощью ускорителя сверхвысоких энергий можно получить пучки различных частиц с достаточной интенсивностью; б) в области сверхвысоких энергий существуют разнообразные методы детектирования частиц, включающие в себя их разделение, идентификацию и измерение импульса; в) значительные успехи, полученные в последние годы в области техники обработки и анализа данных, имеют большую ценность для полного использования возможностей такого ускорителя, когда он будет создан. Некоторые подробности будут рассмотрены в гл. IV.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА СУЩЕСТВУЮЩИХ УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Для исследований в области физики высоких энергий необходим источник частиц, обладающих достаточной энергией для образования других частиц и для изучения взаимодействий между частицами на малых расстояниях.

Около двух десятилетий тому назад изучение физики высоких энергий в основном осуществлялось в опытах с космическими лучами. В то время космические лучи были единственным источником быстрых частиц, и это был единственный путь для работ в области больших энергий. Хотя некоторые элементарные частицы, такие, как пионы, мюоны, часть странных частиц, были впервые наблюдаемы в космических лучах, их свойства (массы, времена жизни, схемы распада и квантовые числа) и взаимодействия были изучены достаточно полно и классифицированы только после

создания больших ускорителей, позволивших получить потоки быстрых частиц с контролируемой энергией, интенсивностью и направлением движения. Так как в космических лучах интенсивности частиц, имеющих более короткие времена жизни и более высокие значения странности, исчезающе малы, становилось все труднее проводить эксперименты с помощью космических частиц. Поэтому в последние два десятилетия основная тяжесть работы легла на ускорители. Именно ускорители сделали возможным тот огромный прогресс, который был достигнут за сравнительно короткое время в области физики частиц.

Теперь, когда мы проникли более глубоко в природу материи, стало очевидным, что энергетический интервал, в котором работают существующие ускорители, все еще недостаточен и настоятельно необходимо расширить его до гораздо больших энергий. В этом разделе мы приведем некоторые характерные примеры из длинного списка важных результатов, полученных с помощью больших ускорителей:

1) Первое наблюдение нейтральных π^0 -мезонов.
 2) Установление существования пион-нуклонных резонансов и проверка справедливости концепции изотопического спина для πp -рассеяния.

3) Установление совместного рождения странных частиц.

4) Установление существования семейства античастиц, таких, как антипротон, антинейтрон, антилямбда-гиперон и т. д.

5) Определение структуры нуклона, и в частности, размера и распределения заряда.

6) Исследование образования вторичных частиц в протон-протонных соударениях вплоть до первичной энергии 30 Гэв. Было показано, что угловое распределение пионов, каонов и антипротонов сильно сдвинуто в направлении вперед, гораздо сильнее, чем это предсказывалось статистической теорией Ферми. Полученные данные совместимы с универсальным распределением по поперечному импульсу.

7) Установление существования двух типов нейтрино, из которых одно ассоциировано с мюоном, а другое с электроном.

8) Интенсивные эксперименты по физике нейтрино, проводившиеся на ускорителях с самой высокой энергией частиц (ускоритель в Брукхейвене на 33 Гэв и ускоритель на 28 Гэв в ЦЕРНе). Эти опыты показали, что для исследования важного вопроса о существовании промежуточного бозона, обуславливающего слабые взаимодействия, требуются гораздо большие энергии, чем те, которые доступны в настоящее время. Нижний предел массы промежуточного бозона, установленный в настоящее время, составляет около 2 Гэв.

9) Определение масс, времен жизни, схем распада, изотопических спинов, четности и т. д. элементарных частиц — π -мезонов, K -мезонов, барионов. Получено большое число возбужденных состояний этих частиц и проанализированы их свойства. Недавнее открытие Ω -гиперона, сделанное на 33-Гэв ускорителе в Брукхейвене, особенно существенно, так как очень вероятно, что эта частица является той недостающей частицей, которая была предсказана на основании SU_3 -симметрии и завершения комплектование мультиплетета $J^P = 3/2^+$. Таким образом, это открытие дает весьма существенный довод, подтверждающий правильность SU_3 -симметрии и демонстрирующий важную роль, которую она играет в сильных взаимодействиях (см. Приложение, 2).

10) Измерения полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с протонами, показавшие, что полные сечения протон-протонных, антипротон-протонных, каон-протонных и пион-протонных взаимодействий вплоть до энергии 22 Гэв в той или иной степени приближаются к посто-

янной величине, обнаруживая, в известной степени, асимптотическое поведение.

11) Точные измерения сечений упругого рассеяния различных элементарных частиц. Эти измерения продемонстрировали сужение конуса дифракционного рассеяния с увеличением энергии протонов и положительных каонов. Однако, в противоречии с предсказаниями теории полюсов Режде, не найдено сужения дифракционного конуса при рассеянии пионов и отрицательных каонов. Кроме того, измерения упругого рассеяния антипротонов на протонах показали, что имеет место эффект расширения конуса. Хотя пока не найдено убедительного теоретического объяснения этих основных результатов исследования упругого рассеяния, в настоящее время в данной области получена достаточно полная картина.

12) Исследование упругого протон-протонного рассеяния с большим переданным импульсом. В этом случае наблюдается сравнительно медленный спад сечения как функции переданного импульса.

13) Недавние исследования распада нейтральных каонов, продемонстрировавшие неожиданное свойство этого распада, а именно явное нарушение инвариантности относительно операции обращения времени. Интерпретация этого эксперимента в настоящее время еще не завершена.

На рис. 1 представлено графически число сильно взаимодействующих частиц, открытых за последние годы, как функция времени. Из рисунка видно, что с появлением больших ускорителей число новых частиц, открываемых за год, резко возросло.

Перечень работ, приведенный выше, является лишь малой долей полного числа исследований, выполненных к настоящему времени с помощью ускорителей. Несколько последних результатов из этого списка получены только очень недавно, и их значение еще полностью не осознано. Этот список, так же как и рис. 1, демонстрирует не только важную роль, которую сыграли ускорители больших энергий в прошлом, но и необходимость в будущем расширить их энергетический диапазон до величины порядка несколько сотен Гэв, чтобы получить ответы на многие еще не выясненные фундаментальные вопросы, существенные для понимания природы материи.

III. ВОЗМОЖНОСТЬ СОЗДАНИЯ УСКОРИТЕЛЯ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ИНТЕРВАЛЕ ОТ 200 ДО 1000 Гэв

Проект ускорителя от 200 до 1000 Гэв, описанный ниже, явился результатом тщательных и обширных исследований, проводившихся в последние несколько лет группой ведущих специалистов в области ускорительной техники — физиков и инженеров. Этот проект использует

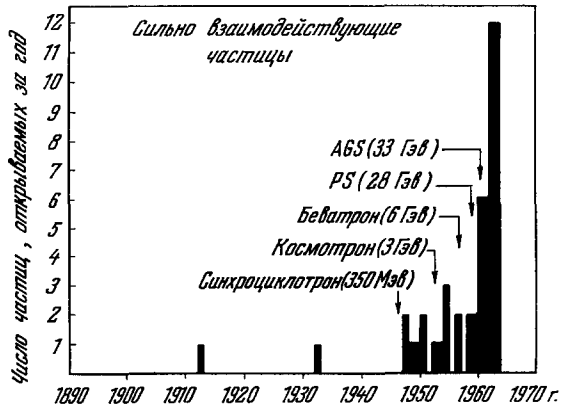


Рис. 1. Число сильно взаимодействующих частиц, открытых за год, представленное как функция времени вплоть до настоящего момента.

Указано время начала работы некоторых больших ускорителей, на которых были сделаны основные открытия. AGS — Брукхейвенский ускоритель с сильной фокусировкой; PS — протонный синхротрон ЦЕРН.

опыт успешной разработки и эксплуатации существующих больших ускорителей, таких, как ускоритель в Брукхейвене с сильной фокусировкой и протонный синхротрон ЦЕРНа, и является вполне традиционным, разумным и надежным.

В нем содержатся различные усовершенствования, вносящие ценный вклад в технику ускорителей. Новые усовершенствования в этой области, которые могут иметь место в ближайшие несколько лет, будут, конечно, также включены в него, если это окажется полезным.

Наиболее подходящим типом ускорителя в энергетическом интервале от 200 до 1000 Гэв с точки зрения стоимости, максимального использования в экспериментах и других практических соображений является

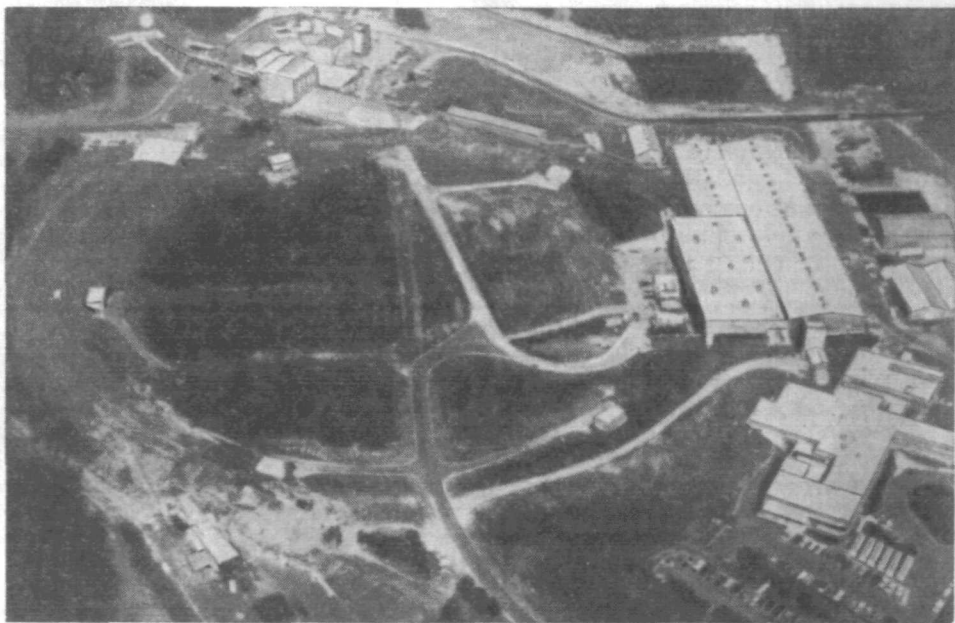


Рис. 2. Общий вид Брукхейвенского ускорителя с сильной фокусировкой.

протонный синхротрон с сильной фокусировкой. Линейные ускорители протонов или электронов обойдутся, по-видимому, по крайней мере в 10 раз дороже.

На рис. 2 показан общий внешний вид Брукхейвенского ускорителя с сильной фокусировкой, а на рис. 3 — вид одного из участков ускорителя внутри здания. Диаграмма протонного синхротрона с сильной фокусировкой на 1000 Гэв (по Брукхейвенскому проекту 1961 г.) приведена на рис. 5, а на рис. 4 изображен экспериментальный зал этого ускорителя. Рис. 6 представляет собой схематический вид протонного синхротрона на 200 Гэв, разрабатываемого в Лоуренсовской радиационной лаборатории.

Основные параметры подобного ускорителя для трех различных энергий приведены в таблице*). Параметры ускорителя на 200 Гэв были разработаны в Лоуренсовской радиационной лаборатории. Параметры ускорителя на 600 и 1000 Гэв были рассчитаны в Брукхейвене.

*) Данные об основных параметрах были предоставлены доктором Дж. Блюттом, который возглавляет разработку проекта ускорителя в Брукхейвене.

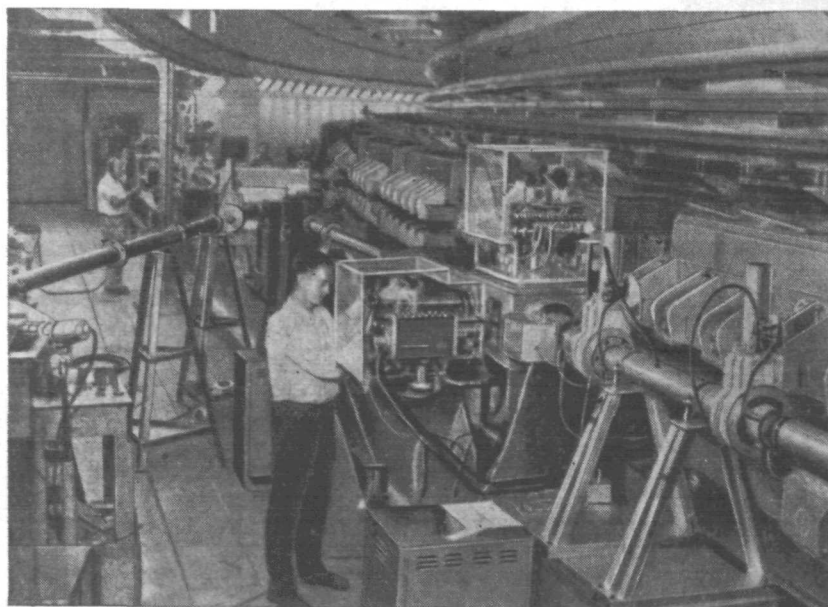


Рис. 3. Вид одного из участков ускорителя.

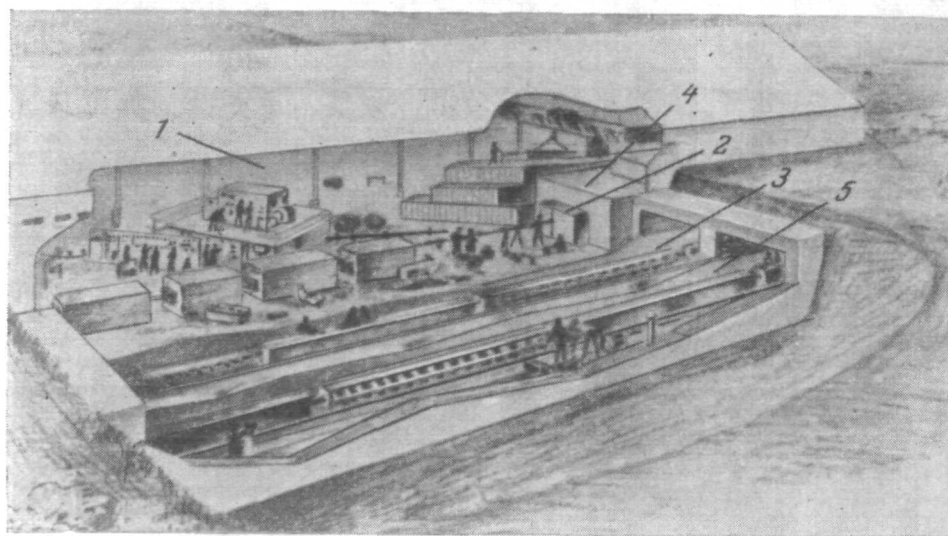


Рис. 4. Часть основного туннеля и экспериментального зала ускорителя на 1000 Гэв.
 1 — Экспериментальный зал; 2 — стальная защита; 3 — система отклонения пучка; 4 — бетонная защита; 5 — туннель для ускорителя.

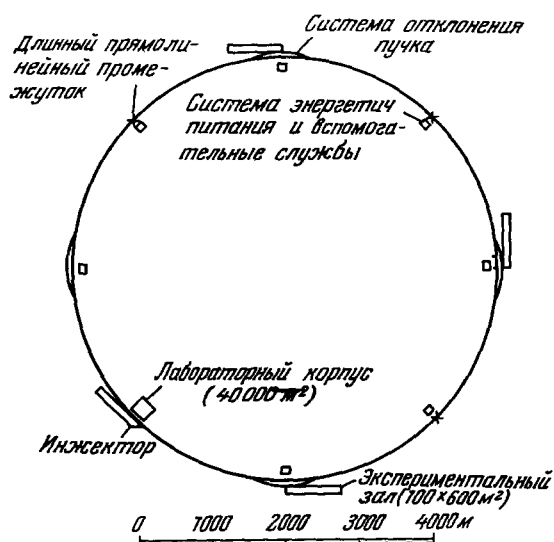


Рис. 5. Диаграмма синхротрона с жесткой фокусировкой на 1000 Гэв
Показаны масштаб и общее расположение

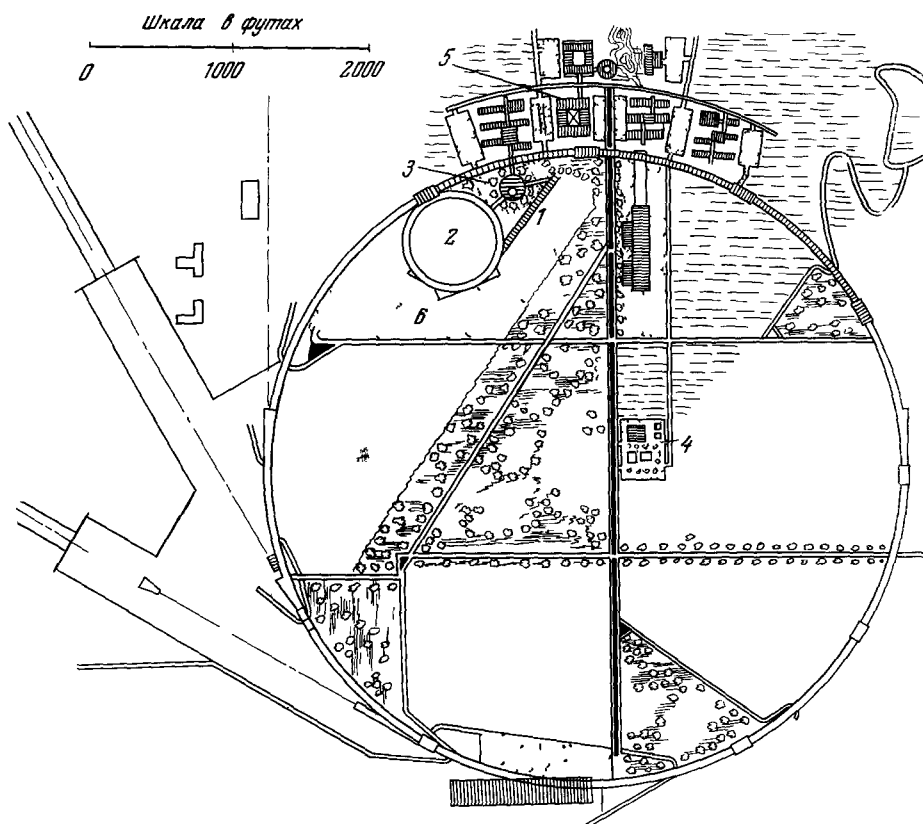


Рис. 6. Схематический вид протонного синхротрона на 200 Гэв.
1 — Линейный ускоритель, 2 — «равногонный» синхротрон 3 — пульт управления ускорителем, 4 — система энергетического питания 5 — вычислительный центр, 6 — экспериментальный зал

Возможные параметры ускорителей сверхвысоких энергий

	200 Гэв	600 Гэв	1000 Гэв
Максимальное магнитное поле, кэ	15	15	15
Радиус кривизны, м	444	1340	2220
Средний радиус (с учетом прямолинейных промежутков), м	702	2000	3200
Окружность, м	4410	12 600	20 100
Характеристики орбиты и пучка			
Энергия инъекции, Гэв	6	6	6
ν (бетатронные колебания за один оборот)	16,75	30	40
Интенсивность пучка (число протонов в импульсе)	$3 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$
Магнитные параметры			
Длина магнита, м	5,8	8	10
Число магнитов	480	1050	1400
Вес железа магнитов, т	8400	25 000	42 000
Число магнитов в одном фокусирующем элементе	4	6	6
Длина фокусирующего элемента, м	30	46	58
Градиент $1/B \cdot \left(\frac{dB}{dr} \right)$, м ⁻¹	3,17	4,5	4,5
Апертура, см	5×12	5×10	5×10
Число длинных прямолинейных промежутков	12	12	12
Чистая длина прямолинейных промежутков, м	40÷60	40	50
Частота импульсов, мин ⁻¹	30	30	30
Средняя мощность магнитов, Мвт	8	24	39
Радиочастотные параметры			
Конечная частота, Мгц	50	200	200
Число гармоник	740	8000	1300
Конечный период оборота, мксек	14,7	42	67
Конечная частота обращения, кгц	68	24	15
Увеличение энергии за 1 оборот, Мэв	3,7	25	67

Последние достижения в создании магнитов со сверхпроводящими обмотками привели к тому, что очень серьезно была рассмотрена возможность использования этих магнитов для ускорителей на сверхвысокие энергии. При использовании сверхпроводящих обмоток были получены магнитные поля с напряженностью >100 кэ, а в ближайшем будущем имеется практическая возможность получить еще большие поля. Применение таких магнитов в ускорителях сверхвысоких энергий позволило бы существенно уменьшить размеры ускоряющего кольца.

Заслуживает упоминания одно нововведение, содержащееся в данном проекте, которое очень важно с точки зрения экспериментального использования машины. Весьма существенным условием для экспериментального использования ускорителя на сверхвысокие энергии является возможность свободного выведения пучков вторичных частиц вперед под очень малыми углами. Это требование основано на анализе экспериментов, упомянутых в гл. II, 6. Для осуществления такого вывода в ускорителе необходимо иметь очень длинные прямолинейные промежутки (области, свободные от поля), чтобы испускаемые вторичные частицы, образованные на мишени, находящейся в самом начале такого промежутка,

могли выходить в конце промежутка, не проходя через область магнитного поля. Обычно в ускорителе без существенного увеличения апертуры легко можно сделать прямолинейные промежутки порядка $1/30$ длины бетатронных колебаний или короче (бетатронные колебания — это характеристические колебания в ускорителях синхротронного типа *)). Было показано, однако ^{4a}, что возможно осуществить гораздо более длинные прямые промежутки с помощью квадрупольных магнитов, помещенных в этих секциях, чтобы заменить фокусирующие свойства обычных магнитов с переменным градиентом.

Инжектором для ускорителя на сверхвысокие энергии может быть либо линейный ускоритель, либо другой синхротрон на энергию в несколько $Gэ$. Если используется «разгоняющий» синхротрон, то он должен работать с большей частотой, так что несколько его выходных импульсов инжектируются в большее ускорительное кольцо перед каждым циклом ускорения в нем. Линейный ускоритель является, по-видимому, более удовлетворительным, но и более дорогим типом инжектора по сравнению с синхротроном. Любой из этих инжекторов вполне осуществим на базе уже существующей техники.

IV. ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Существенную часть экспериментов по физике частиц составляют измерения величин, определяющих начальное и конечное состояние исследуемых процессов, например процессов соударения, распадов и т. д. В общем случае эти измерения сводятся к определению траектории исследуемой частицы, ее скорости (включая и углы, определяющие направление движения), импульса и пробега.

Из результатов подобных измерений, проделанных для отдельных частиц, можно получить интерпретацию явления как целого и, проведя сравнение с теоретическими предсказаниями, прийти к определенным выводам.

Мы рассмотрим здесь следующие вопросы: 1) Какие пучки частиц можно создать с помощью ускорителей сверхвысоких энергий, и до каких пределов эти пучки могут быть коллимированы? 2) Какие детекторы частиц и измерительные системы могут быть использованы в экспериментах с этими частицами высоких энергий, и существуют ли вообще такие системы? 3) Существуют ли методы переработки информации и анализирующие системы, пригодные для полного использования возможностей ускорителей сверхвысоких энергий?

1. Возможные пучки и методы сепарации пучков

В принципе возможно получить пучки всех стабильных частиц или частиц, имеющих время жизни, достаточное для того, чтобы они могли быть исследованы прежде, чем распадутся (см. ниже гл. VI).

Расчеты, проделанные путем экстраполяции существующих в настоящее время данных о генерации частиц, полученных на ускорителях ЦЕРНа и Брукхейвена, показывают, что с помощью ускорителя с энергией в несколько сотен $Gэ$ могут быть получены пучки всех интересующих нас частиц.

*) Например, самый длинный прямолинейный промежуток в Брукхейвенском ускорителе с сильной фокусировкой на $33 Gэ$ равен 10 футам.

Последние успехи в разработке сверхпроводящих магнитов, создающих магнитные поля напряженностью свыше 100 кэ, делают возможным получить более сильное отклонение пучков частиц и создать более компактные и практичные системы вывода пучков. Рассмотрение системы вывода и коллимации пучков показало, что возможно создание следующих вторичных пучков:

1) Сепарированные вторичные пучки (радиочастотная и электростатическая сепарация), выделенные с помощью сверхпроводящих магнитов:

- а) пучки положительных и отрицательных пионов;
- б) протонные и антипротонные пучки;
- в) пучки положительных и отрицательных каонов.

2) Несепарированные вторичные пучки, выделенные с помощью сверхпроводящих магнитов:

- а) пучки положительных и отрицательных пионов;
- б) протонные и антипротонные пучки;
- в) нейтронные и антинейтронные пучки;
- г) положительные, отрицательные и нейтральные каонные пучки;
- д) положительные и отрицательные мюонные пучки;
- е) нейтринные пучки.

3) Выведенные протонные пучки; пучки с быстрым выводом для экспериментов с пузырьковыми камерами и с медленным выводом для экспериментов со счетчиками и искровыми камерами.

4) Гиперонные пучки.

В связи с пунктом 3) необходимо отметить, что в существующих ускорителях вывод протонного пучка осуществляется с эффективностью более 80%. Использование выведенного пучка более удобно, чем метод смещения пучка, о котором говорится в ^{4а} (см. также рис. 5).

Обращаясь к пункту 4), следует заметить, что при существующих сейчас ускорителях гипероны из-за своего очень малого времени жизни распадаются вблизи мишени, на которой они генерируются, а поэтому их изучение очень трудно. Однако гипероны, образованные на ускорителе сверхвысокой энергии, могут обладать энергией в несколько сотен Гэв. Такая энергия позволяет им, не распадаясь, пройти расстояние, достаточное для формирования гиперонных пучков, пригодных для исследований.

С е п а р а ц и я п у ч к о в. Одно из основных назначений ускорителя на энергию в несколько сотен Гэв — служить источником антипротонов, К-мезонов и других редких частиц большой энергии, чтобы: 1) исследовать взаимодействие этих частиц с протонами и нейтронами, 2) производить поиски возможных новых частиц, образуемых в ядерных взаимодействиях с очень большой энергией. В экспериментах с электроникой, вообще говоря, не требуется физической очистки пучка, в результате которой в нем остаются только интересующие нас частицы. Однако физическая очистка пучка становится существенной по крайней мере в следующих двух случаях:

1) в экспериментах с жидководородными или жидкодейтериевыми пузырьковыми камерами, искровыми камерами и т. д. из-за сложного и неизвестного характера взаимодействий;

2) в экспериментах с электроникой, в которых требуется очень высокая избирательность для регистрации в пучке редких частиц среди подавляющего количества фоновых частиц (л-мезонов, протонов). Это особенно важно для поисков новых частиц или редких процессов.

В настоящее время для сепарации пучков успешно используются два метода. Обычно для разделения частиц по скорости применяется

техника электростатических сепараторов. Другим методом разделения является радиочастотная сепарация. Рассмотрена возможность электростатической сепарации частиц в интервале импульсов от 15 до 150 Гэв/с. При этом было произвольно задано условие, чтобы на каждом снимке в камере регистрировалось 15 частиц данного типа. Непосредственное использование существующей техники электростатических сепараторов для ускорителей частиц с энергией в несколько сотен Гэв показывает, что можно создать сепарированные пучки K -мезонов с импульсами до 30 Гэв/с и антипротонов с импульсами свыше 50 Гэв/с, но, по-видимому, менее 100 Гэв/с.

Увеличение предельного импульса пучков, сепарированных этим методом, свыше 60 Гэв/с для K -мезонов и свыше 100 Гэв/с для антипротонов представляется очень трудным.

С помощью уже существующей конструкции радиочастотных сепараторов можно создать следующие пучки частиц: антипротоны с предельным импульсом до 25 Гэв/с, каоны — до 18 Гэв и пионы — до 15,4 Гэв/с.

В этой конструкции используются три отклоняющих конденсатора, работающих на частоте 3000 Мгц и разделенных между собой расстоянием 250 футов при полной длине пучка 800 футов. В принципе полное разделение антипротонов и пионов с импульсом 50 Гэв/с может быть получено с помощью одного отклоняющего конденсатора, расположенного на расстоянии 500 футов от мишени, при соответствующем пролетном расстоянии после конденсатора. В настоящее время можно создать радиочастотные сепараторы, работающие в интервале импульсов вплоть до 100 Гэв/с. Будущие усовершенствования в области техники сепарации пучков смогут в течение нескольких лет расширить используемый диапазон энергий до гораздо больших значений.

В любом случае первичный пучок частиц с большой энергией позволит получать интенсивные пучки редких в настоящее время частиц при сравнительно малых энергиях и, таким образом, сделает возможным их детальное изучение.

2. Детектирование и идентификация частиц

Опыт, накопленный в проводимых сейчас и в прошлом экспериментах на существующих больших ускорителях, и различные проблемы, встретившиеся в этих исследованиях, послужили основой для анализа будущих экспериментов при сверхвысоких энергиях.

Общим результатом такого анализа является вывод о возможности использования различных методов детектирования частиц, включающих в себя идентификацию и измерение импульсов либо путем применения существующей техники или ее модификации, либо с помощью новой техники. Краткая сводка некоторых методов детектирования частиц приводится ниже.

а) Камеры Вильсона и пузырьковые камеры. Заряженные частицы, проходящие через вещество камеры (в камерах Вильсона используются газы, а в пузырьковых камерах — жидкости), дают видимые треки. Одно из замечательных свойств этих камер — их хорошее пространственное разрешение. В существующих камерах возможно получать треки частиц длиной около 1 м или более. Точность измерения с агиты, определяющей кривизну трека, достигает 25 мк в пространстве камеры. В камерах используются магнитные поля около 20 кэ, что является достаточным для измерения импульса 100 Гэв/с с точностью 3%, но становится неудовлетворительным при еще больших

энергиях. Последние достижения в области создания полей порядка 100 кэ и более с помощью магнитов со сверхпроводящими обмотками делают возможными измерения импульса 500 Гэв/с с точностью примерно равной пределу, накладываемому кулоновским рассеянием. Однако точности измерения углов при этом не будут столь же хорошими.

Недавно в Брукхейвене был предложен проект создания жидководородной пузырьковой камеры диаметром 14 футов, предназначенной

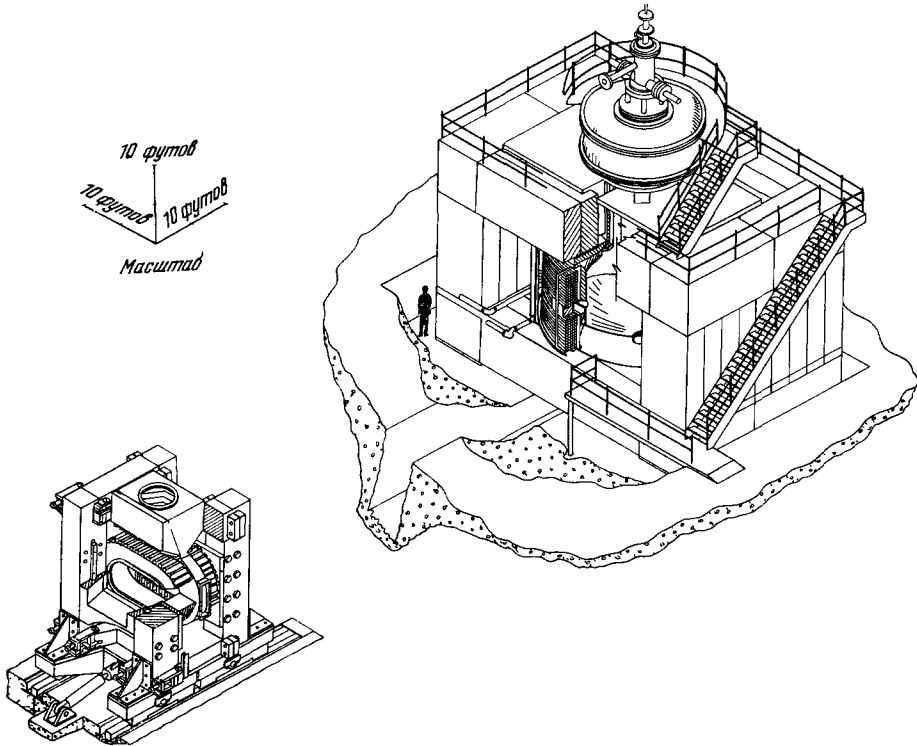


Рис. 7. 14-футовая жидководородная пузырьковая камера, предложенная в Брукхейвенской национальной лаборатории.

Для сравнения слева внизу показана действующая 80-дюймовая камера. Пузырьковые камеры с размерами, близкими к 14-футовой камере, будут очень полезными детектирующими приборами для использования в области сверхвысоких энергий, особенно если они будут снабжены магнитами со сверхпроводящими обмотками, создающими магнитные поля порядка 100 кэ (на рисунке показана 14-футовая камера, помещенная в обычном магните с напряженностью поля 20 кэ).

для использования на Брукхейвенском ускорителе с сильной фокусировкой⁶. В этом случае точность измерения импульса будет существенно увеличена из-за большой длины треков, а для частиц, остановившихся в камере, эта точность возрастет очень сильно. На рис. 7 изображена камера, причем для сравнения приведена в том же масштабе существующая в настоящее время 80-дюймовая жидководородная пузырьковая камера. Фотография этой 80-дюймовой камеры представлена на рис. 8. Ценность создания большой камеры (диаметром 14 футов) заключается не только в увеличении точности, но и в полноте информации, которую можно получить для зарегистрированных в камере случаев. Камера подобных размеров будет очень полезной для работы на ускорителе сверхвысокой энергии, особенно если эта камера будет

находиться в магнитном поле 100 кэ. Идентификации частиц можно достигнуть путем подсчета числа разрывов в треке в пузырьковой камере или числа капель в камере Вильсона. При очень большой энергии в тяжелых жидкостях возможно определение γ (≈ 100) с точностью порядка $\pm 10\%$ для треков длиной около 1 м, а в жидком водороде — только с точностью $\pm 30\%$ (здесь $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, а v — скорость частицы). В камерах Вильсона, особенно наполненных ксеноном, наблюдался рост

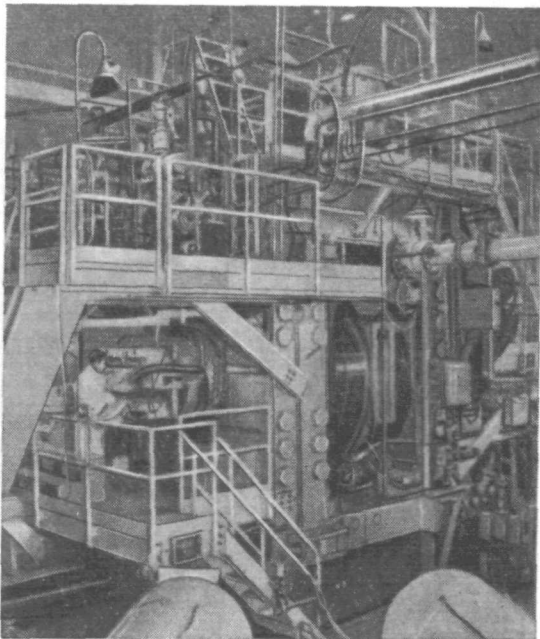


Рис. 8. Фотография 80-дюймовой жидководородной пузырьковой камеры, работающей в настоящее время на Брукхейвенском 33-Гэв ускорителе с сильной фокусировкой.

Камера $80 \times 27 \times 26$ куб. дюймов расположена в центре магнита, изображенного на снимке. Фотографирование треков производится слева, там, где на снимке показаны фотоаппараты.

ионизации по сравнению с минимальной на 40% при $\gamma = 100$ и на 70% при $\gamma = 300$. Полный анализ случаев, подобный тому, который можно сделать при меньших энергиях, при очень высоких энергиях станет весьма трудным, так как при этих энергиях в дополнение к заряженным частицам следует ожидать рождения большого числа нейтральных частиц. Даже случаи в водороде придется анализировать скорее статистическим, чем индивидуальным методом. Иногда, тем не менее, отдельные частицы можно идентифицировать. Нейтральные частицы очень больших энергий, распадающиеся с очень коротким временем жизни на заряженные частицы, будут регистрироваться в камере. Для того чтобы распадное расстояние равнялось 2 мм, частица гиперонной массы с энергией 1000 Гэв должна иметь время жизни около 10^{-14} сек. Таким образом, хотя полный анализ случаев образования будет невозможным, данные о генерации и свойствах отдельных частиц можно все же получить в определенном числе случаев. Возможные новые частицы имеют, таким образом, определенную вероятность быть зарегистрированными.

Одним из важных применений ускорителей с большими энергиями является создание интенсивных пучков со средними энергиями, состоящих из частиц, в настоящее время довольно редких, таких, как K -частицы или даже Ξ -частицы. События, происходящие в таких пучках, более доступны для анализа.

Определение эффективных сечений, параметров рассеяния, времен жизни, четностей, спинов, изотопических спинов и поляризационных свойств этих частиц с помощью камер станет задачей не более трудной, чем те, которые решаются на современных ускорителях.

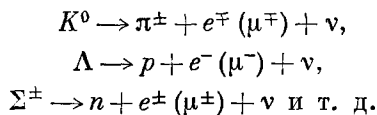
Таким образом, большие жидководородные пузырьковые камеры, о которых говорилось выше, станут очень полезными приборами для работы с ускорителями на несколько сотен Гэв, особенно если учесть, что

эффективность использования камер во многих экспериментах растет быстрее, чем их линейные размеры. (Объем 14-футовой камеры в 25 раз превышает объем брукхайвенской 80-дюймовой камеры, а для некоторых экспериментов отношение эффективностей камер будет не меньше отношения их объемов.)

Примерами могут служить нейтринные эксперименты при малых энергиях, в которых основным параметром является объем камеры, или эксперименты, в которых изучаются несколько последовательных взаимодействий, или, наконец, эксперименты, для которых существует пороговый размер, например опыты, использующие магнитное улавливание заряженных частиц.

Другим важным вопросом является идентификация продуктов слабых процессов, например распадов или нейтринных взаимодействий. Так, в реакции (см. Приложения, 2) $\bar{\nu} + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + \mu^+$ может быть существенной идентификация мюона среди вторичных частиц.

Важно также установить, присутствуют ли электроны среди продуктов нейтринных взаимодействий некоторых типов. Примерами (см. Приложения, 2) слабых распадов являются процессы:



Вероятности распадов для большинства из них очень малы, и поэтому очень важна идентификация лептонных распадов, их выделение на фоне более частых пионных распадов. Это можно сделать благодаря тем возможностям для установления природы частиц, которыми обладает 14-футовая пузырьковая камера: улавливание заряженных частиц, идентификация электронов с помощью пластин из тяжелых металлов, наблюдение нейтральных распадов в широком диапазоне импульсов.

Особенно существенную роль играют эти возможности идентификации частиц в K^0 -распадах, для которых трудно провести кинематическое определение. Два типичных примера снимков интересных событий в пузырьковых камерах показаны на рис. 9 и 10. На рис. 9 показано образование каскадного антигиперона $\bar{\Xi}^-$ антипротоном с импульсом $3,7 \text{ Гэв}/c$, а на рис. 10 показан случай взаимодействия K^- -мезона с импульсом $5 \text{ Гэв}/c$.

б) Искровые камеры. Обычно искровая камера состоит из тонких параллельных проводящих пластин, разделенных узкими зазорами. Камеры, как правило, наполняются неоном или аргоном, и на смежные пластины подается высоковольтный импульс, который вызывает электрический разряд в том месте зазора, где проходит заряженная частица.

Искровая камера имеет гораздо лучшее временное разрешение по сравнению с пузырьковой камерой, но, возможно, не столь же хорошее пространственное разрешение. С другой стороны, ее пространственное разрешение лучше, чем у сцинтилляционного счетчика, но временное разрешение более низкое. Разрешающее время камеры с зазором в 1 см составляет $\sim 0,5 \text{ мксек}$. Положение искры можно измерить с точностью до $1/4 \text{ мм}$ в двух измерениях и определяется расстоянием между пластинами в третьем измерении. В камере, состоящей из 6 слоев с зазорами в 1 см. средняя точность измерения угла составляет около $0,5^\circ$ для треков, проходящих под углом 20° к пластинам камеры. Искровые камеры, имеющие размеры с комнату и содержащие многие тонны вещества, можно создать без непреодолимых трудностей.

Из-за своего хорошего временного разрешения искровые камеры особенно ценны для регистрации редких событий, когда набор статистики с помощью пузырьковых камер становится затруднительным. Хорошее пространственное разрешение искровых камер обеспечивает их преимущество перед счетчиками в случаях, когда необходимо сочетание хорошего углового разрешения с большим телесным углом регистрации.

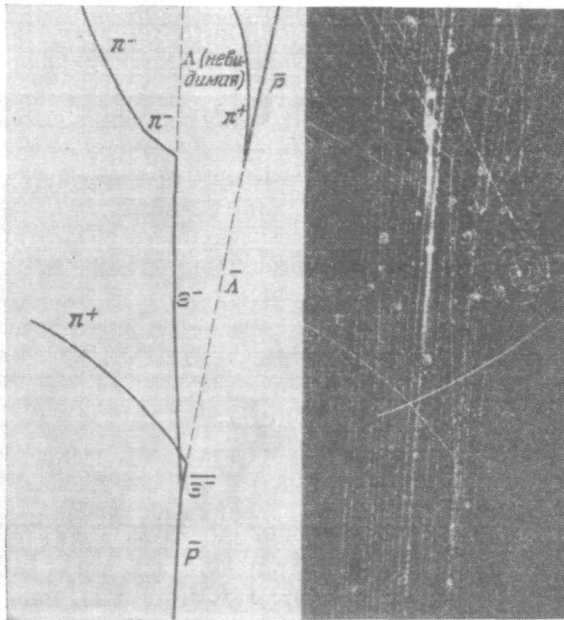


Рис. 9. Случай образования каскадного антигиперона $\bar{\Xi}^-$ антипротоном с импульсом $3,7 \text{ Гэв/с}$, найденный в 20-дюймовой жидководородной пузырьковой камере.

Слева приведена схема, изображающая детали события $\bar{p} + p \rightarrow \bar{\Xi}^- + \bar{\Xi}^-$ с последующим распадом гиперонов (Λ^- -мезон, образующийся при распаде $\bar{\Xi}^-$ -гиперона, испытывает рассеяние, не имеющее существенного значения для анализа события).

Последние достижения в области ультразвуковых искровых камер, использующих акустические детекторы для локализации искр, дают возможность ввода информации о положении искр в цифровой форме в счетные машины и, таким образом, позволяют быстро анализировать данные, полученные с помощью искровых камер. Самой последней разработкой является нитяная искровая камера, в которой параллельные проводящие нити, близко расположенные друг к другу, образуют плоскости, заменяющие пластины в обычных искровых камерах. Создание нитяных камер открывает еще более многообещающие возможности использования детекторов этого типа в экспериментах в области физики высоких энергий. В отличие от обычных или ультразвуковых камер, в которых для визуальной или акустической регистрации требуются довольно мощные искры, в нитяных камерах достаточно получить очень слабые искры, с энергией, обеспечивающей срабатывание ферритового

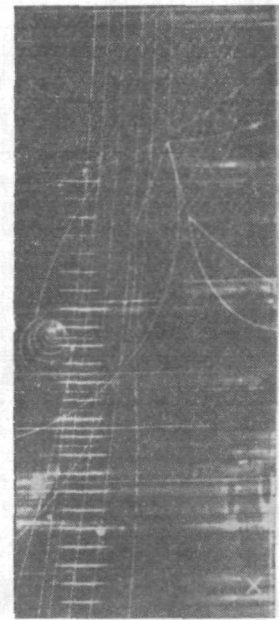


Рис. 10. Фотография взаимодействия K -мезонов с импульсом 5 Гэв/с в 80-дюймовой жидководородной пузырьковой камере Брукхейвенской национальной лаборатории.

На этом снимке видны два случая взаимодействия и один распад на лету первичного K -мезона. Одно из этих взаимодействий (справа) четырехлучевое, причем одна из вторичных частиц (Λ^+ -мезон) рассеивается, а другая (Σ^+ -гиперон) распадается. Во втором взаимодействии (слева) образуются две заряженные частицы и много невидимых нейтральных частиц.

кольца, соединенного с нитью, на которую происходит разряд. Это позволяет существенно уменьшить мертвое время камеры. Полученная информация выдается в цифровой форме и может быть легко введена в счетную машину. Система нитяных камер позволяет определять траектории исследуемых частиц с точностью до долей *мм* (этот размер является практическим пределом для расстояния между нитями). Комбинированное использование искровых камер, черенковских и сцинтилляционных счетчиков и(или) пузырьковых камер может быть весьма полезным в ряде задач в области физики высоких энергий.

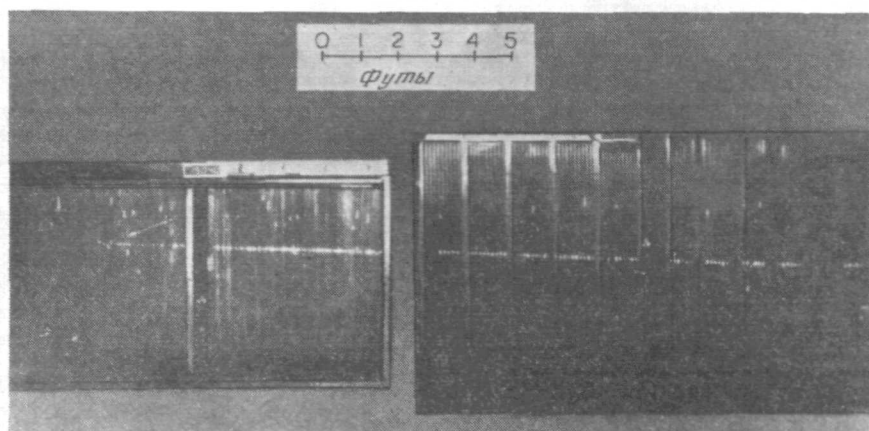


Рис. 11. Полученная в искровых камерах фотография проникающей частицы, генерированной в нейтринном взаимодействии.

На рис. 11 представлена фотография системы искровых камер, показывающая прохождение через них частицы большой энергии, образованной в нейтринном взаимодействии. Фотография системы камер приведена на рис. 12. Эта система использовалась в нейтринном эксперименте, осуществленном на брукхейвенском ускорителе с сильной фокусировкой.

в) **Время пролета.** Метод времени пролета широко используется для идентификации частиц благодаря своей простоте и широкому интервалу скоростей, в котором он применим. Основным ограничением возможностей этого метода являются неточности в измерении очень коротких временных интервалов. Эти неточности включают в себя:

- 1) временное разрешение схем совпадений или хронотронных схем;
- 2) длительность фронта и временной разброс выходных сигналов детекторов и умножителей;
- 3) разброс времен пролета электронов в умножителях;
- 4) длительность фронта усилителя или дискриминатора.

Предполагая, что наилучшее временное разрешение в индивидуальных измерениях составляет 10^{-10} сек, легко показать, что каоны и пионы с импульсом $5 \text{ Гэв}/c$ могут быть разделены между собой при пролетном расстоянии $\sim 10 \text{ м}$. Для больших импульсов пролетное расстояние, необходимое для точного измерения скорости, делается очень большим, и этот метод во многих случаях становится малопригодным. Во всех этих случаях гораздо более удобными и распространенными приборами являются черенковские счетчики.

Однако широкий интервал скоростей, в которых применим метод времен пролета, позволяет с его помощью детектировать частицы в очень широком интервале импульсов. Если этот метод используется в сочетании с сепараторами пучков для очистки от фоновых частиц, он может быть весьма полезным для поисков тяжелых частиц новых типов.

1) Черенковские счетчики и черенковские камеры. Черенковские счетчики до настоящего времени остаются наиболее точными и удобными приборами для детектирования и идентификации частиц высоких энергий. Черенковский счетчик измеряет скорость проходящей через него заряженной частицы. Это осуществляется

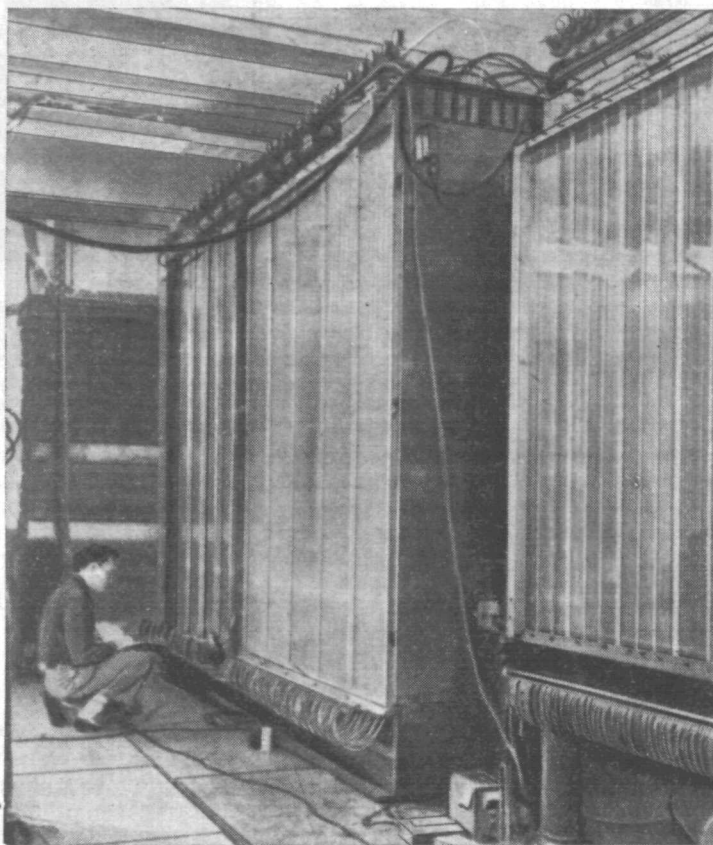


Рис. 12. Система искровых камер, использованных в недавнем нейтринном эксперименте Колумбия — Брукхейвенская национальная лаборатория.

путем регистрации черенковского излучения, испускаемого частицей, проходящей в среде с коэффициентом преломления n , если ее скорость превышает скорость света в этой среде c/n . Угол испускания черенковского излучения определяется выражением $\cos \theta = 1/\beta n$, где $\beta = v/c$. При использовании газового черенковского счетчика с фокусировкой и каналом антисовпадений для подавления фоновых частиц в отрицательном пучке брукхейвенского ускорителя с сильной фокусировкой антипротоны с импульсом $20 \text{ Гэв}/c$ легко отделялись от пионов и каонов. Разрешение этого счетчика по скорости составляет $\Delta\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ при

угле испускания черенковского излучения $\theta = 5^\circ$, где β — отношение скорости частицы к скорости света. При уменьшении угла испускания черенковского свечения до $\theta = 1^\circ$ разрешение по скорости возрастает до $\Delta\beta = 5,8 \cdot 10^{-6}$, что сравнимо по величине с предельным разрешением, обусловленным дисперсией света. Такой черенковский счетчик, имеющий длину 90 футов, может отделять антипротоны от пионов при импульсе до 200 Гэв/с.

С помощью специальной системы линз для коррекции дисперсии разрешение черенковского счетчика может быть увеличено примерно в 20 раз ^{4а}.

В черенковских камерах излучение, испускаемое отдельными частицами, проходящими через радиатор, фокусируется на фотокатод электроннооптического преобразователя, расположенного в фокальной плоскости линзы или зеркала. При этом изображение, получаемое на фотокатод, представляет собой кольцо, диаметр которого обусловлен углом испускания черенковского излучения и, следовательно, позволяет определить скорость частицы. Кроме того, координаты центра кольца позволяют точно определить ориентацию траектории частицы (но не ее положение в пространстве). Ограничения по интенсивности излучения и используемому угловому полю зрения, по-видимому, позволяют применять этот прибор только для частиц с импульсом меньше ~ 50 Гэв/с.

С помощью комбинированных годоскопических систем, состоящих из черенковских и сцинтилляционных счетчиков, и непосредственно соединенной с ними вычислительной машины можно осуществить экспериментальное устройство, обладающее очень высокой точностью, хорошим временным разрешением (низким уровнем фона) и высокой скоростью счета. Создание такого устройства оказалось возможным благодаря высокому временному разрешению сцинтилляционных и черенковских счетчиков. Быстрый анализ результатов, осуществленный в этой системе, делает ее гибкой и открывает большие возможности для планирования экспериментов и внесения усовершенствований, позволяющих значительно улучшить опыт. Такие системы или им подобные, состоящие из черенковских счетчиков и ультразвуковых и нитяных искровых камер, соединенных с вычислительной машиной, дают большие преимущества при использовании их в экспериментах на ускорителях на несколько сотен Гэв. Фотография годоскопа из счетчиков показана на рис. 13.

2) Фотографические эмульсии. Для некоторых проблем оказывается выгодным применение ядерных фотоэмульсий:

а) Поиски новых, очень короткоживущих частиц, рождающихся в ядерных звездах.

б) Поиски монополей (изолированных магнитных полюсов, существование которых было предсказано Дираком).

в) Исследование струй высоких энергий и т. д. Конечно, предполагается использовать ядерные эмульсии для обычных исследований фона и различных технических проблем, связанных с ускорителями.

3) Полупроводниковые детекторы. Основным преимуществом полупроводниковых детекторов является малая величина энергии, необходимой для образования заряженной частицей пары электрон—дырка. Так, в кремнии эта величина составляет 3,5 эв вместо ~ 35 эв, которые необходимо затратить при обычной ионизации. Это приводит к созданию большого количества электронно-дырочных пар при малой потере энергии частицей и, следовательно, к хорошей статистике. Частица с минимальной ионизацией образует $1,8 \cdot 10^{-14}$ к/мм в кремнии. В настоящее

время получены кремниевые детекторы с $p-n$ -переходом, у которых толщина чувствительного слоя составляет несколько mm и выходные сигналы достигают величины порядка милливольт. Поэтому приходится использовать специальные усилители с малыми шумами. Результаты, полученные в смешанном пучке π^+ -мезонов и протонов с импульсом $750 Mэв/c$, показывают, что пик, обусловленный пионами (минимальная ионизация), четко отделяется от протонного пика (ионизация равна удвоенной минимальной). Недавно стало возможным использовать кремниевые детекторы, полученные путем диффузии лития. Эти детекторы достигают толщины в несколько cm и обладают весьма многообещающими характеристиками для регистрации частиц высоких энергий.

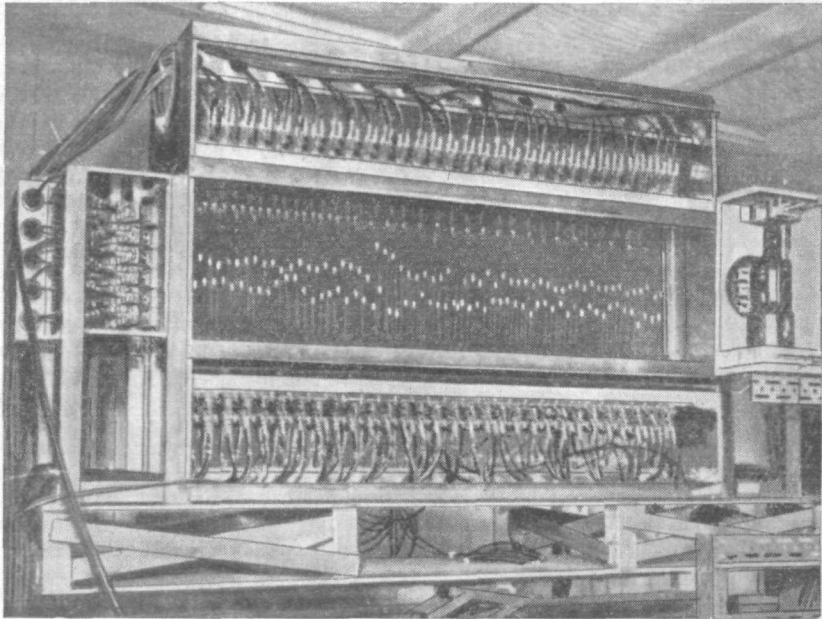


Рис. 13. Годоскопическая система, использованная в Брукхейвенской национальной лаборатории в недавнем эксперименте по упругому рассеянию на малые углы.

Система состоит из 120 вертикальных сцинтилляционных счетчиков (шириной 0,486 дюйма и длиной 13 дюймов) и 24 горизонтальных счетчиков (шириной 0,486 дюйма и длиной 61 дюйм).

С точки зрения размеров, быстродействия и требований к усилению сигналов существующие кремниевые детекторы не могут конкурировать со сцинтилляционными счетчиками. Однако в одном отношении они обладают существенным преимуществом — способностью работать в сильных магнитных полях. Возможно также, что удастся использовать хорошую статистику, которую они обеспечивают, для работы на сравнительно крутом участке кривой Ландау ниже максимума.

4) Релятивистский рост ионизации. Согласно теории, ионизационные потери заряженных частиц в среде с малой плотностью, например в газе, логарифмически растут с энергией. Это явление называется релятивистским ростом ионизации. Рост ионизации уменьшается в плотных материалах, например в твердых телах, из-за экранирования кулоновского поля близко расположенными атомами.

Это явление известно под названием эффекта плотности. Существующие методы сильно затрудняют идентификацию частиц очень больших энергий, при которых их скорости достигают релятивистских значений. Для идентификации таких частиц возможно использовать релятивистский рост ионизационных потерь в некоторых средах.

Ксеноновый сцинтилляционный счетчик длиной 1 м и давлением 1,5 атм, включенный на совпадение с телескопом, состоящим из сцинтилляционных счетчиков и газового черенковского счетчика с фокусировкой, испытывался в анализированном по импульсу вторичном пучке брукхейвенского ускорителя на 33 Гэв. Давление в ксеноновом счетчике выбиралось столь малым, что в исследуемой области импульсов эффект плотности был пренебрежимо мал. Предварительные результаты по амплитудному анализу импульсов от ксенонового счетчика, вызываемых частицами, выделенными черенковским счетчиком (или π -мезоны, или протоны), показывают, что спектр импульсов имеет характерную форму кривой Ландау. Максимум спектра для отрицательных пионов с импульсом 12 Гэв/с показывает большой рост ионизационных потерь по сравнению с π -мезонами 7 Гэв/с. Четкое разделение этих двух максимумов очевидно. Аналогичные результаты с четким разделением максимумов спектров получены также для положительных пионов с импульсом 4 Гэв/с ($\gamma = 30$) и протонов с импульсом 7 Гэв/с ($\gamma = 7$).

Проделаны также измерения с одним ксеноновым счетчиком, находящимся в пучке отрицательных частиц с импульсами 3 и 10 Гэв/с. Сдвиг положения максимума для этих двух спектров хорошо согласуется с предсказанным релятивистским ростом ионизации. Если эффект плотности отсутствует, то разделение двух максимумов в распределении ионизации для двух релятивистских частиц с различными массами, но с одинаковым импульсом, по крайней мере теоретически, не должно зависеть от величины импульса. Ожидается, что это имеет место и для частиц, энергия которых лежит в области нескольких сотен Гэв.

С помощью системы таких газовых счетчиков, например с 10-слойным сцинтилляционным счетчиком с общей длиной 30 м, наполненным ксеноном давлением 1 атм, возможно производить разделение π -мезонов и протонов вплоть до 100 и, может быть, до 200 Гэв/с.

Имеются некоторые данные о релятивистском увеличении коэффициента вторичной эмиссии при бомбардировке электронами тонких металлических фольг. Результаты измерений показывают, что при росте энергии электронов от 40 Мэв ($\gamma = 80$) до 600 Мэв ($\gamma = 1200$) ток вторичной эмиссии растет логарифмически. Не найдено никаких признаков эффекта плотности, по-видимому, потому, что тут имеет место поверхностное явление. Подобный релятивистский рост был также обнаружен для очень тонких сцинтилляторов⁹. Оценки показывают, что для разделения отдельных π -мезонов с $\gamma = 50$ и μ -мезонов с тем же импульсом необходимо иметь от 2000 до 3000 фольг. При существующей технике использование этого явления на практике крайне затруднительно. Однако, если действительно эффект плотности исчезает в тонких фольгах, становится возможным использовать набор очень тонких полупроводниковых детекторов. В этом случае регистрируются все образуемые вторичные пары, что дает выигрыш на несколько порядков по сравнению с вторичной эмиссией на фольгах, о которой упоминалось выше. Далее, преимущества, связанные с малой затратой энергии на образование пары электрон—дырка в полупроводниковых детекторах, приводят к дополнительному значительному усилению, особенно если отсутствие эффекта плотности проявляется в слоях конечной толщины, а не обусловлено только поверхностными явлениями.

3. Эффективность использования ускорителя: работа со многими мишенями, автоматическая обработка данных, анализ с помощью счетных машин, включенных в установку

Большой интерес, проявляемый физиками к исследованиям в области высоких энергий, приводит к предложению бесчисленного количества экспериментов для постановки на существующих сейчас ускорителях с максимальной энергией. К несчастью, машинное время, которое можно реализовать, гораздо меньше, чем необходимо для удовлетворения всех этих запросов. Поэтому становится существенным искать пути к увеличению эффективности использования этих ускорителей. Значительный прогресс достигнут в направлении одновременного проведения нескольких экспериментов. На Брукхейвенском ускорителе одновременно успешно проводились 5 экспериментов, причем это было осуществлено путем правильного управления несколькими мишенями и соответствующим распределением пучков, образованных на этих мишенях.

Значительный успех был также достигнут в другом направлении — в максимальном использовании интенсивности существующих пучков. Эксперименты осуществлялись таким образом, что детектирующие системы могли полностью перерабатывать всю интенсивность пучка; при этом аппаратура охватывала возможно больший телесный угол и могла таким образом регистрировать максимальное количество исследуемых взаимодействий. В качестве примера можно привести эксперимент по исследованию упругого рассеяния при большой энергии (см. гл. II), в котором успешно использовалась годоскопическая установка (система из многих счетчиков) вместе с аппаратурой для автоматической регистрации данных и осуществлялся их непосредственный анализ с помощью вычислительной машины, причем результаты анализа сразу же поступали к экспериментаторам. Эта система может переработать до 1 млн. случаев в час. В случае необходимости производительность установки можно еще повысить. Новая техника ускорила накопление данных на 2 порядка и при этом позволила увеличить точность и впервые получить в одном экспериментальном цикле полную картину явления.

Системы автоматической обработки данных с непосредственным использованием вычислительной машины также применимы для акустических и нитяных искровых камер.

Аналогично этому создание измерительного устройства для обработки снимков пузырьковых камер, непосредственно соединенного со счетной машиной, позволит увеличить скорость обработки до 10 000 событий за неделю. Возможно довести эту скорость до 100 000 событий в неделю, особенно когда будет решена проблема автоматического поиска.

Из сказанного выше становится ясным, что, когда ускоритель сверхвысоких энергий будет построен, можно стать уверенным, что он будет полностью использован. Он не только даст возможность работать с большим разнообразием пучков (см. гл. IV), чем существующие ускорители, но будет также обладать лучшими возможностями для осуществления гораздо большего числа экспериментов.

Так как этот ускоритель, несомненно, будет уникальным национальным сооружением, с его помощью можно будет шире привлечь факультеты университетов и студентов, что принесет большую пользу для национальной программы исследований по физике высоких энергий, а также для науки в целом.

V. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Анализ экспериментальных возможностей, проведенный в гл. II, III и IV, позволяет сделать следующие выводы:

1. Возможно разработать и построить ускоритель с жесткой фокусировкой в области энергий в несколько сот $Gэ$ и вплоть до $1000 Gэ$ с интенсивностью $>10^{13}$ протонов/сек.

2. С помощью такого ускорителя могут быть получены пучки всех известных частиц, в том числе и гиперонов, и для работы с ними оказываются применимыми различные методы детектирования частиц.

Детекторами могут быть большие пузырьковые камеры, которые, возможно, будут работать в очень высоких магнитных полях ($\sim 100 кэ$); годоскопы из счетчиков в сочетании с вычислительной машиной для немедленной обработки данных; системы, осуществляющие комбинацию метода времени пролета и сепарации пучков и другие многообещающие методы. С помощью этой техники смогут быть осуществлены многие, если не все, эксперименты, рассмотренные в теоретических статьях данного сборника.

Результаты, которые будут получены в этих экспериментах, не только позволят проникнуть гораздо глубже в природу материи, но окажут весьма благотворное влияние на другие области науки и техники, такие, как астрономия, химия, биология, медицина, радиоэлектроника и т. д., либо непосредственно, либо благодаря вызванному ими техническому развитию.

Может возникнуть вопрос: если мы построим ускоритель на $1000 Gэ$, следует ли рассматривать проекты еще больших машин? В настоящее время на этот вопрос нельзя дать логического ответа. Открытия, которые будут сделаны в области больших энергий, и развитие ускорительной техники в ближайшие 10 лет, по-видимому, ясно покажут будущие пути развития физики высоких энергий.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Chamberlain, E. Segré, C. Wiegand and T. Ypsilantis, *Phys. Rev.* **100**, 947 (1955).
2. T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
3. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoopes and R. P. Hudson, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
4. a) Experimental Program Requirements for a 300 to 10 000 BeV Accelerator and Design Study for a 300 to 10 000 BeV Accelerator (L. C. L. Yuan and J. P. Blewett, Editors), Brookhaven National Laboratory, BNL 772 (T-290) 1962. б) The Berkeley High-Energy Physics Study, Summer 1961 (L. Smith, Editor), University of California, UCRL-10022. в) Proceedings of the 1963 Summer Study on Storage Rings, Accelerators and Experimentation at Super-High Energies (J. W. Bittner, Editor), BNL 7534. г) Possible Beams and Experiments for a High Intensity AGS, (L. C. L. Yuan, Editor), BNL 7956, May 1964. д) Report of the Working Party on the European High Energy Accelerator Programme, CERN Report FA (WP/23), Rev. 3, June 12, 1963. е) Report of the Panel on High Energy Accelerator Physics of the GAC and PSAC US AEC, TID-18636, April 26, 1963.
5. H. Foelsche, J. Lach, J. Sandweiss and M. Gundzik, BNL Accelerator Department Internal Reports HF/JL/JS/MG-1, HF/JS-1.
6. Proposal for Construction of a 14-Foot Diameter Liquid Hydrogen Bubble Chamber, BNL 8266, June 1, 1964.
7. P. Franzini and M. Schwartz, частное сообщение.
8. a) S. J. Lindenbaum, in Proceedings of the 1962 Conference on Instrumentation for High Energy Physics, CERN, North-Holland Publishing Company, July 1962, стр. 297. б) K. J. Foley, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, J. J. Russell and L. C. L. Yuan, *Phys. Rev. Letts.* **10**, 376 (1963); *Nucl. Inst.*

Methods 27, 82 (1964). в) K. J. Foley, W. Higinbotham, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Ozaki, D. Potter, and L. C. L. Yuan, A High Capacity Digital Data Handling System for Use with Counter Hodoscopes and Digitized Spark Chambers in On-Line Computer AGS Experiments, BNL 852 (T-338), March 1, 1964.

9. А. И. Алиханян и др., ЖЭТФ 44, 1122 (1963).

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. Ускорители с энергией ≥ 1 Гэв

Протонные ускорители		Электронные ускорители	
Действующие			
Дельфт	—1 Гэв	Фраскатти (Италия)	—1,1 Гэв
Бирмингам	—1	Лунд (Швеция)	—1,2
Саклэ (Франция)	—3	Стэнфорд (линейный ускоритель)	—1,3
Брукхейвенская национальная лаборатория (космострон)	—3	Орсэ (Франция) (линейный ускоритель)	—1,3
Принстон	—3	Токио (Япония)	—1,3
Лоуренсовская радиационная лаборатория (беватрон)	—6	Калифорнийский технологический институт	—1,5
Москва (СССР)	—7	Корнелл	—1,5
(Великобритания)	—7	Харьков (СССР) (линейный ускоритель)	—2
Дубна (СССР)	—10	Кембридж (США)	—6
Аргоннская национальная лаборатория (ZGS)	—12,5	Гамбург (ФРГ)	—7
ЦЕРН (Швейцария)	—28		
Брукхейвенская национальная лаборатория (ускоритель с сильной фокусировкой)	—33		
Строящиеся			
Серпухов (СССР)	—70 Гэв	Ливерпуль (Англия)	—4 Гэв
		Ереван (СССР)	—6
		Стэнфорд (линейный ускоритель)	—20

2. Некоторые семейства частиц

Для удобства читателей приведены некоторые семейства частиц, расположенных в соответствии со схемой SU_3 -симметрии.

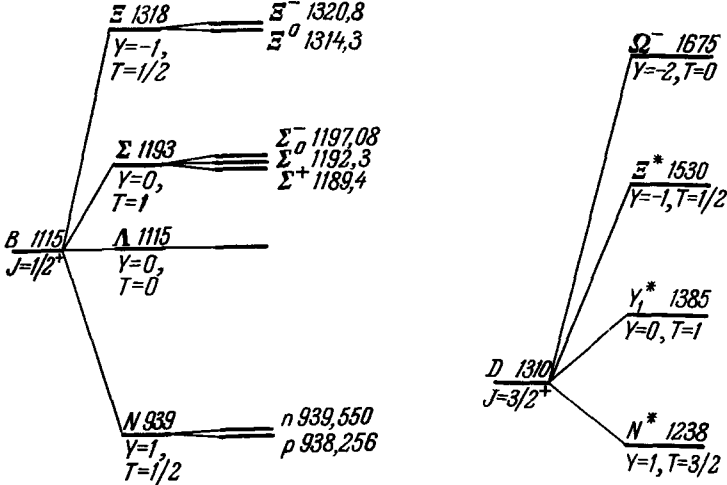
В схемах приняты следующие обозначения: J — спин, P — четность, Y — гиперзаряд, T — изотопический спин. Число, написанное на каждом уровне, указывает массу частицы.

а) Лептоны ($J = 1/2$)

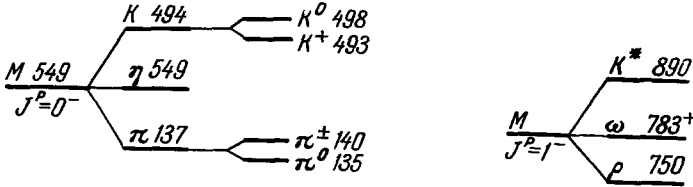
Частица	Масса, Мэв	Время жизни
ν_e	0	Стабильно
ν_μ	0	Стабильно
e^\pm	0,51	Стабилен
μ^\pm	105,66	$2,2 \cdot 10^{-6}$ сек

б) Мультиплеты сильно взаимодействующих частиц

1. Барийонный октет $J^P = 1/2^+$: 2. Барийонный декуплет $J^P = 3/2^+$:



3. Октет псевдоскалярных мезонов: 4. Октет векторных мезонов:



Все эти сильно взаимодействующие частицы, кроме протона, нестабильны. Аналогичные мультиплеты существуют и для античастиц.