

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

**ЧТО МЫ ЗНАЕМ О СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ \*)***Р. Фейнман*

Как это принято в заключительных выступлениях, я не буду подводить итоги тому, что произошло сегодня, в последний день конференции. Обычное оправдание, конечно, состоит в том, что все только что это слышали. Но как раз сейчас я открыл истинную причину: докладчик, подводивший итоги, не присутствует на заседаниях последнего дня, так как занят подготовкой своего выступления.

Подводить итоги конференции всегда глупое занятие: необходимо повторять все то, что сказали другие. Это пустая трата времени и поэтому я решил попытаться подытожить то, что мы знаем о нейтринно. Но единственная вещь, которую мы знаем о них (за исключением их собственных характеристик, которые так просты), это то, что они как-то взаимодействуют. Поэтому я предполагаю подвести итоги нашим знаниям о слабых взаимодействиях и, в частности, тому, как данная конференция расширила эти знания.

Я думаю также сделать нечто такое, что раздосадует большинство из вас, но для части может быть приятным. Я решил изложить наши представления настолько просто, насколько это возможно. Это означает, что я буду «срезать углы» и поэтому буду не вполне точен, что я буду использовать для объяснения некоторых положений представления, которые не обязательно необходимы для правильности этих положений, но которые позволяют проще понять или запомнить последние. На этом пути лица, которые не являются вполне специалистами в данной области, как, например, астрофизики, смогут понять некоторые из идей. Так что вы извините меня, если все будет сделано самым простым образом.

Есть некоторые вещи, помимо материалов сегодняшних заседаний, которых я не хочу касаться. В частности, в наших стараниях мы придуываем возможности, связанные с новыми частицами различных сортов. Имеется множество различных возможностей для этих новых частиц и для каждой из них существует специально изобретенная процедура, которая должна помочь нам их обнаружить. Я не буду говорить об этом, потому что существует много специфических вариантов экспериментов для поисков той или иной конкретной частицы, и дать их краткое изложение безнадежно.

Таким образом, я бы хотел поговорить о том, каково положение дел в наших теориях слабых взаимодействий. Мы имеем общепринятую теорию

---

\*) Заключительное выступление на Международной конференции по нейтринной физике и астрофизике в Филадельфии (США) 28 апреля 1974 г. Перевод А. А. Комара.

© Р. Р. Фейнман 1974

© Перевод на русский язык,  
Главная редакция физико-математической  
литературы издательства «Наука»,  
«Успехи физических наук», 1976 г.

слабых взаимодействий, придуманную Маршаком и Сударшаном, опубликованную Фейнманом и Гелл-Манном и завершенную Кабиббо. Я называю общепринятой (обычной) теорией слабых взаимодействий теорию, известную как  $V - A$ -теория. Описывая теорию взаимодействия, я должен обсуждать не только связь нейтрино со слабым взаимодействием на одной, так сказать, конечной станции, но также другую конечную станцию, связанную с адронами. Описывая это, я буду использовать простейшую модель. Я не буду говорить об абстрактных токах, но буду использовать непритязательную кварковую точку зрения на адроны. Возможно, это непоследовательная модель, которая требует значительно более углубленного изучения, но это уже — изучение сильных взаимодействий, относящееся к другой конференции. И все же я пойду на уловку использования этой непоследовательной точки зрения, которая заключается в том, что при малых энергиях протон можно рассматривать состоящим из трех кварков, движущихся нерелятивистски, но при более детальном исследовании, имеющем место в нейтринных экспериментах при высоких энергиях, импульсы кварков оказываются распределенными в продольном направлении в широком диапазоне, так что они выглядят движущимися релятивистски даже в системе центра масс. Я не хочу обсуждать такие парадоксы как, почему кварки не уходят друг от друга, и другие проблемы сильного взаимодействия. Так что, если вы простите мне срезание углов в этом пункте, я смогу объяснить все очень просто. Всегда просто объяснять что-либо, если ваше объяснение неверно.

Теория, о которой я говорю, конечно, такова, что слабые взаимодействия представляются в виде произведения двух токов, а ток является суммой нескольких слагаемых (табл. I). Это тотчас же наводит на мысль

Таблица I

Общепринятая теория слабых взаимодействий при наивной кварковой точке зрения на адроны

Взаимодействие = ток  $\times$  ток  
(через промежуточный тяжелый  $W$ -бозон?  $M_W > 10,3 \text{ Гэв}$ ).  
Ток есть  $V - A$ :  $\bar{\nu}_e + \mu \nu_\mu + c u \leftarrow$  адронный ток  
(частицы — левые спиральности, античастицы — правые спиральности),  
 $c = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$  ( $\sin^2 \theta_C = 0,046$ )

о возможности взаимодействия через промежуточную частицу, аналогично электромагнитному взаимодействию через посредство фотона. Этот промежуточный векторный тяжелый бозон иногда называют  $W$ -мезоном. Всегда существует возможность того, что ток-токовое взаимодействие есть эффект второго порядка от прямого взаимодействия первого порядка; что ток связан с некоторым векторным бозоном,  $W$ , который испускается и затем взаимодействует с другим током. В настоящий момент, на этой конференции мы располагаем данными, приведенными Скиулли, свидетельствующими о том, что если такой бозон существует, его масса больше  $10 \text{ Гэв}$ , в противном случае было бы замечено его влияние на рассеяние нейтрино высоких энергий в NAL \*). Это значение достаточно велико, чтобы в остальной части выступления можно было строить изложение так, как если бы существовало прямое взаимодействие между токами.

Ток есть комбинация вектора и аксиала и включает в себя частицы разного сорта. Вы все знаете эти вещи, так что я буду двигаться очень быстро. Вы знаете, что есть часть тока, называемая лептонным током,

\*) Национальная Ускорительная лаборатория им. Ферми в США. (Прим. перев.)

который имеет два слагаемых, одно, относящееся к электронам и электронным нейтрино, другое, относящееся к мюонам и их нейтрино. Третье слагаемое тока связано с адронами. Мы будем описывать его как связь с кварками. Изменение заряда означает, что  $u$ -кварк должен быть связан с  $d$ - или с  $s$ -кварком (мы предполагаем  $V - A$ -теорию). Предложение Кабиббо состоит в том, что на самом деле это  $c$ -кварк, который не является ни чистым  $d$ , ни чистым  $s$ , но имеет амплитуду быть  $d$  и амплитуду быть  $s$ , нормированные на единицу. Он был записан в виде  $c = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$ , где  $\theta_C$  — угол Кабиббо. Это выражение понимается как эмпирическое. Когда я буду делать подсчеты, я буду брать  $\sin^2 \theta_C = 0,046$ , хотя мы не знаем  $\sin \theta_C$  с такой точностью. Член  $(\bar{u}d)$  порождает реакции, которые не связаны с изменением странности, член  $(\bar{u}s)$  вызывает изменение странности адронов (равное изменению их заряда  $\Delta S = \Delta Q$ ).

Такова теория, и теперь желательно поговорить о том, как она соотносится с экспериментом (табл. II). В процессе этого разговора я хочу описать, что мы открыли и что мы слышали в сообщениях на этой

Таблица II

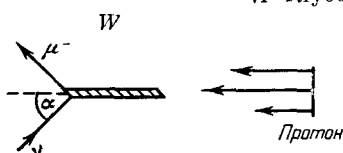
Общепринятая теория: сравнение с экспериментом

Низкие энергии — в порядке, за исключением (?):

а)  $\Delta T = \frac{1}{2}$  для нелептонных распадов мезонов,

б)  $P$ -волновых нелептонных распадов барионов.

Высокие энергии: кварк-партоновая точка зрения на адроны.  
 $\nu P$ -глубоко неупругое рассеяние.



$$\begin{aligned} L &: 1, \\ R &: (1-y)^2, \\ S &: (1-y). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nu^- \rightarrow \mu^- \dots d \rightarrow u : L \\ \text{или } \bar{u} \rightarrow \bar{d} : R. \end{aligned}$$

$$\sigma_{\nu P} = 2x [d(x) + (1-y)^2 \bar{u}(x)] \quad \left( \text{единица измерения } \frac{G_F^2 s'}{2\pi} \right),$$

$$\dots \sigma_{\bar{\nu} P} = 2x [\bar{d}(x) + (1-y)^2 u(x)],$$

$$\sigma_{\nu N} = 2x [u(x) + (1-y)^2 \bar{d}_u(x)],$$

$$\sigma_{\bar{\nu} N} = 2x [\bar{u}(x) + (1-y)^2 d(x)],$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu Fe} &= q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x), \\ \sigma_{\bar{\nu} Fe} &= \bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x), \end{aligned}$$

где

$$q(x) = x [u(x) + d(x)]$$

— импульс нестранных кварков,

$$\bar{q}(x) = x [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)]$$

— импульс нестранных антикварков.

$$\text{Электрон, } P/x = \frac{4}{9} (u + \bar{u}) + \frac{1}{9} (d + \bar{d}) + \frac{1}{9} (s + \bar{s}).$$

$$\text{Электрон, } P + N = \frac{5}{9} [q(x) + \bar{q}(x)] + \frac{2x}{9} (s + \bar{s}) = \nu W_2^D.$$

$$\sigma_{\nu Fe} + \sigma_{\bar{\nu} Fe} = [1 + (1-y)^2] [q(x) + \bar{q}(x)]$$

конференции. Мы услышали, что с обычной теорией все в порядке при малых энергиях. Нет экзотических проблем: нет проблемы с двойным  $\beta$ -распадом или какой-либо проблемы, связанной с внутренними свойствами  $\mu$ -мезона. Все в порядке, так что мы можем, подводя итог, сказать: «До этого места все идет хорошо». (Я хочу напомнить вам, что есть ряд частных в теории сильных взаимодействий, которые не были упомянуты на этой конференции, потому что они не связаны с проблемой нейтрино. Есть правило  $\Delta T = 1/2$  для распада мезонов на другие мезоны, которое не понято. Правило  $\Delta T = 1/2$  для распада барионов, возможно, сейчас понято, как одно из следствий кварковой модели. Есть также вероятности  $p$ -волновых распадов барионов в адроны, которые до сих пор из всех сил пытаются объяснить. В остальном числа неплохи, хотя и не до конца ясным образом, соответствуют нашему не слишком ясному пониманию матричных элементов.)

Теперь мы переходим к высоким энергиям и я начинаю действительно подводить итоги нашей конференции. Мы интерпретируем эти эксперименты как эксперименты, позволяющие нам проверить, можно ли рассматривать протон состоящим из отдельных частей. При очень больших энергиях я буду использовать образ адронов, называемый кварк-партоновой моделью. Слово партоны означает просто части; одним из видов частей, из которых может быть построен протон, являются кварки. Это называется кварк-партоновой идеей. Мы имеем данные, сообщенные на этой конференции, позволяющие судить, могут ли части, из которых составлен протон, быть кварками.

Я нарисовал (см. табл. II) картину типичного соударения между нейтрино и протоном. Каждый использует координатную систему, наиболее удобную для него (в лабораторной системе протон покоится). Я обнаружил, что самая удобная для меня система та, в которой импульс, передаваемый от лептонов к адронам (через посредство виртуального промежуточного  $W$ -мезона) и обозначаемый  $q$ , чисто пространственный (т. е. не переносит энергию). По протону, идущему справа, ударяет нейтрино, налетающее под углом  $\alpha$ , и  $\mu^-$  вылетает так, что они вместе дают импульс, который чисто пространственный и очень большой. Этот импульс потом передается протону. В этой системе протон движется ультра-релятивистски справа. В изложенной наивной модели (подсказанной полевой теорией) протон мыслится состоящим из неких частей, которые являются идеализированными частицами. Эти идеализированные частицы, партоны, строго точечные объекты с очень простыми локальными связями по отношению к электромагнитному и слабому взаимодействию. Это как раз и есть следствие идей полевой теории. Вопрос заключается в том, «Какой полевой теории?» Это тот же вопрос, что и вопрос «Какими частицами являются части (протона)?», «Что такое партоны?», «Являются ли они кварками?».

В процессе использования нашей модели мы пойдем дальше, чем полевая теория, и будем утверждать, что когда частица движется ультра-релятивистски, ее полный продольный импульс делится в различной пропорции между ее частями (в то время как поперечные импульсы остаются малыми). Таким образом, в этой картине различные внутренние составляющие имеют с определенной вероятностью различную долю  $x$  от полного импульса. Поперечный импульс в этой картине предполагается ограниченным, и имеются некоторые указания в пользу этого. Можно даже поверить, что вы понимаете это. Следует представить себе протон в системе, где он покоится, в то время как внутреннее содержимое движется туда-сюда с ограниченными импульсами. Тогда, при преобразовании к движущейся системе, поперечный импульс не меняется и остается конечным. Это звучит здраво, и я буду это использовать, но это наивный пункт

данной модели. Это, возможно, то место, где построение неправильно. Если оно должно быть неправильным. Однако с этих позиций мы можем сделать ряд высказываний.

Мы можем очень легко понять, что происходит.  $W$ -мезон есть вектор и поэтому может быть поляризован тремя способами: иметь правую или левую циркулярную поляризацию или нулевую  $z$ -компоненту углового момента ( $z$  — направление движения). Иначе,  $z$ -компонента углового момента равна  $+1$ ,  $-1$  или  $0$ . Я буду называть это правополяризованным, левополяризованным или скалярным случаями (хотя это не скалярная, а векторная поляризация с чисто временной компонентой). Эти случаи не интерферируют в эксперименте по глубоко неупругому рассеянию. Амплитуда возникновения этих различных типов поляризации зависит от угла  $\alpha$  с обычным фактором  $1 - \cos \alpha$  или тем, который должен получиться, когда вы проделываете подобные процедуры в пространстве с различными угловыми моментами. При преобразовании в лабораторную систему эти факторы становятся соответствующими вероятностями (указанные случаи не интерферируют в данном эксперименте, в котором мы не интересуемся спином протона и характером конечных адронов). Если мы условимся, что левоциркулярная поляризация возникает с вероятностью единица, то правая поляризация будет образовываться с вероятностью  $(1 - y)^2$  ( $(1 - y)$  — энергия вылетающего мюона в лабораторной системе, отнесенная к энергии нейтрино). Скалярная поляризация возникает с вероятностью  $1 - y$ . Это все, что следует знать, остальное уже просто.

Можно легко запомнить, где появляется фактор  $1 - y$ , следующим образом. Нейтрино взаимодействуют только тогда, когда они левые (на самом деле других нейтрино нет). Сильно релятивистские частицы, как мюон, также взаимодействуют как левые. Таким образом, когда угол  $\alpha = 0$  (что соответствует  $1 - y = 0$ ), налетающее нейтрино и выходящий мюон оба левые, так что спин опрокидывается, меняя свою проекцию на единицу. Угловой момент уносится  $W$ -мезоном, который в случае, когда  $1 - y = 0$ , как следствие, вращается влево. Что же происходит, когда  $W$ -мезон соударяется с частью протона, партоном? (Примем, что это кварк, частица со спином  $1/2$ , взаимодействующая по  $V - A$ -типу.)  $W$ -мезон ударяет его в лоб, после чего он движется прямо назад и мы опять имеем ту же проблему углового момента. Если это релятивистский кварк, взаимодействующий только тогда, когда он левополяризованный, то при обращении направления движения он продолжает быть левополяризованным, так что поляризация  $W$  должна быть левой. Таким образом, кварки (релятивистские) взаимодействуют только с левополяризованными  $W$ . Таким же образом антикварки (которые по  $V - A$  взаимодействуют как правые) связаны только с правополяризованными  $W$ .

Скалярные  $W$  не взаимодействуют релятивистски с кварками спина  $1/2$ . Так что, если это кварк, иными словами, если это левовращающаяся частица, то она соударяется с левополяризованным  $W$ . Единственный, подходящий для этого кварк — это  $d$ -кварк (или  $s$ -кварк, но здесь эффект меньше, и мы в первом приближении положим угол Кабиббо равным нулю). Это должен быть  $d$ -кварк из-за сохранения заряда. Нейтрино переходит в  $\mu^-$ , так что  $W$  должен быть положительно заряженным и увеличивать заряд кварка. Так как идет переход от  $d$ -кварка к  $u$ -кварку, левополяризованная компонента  $W^+$  контролирует, как много  $d$ -кварков содержится в протоне. Поэтому, если бы было можно отобрать левополяризованные  $W$ , мы бы смогли непосредственно измерить число  $d$ -кварков внутри протона. Именно это и делается, так как мы можем отобрать нужные случаи, изучая  $y$ -зависимость (плоскую часть), и это все, что

необходимо. Правополяризованный  $W$  не может взаимодействовать с кварком, он может взаимодействовать только с антикварком, вращающимся вправо, так что коэффициент при члене с  $(1 - y)^2$  есть амплитуда обратной реакции и, следовательно, амплитуда обнаружения  $\bar{u}$ -кварков в протоне (если они есть). В результате сечение рассеяния нейтрино на протоне выглядит следующим образом. Оно пропорционально числу  $d$ -кварков, помноженному на 1, и числу  $\bar{u}$ -кварков, помноженному на  $(1 - y)^2$ . Вот откуда берутся все формулы.

Если  $d(x)$  есть число  $d$ -кварков с долей импульса  $x$ , а  $\bar{u}(x)$  — соответствующее число  $\bar{u}$ -кварков, то сечение взаимодействия нейтрино с протонами равно  $\sigma_{\nu p} = 2x [d(x) + (1 - y)^2 \bar{u}(x)]$ . Единицей измерения является  $G^2 s / 2\pi$ , где  $G$  — константа Ферми, а  $s$ , в лабораторной системе, примерно равно энергии нейтрино, помноженной на удвоенную массу протона  $M$ . Величина  $x$  определяется передаваемым импульсом  $q$  (и, следовательно, импульсом  $W$ ), ввиду приближенного сохранения энергии кварка. Поскольку  $W$  несет только  $q$  и не несет энергии, кварк обращает движение без изменения энергии, т. е. имеет импульс  $q/2$  до и  $-q/2$  после столкновения. Таким образом, специальное значение импульса и, следовательно, величины  $x$  отбирается в этих экспериментах; точнее,  $x = -q^2/2M\nu$ , где  $\nu$  — энергия, теряемая нейтрино при переходе в мюон лабораторной системе.

Когда  $W$  имеет скалярную поляризацию с нулевой проекцией углового момента, ему не с чем взаимодействовать, если партоны имеют спин  $1/2$ . То, что они имеют спин  $1/2$ , было проверено при измерениях рассеяния электронов. Так называемое соотношение Каллана — Гросса есть опять проявление сохранения углового момента для случая, когда электроны рассеиваются на объектах спина  $1/2$ . Сечение рассеяния, конечно, зависит от того, сколько кварков имеют долю импульса  $x$ , т. е. от числа  $d$ -кварков. Но доля  $x$  есть просто вопрос величины импульса  $W$ . Можно получить тот же импульс  $W$ , т. е. то же  $x$ , используя различные углы  $\alpha$ . Это означает, что в лабораторной системе имеются некоторые величины, которые соответствуют импульсу  $W$  и его связи с импульсом протона через  $x$  и другие величины, которые содержат  $\alpha$ . Поэтому рассеяние будет зависеть только от определенных комбинаций переменных величин в лабораторной системе. Это называется принципом масштабной инвариантности («скейлингом»), открытым Бёркеном.

Если использовать надлежащие переменные, знаменитое  $-q^2/2M\nu = x$  и  $y$ , равное энергии, переданной адрону, отнесенной к энергии падающего нейтрино, то рассеяние будет зависеть специфическим образом только от них. Между прочим, то, что мы делаем, очень просто понять: мы пытаемся выяснить импульсное распределение отдельных частей. У вас есть рой пчел, летающих вокруг, вы рассеиваете на них радарный сигнал и смотрите на отраженный свет. Изменение частоты зависит от того, как быстро двигалась та пчела, на которой произошло рассеяние сигнала. Точно так же мы рассеиваем нейтрино и регистрируем выходящие мюоны; изменение в энергии нейтрино, рождающих мюоны, дает нам скорость частей, движущихся внутри протона. И это все, что здесь есть. И весь скейлинговый бизнес заключается в том, что, когда вы измеряете распределение импульсов частей посредством рассеяния на заданный угол при заданной энергии, можно изменить эксперимент и использовать другую частоту радарных волн и другие углы отклонения и получить то же самое импульсное распределение. Таким образом, самосогласованность этой идеи может быть проверена. Получим ли мы то же распределение при использовании других углов и т. п.? Конечно, если энергия будет слиш-

ком низка, ответом не будет то же распределение, потому что за время рассеяния скорость меняется. Но когда мы переходим к высоким энергиям, можно ожидать, что мы получим универсальную функцию, которая и является великой идеей скейлинга.

Так, по замыслу, она должна работать; теперь посмотрим, как она работает. Между прочим, если мы знаем, как нейтрино взаимодействуют с протонами, мы можем сказать, как антинейтрино взаимодействуют с протонами, либо начав все сначала и поменяв местами правое и левое, либо предположив, что, возможно, будет правильно, если мы просто заменим  $d$  на  $\bar{d}$  и  $u$  на  $\bar{u}$ , что, конечно же, дает формулу для рассеяния антинейтрино на протонах. Таким образом, вы видите, что если бы мы имели только протоны, мы бы могли определить из данных, в принципе независимо, все функции  $dx$ ,  $\bar{u}(x)$ ,  $\bar{d}(x)$  и  $u(x)$ . Если бы мы имели нейтроны, мы могли бы сделать проверку согласованности схемы. Поскольку нейтроны отличаются от протонов только тем, что  $d$ -кварки заменены  $u$ -кварками и наоборот, так что, если  $u(x)$  представляет собой число  $u$ -кварков внутри протона, оно также представляет собой число  $d$ -кварков внутри нейтрона. Поэтому подобно тому как рассеяние нейтрино на протоне измеряет число  $d$ -кварков, имеющих в протоне, нейтрино, рассеянные на нейтроне, измеряют число  $d$ -кварков в нейтроне, но это то же самое, что и число  $u$ -кварков в протоне. Таким образом, сечение на нейтронах  $\sigma_{\nu N}$  дается выражением  $\sigma_{\nu N} = 2x [u(x) + (1-y)^2 \bar{d}(x)]$ . Отсюда возникала бы прямая связь или проверка согласованности между  $\sigma_{\nu N}$  и  $\sigma_{\nu P}$ , если бы можно было разделить рассеяние на протоне и на нейтроне. Очень приятно, что есть так много связей, есть законы скейлинга, есть необходимость иметь данное математическое выражение как функцию от  $y$  (константа плюс  $(1-y)^2$ ) и согласованность в рассеянии нейтрино на нейтроне и на протоне. Однако пока мы не имеем рассеяния отдельно на нейтроне и на протоне. Имеется только рассеяние на железе, которое есть смесь примерно 50—60%. Я делаю поправку, когда я в дальнейшем привожу теоретические предсказания, на тот факт, что реально имеется 26 протонов и 29,85 нейтронов.

Давайте определим  $q(x)$  как меру числа нестранных кварков,  $u$  и  $d$  вместе. Пусть  $q(x) = x [u(x) + d(x)]$ , так что  $q(x)$  представляет собой величину импульса в интервале  $dx$ , переносимого нестранными кварками. Тогда рассеяние нейтрино на железе выразится следующим образом (от усреднения  $\sigma_{\nu N}$  и  $\sigma_{\nu P}$ )

$$\sigma_{\nu Fe} = q(x) + (1-y)^2 \bar{q}(x).$$

Для антинейтрино получим

$$\sigma_{\bar{\nu} Fe} = \bar{q}(x) + (1-y)^2 q(x).$$

Я надеюсь, вы извините меня за то, что занял все время, чтобы продемонстрировать вещи, очень хорошо вам известные. Но по мне как-то плохо иметь разного сорта скрытые величины в неких  $f_1$ ,  $f_2$  и  $f_3$  и их различных линейных комбинациях со странными условиями положительной определенности, когда все, что они представляют, так это то, что  $u$ ,  $d$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  и  $s$  и все подобные числа должны быть положительными, поскольку число кварков внутри нуклона не может быть отрицательным. Я нахожу, что это простой путь для понимания всего и, между прочим, на этом пути можно легко понять существование определенных правил сумм. Например, правило сумм Адлера всего лишь говорит о том, что полное число  $u$ -кварков минус число  $d$ -кварков минус число  $\bar{u}$ -кварков плюс

число  $\bar{d}$ -кварков должно равняться единице, для того чтобы правильно получался полный изоспин всех компонент.

Итак, рассеивая нейтрино на железе, мы можем измерить  $q(x)$  и  $\bar{q}(x)$ , импульсное распределение нестранных кварков и нестранных антикварков в протоне.

Но сверх этого у нас есть данные SLAC \*), где измерялось рассеяние электронов. Был сделан аналогичный эксперимент с электронами и острый вопрос заключался в том: «Видим ли мы с помощью электронов те же кварки, что и с помощью нейтрино?». Это поистине драматический момент выяснения того, правильно ли мы интерпретировали рассеяние электронов, представляя себе протоны составленными из частей, конкретно кварковых частей. Поэтому мы пытаемся исследовать партоны с помощью какого-нибудь другого инструмента, и нейтрино являются этим инструментом. То, что мы пытаемся выяснить в этих экспериментах, заключается в следующем: «Видим ли мы то же самое распределение партонов?»

Электроны измеряют, конечно, число  $u$ - и  $\bar{u}$ -кварков,  $d$ - и  $\bar{d}$ -кварков и т. д., но с коэффициентами, которые зависят от квадрата заряда, потому что вероятность рассеяния электрона на  $u$ -кварке пропорциональна квадрату заряда, который равен  $4/9$ , а для  $d$ -кварка  $1/9$  (см. табл. II). Если вы в действительности никогда не верили такой «чепухе», как дробные заряды кварков, мы имеем теперь шанс, сравнивая рассеяние нейтрино и электронов, впервые окончательно выяснить, является ли идея о дробном заряде кварков физически разумной, физически здоровой. Это возбуждает. Функции в  $\sigma_{eP}$  не те, что в  $\sigma_{\nu Fe}$ , но рассеяние электронов было проделано также на нейтроне ( $\sigma_{eN}$ ). Если взять сумму рассеяний электрона на протонах и нейтронах (что похоже на железо), то получатся  $5/9$  (от  $4/9$  и  $1/9$ ), помноженные на число кварков и антикварков, плюс  $2/9$  на число странных кварков:

$$\text{электрон, } P + N = \frac{5}{9} [q(x) + \bar{q}(x)] + \frac{2}{9} x [s(x) + \bar{s}(x)].$$

Та же величина  $q(x) + \bar{q}(x)$  появляется в сумме сечений нейтрино и антинейтрино на железе. Эта сумма должна зависеть от  $y$  как  $1 + (1 - y)^2$  с фактором, являющимся функцией  $x$ . Эта функция должна быть почти той же самой функцией  $x$ , что и полученная нами в электронном рассеянии, если можно пренебречь функциями  $s$ ,  $\bar{s}$ , связанными со странными кварками. Мы не ожидаем много странных кварков в протоне. И тогда мы не только имели бы то же распределение, мы могли бы проверить множитель  $5/9$ . Это то, чему я хочу уделить внимание. Я хочу указать в заключительном выступлении, что мы делаем, что означает согласие чего-то с чем-то: оно означает, что мы проверяем заряды кварков. (Вы все, возможно, знали это. Но мне нужно делать заключение, а вы теперь знаете все, потому что вы говорили это и слышали это. Но как еще делать заключение, как не повторяя заново те же самые вещи.) Между прочим, присутствие члена  $s + \bar{s}$  в случае электронов означает, что электронные данные должны быть выше; другими словами, нейтринное сечение экспериментально должно быть ниже, чем величина, предсказываемая (при опускании этого члена) из электронных данных. Но оно не должно быть заметно ниже, потому что по всем ожиданиям число странных кварков в протоне много меньше, чем число нестранных.

Мне предложили дать ответ с точки зрения теории на то, что предположительно должно получиться в эксперименте, который делали Барииш

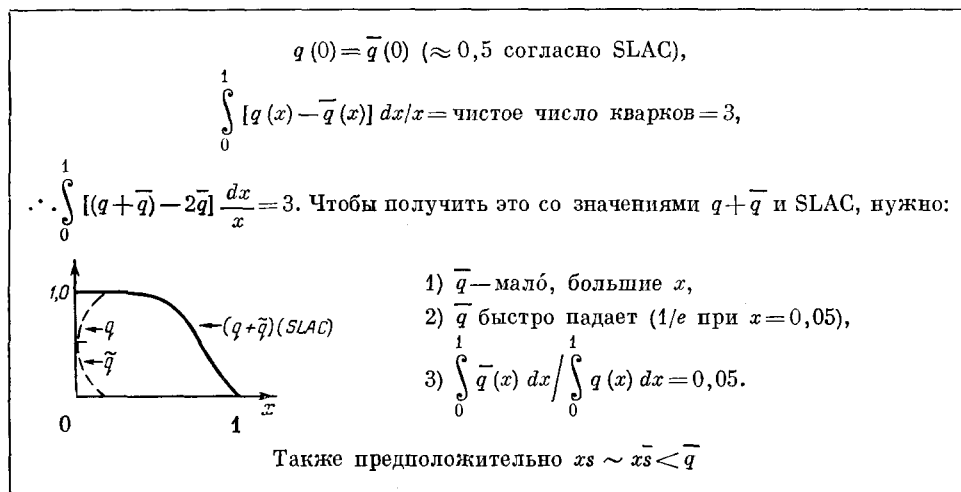
\*) SLAC — Стэнфордский Центр линейного ускорителя в США. (Прим. перев.)



и Скиулли. Я ответил, что я не испытываю затруднений, если теория правильна, в предсказаниях для величины, равной сумме сечений нейтрино и антинейтрино на железе, потому что, как вы сейчас видели, в ней фигурируют те величины, которые уже были измерены с помощью электронов. Но что произойдет, если мы сделаем то или другое измерение ( $\sigma_{\nu\text{Fe}}$  или  $\sigma_{\bar{\nu}\text{Fe}}$ ) отдельно? Тогда потребуется, чтобы вы раздобыли магический кристалл и с его помощью догадались, как велико  $\bar{q}$  по сравнению с  $q$ . Табл. III — это магический кристалл, который я использовал для оцен-

Т а б л и ц а III

Теоретическая оценка  $\int_0^1 \bar{q}(x) dx / \int_0^1 q(x) dx$  и  $s, \bar{s}$



ки того, сколько имеется  $\bar{q}$  сравнительно с  $q$ , каковы соответствующие величины и поведение  $\bar{q}$ ,  $s$  и  $\bar{s}$ . Я хотел бы объяснить, что я делал, когда я заполнял свой конверт. (Вы помните три конверта, упомянутые Скиулли, которые, как предполагалось, я открою по завершении эксперимента в NAL: один с числителем — числом событий, другой со знаменателем — нейтринным потоком и третий — с теоретической оценкой отношения для случая нейтрино и антинейтрино.) Мне следует рассказать вам более или менее, что я сделал и как я сделал.

$q(x)$  есть импульс нестранных кварков, и поэтому он не является числом кварков. Вы должны поделить  $q(x)$  на  $x$ , чтобы получить нужное число, т. е.  $q(x)/x$  есть число кварков,  $\bar{q}(x)/x$  есть число антикварков, а чистое число кварков в протоне  $\int [q(x) - \bar{q}(x)] x^{-1} dx$  должно быть равно трем, для того чтобы получить сохранение всех квантовых чисел (заряда, изоспина и странности или, если угодно, просто барионного числа). Это называется правилом сумм Ллевеллина-Смита. Мы также знаем, чтобы в нем был какой-то смысл (т. е. чтобы интеграл сходился), числа кварков и антикварков должны стремиться друг к другу при  $x \rightarrow 0$ . Я записываю этот интеграл как  $\int (q + \bar{q} - 2\bar{q}) x^{-1} dx$ . Мы располагаем данными о  $q + \bar{q}$ , считая, конечно, что данные SLAC верны, что мы интерпретируем их правильно и в пренебрежении малыми  $s + \bar{s}$ . Тогда мы имеем функцию  $q + \bar{q}$ , приведенную в табл. III. Из нее следует вычесть

нечто, дающее  $2\bar{q}$ , поделить на  $x$ , проинтегрировать и получить достаточно большое число 3. Это почти невозможно. Величина  $q + \bar{q}$  экспериментально так мала, что вам следует втиснуть все различие  $q + \bar{q}$  и  $2\bar{q}$  в область малых  $x$ , чтобы использовать сингулярность и вблизи  $x = 0$  сделать  $q$  и  $\bar{q}$  достаточно различающимися, чтобы получить некоторый вклад в интеграл по максимально большой области. Если вы отчасти представите себе, что значит настаивать на быстром изменении функций, я испробую минимально возможную скорость изменения функций. (Это ничего не доказывает, это только догадка, вот и все, что я делаю.) Тогда я утверждаю, что  $2\bar{q}$  быстро исчезает, и в результате я могу получить большой интеграл.

Таким образом, мне нужно иметь  $\bar{q}$  быстро падающим, а  $q$  — растущим, так чтобы сумма была более или менее постоянна (или даже вела себя как-то иначе на малых  $x$ ; в действительности ответ слабо зависит от характера экстраполяции кривой  $q(x) + \bar{q}(x)$  в область малых  $x$ ). Оказывается, что, для того чтобы получить интеграл величиной в 3,  $\bar{q}(x)$  должно падать очень быстро; фактически так быстро, чтобы площадь под  $\bar{q}(x)$  была порядка 5% площади под кривой  $q(x)$ . С этой точки зрения около 5% импульса сидит в антикварках. Невозможно доказать, что это именно 5% \*), потому что  $\bar{q}(x)$  может иметь другую форму; оно может падать еще быстрее, а затем тянуться с низким значением на значительное расстояние. Что бы ни говорилось, для того чтобы эта модель работала и была самосогласованной, необходимо, чтобы число антикварков для любых заметных  $x$  (не малых, но заметных, например, выше 0,1) было очень малой долей числа кварков, иначе невозможно получить достаточно большое исходное число. Предсказанную таким образом картину для  $\bar{q}(x)$  я нарисовал в табл. III. (Рядом лиц было отмечено, что дело обстоит именно так, и я не пытаюсь сказать, что я что-то изобрел. Этого эксперимента мы ждали многие годы. Иногда отмечалось, что быстрое изменение  $\bar{q}(x)$  необходимо, и я слышал выражение «причудливое поведение» для описания этого обстоятельства. Да, действительно, это — ожидавшееся поведение, но я не считаю его причудливым.)

Может быть, можно изложить итог (то, что  $\bar{q}$  мало) следующим образом. В системе покоя, как следует из нерелятивистской теории, в протоне имеется три кварка и, по некоторой, не вполне ясной причине, практически нет пар. При рассмотрении протона в ультрарелятивистски трансформированной системе вы обнаружите те же три кварка и отсутствие антикварков. Но математически можно показать, что это не вполне последовательно и что вам следовало бы иметь некоторое количество пар, поскольку в любой полевой теории при наличии сил пары должны рождаться. Свидетельства в пользу того, что  $\bar{q}(x)$  мало, означают, что рождается мало пар кварков и антикварков (если судить по их вкладу в импульс), хотя почему так происходит, мы не знаем.

Все это также означает, что  $s$  и  $\bar{s}$  очень малы. Потому что единственный способ получить странные и антистранные кварки в протоне связан с процессом образования очень малого количества кварк-антикварковых пар, поскольку по обычной кварковой модели в нем, как считается, содержится только два  $u$ -кварка и один  $d$ -кварк, ничего больше. Таким образом,

\*) Последние данные по рассеянию  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  на «усредненном» нуклоне  $(N + P)/2$  дают  $\int \bar{q} dx / \int (q + \bar{q}) dx = 10 \pm 2,5\%$ . (Прим. перев.)

обычная кварковая модель слегка усложняется, в ней появляются антикварки и странные кварки, которые, возможно, образуются за счет одного и того же механизма. Поскольку не ожидается много антикварков, я бы сказал, что было бы только логично, если бы не было много и странных кварков. В порядке догадки я полагаю, что число странных кварков меньше числа антикварков, которое выражает число пар. Если, на самом деле, вы хотите сделать догадку количественной, то это число около  $1/2$ , потому что в  $\bar{q}$  есть два сорта кварков,  $u$  и  $d$ , а в  $s$  — только один. Поэтому, вероятно, числа  $s$  и  $\bar{s}$  более или менее равны и меньше числа антикварков. Это означает, что для имеющихся экспериментов они несущественны: с неопределенностью в  $s$  связаны 1% поправки, если вы готовы согласиться с тем, что их меньше, чем антикварков и  $\int \bar{q}(x) dx / \int q(x) dx \approx 0,05$ . Избавившись от неопределенностей с помощью приведенных рассуждений, я теперь сравню результаты с экспериментом (табл. IV).

Таблица IV

Эксперименты

а) «Гаргамель»,  $E_\nu = 1-5 \text{ ГэВ}$ . Очень хорошее согласие. Почему?

$$\int \bar{q} dx / \int q dx \approx 0,05.$$

б) NAL (эксперимент 21, доклад Скиулли):

Распределения: всё хорошо. Согласуются  
(не чувствительны к большим  $y$ ),  $M_W > 10 \text{ ГэВ}$ .

Полное сечение: дает полный импульс, переносимый нестранными кварками.  
( $\sigma = \text{наклон} \times E_\nu \times 10^{-38}$ . Импульс кварков  $= 0,5 \times \text{наклон}$ ).

Добавьте SLAC: это дает средний квадрат заряда кварков (если теория:  $5/18 = 0,28$ , то SLAC дает импульс кварков  $= 0,54 \pm 0,07$ ).

Результаты:

$E_\nu (\text{ГэВ})$	$\sigma \cdot 10^{38} \text{ см}^2$		
	Эксперимент	Теория	
	$\sigma_\nu : 33 \pm 8$	30	
$\pi, 37,5$			
	$\sigma_\nu : 12,5 \pm 2,5$	11	Импульс кварков
Сумма:	$45,5 \pm 9$	$41 \rightarrow 0,61 \pm 0,10$	$0,25 \pm 0,04$
	$\sigma_\nu : 146 \pm 39$	86	Среднее
		$0,65 \pm 0,08$	$0,23 \pm 0,04$
$K, 108$			
	$\sigma_\nu : 41 \pm 18$	32	$\uparrow$
Сумма:	$187 \pm 43$	$118 \rightarrow 0,86 \pm 0,20$	$0,18 \pm 0,05$

в) NAL (эксперимент 1A, Клайн): нет скейлинга.

Большие  $y$ , антинейтрино не  $(1-y)^2$  при  $E_\nu$  больших

На камере «Гаргамель» были проделаны эксперименты с энергией нейтрино  $1-5 \text{ ГэВ}$  и имеется очень хорошее согласие со всеми указанными выше числами и представлениями. Получен заряд равный  $5/9$  и интеграл равный  $3$ , все выглядит великолепно и мы должны были бы быть счастливы, потому что мы чего-то достигли. Но если бы это не сработало, все теоретики сказали бы, что это из-за того, что энергия слишком низка. Поэтому, если на самом деле изложенные представления сбываются,

было бы не совсем честно доверять им на этом основании. Тем не менее интересно задаться вопросом, почему они оказываются справедливыми при таких энергиях. Я не знаю, но я бы хотел сделать несколько замечаний. Я бы хотел сказать, что методы, описанные фон Крогхом, вполне обоснованы. Кажется, что делается некий фокус-покус в использовании  $x$  и  $x'$  при получении результата, но я думаю, что это интересная идея, которую я бы хотел пояснить.

Вы знаете, что  $W$ -мезон считается связанным в комбинации  $V - A$  с кварками протона. Предположим на минуту, что он связан только  $V$ -связью и мы проделываем нейтринный эксперимент. Но мы можем проделать эксперимент с электронами, которые связаны в точности той же  $V$ -связью (используя изотопический спин, можно сделать замену некоторых зарядов, но это в точности тот же векторный вариант), и поэтому мы смогли бы совершенно точно предсказать, что произойдет в нейтринном эксперименте в терминах того, что происходит с электронами в эксперименте SLAC. Даже если скейлинг не выполняется, забудьте про скейлинг, мы имеем полное тождество: рассеиваем ли мы нейтрино или электроны, протон «видит» одно и то же, он видит нечто, налетающее и передающее ему импульс через посредство  $V$ -связи. (Я повторяюсь, чтобы акцентировать ваше внимание на этом, как части своего заключительного выступления. Прошу меня извинить. Ситуация повсюду та же: я не получил ничего нового, это не мое, почти каждый говорил об этом.) Законно поэтому сравнить нейтринный эксперимент непосредственно с данными SLAC. Блум и Гилман уже анализировали данные SLAC, изящно их препарировали и открыли, что удобный способ запоминания данных заключается в использовании забавной переменной  $x'$  вместо  $x$ . Как объяснил мне Мандула, есть не больше оснований определять исходное  $x$  через  $-q^2/2M\nu$ , чем через  $-q^2/(2M\nu + M^2)$ , которое и есть выражение для  $x'$ . Я просто не знал, какую комбинацию использовать. В пределе высоких энергий они совпадают, но при низких энергиях, оказывается, есть некий специфический способ игры, при котором данные SLAC можно запомнить; в терминах параметра  $x'$  функции выглядят более универсальными. Хорошо — это способ обработки данных. Поэтому вполне законная вещь использовать тот же способ обработки для нейтрино, если связь была бы чисто векторной. В действительности она является комбинацией  $V$  и  $A$  и у нас нет законного права считать, что аксиальная связь будет имитировать тот же тип, если угодно, нескейлингового поведения или скейлинга, использующего  $x'$ , как в случае вектора. Однако, мы, возможно, открыли, что поведение  $V$  и  $A$  может не слишком различаться.

На этой конференции было сообщено, что аксиальный форм-фактор падает с импульсом, по крайней мере, так же, как электрический. Векторная связь ослабляется как  $[1 - (q^2/m^2)]^{-2}$ . Для аксиальной связи невозможно что-либо сказать о форме зависимости от  $q^2$ , но она ослабляется примерно с той же скоростью, а форма зависимости и параметр  $m$  могут вполне быть теми же самыми. Величина ее почти такая же, как векторной связи. Возможно, нам предстоит кое-что узнать, возможно, кому-нибудь следует сесть и проделать анализ, может быть, чуточку более систематический, чем выполненный фон Крогхом, в отношении того, что желательно предположить и где появляются все переменные, для того чтобы сделать наилучшее заключение о поведении аксиальной кривой из знания поведения векторной кривой. Можно было бы попытаться сопоставить вещи несколько, что ли, более формальным способом, потому что, мне кажется, мир немного проще, чем мы имеем основания ожидать. Кто-нибудь может додуматься до этой простоты в порядке разумной полуфеноменологической догадки, изобретая способ для сравнения

электронных данных с нейтринными данными при любой энергии. Он может, используя произвольные энергии при таком сравнении, суметь извлечь больше смысла из этих связей. Это — предложение по улучшению нашего понимания низких энергий. Другими словами, я рассматриваю как возможное, что нечто окажется простым из того, что мы не ожидаем встретить простым.

С другой стороны, все возражения, связанные с низкими энергиями, отпадают при переходе к высоким энергиям, и есть два эксперимента из NAL при высокой энергии, здесь доложенные. Один, так называемый 1А эксперимент, был описан Клайном, другой, номер 21, доложен Скиулли. Я буду обсуждать сначала тот, который доложен Скиулли (см. табл. IV).

Первое замечание, которое можно сделать, состоит в том, что все распределения, являющиеся функциями  $x$ , которые вы видели, согласуются с формой распределений в SLAC. Прекрасно, электроны видят то же распределение, что и нейтрино. Это очень впечатляет, потому что мы увеличили энергию примерно в пять раз и исследуем существенно более высокие передачи импульса. И все же партоны по-прежнему выглядят точечными, это те же точки, с тем же распределением. Таким образом, идея, которую мы привыкли использовать при интерпретации данных SLAC, является разумной. Как вы все знаете, можно трансформировать эту идею, если желательно, в более формальное утверждение; от высказывания относительно частиц внутри протона перейти к высказыванию относительно сингулярностей некоторого коммутатора на световом конусе. То есть на световом конусе коммутатор имеет определенный выброс, этот выброс очень резкий и продолжает оставаться резким по мере роста энергии. Это очень впечатляет.

Если мне будет позволено на минуту историческое отступление, то все это очень напоминает времена Резерфорда, когда существовала модель атома с размазанным зарядом и когда он, рассеивая  $\alpha$ -частицы, обнаружил наличие у заряда жесткого резко ограниченного центра. Рассеивая наши частицы на протоне, мы обнаружили и резкие точечные объекты внутри, хотя поначалу мы могли бы думать, что заряд как-то размазан по пространству протона и взаимодействие размазано по пространству. Оказалось, что нет, взаимодействие имеет локальный характер и объекты внутри точечные. Мы продолжаем видеть их точечными, хотя мы достигли передаваемых импульсов в  $40\text{--}50 \text{ Гэв}^2$ . Утверждение, что масса  $W$ -бозона должна быть больше  $10 \text{ Гэв}$ , эквивалентно высказыванию, что кварки выглядят точками вплоть до энергий порядка  $10 \text{ Гэв}$ . Это, оказывается, те же расстояния, до которых мы знаем, что электроны выглядят как точки из проверок квантовой электродинамики.  $10 \text{ Гэв}$  это число, известное для электронов. Между прочим, если водородный атом увеличить до 200 футов в диаметре, тогда поперечник протона составит сантиметр, электрон согласно нашим знаниям, с той точностью, с которой видит глаз, именно  $1/200$  дюйма (острота зрения глаза), будет точкой, и теперь мы знаем, что внутри протона при той же остроте зрения есть точки. Всегда хорошо иметь модели увеличенными, но не преувеличенными; ведь атом составляет теперь 200 футов в диаметре.

Распределения по  $y$  не были проверены так тщательно, как распределения по  $x$ , но они полностью согласуются с ожидаемыми распределениями: почти постоянное для нейтрино, почти  $(1 - y)^2$  для антинейтрино. Этот конец данной сводки. Я подытожил все, что показал Скиулли. Теперь возникает интересный вопрос, относящийся к квадрату заряда. Мы имеем правильную форму (распределения), но правильна ли величина? Измерение величины означает проверку того, действительно ли квантовые

числа, квадраты зарядов кварков, видимые внутри, равны  $(2/3)^2 + (1/3)^2$ . Это их первая (при высоких энергиях) проверка, как электрических величин, а не просто сложение некоторых квантовых чисел. Для того чтобы сделать это, необходимо иметь абсолютные значения полных сечений для нейтрино. Полные сечения для нейтрино и антинейтрино равны интегралу от выражений табл. II. Поэтому они непосредственно выражаются через величину полного импульса, переносимого нестранными кварками и антикварками. Полное сечение, с этой точки зрения, прямо измеряет, как мы считаем, полный импульс, переносимый нестранными кварками и антикварками  $\int (q + \bar{q}) dx$  (без использования данных SLAC или величин из других экспериментов).

Импульс нестранных кварков, объектов, взаимодействующих с нейтрино — вот что измеряется непосредственно. Комбинируя эти данные с данными SLAC, мы получим средний квадрат заряда кварка (с поправкой на странные кварки, которой я здесь пренебрегу), который должен быть равен  $5/18$  ( $4/9$  и  $1/9$  усредняются в  $5/18$ , т. е. в  $0,278$ ). Меня попросили привести точные числа, данные Скиулли, помимо его слайда, потому что ряд людей не смог как следует разобрать эти числа на слайде, когда он его показывал. В табл. IV вы найдете значения сечений. Они являются результатом вскрытия упоминавшихся конвертов и деления чисел. Они никак не менялись с того момента, так что никто из нас не оказывал влияния на другого. Скиулли и Бариш попросили меня представить результат для полных сечений, так что вот он.

Я бы хотел также сказать, что некоторые колебания и беспокойство, которые были у Скиулли, связаны с тем, что само значение, как вы сможете обнаружить потом, изменилось на несколько процентов. Однако в ошибках, которые приведены здесь, имеются систематические погрешности, которые были оценены достаточно большими, чтобы включить многое из того, что они могли забыть, торопясь провести вычисления. Вероятно, когда данные будут более тщательно проанализированы, числа подвинутся на несколько процентов в ту или другую сторону, и возможно, систематические ошибки будут несколько уменьшены. В этом смысле это не окончательные официальные цифры, но можно гарантировать, что окончательные цифры будут в пределах указанных ошибок и что сами ошибки могут стать меньше. Энергия нейтрино от  $\pi$ -мезонов в эксперименте была в среднем  $37,5 \text{ Гэв}$  (с разбросом  $\pm 9 \text{ Гэв}$ ). Сечение для этих нейтрино на железе оказалось равным  $(33 \pm 8) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$  и т. д. (см. табл. IV). Для антинейтрино сечение  $(12,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$ . Их сумма равна  $(45,5 \pm 9) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$ . Для нейтрино от  $K$ -мезонов, которые имеют среднюю энергию  $108 \text{ Гэв}$  (с разбросом  $\pm 15 \text{ Гэв}$ ), сечение равнялось  $146 \pm 39$  (в единицах  $10^{-38} \text{ см}^2$ ). Антинейтрино дали  $41 \pm 18$ . Числа, имеющие пометку «теория», были вычислены мной на основе данных SLAC. (Я использовал  $0,30$  для суммы интегралов от  $\nu W_2$  на протоне и нейтроне. Это слегка отличается от значения, приводимого Блумом (он получил  $0,28$ ), потому что у меня не было такой убежденности в вопросе о том, как подходить к малым  $x$ . Я также внес поправку на неравенство числа нейтронов и протонов в железе. Имеется  $1\%$ -ная неопределенность ввиду моего незнания  $s$  — числа странных кварков. Конечно, мы предсказываем значение суммы  $\sigma_\nu$  и  $\sigma_{\bar{\nu}}$  гораздо лучше, чем каждого сечения в отдельности, потому что для каждого в отдельности требуется эта неопределенная оценка в  $5\%$  для величины импульса, находящегося в антикварках, сравнительно с кварками).

Вы видите, что теория хорошо соответствует данным, за исключением данных с нейтрино от  $K$ -мезонов на железе, которые явно находятся

за пределами экспериментальной ошибки \*). Можно вспомнить, что на кривых Скипулли для рассеяния нейтрино на железе точка, отвечающая наибольшей энергии, лежала выше этих кривых, и это есть численное выражение указанного факта. Как было замечено, из значения  $\sigma_\nu + \sigma_{\bar{\nu}}$  можно получить полный импульс, переносимый кварками. (Случайно оказывается, так комбинируются числа, что в этих единицах нужно взять  $1/2$  от наклона кривой сечения как функции от энергии. Теоретически сечение должно иметь вид: (наклон)  $\times$  (энергия в Гэв)  $\cdot 10^{-38}$ , так что для получения наклона достаточно поделить сечение на энергию.  $1/2$  наклона оказывается равной полному импульсу, переносимому кварками. Мои предсказания для наклонов были следующие: 0,80 для нейтрино и 0,30 для антинейтрино.) Эксперимент с  $\pi$ -нейтрино энергии 37,5 Гэв дает импульс нестранных кварков равным  $0,61 \pm 0,10$  \*). Полный импульс протона равен 1, так что остальной импульс переносится бог знает чем, называемым глюонами. Мы не знаем, что же переносит остальной импульс, но не такое уж безумство утверждать, что нечто это делает.

Если бы весь импульс сидел в кварках, мы были бы несколько обеспокоены, потому что для взаимодействующих кварков, удерживающихся как-то вместе и, как показывают распределения, более или менее релятивистских (для нерелятивистской системы, рассматриваемой в движении, распределение по импульсам как функция от  $x$  имело бы очень узкий пик), имеется некоторое запаздывание во взаимодействии в поперечном направлении. Одна частица взаимодействует с другой на расстоянии не мгновенно, так что одна частица теряет импульс раньше, чем другая его приобретает. Таким образом, временно имеется недостающий импульс. Он обычно описывается как импульс поля, импульс «фотонов», которыми производится обмен. Итак, в среднем импульс взаимодействующих частей объекта не может быть равен полному импульсу. Поэтому не невероятно, что полный импульс кварков меньше единицы. Фактически отсюда следует, что имеется нечто помимо кварков. Имеется еще нечто, удерживающее кварки вместе. В настоящий момент мы не имеем экспериментальных указаний на то, что же это такое конкретно. Их называют «глюонами», они удерживают части вместе, вот и все, что мы знаем.

Более энергичные нейтрино дают (для импульса кварков) значение  $0,86 \pm 0,20$ ; среднее этих двух величин (взвешенное с учетом ошибок) есть  $0,65 \pm 0,08$ . Я подойду к этим числам по-другому. Данные SLAC, взятые прямо с ошибками, указанными для интегралов (и умноженные на  $9/5$ ), дают средний импульс, равный  $0,54 \pm 0,07$ . Это значение из данных SLAC можно сравнить со значением из нейтринных данных. В той мере, в какой они равны, сумма квадратов зарядов кварков равна  $5/9$ . Еще — иначе. (Это все те же данные, но повторно, чтобы вы наверняка схватили идею.) Средний квадрат заряда, который должен быть равен  $5/18 = 0,28$ , получается равным  $0,25 \pm 0,04$  для нейтрино с энергией 37,5 Гэв,  $0,18 \pm 0,05$  для 108 Гэв нейтрино и при усреднении  $0,23 \pm 0,04$ . Эти ошибки не включают ошибки, которая может быть в данных SLAC и которая в приведенном масштабе отвечала бы  $\pm 0,04$ . Данные, относящиеся к 108 Гэв, по-прежнему выходят на 1,5 стандартных отклонения за экспериментальную ошибку. Что можно сказать об этом? 1,5 стандартных отклонения не стоят теории. (Другой факт. Кто-то сказал мне, что, вопреки статистической теории, в физике высоких энергий, по крайней мере в 10% случаев данные уходят на три стандартных отклонения.)

\*) В настоящее время экспериментальное сечение согласуется с теоретически ожидаемым. (Прим. перев.)

\*\*) Речь идет о доле полного импульса протона. (Прим. перев.)

Если вы хотите отнестись к этому более серьезно, можно спросить, почему нейтринное сечение поднимается при этих высоких энергиях? \*) Одно интересное предположение состоит в том, что для адронов открываются новые каналы; имеются различные альтернативные объяснения причин этого. Другое предположение — что-то не в порядке с теорией  $\beta$ -распада. Эффекты, связанные с промежуточным бозоном, проявились бы в понижении нейтринного сечения, а не в его повышении. В этом случае могли бы потребоваться связи с производными от нейтринного поля. Нетрудно выяснить, в чем причина: в нейтринной связи или в поведении адронов. Всё, что нужно сделать, — это сравнить данные при одинаковых  $q^2$  и  $\nu$  для одной энергии нейтрино и для другой, потому что на адронный блок оказывают влияние  $q^2$  и  $\nu$ , но не прямо энергия нейтрино (за исключением косвенного воздействия через поляризацию  $W$ ). Такие данные позволили бы проверить, лежит ли причина в теории  $\beta$ -распада, или в ошибке, или в адронной «машинерии». Клайн описал различные области  $x$  и  $y$ , которые интересны для исследования разного типа «отказов» в адронной физике.

Другой эксперимент (1A), который был выполнен в NAL и описан Клайном, напоминает нам, что в теории все, может быть, обстоит и не так хорошо. В этих экспериментах скейлинг, по-видимому, не имеет места, наблюдаемое  $y$ -распределение для рассеяния антинейтрино, которое должно выглядеть, согласно теории, почти как  $(1 - y)^2$ , так и выглядит при низких энергиях, но не при высоких энергиях. Такое впечатление, что есть избыточное рассеяние при больших  $y$ . Это не противоречит данным эксперимента 21, описанного Скиулли, потому что этот эксперимент в настоящий момент не чувствителен к большим  $y$ . Я бы снова рекомендовал вам, однако, не тревожиться и обождать. Я не указываю, чем это закончится, я только говорю, что все разрешится тем или иным образом. Между прочим, данное обстоятельство не может объяснить подъем сечения с энергией (в эксперименте 21), потому что подъем был найден в области, не чувствительной к упомянутому эффекту. Мы узнаем больше на двух путях. Во-первых, Клайн сказал, я цитирую: «Мы все еще не вполне уверены в том, что эффект реален», иными словами, он хочет проделать дополнительные проверки \*\*). Во-вторых, в эксперименте 21 имеется много данных с большими  $y$ , для которых они не могли измерить точное значение импульса мюона. Но можно вычислить, как много событий вы должны получить, если распределение действительно  $(1 - y)^2$ , и как много вы получите, если это не так, и они будут заметно различаться при условии, что результат эксперимента 1A правилен. Все данные получены, их следует только проанализировать, а нам следует подождать, как я понимаю, около месяца, чтобы получить число \*\*\*). (Оно, конечно, будет двусмысленным, оно будет, как обычно, где-то посередине, с ошибкой, которая позволит вам иметь любой ответ. Это мое предсказание, что число будет двусмысленным.)

Такова ситуация с общепринятой теорией. Я бы хотел теперь перейти к новому предмету, именно: к трудностям теории и попыткам преодолеть эти трудности. Теперь, когда мы думаем, что она (теория) кажется неплохой с экспериментальной точки зрения, мы начинаем беспокоиться о том, что она не кажется хорошей теоретически. Я предполагаю включить для

\*) См. первое примечание на стр. 703.

\*\*) Давняя группа экспериментаторов продолжает настаивать на существовании аномалий в  $y$ -распределении (см. Phys. Rev. Lett. 33, 984 (1974); 34, 597 (1975)). (Прим. перев.)

\*\*\*) Указанная группа не обнаружила, в пределах точности измерений, аномалий при больших  $y$ . (Прим. перев.)



Таблица V

Трудности и неполнота обычной теории слабых взаимодействий

Высшие порядки расходятся  $\leftrightarrow$  калибровочные теории исправляют.

$$K_L^0 - K_S^0, \Delta m \text{ мало!}$$

Нейтральные токи.

Угол Кабиббо?

$\mu$ ,  $e$ -удвоение.

$CP$ -нарушение

Солнечные нейтрино [перечеркнуто автором. — *Ред.*]

Трудности наивной кварковой модели адронов

Многообразные: Статистика. Нерелятивистские или релятивистские?  
 $k_{\perp}$  партонов? Отсутствие свободных кварков. Глюоны?  
 и т. д. и т. д.

полноты все пункты, которые неудовлетворительны (табл. V). (Говоря о трудностях современных теорий, я должен был бы говорить о трудностях наивной кварковой адронной модели. Последняя включает многообразные трудности, о которых вы очень хорошо осведомлены: проблему статистики, относящуюся к трем кваркам, вопросы о том, являются ли они медленными или быстрыми, почему они не вылетают, действительно ли партоны имеют ограниченные поперечные импульсы и, если так, то почему и т. д. Все эти вопросы относятся к проблеме сильных взаимодействий и поэтому я не буду их обсуждать. Но для того чтобы подытожить настоящую конференцию, теорию слабых взаимодействий мы должны обсуждать.)

Первое замечание состоит в том, что это теория только первого порядка. Если вы пытаетесь сделать что-нибудь в более высоком порядке, она дает полную бессмыслицу. Можно сказать, что она расходится, или нарушается унитарность, или еще что-нибудь. Ее нельзя прямо распространить на высшие порядки, вы получаете трудности расходимостей. Сверх того, вы имеете одно измеряемое явление, которое должно быть интерпретировано как эффект второго порядка теории слабых взаимодействий. Это разница масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ . Эксперимент говорит, что результат не только конечен, но также мал. Это — как во времена эффекта Лэмба. В 1928 г. электродинамика давала бесконечности для процессов высших порядков. Каждый знал, что бесконечность — это неверный ответ, но потребовался хороший эксперимент, чтобы дать бесконечности конечное значение, именно значение лэмбовского сдвига. Тогда каждый начал пытаться получать экспериментальные значения. Поскольку мы имеем эксперимент, чувствительный ко второму порядку, то, что мы должны делать здесь, — это пытаться получить нужное число.

В настоящий момент имеются свидетельства существования нейтральных токов, что не ожидалось в обычной теории. Это указывает на неполноту теории.

Третий пункт — угол Кабиббо. Он хорош, он очень приятен и он соответствует всему, но он очень загадочен. Что на свете может определять это число, как это происходит? Это странный мир. Это неполная теория, мы не любим параметры в теории.

Еще один пункт, относительно которого теория не дает никаких указаний, — это факт удвоения мюона и электрона. Почему имеется удвоение? Я ставлю этот вопрос в смысле того, имеются ли другие  $\mu'$

и  $\nu'$  при больших энергиях? Мы не знаем \*), мы не понимаем этого совсем, и в этом пункте теория неполна. Мы написали два члена (в токе), потому что мы наблюдали два объекта. Если бы мы написали три члена, были бы они связаны?

Имеется также  $CP$ -нарушение.

Я не вижу оснований включать сюда проблему солнечных нейтрино, потому что речь идет о 1,5 стандартных отклонениях от предсказаний некоторых солнечных моделей, а принцип таков, что вы не строите новую теорию из-за 1,5 стандартных отклонений.

Люди бились над тем, как фиксировать теорию слабых взаимодействий, в частности, как урегулировать проблему расходимостей. (Они начинают оттуда.) Способ, которым они думали это сделать, заключался в требовании, чтобы теория была сходящейся. (Это было описано здесь Беном Ли.) Идея, как достичь этой цели, состоит в построении некоторых новых диаграмм для вычитания расходимостей. Это оказывается возможным, если теории глубоко внедрены в определенные симметрии. Они называются калибровочными теориями (табл. VI). Эти теории обладают одним

Таблица VI

Теории нейтральных токов

Калибровочные теории  $\leftrightarrow$  симметрия.

+ связь с квантовой электродинамикой (например, Салам, Вайнберг)  $\rightarrow$  нейтральные токи

Заряженный ток  $\bar{c}u$ .

$$c = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C.$$

Нейтральный ток  $\bar{c}s \pm \bar{u}u$

(из симметрии)  $\rightarrow$  содержит  $\bar{d}s \sin \theta_C \cos \theta_C$ ,  $\Delta S = 1$ .

Эксперимент говорит: нет нейтральных токов с  $\Delta S = \pm 1$ .

Обход: определим  $c' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C$ .

Предположим, что нейтральный ток содержит

$$\bar{c}'c' + \bar{c}s \quad (\text{нет } \bar{d}s).$$

Проблема: Заряженный ток? Симметрия?

$$\therefore \bar{c}u + \bar{c}'u'.$$

$u'$  — новый тип кварка, заряд  $+2/3$ .

Ведет к новым адронным состояниям, с новым квантовым числом «чарм» (число  $u'$ ).

Может решить проблему малого значения разницы масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ , если чармированные состояния не лежат слишком высоко

дополнительным свойством, вытекающим из них и красивым. Они позволяют пытаться построить симметрию слабых и электромагнитных взаимодействий и объединить их. Это свойство не значилось в списке, как проявление неполноты обычной теории, потому что мы не знаем, связаны ли взаимодействия. Но возможная связь электромагнитных и нейтринных взаимодействий — приятная вещь. Конечно, возникает вопрос: «Помогает ли нам эта попытка избавиться от расходимостей в каком-то другом месте?» Я ставлю этот вопрос, потому что по опыту знаю: если вы на правильном пути, вы получаете больше, чем закладываете. Когда строилась калибровочная теория, было желание сделать ее соответствующей электродинамике, было желание сделать ее сходящейся. Руками были вложены две вещи: симметрия и характер сходимости, с тем чтобы эти

\*) Имеются предварительные указания (Phys. Rev. Lett. 35, 1489 (1975)) на существование тяжелого лептона с массой  $\sim 2$  Гэв. (Прим. перев.)

два условия были выполнены, но ничего более не произошло, за исключением нейтральных токов. Никакого понимания угла Кабиббо, никакого понимания малой разницы масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$  и т. д. С помощью этого шага мы не получили ключей ни к одной фундаментальной трудности нашей теории. Имеется очень, очень много калибровочных теорий, люди пробуют разные типы симметрии; идея очень хорошая и может быть правильной, но следует помнить, что выхода нового нет.

Частный пример такой теории — теория Салама — Вайнберга. Здесь мы добавляем к калибровочной теории принцип наличия связи с электродинамикой, и конкретный метод, использованный Саламом и Вайнбергом, обуславливает появление нейтральных токов. (Я повторяю многое из того, что сказала Гайяр.) Проблема состоит в том, как эти нейтральные токи связаны с адронами. Заряженный ток, как указывалось, построен из  $u$ -кварка, помноженного на линейную комбинацию, которую мы будем называть кварк Кабиббо  $c = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C$ . Если вы добавляете нейтральные токи, чтобы получить сходимость и симметрию, тогда естественно их строить из кварка и антикварка Кабиббо ( $\bar{c}c$ ) плюс или минус (зависит от теории)  $u$ -кварк и  $\bar{u}$ -кварк ( $\bar{u}u$ ). Это единственные сорта кварков, которые связывает заряженный ток, так что когда вы крутите его, чтобы найти соответствующую нейтральную комбинацию, вы получаете именно эту комбинацию. Затруднение теперь состоит в том, что член ( $\bar{c}c$ ), выраженный через  $s$  и  $d$ , содержит член  $\bar{s}d$ . Последнее означает, что появится нейтральный ток, существенно связанный с компонентой, меняющей странность. Однако мы знаем экспериментально (из  $K_L^0$ -распадов), что такой член должен быть очень мал, если он вообще существует. Так что же, теория мертва? Нет, этого результата можно избежать. Теория постоянно обходит экспериментальные трудности, изобретая нечто новое. Она не предсказывает это новое, должен я заметить, она изобретает его, чтобы обойти очевидные результаты симпатичной теории, каковой она бы была, если бы не нужно было все время согласовывать ее с экспериментом. Обход в данном конкретном случае связан с изобретением кварка, названного  $c'$ , который является другой линейной комбинацией. Ничего нового, всего лишь ортогональная комбинация известных кварков  $c' = d \sin \theta_C - s \cos \theta_C$ . Тогда нейтральный ток мог бы содержать  $\bar{c}c$  и  $\bar{c}'c'$ . Если вы сложите их, кросс-члены  $\bar{s}d$  исчезнут. Вы не получите члена  $\bar{s}d$  и вы решили проблему (отсутствия лептонных распадов  $K_L^0$ ). Теперь вы все обращаете, вспоминаете про симметрию и задаетесь вопросом, какой заряженный ток выступает наряду с этим симметричным  $\bar{c}c + \bar{c}'c'$ . Тут вы в затруднении, если вы сохраняете симметрию и хотите, чтобы принятая структура заряженного тока была правильной. В этом случае комбинация  $uc$  означает, что «что-то» должно сочетаться с  $c'$ . Назовем это «что-то»  $u'$ . Вот еще один объект, который должен подчиняться условиям симметрии, так что вы вынуждены изобрести еще один тип кварка. Этот кварк  $u'$  четвертый, т. е. всего должно быть четыре типа кварков, и вы бормочете  $SU_4$  вместо  $SU_3$ . Все это означает введение нового типа кварка. Конечно, оказывается, что  $u'$  должен иметь электрический заряд  $+2/3$ . Сохранение кварков нового типа внутри барионной системы приводит к новому правилу отбора в сильных взаимодействиях, подобно тому как сохранение странных кварков дает нам правило сохранения величины странности в этих взаимодействиях. Некое новое квантовое число (число этих  $u'$ -кварков) должно сохраняться. Новое квантовое число названо «чармом». То, что имеется в виду под «чармированной» частицей, на самом деле не одна новая частица,

а совокупность новых адронных состояний, которые имеют новое квантовое число (потому что адроны могут содержать один и более этих новых кварков). Мы не имеем свидетельств существования этих новых адронных состояний или квантового числа «чарм» \*). Как искать эти состояния, подробно обсуждалось на этой конференции, но я не буду резюмировать это обсуждение. Есть «чарм» или нет, это не влияет на эксперименты по глубоконеупругому рассеянию, но я не буду говорить об этом подробнее.

Есть одна важная проблема, которую представление о «чарме» действительно решает. (Я полагаю, что именно это в первую очередь подсаказало идею «чарма».) Разница масс  $K_L^0$  и  $K_S^0$ , как указывалось, имеет второй порядок по  $G$ , но является расходящейся величиной в общепринятой теории, пропорциональной квадрату «массы обрезания». В обычных калибровочных теориях она сходится (поскольку все сходится), а «масса обрезания» — величина порядка массы  $W$ -бозона. Проблема, однако, в том, что, будучи конечной, эта разница слишком велика сравнительно с экспериментом, который скорее указывает на «массу обрезания» порядка нескольких  $G\text{эв}$ . В построении, включающем «чарм», имеется сокращение диаграмм, обычных и тех, в которых  $u'$  замещает  $u$ . «Масса обрезания» становится порядка разницы масс  $u'$ - и  $u$ -кварка или, точнее, разницы масс «чармированных» адронных состояний и обычных адронных состояний. Из этого можно заключить, что «чармированные» адронные состояния не могут превышать по массе своих обычных собратьев более, чем на 1 или 2  $G\text{эв}$  \*\*).

В совокупности это приводит нас к одному из больших успехов модели Салама — Вайнберга — предсказанию нейтральных токов (табл. VII). Но я хотел бы последовать совету Манна. Нейтральные токи должны изучаться сами по себе. Это означает, что экспериментаторы должны сказать: «Хорошо, существуют нейтральные токи, давайте выяснять, каковы их свойства», а не просто сравнивать их с теорией Салама и Вайнберга. Причина заключается в том, что имеется много различных видов калибровочных теорий симметрии, которые приводят к свойствам нейтральных токов, отличным от их свойств в теории Салама — Вайнберга. Исторически также имелось много других предложений нейтральных токов (например, правило  $\Delta T = 1/2$  для нелептонных распадов поначалу вызывало затруднения и предлагались нейтральные токи для его объяснения). Могло бы так случиться, что эти джентльмены думали о нейтральных токах и что в действительности существуют нейтральные токи, но по двум совершенно различным причинам. Имеется так много частиц, что, когда вы находите одну из них, более невозможно говорить, что это подтверждает теорию (из-за того, что есть так много возможностей). Поэтому лучше подумать об анализе нейтральных токов в более общем подходе.

Наметим возможности. Нейтральное взаимодействие, вероятно, есть произведение лептонного тока на адронный ток. Первый вопрос «Какого

\*) В конце 1974 г. были открыты тяжелые векторные мезоны с массой 3,1 и 3,7  $G\text{эв}$ , которые были отождествлены со связанными состояниями типа  $(\bar{u}'u')$  (см. УФН 117, 227 (1975); 118, 576 (1976)). В течение 1974—1975 гг. в нейтринных взаимодействиях были обнаружены случаи образования двух мюонов, которые трактуются как следствие рождения и полуплептонового распада тяжелых частиц с новым квантовым числом (предположительно «чармом») (см. Phys. Rev. Lett 35, 1199, 1203 (1975)). В самое последнее время (январь 1976 г.) эта трактовка получила подтверждение прямым наблюдением в пузырьковых камерах случаев распада новых тяжелых частиц, рожденных в нейтринных взаимодействиях. (Прим. перев.)

\*\*) Массы частиц, являющихся кандидатами в «чармированные» (см. примечание\*), а также: Phys. Rev. Lett. 34, 1125 (1975); Письма ЖЭТФ 21, 518 (1975)), оцениваются в 2—2,5  $G\text{эв}$ . (Прим. перев.)

Таблица VII

Нейтральные токи, общие свойства

«Изучайте их сами по себе» (А. Манн).

Лептонный ток  $\times$  адронный ток.

$V, A$  или  $S, P$  [ $S$  и  $P$  перечеркнуты автором. — *Ред.*],  $T$

Пример лептонного тока  $V-A$ :  $\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ .

... Адронный ток:

$$+ (V-A)(\alpha \bar{u}u + \beta \bar{d}d + \gamma \bar{s}s) \\ + (V+A)(\alpha' \bar{u}u + \beta' \bar{d}d + \gamma' \bar{s}s).$$

Примеры: если  $\Delta T = 0$ , то  $\alpha = \beta$  ( $= \gamma$ ?  $SU_3$ ).

Астрофизика: а) Рассеяние  $\nu_\mu$  на ядрах когерентно,

амплитуда  $\sim N + Z$ ;

если  $\Delta T = 1$ , то  $\alpha = -\beta$  ( $\gamma = 0$ );

б) амплитуда  $\sim N - Z$ .

Отношение полных сечений на Fe.

$R$  = нейтральные к заряженным.

Нейтрино:  $R_\nu = \alpha^2 + \beta^2 + \frac{1}{3}(\alpha'^2 + \beta'^2)$ ,

пренебрегая антикварками и странными кварками.

Антинейтрино:  $R_{\bar{\nu}} = \alpha^2 + \beta^2 + 3(\alpha'^2 + \beta'^2)$ .

лептонного тока?» Точнее: «В предположении, что налетает нейтрино, каков тип вылетающего лептона?» Давайте для начала предположим, что это снова нейтрино. Будучи левовинтовыми, они должны были бы образовывать различные связи; простейшая из них  $V-A$ , но есть и другие возможности. Легко сделать эксперименты, которые избавляют от части из них. Сакураи указал, что уже имеются данные (падающее  $y$ -распределение, вместо растущего), которые определенно указывают на то, что это не  $S$ - и не  $P$ -связь. Но я не хочу начинать всю эту историю снова. Дело в том, что я хотел бы услышать обсуждение свойств вещей не в терминах специальной модели, а в терминах возможностей, отобранных экспериментом, потому что имеется слишком много теоретических возможностей. Если я приму, как наилучшую гипотезу, что лептонный ток есть  $V-A$ -связь нейтрино с нейтрино, то вслед за этим передо мной встает проблема адронного тока. Здесь возможно много вариантов.

Самое естественное предположение, согласующееся с предположением Салама — Вайнберга, опять состоит в том, что это некоторая линейная комбинация  $V$  и  $A$ . Я предпочитаю записывать ее в виде линейной комбинации  $V-A$  и  $V+A$ . В какой мере связь идет с  $V-A$  и в какой с  $V+A$ ? Это только математическое разложение, мы оставляем за экспериментом определение коэффициента. Возьмем  $V-A$  часть. Это часть, которая имеет правильное вращение, соответствующее связи заряженного тока. Она нейтральна, т. е. она может быть построена из  $u$ - и  $\bar{u}$ -кварка или  $d$ - и  $\bar{d}$ -кварка или  $\bar{s}s$  (не  $\bar{s}d$ , чтобы не было  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ ). Давайте не будем запутывать дело добавлением «чарма» и т. п., потому что, как бы то ни было, в настоящий момент эксперимент делается с «нечармированными» частицами \*) (хотя в протоне, возможно, имеется небольшое количество «чармированных» кварков).

Итак, мы имеем неизвестные коэффициенты  $\alpha, \beta, \gamma$  в члене  $V-A$  (см. табл. VII). Аналогично в  $V+A$ -члене имеются неизвестные коэффициенты  $\alpha', \beta', \gamma'$ . Итого имеется шесть неизвестных коэффициентов, подлежащих изучению. Простейший шаг, который сделает теоретик, не зная ничего о симметриях между различными токами, связанными

\*) См., однако, первое примечание на стр. 708. (*Прим. перев.*)

с калибровочными теориями, состоит в опробовании какой-нибудь милой симметрии, изоспиновой или  $SU_3$ . Например, может быть,  $\alpha = \beta = \gamma$ . Это хорошая возможность, но у нас не должно быть предвзятости в отношении нее. Если так сделать, то изменение изоспина будет равно 0. Другая близкая возможность — иметь чистый изоспин 1, как в случае не меняющего странность заряженного тока. В этом случае  $\alpha = -\beta$  и  $\gamma = 0$ , но они могут лежать и где-нибудь между этими значениями. Имеется много возможностей, и было бы разумно подумать о различных экспериментах, позволяющих просто определить эти коэффициенты. Уже есть некоторые свидетельства того, что вклад члена с изменением изоспина  $\Delta T = 1$  мал, потому что образование с помощью нейтрино  $\Delta$ -резонанса на протонах очень мало \*). (Если бы ток строго имел  $T = 0$ , то  $\Delta$ -резонанс не мог бы образовываться вовсе.)

Различные экспериментальные величины должны быть рассчитаны в терминах указанных шести параметров, чтобы проверить, какие значения параметров могут согласовываться со всеми экспериментами. Например, дифференциальное сечение, связанное с нейтральными токами  $\sigma_N^N(x, y)$ , для рассеяния нейтрино на железе ( $N = Z$ ), ведущее к нейтральным лептонам (предположительно нейтрино) равно  $(\alpha^2 + \beta^2) \sigma_\nu^c + (\alpha'^2 + \beta'^2) \sigma_\nu^e$ , где  $\sigma_\nu^c$ ,  $\sigma_\nu^e$  — сечения для рассеяния  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  на железе с образованием мюонов (если пренебречь странными кварками). Это справедливо в области скейлинга для любых  $x$  и  $y$ . Эксперименты, доложенные здесь, в связи с величиной  $R_\nu$ -отношения полного «нейтрального» сечения к полному «заряженному» сечению для нейтрино (которое должно равняться  $(\alpha^2 + \beta^2) + (\alpha'^2 + \beta'^2) \rho$ , где  $\rho$  — отношение полных сечений для заряженных токов для  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  соответственно, примерно равное 0,38), не вполне согласуются между собой. Величина  $R_\nu$  равна примерно 0,2. Для антинейтрино  $R_{\bar{\nu}} = (\alpha^2 + \beta^2) + (\alpha'^2 + \beta'^2) \rho^{-1}$  и экспериментально, возможно, равно 0,4 \*). Когда будут иметься более точные значения этих отношений и другие данные измерений, мы сможем получить более ясное представление об интересующих нас параметрах и, возможно, придем к упрощающим предположениям \*\*).

Теперь я бы хотел обсудить, что может происходить далее с нейтринными экспериментами при высоких энергиях (табл. VIII). Что произойдет, если мы в конце концов откроем реальные отклонения от скейлинга?

Таблица VIII

Что дальше?

Высокие энергии.

Отклонения от скейлинга?

Теория слабых взаимодействий,  $M_W$ ? Другое?

Новые каналы или частицы? Например, чарм.

(Заметьте,  $e^+ + e^- \rightarrow$  адроны!)

Наивность партонной модели? Например,  $k_\perp$  не малы?

Логарифмические отклонения.

Пример:  $\bar{x} \sim (\ln q^2)^{-a_1}$ ,

$$a_1 \sim \frac{1}{2}.$$

\*) Судя по последним данным, оно не очень мало и вклад переходов с  $\Delta T = 1$  может быть заметным. (Прим. перев.)

\*\*) Согласно последним данным ЦЕРНа  $R_\nu = 0,55 \pm 0,07$ , откуда следует  $\alpha^2 + \beta^2 \approx \alpha'^2 + \beta'^2$ , что может указывать на чисто векторный или чисто аксиальный вариант взаимодействия ( $\alpha' = \pm \alpha$ ,  $\beta' = \pm \beta$ ). (Прим. перев.)

Если мы действительно обнаружим такие отклонения, то первой проблемой будет, связаны ли они с теорией слабых взаимодействий, например, с эффективной массой  $W$  или чем-то еще в теории. Я объяснил, как можно отделить такого рода эффекты от адронных эффектов очень чисто (в принципе) путем использования одних и тех же  $q^2$  и  $v$  и двух разных энергий нейтрино. Если нарушение скейлинга — это адронная физика, оно может быть связано с открытием новых каналов, например, появлением «чарма» \*). Не забывайте известный факт, что сечение образования адронов в  $e^+e^-$ -столкновениях втрое превышает то, что дает наивная кварк-партоновая модель. Это выглядит как нечто достаточно важное. Хотя логика модельной оценки, возможно, неправильна, она не должна приводить к величинам, столь малым, какими они нам оказываются. (Я сомневаюсь в допустимости этого.) Возможно, мы видим здесь открытие новых каналов или еще что-нибудь \*\*).

В любом случае стоит допустить возможность того, что что-то пойдет не так, как ожидалось. Интересно, что пока ничто не пошло «не так» в глубоко неупругих процессах (за исключением намека на что-то у Клайна), которые относятся к области отрицательных  $q^2$ . Все это может иметь много других объяснений, например, могут существовать новые частицы, которые не обнаружены в протоне, и т. д., так что я удивлен, почему, когда мы слушали о теориях некоторых новых частиц, мы не слышали ничего об их рождении в  $e^+e^-$ -соударениях. Потому что здесь мы имеем реальный эксперимент, в котором что-то происходит. Я сожалею, что сказал «образование адронов в  $e^+e^-$ -столкновениях»: эксперимент это не определяет, он измеряет переход  $e^+e^-$  в объекты, которые выглядят как адроны, но экспериментаторы во многих случаях не знают точно, сколько у них адронов и сколько чего-то еще, так что, лучше оставить приведенную формулировку.

Нас должна также беспокоить наивность партоновой модели. Партоновая модель почерпнула свои идеи из полевой теории и из представления о фоковской волновой функции, из которого следует, что можно описать волновую функцию системы, задаваясь амплитудами нахождения внутри нее различных идеальных частиц, квантов поля. С этого модель началась, но она включила в себя идею ограниченности поперечного импульса, идею, которая была подсказана опытом изучения адронных столкновений при высоких энергиях. Это идея в действительности не согласуется с представлениями теории поля, и любой, кто серьезно изучает теорию поля, может снова и снова доказать (это неоднократно делалось), что наивная партоновая теория с ограниченным поперечным импульсом  $k_\perp$  несправедлива. Другими словами, утверждается, что скейлинг выведен в предположении, что  $k_\perp$  ограничено.

Не исключено, что теория поля не имеет места, но теорема (возможно, она еще не доказана) состоит в том, что если теория поля имеет место, то скейлинг не имеет места. Так что всегда полезно поискать экспериментально отклонения от скейлинга. Эффекты, обязанные присутствию больших поперечных импульсов в волновой функции (некий намек на это дан адронными экспериментами с большими поперечными импульсами), указывают на то, что, возможно, должны быть логарифмические отклонения от скейлинга. Мы слышали доклад Зи относительно характерного поведения определенного рода логарифмических отклонений, ожидаемых в конкретном примере полевой теории. Существует очень мало типов

\*) Определенные свидетельства в пользу этого имеются (см. второе примечание на стр. 704 и первое примечание на стр. 708). (Прим. перев.)

\*\*) Этот эффект в значительной мере может быть отражением существования 4-го кварка (см. первое примечание на стр. 708). (Прим. перев.)

полевых теорий, где мы можем подумать о возможности вычислений. Они все расходятся или взрываются или делают нечто ужасное. Но есть специальная комбинация, цветные кварки с цветным клеем, которая, как многие верят, контролируема. Ее называют «асимптотически свободной» теорией. С ней делаются оценки того, как появятся логарифмы, и оказалось возможным доказать, что моменты  $x$  (т. е. средние от импульса)<sup>n</sup> при целом  $n$ , или интеграл от произведения  $x^n$  на  $\sqrt{W_2}$ , поделенный на интеграл от  $\sqrt{W_2}$  должны меняться как обратные степени логарифма  $q$ . В частном случае среднего  $x$  оно должно меняться примерно обратно  $\sqrt{\ln q^2}$ .

Были попытки обратить эти формулы и попытаться найти, как в действительности должна вести себя функция  $\sqrt{W_2}$ . Я не верю, что обращение было сделано правильно, я думаю, что было сделано слишком много предположений о равномерной сходимости, но это мое частное мнение. Однако это обращение не имеет прямого отношения к делу. Правильный и простой путь — непосредственно проверить упомянутое следствие, т. е. то, что среднее значение некоторой степени  $x$  меняется обратно соответствующей степени  $\ln q^2$ . При нынешнем состоянии экспериментов, с их ошибками и тому подобным, очевидно, что наиболее чувствительной для проверки является наинизшая степень. Итак, мы возьмем среднее  $x$ . Оно должно меняться согласно предсказаниям, как  $(\ln q^2)^{-1/2}$  (0,48 или что-то около этого, но не точно 1/2). Затруднение, однако, в том, что мы не знаем, на что поделено  $q^2$ ! Если бы это было  $q^2$ , поделенное на  $1 \text{ Гэв}^2$ , тогда оказалось бы, что это довольно существенное изменение в некоторой наблюдаемой области. Поэтому хорошей идеей является, и я бы предложил это сделать (я думаю, Гелл-Манн согласится со мной в этом пункте, потому что он всегда говорил то же самое), взять прямоком данные и проинтегрировать их, найти среднее  $x$ , изобразить его как функцию от  $\ln q^2$ , чтобы увидеть, является ли оно константой или имеет тенденцию падать с  $\ln q^2$ .

Мы сейчас шагаем широко. Мы сделали важный шаг, и данная конференция, в некотором роде, завершает этот шаг. Она говорит нам, что действительно хорошим является представление о том, что протоны построены из частей, кварко-подобных частей, и что идеи теории поля, или партонные идеи, или идеи, связанные с коммутатором токов, — все идут в правильном общем направлении (несмотря на  $e^+e^-$ ) при описании адронов. Поэтому мы должны двигаться вперед и исправить наивность партонных моделей и т. п., которые были хороши как подспорье для получения представления о том, что может происходить, но пока не являются собой серьезной теорией.

Мы должны теперь начать думать о том, как выяснить, например, ведет ли асимптотическая теория поля в правильном направлении. В ней утверждается, что среднее  $x$  должно падать более или менее как степень логарифма. Давайте посмотрим, правильно ли это, или, может быть, наоборот, масштабно-инвариантное поведение в действительности является точным.

Я думаю, что настоящая конференция происходит в хороший момент. Видимым образом к своему концу она находится в согласии с имеющимися представлениями (за исключением намека на трудность в распределении у Клайна как функции от  $(1 - y)^2$  \*). В остальном она завершается очень приятно. Замечательно, что результаты согласуются так хорошо, когда энергия меняется так сильно. Наиболее близко стоящая конкурирующая

\*) Последняя, по-видимому, разрешается рождением чармированных частиц (см. второе примечание на стр. 704). (Прим. перев.)



теория (теория кварков Хана — Намбу, если считать, что энергия SLAC достаточно высока, чтобы разбить их), которая дает отличающиеся предсказания, содержит, между прочим, средний квадрат радиуса, равный 0,5. 0,5 вместо 0,28, это заведомо исключается. Экспериментальные ошибки порядка 15 или 20% оказываются достаточно малыми в таких сравнениях. Поэтому, заканчивая, я думаю о нашей конференции следующим образом. Ничто не вечно в истории, мы всегда движемся, но здесь нам удалось завершить один шаг — проверку наивной кварк-партонной модели. Так что, может быть, нам следует начать двигаться в другом направлении, чтобы развить более совершенную теоретическую схему, которая позволила бы сказать, должен ли скейлинг иметь место или он должен нарушиться. В то же время эта конференция стоит у начала совершенно нового явления — нейтральных токов.

Во время выступления была показана серия таблиц I—VIII. Их содержание воспроизведено в тексте, хотя при его наличии большая часть материала в таблицах зачастую не нужна, а без него — не понятна. Они приведены здесь, потому что они образуют некий эскизный набросок материала выступления, который может быть полезен читателю. В некоторых случаях таблицы явно содержат уравнения, которые только упомянуты в тексте.

Благодарю вас.