

НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА НА УНК (ОБЗОР)

П. С. Исаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В. А. Царев

Физический институт АН СССР им. П. Н. Лебедева, Москва

Анализируется современное состояние проблем нейтринной физики в области высоких энергий. Рассматриваются возможности их исследования в экспериментах на нейтринных пучках УНК.

Modern problems of neutrino physics at high energies are analysed. Possibilities of their experimental studying by neutrino beams at UNK are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Возможность проведения нейтринных экспериментов на ускорителях высоких энергий впервые обсуждалась М. А. Марковым и его сотрудниками незадолго до Киевской конференции по физике высоких энергий (1959). В то время многим она казалась лежащей за гранью реальности [1]. За прошедшие с тех пор три десятилетия исследования с пучками нейтрино высоких энергий сыграли важную роль в формировании современных представлений о структуре фундаментальных частиц и природе взаимодействий между ними. Специфические особенности нейтрино: его точечность, способность различать кварки и антикварки, «чувствовать» ароматы, слабая зависимость * нейтринных сечений σ_ν от квадрата четырехмерной передачи импульса Q^2 делают нейтрино уникальным зондом для исследования структуры адронов и ядер, проверки стандартной модели (СМ) сильных и электрослабых взаимодействий [2, 3].

К сожалению, богатейшая физическая информация, которая, в принципе, может быть получена в опытах с нейтринными пучками, в значительной степени обедняется низкими статистическими и систематическими точностями, традиционно присущими нейтринным экспериментам и обусловленными малостью нейтринных сечений, плохим знанием энергии начального нейтрино и характеристик конечных частиц, незнанием в ряде случаев типа начального нейтрино.

Несмотря на эти трудности за последние 15—20 лет нейтринная физика проделала большой путь в своем развитии, а нейтринные

* $\sigma_\nu \sim (Q^2 + M_Z^2)^{-2}$, где M_Z — масса Z -бозона, Q^2 , как правило, меньше или порядка M_Z^2 — в отличие от поведения сечения $\sim 1/Q^4$ в электромагнитных процессах.

эксперименты, выполненные на ускорителях в СССР, США и ЦЕРН, внесли большой вклад в понимание природы электрослабых и сильных взаимодействий и строения адронов (открытие нейтральных токов, измерение структурных функций, параметров $\Lambda_{\overline{MS}}$, $\sin^2 \theta_w$, ρ , элементов матрицы Кобаяши — Маскава и др.).

Новый шаг в нейтринных исследованиях будет сделан на сооружаемом в настоящее время ускорительно-накопительном комплексе (УНК) (ИФВЭ, Протвино) [4]. УНК — единственный из мультитэвных ускорителей нового поколения, где предусмотрено создание нейтринных пучков, которые будут самыми энергичными и интенсивными в мире в обозримый период. Эти пучки и планируемые нейтринные детекторы дадут возможность преодолеть ряд традиционных трудностей и впервые в практике нейтринных экспериментов позволят достичь уровня точностей, получаемых в экспериментах с адронными пучками. Высокая статистическая обеспеченность нейтринных экспериментов на УНК будет достигнута за счет увеличения энергии нейтрино E_ν и, соответственно, роста сечения ($\sigma_\nu \sim E_\nu$, фактор ~ 10 по сравнению с SrS -коллайдером и ~ 3 по сравнению с Тэватроном), а также за счет высокой интенсивности первичных протонов ($\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$), которая превысит на порядок интенсивность ближайшего по энергии конкурента — ускорителя Тэватрон (ФНАЛ, США).

Статистическая обеспеченность экспериментов на УНК непривычно высока по меркам современных нейтринных экспериментов. Так, один импульс ускорителя (сброс на мишень протонного пучка $6 \cdot 10^{14}$ протонов [4, 5]) будет давать около 50 νN -взаимодействий в 1 т мишени нейтринных детекторов. Ожидаемая статистика* для некоторых наиболее важных процессов приведена в табл. 1.

Таблица 1. Статистика в пучке широкого спектра за 100 сут ($4,32 \cdot 10^{19}$ протонов) в 100 т мишени

Процесс	ν_μ	ν_e
$\nu N \rightarrow e^- X$	$3,6 \cdot 10^8$	$7,6 \cdot 10^6$
$\nu N \rightarrow \nu X$	$1,2 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^6$
$\nu N \rightarrow l^+ l^- X$	$3,6 \cdot 10^6$	$7,6 \cdot 10^4$
$\nu N \rightarrow \nu e$	$4,7 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^3$
$\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu e$	$5,4 \cdot 10^5$	—

Таблица 2. Статистика в пучках меченых нейтрино [9, 10] за 100 сут ($4,32 \cdot 10^{19}$ протонов) в 500 т мишени

Процесс	ν_μ	ν_e
$\nu N \rightarrow e^- X$	$2,2 \cdot 10^7$	$4,6 \cdot 10^5$
$\nu N \rightarrow \nu X$	$7,5 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^5$
$\nu N \rightarrow l^+ l^- X$	$2,2 \cdot 10^5$	$4,6 \cdot 10^3$
$\nu e \rightarrow \nu e$	$2,9 \cdot 10^3$	$4,1 \cdot 10^2$
$\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$	$3,2 \cdot 10^4$	—

На рис. 1 при тех же условиях показаны распределения событий $\nu_\mu N$ -взаимодействия по энергии $dN_{\text{вз}}/dE_\nu$ и $N_{\text{вз}}$. Видно, что даже

* Цифры в табл. 1 получены для фокусирующей системы, состоящей из трех литиевых линз и при расположении детектора на расстоянии 3,5 км от защиты [6]. Они отличаются примерно в 3 раза от оценок работы [7], где предполагались идеальная фокусировка и несколько иная геометрия.

Рис. 1. Распределение по энергии числа событий $\nu_{\mu}N \rightarrow \mu X$, dN_{β_3}/dE_{ν} и N_{β_3} за 100 сут в 100 т мишени [4]

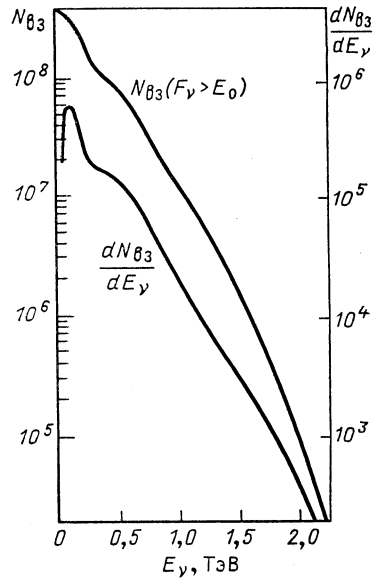
при очень высоких энергиях нейтрино $E_{\nu} \simeq 2$ ТэВ можно получить хорошую статистику (около 10^5 событий). Большая статистика может быть получена и в дихроматических пучках: за 100 сут в 100 т около $2,2 \cdot 10^7$ $\nu_{\mu}N$ -взаимодействий и около $3,4 \cdot 10^6$ $\bar{\nu}_{\mu}N$ -взаимодействий [8].

На УНК предполагается создание пучков нейтрино с широким и узким энергетическими спектрами, пучков меченых нейтрино и прямых нейтринных пучков. Длина распад-ной базы 3,7 км. Мюонный фон подавляется защитой из стали длиной 500 м и грунта толщиной 1000 м. Нейтринные детекторы размещаются в основном на расстоянии 0,5—2,5 км после защиты. Предусмотрена также возможность удаления детекторов на расстоянии вплоть до 50 км.

На рис. 2 и 3 показаны спектры пучков нейтрино и антинейтрино с широким и квазишироким спектрами для различных вариантов фокусировки и выбранной геометрии канала (радиус детектора 0,56 м, расстояние после защиты 1,5 км) [6, 9]. Поток нейтрино на детекторе составит около $2 \cdot 10^{-3}$ $\nu/(\text{м}^2 \cdot \text{протон})$. Фоновая примесь антинейтрино в пучке нейтрино $\leq 0,3$ %.

Нейтринные пучки узкого спектра создаются на базе высокоинтенсивного канала монохроматизированных π - и K -мезонных пучков с импульсами в интервале 500—2250 ГэВ/с и разбросом $\pm(1,5-14)$ %. Предварительные оценки [6] приводят к следующим результатам. При $\Delta p/p = \pm 2,5$ % на детекторе с радиусом 1 м на расстоянии 10 км от защиты потоки нейтрино составят $(3 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-6})$ $\nu/(\text{м}^2 \cdot \text{протон})$ и $(1 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-7})$ $\bar{\nu}/(\text{м}^2 \cdot \text{протон})$ от распада π^+ - и K^+ -мезонов соответственно. Относительная ширина на полувысоте энергетических пиков составляет 7—20 % для нейтрино от распада π^+ -мезонов и 3—6 % для нейтрино от распада K^+ -мезонов. Уровень сплошного фона около 1,5 %, примесь $\bar{\nu}$ в ν -пучке приблизительно 0,5 %.

Для обеспечения высокой систематической точности важное значение будет иметь реализация программы мечения нейтрино [9, 10]. Метод мечения позволит определить начальные характеристики нейтрино на уровне индивидуального события. Основные преимущества по сравнению с обычными пучками заключаются в знании сорта на-



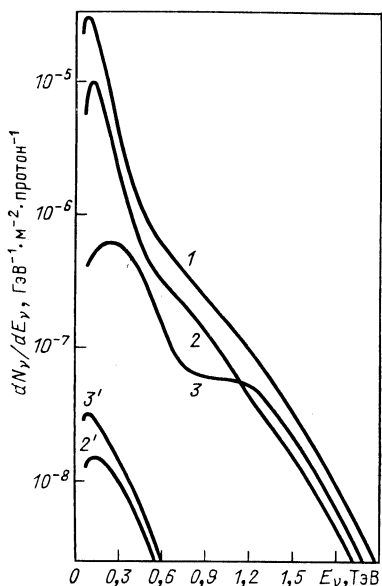


Рис. 2. Энергетические спектры нейтрино ν_{μ} УНК в случае идеальной фокусирующей системы (1) и при использовании фокусирующей системы из трех (2) и одной (3) литиевых линз; кривые 2', 3' — примесь антинейтрино [3]

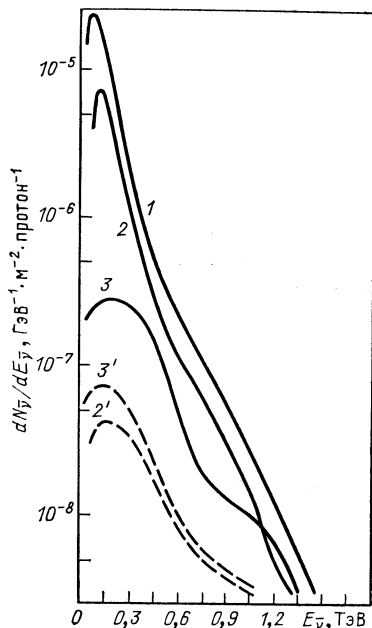


Рис. 3. Энергетические спектры антинейтрино $\bar{\nu}_{\mu}$ УНК в случае идеальной фокусирующей системы (1) и при использовании фокусирующей системы из трех (2) и одной (3) литиевых линз; кривые 2' и 3' — примесь нейтрино

чального нейтрино и высоком энергетическом ($\sim 3\%$) и угловом разрешении. При этом, как видно из табл. 2, в пучках меченых нейтрино может быть получена высокая статистическая обеспеченность.

Разрешение детекторов полного поглощения, широко используемых для регистрации нейтринных взаимодействий, улучшается с ростом энергии пропорционально $E^{-1/2}$. Поэтому в области энергий УНК можно рассчитывать на измерение энергии с точностью несколько процентов, что значительно превышает точность существующих измерений. Детекторы, которые предполагается использовать в нейтринных экспериментах на УНК, будут обладать высоким пространственным и энергетическим разрешением и достаточно большой массой.

Еще одно важнейшее преимущество УНК по сравнению с существующими ускорителями — расширение области изменения кинематических переменных. Увеличение энергии примерно на порядок по сравнению с $SprS$ -коллайдером и более чем в 3 раза по сравнению с Тэватроном открывает потенциальные возможности для прямого

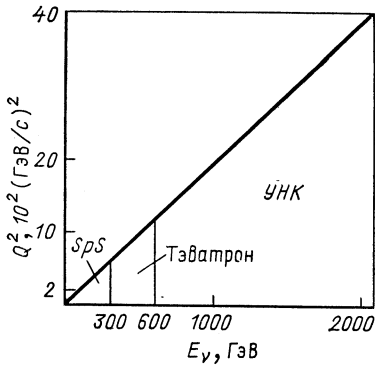


Рис. 4. Кинематические области (Q^2 , E_ν), доступные для УНК, Тэватрона и *SpS*

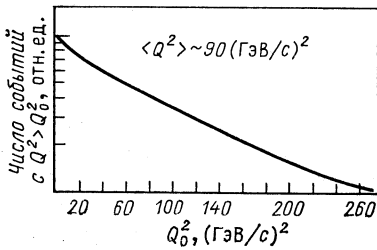


Рис. 6. Интегральное Q^2 -распределение нейтринных взаимодействий в широком пучке УНК

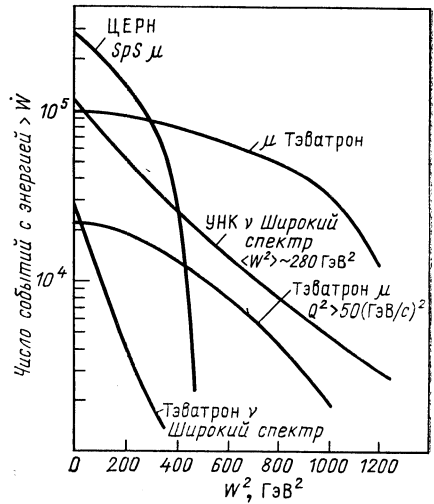


Рис. 5. Ожидаемое число событий с квадратом адронной массы больше W^2 при сбросе 10^{18} протонов на мишень в различных экспериментах

рождения новых частиц как в нейтринных пучках, так и в протонных, в опытах типа beam-dump с использованием нейтринных детекторов (массивные нейтрино, тяжелые лептоны и некоторые другие).

Как видно из рис. 4, кинематическая область (плоскость Q^2 — E_ν), доступная для экспериментов на УНК, существенно шире, чем для *SpS* и Тэватрона. Увеличение интервала по Q^2 представляется важным для проверки основных положений КХД в процессах глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах и ядрах (форма нарушения скейлинга, отделение твистовых поправок от логарифмических вкладов и т. д.). Для исследования конечных адронных состояний существенным является расширение интервала по быстроте (что дает возможность лучшего разделения различных областей фрагментации и выделения струйных событий) и по W -инвариантной массе конечной адронной системы. На рис. 5, 6 показаны оценки для ожидаемого числа событий с определенными значениями W^2 и Q^2 , которые могут быть получены в пучке широкого спектра в условиях реального эксперимента на гибридном спектрометре с пузырьковой камерой с рабочей массой мишени 0,4 т в качестве вершинной части [6].

Наконец, увеличение лоренц-фактора рожденных частиц может оказаться важным для исследования короткоживущих частиц.

Таким образом, нейтринный комплекс УНК даст возможность проведения широкой программы исследований при высоких энергиях. Нейтринные пучки УНК и сооружаемые детекторы обеспечат в экспериментальном плане значительное продвижение по сравнению с существующим уровнем и создадут перспективу для реализации нового этапа нейтринных исследований.

Кроме того, как более отдаленная перспектива в программе УНК рассматривается создание линейного e^+e^- -коллайдера на энергию $1 \text{ ТэВ} \times 1 \text{ ТэВ}$ (с высоким темпом ускорения $\sim 1 \text{ МэВ/см}$). Этот ускоритель допускает в принципе ускорение нестабильных частиц μ - и K -мезонов до энергий около 2 ТэВ , что открывает возможность получения и использования интенсивных узконаправленных (под заданным углом) пучков монохроматических нейтрино высоких энергий [11, 12]. Обсуждение возможностей программы исследований с такими пучками выходит за рамки данного обзора. Частично эти вопросы рассматриваются в [11, 12].

В задачу настоящего обзора не входит также рассмотрение конкретных, чисто экспериментальных вопросов, в частности описание установок, которые в настоящее время создаются и проектируются для нейтринного комплекса УНК. Каждая из них вполне заслуживает специальной статьи. Мы не в состоянии также сколько-нибудь надежно провести анализ систематических погрешностей, возникающих при изучении того или иного физического процесса в условиях конкретного эксперимента. Они зависят от целого ряда факторов, связанных с геометрией, эффективностью, обрезаниями, триггером и т. д., являющихся специфическими для каждой отдельной установки. Там, где это необходимо, мы приводим лишь ожидаемые статистические погрешности. Они дают представление о точности экспериментов, которая может быть достигнута в том случае, если систематические погрешности удастся сделать меньшими, чем статистические.

Основную задачу настоящего обзора мы видим в обсуждении физических проблем исследований с нейтринными пучками и нейтринными детекторами на УНК.

Оценивая в целом возможную нейтринную программу УНК, увидим, что ее значительную часть должны составить эксперименты, в которых будет проводиться количественная проверка выводов СМ. Речь будет идти об изучении уже известных явлений, но с точностями, превышающими точность современных экспериментов, а также в области новых, более высоких энергий и передач импульсов. Такие измерения могут дать не только более точные характеристики явлений и значений фундаментальных параметров теории, но и привести к качественно новым результатам. Например, измерения фундаментального параметра стандартной модели $\sin^2 \theta_w$ из νe -рассеяния с точностью лучшей, чем 0,002, может при благоприятных об-

стоятельствах дать сведения о существовании в природе тяжелых лептонов, тяжелых кварков или новых промежуточных бозонов и явиться ключом к «расширению» стандартной модели. Следует, однако, подчеркнуть, что такой шаг в будущих исследованиях может быть совершен только при наличии теоретических расчетов различных явлений как минимум в однопетлевом приближении.

Наряду со сказанным нейтринные исследования на УНК имеют потенциальные возможности для прямого обнаружения новых частиц (тяжелые нейтрино, лептоны, Z' -бозоны и некоторые другие) и новых явлений (например, осцилляции нейтрино).

Сделаем еще одно замечание — относительно соотношения нейтринной программы с возможностями, которые открываются с созданием новых e^+e^- , pp -, $p\bar{p}$ - и ep -коллайдеров. Несомненно, что коллайдеры следующего поколения обладают огромным потенциалом для «прорыва» в «новую физику»: открытия новых частиц с массами в сотни $\text{ГэВ}/c^2$, новых физических явлений и закономерностей, обусловленных возможной составной природой фундаментальных частиц, новыми типами симметрий и т. п. Ускоритель УНК, работающий со стационарными мишенями, имеет существенно меньшую энергию столкновения ($\sqrt{s} \leq 80 \text{ ГэВ}$) и в этом отношении не может конкурировать с коллайдерами. Вместе с тем пучки УНК обеспечивают свою область исследований, находящуюся целиком или в значительной степени вне конкуренции со стороны коллайдеров, и это, в первую очередь, относится к нейтринным исследованиям. Нейтринные пучки УНК откроют возможности, недоступные для исследования на коллайдерах прежде всего по проблемам, связанным с природой самих нейтрино: осцилляции, электромагнитные свойства нейтрино, тяжелые нейтрино, недиагональность слабого нейтрального тока и т. п. Целый ряд явлений оказывается удобнее изучать, с чисто экспериментальной точки зрения, с помощью нейтринных пучков, нежели на коллайдерах. Например, эксперименты с фиксированной мишенью дают оптимальную возможность изучать как токовые, так и мишенные струи, что затруднительно сделать на коллайдерах. Точно так же фотину удобно искать в нейтринных экспериментах и, по-видимому, очень трудно на коллайдерах.

Специфичными для экспериментов со стационарными мишенями являются также поиски тяжелых нейтральных лептонов, аксионов и других слабозаимодействующих частиц, а также исследования ядерных эффектов, которые с успехом могут проводиться в нейтринных пучках. Наконец, одной из замечательных особенностей УНК является впервые открывающаяся реальная возможность для проведения фундаментальных и прикладных («нейтринная геофизика» [12, 13]) исследований с пучками «дальних» нейтрино (ДН), т. е. нейтрино, регистрируемых на больших расстояниях (сотни и тысячи километров) от ускорителя.

Наряду с этим в целом ряде явлений, в которых имеется перекрытие научной программы с коллайдерной физикой, специфические

особенности нейтринного зондирования делают его использование целесообразным независимо от конкурентных возможностей. Даже в том случае, если то или иное явление можно изучить другим способом, возможность его независимого исследования в нейтринных реакциях может иметь принципиальное значение. Такая ситуация имеет место, например, при проверке стандартной модели электрослабых взаимодействий, где поправки к борновскому приближению различны для различных процессов и их исследование во всех доступных процессах позволяет наиболее полно проверить калибровочный характер теории и универсальность ее предсказаний. Поэтому, сопоставляя эксперименты на коллайдерах с нейтринными экспериментами на фиксированной мишени, более правильно говорить не об их конкуренции, а о том, что они дополняют друг друга.

Возможная программа нейтринных исследований на УНК чрезвычайно широка и разнообразна. В данном выпуске публикуется первая часть обзора, которая посвящена обсуждению проблем электрослабого сектора СМ и исследованию структуры нуклонов в рамках квантовой хромодинамики (КХД) и возможностей их изучения в экспериментах с нейтринными пучками УНК. Прежде всего мы рассматриваем все процессы, в которых с прецизионной точностью измеряются параметры $\sin^2 \theta_W$ и ρ . В последующих разделах рассматриваются вопросы структуры нуклонов и ядер, конечные состояния адронной системы, ядерные эффекты, экзотика, а также исследования с пучками ДН. Весь обзор публикуется в двух выпусках журнала, и его деление по выпускам диктуется чисто формальными соображениями, связанными с ограничением объема принимаемых к публикации обзоров.

1. ПРОВЕРКА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Стандартная модель. Стандартная $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ -модель сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий элементарных частиц [2, 3] хорошо описывает практически все наблюдаемые факты. Она включает в себя принципы неабелевой калибровочной инвариантности, спонтанного нарушения симметрии и конфайнмента. Эта теория ренормируема и позволяет вычислять поправки высших порядков. Часть, связанная с $SU(3)_C$, — квантовая хромодинамика, описывает сильные взаимодействия элементарных частиц; часть $SU(2)_L \otimes U(1)$ — электрослабый сектор стандартной модели (СМ), описывает объединение электромагнитных и слабых взаимодействий. Открытие нейтральных токов, доказательство существования W^\pm - и Z^0 -бозонов, определение матричных элементов матрицы Кобаяши — Маскава, определение параметров CP -нарушения в распадах K -мезонов, установление B^0 — \bar{B}^0 -осцилляций и ряд других важных экспериментальных результатов, подтверждающих выводы СМ, служат убедительным свидетельством в пользу того, что модель адекватна природе в исследованной области энергий и на достигнутом уровне точности.

На ускорителях SLC (США), LEP (ЦЕРН), HERA (ФРГ) и УНК (СССР), которые вступят в строй в самое ближайшее время, а также на других планируемых к созданию ускорителях [будущий pp -коллайдер (ЦЕРН), SSC (США)] стандартная модель будет подвергнута дальнейшей тщательной проверке.

Несмотря на успехи СМ существуют причины, вызывающие неудовлетворенность как квантовой хромодинамикой, так и электрослабым сектором модели.

Так, в лагранжиане СМ при числе поколений лептонов, равном 3, содержится 18 свободных параметров (две константы связи: e , $\alpha(Q)^2$, 12 масс фермионов и бозонов; $u, d, s, c, b, t, e, \mu, \tau, W, Z, \chi$ и четыре угла смешивания в матрице Кобаяши — Маскава), к которым, в случае массивных нейтрино, следует добавить еще семь параметров (массы нейтрино и углы смешивания лептонов). Неясны причины повторения поколений лептонов, нет обоснования их числа, неизвестен механизм генерации масс частиц и нет теоретического обоснования их спектра. Пространственно-временная структура слабых взаимодействий не следует из каких-либо внутренних требований теории, а введена феноменологически, в соответствии с экспериментальными фактами. До сих пор не доказано существование хиггсовского бозона. Не обнаружен t -кварк, нет прямого доказательства существования τ -нейтрино. Ряд параметров СМ известен с недостаточной точностью.

Все эти причины приводят к необходимости дальнейшей, более глубокой проверки СМ, а также к поискам более общей теории, которая, включая СМ как свою часть, устраняла бы присущую модели феноменологичность.

Было предложено много различных способов расширения СМ, выхода за ее рамки: включение новых поколений или дополнительных промежуточных бозонов, техницвет, композитность, суперсимметрии, модели великого объединения, суперструны. Переходя к области более высоких энергий и переданных импульсов, мы надеемся обнаружить сигналы новой физики.

Наиболее ярким ее проявлением на опыте было бы прямое обнаружение новых частиц или явлений, выходящих за рамки СМ. Однако вполне возможно, что в рассматриваемой области энергий новая физика проявится не прямо, а косвенно, через относительно небольшие отклонения от предсказаний СМ. Именно это обстоятельство стимулирует прецизионные измерения параметров СМ. Они могут служить указаниями на существование новых частиц или явлений и накладывать ограничения на структуру более общей теории.

Повышение точности измерений для обсуждаемых в данном обзоре нейтринных экспериментов приобретает первостепенное значение. Как мы уже отмечали, создаваемые на УНК нейтринные пучки и детекторы откроют возможности для существенного повышения точности нейтринных исследований. Это позволит провести прецизионные измерения параметров электрослабого сектора СМ ($\sin^2 \theta_W, \rho$, эле-

ментов матрицы смешивания кварков), изучить с высокой точностью пространственно-временную структуру слабого тока, проверить универсальность поколений, провести поиски изменяющего аромат нейтрального тока, прямые поиски τ -нейтрино и т. д.

Ниже в основу теоретических обсуждений мы положим следующий лагранжиан электрослабого сектора стандартной минимальной $SU(2)_L \otimes U(1)$ -теории, записанный с учетом спонтанного нарушения калибровочной симметрии в так называемой U (унитарной)-калибровке. В минимальной теории имеется только один дублет хиггсовских мезонов. В рассматриваемом лагранжиане явно выписаны соотношения, возникающие между параметрами теории (типа $e^2/g^2 \equiv 1 - M_W^2/M_Z^2$), а также независимые константы: заряд e , массы M_W, M_Z, m_f и т. д.

Итак, явное выражение для лагранжиана имеет следующий вид [14]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}^{EW} = & -\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 - \sum_f \bar{f} (\partial_\mu \gamma_\mu + m_f) f + ie Q_f \bar{f} \gamma_\mu f A_\mu - \\
 & -\frac{1}{2} |\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu|^2 - M_W^2 |W_\mu|^2 - \frac{1}{4} (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)^2 - \\
 & -\frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu^2 + \frac{i}{2\sqrt{2}} \frac{e}{(1-R)^{1/2}} \sum_{ij} \bar{f}_i^u \gamma_\mu (1 + \gamma_5) K_{ij} f_j^d W_\mu^+ + \\
 & + \bar{f}_i^d \gamma_\mu (1 + \gamma_5) K_{ij} f_j W_\mu^- + \frac{i}{4} \frac{e}{R^{1/2} (1-R)^{1/2}} \sum_f \bar{f} \{ \gamma_\mu s_f [1 - \\
 & - 4(1-R)|Q_f|] + s_f \gamma_\mu \gamma_5 \} f Z_\mu + ie \left[\left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} Z_\nu - A_\nu \right] \times \\
 & \times [W_\mu (\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) - W_\mu^+ (\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu) + \partial_\mu (W_\mu W_\nu^+ - W_\nu W_\mu^+)] + \\
 & + e \left\{ \frac{1}{2(1-R)} W_\mu^+ W_\nu W_\rho^+ W_\sigma + \left[A_\mu - \left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} Z_\mu \right] \times \right. \\
 & \times \left. \left[A_\nu - \left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} Z_\nu \right] W_\rho^+ W_\sigma \right\} (\delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\nu} \delta_{\rho\sigma}) - \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 - \\
 & - \frac{1}{2} M_\chi^2 \chi^2 - \frac{e}{2(1-R)^{1/2} M_W} \sum_f m_f \bar{f} f \chi - \frac{e M_W}{(1-R)^{1/2}} W_\mu^+ W_\mu \chi - \\
 & - \frac{e M_Z}{2(1-R)^{1/2}} Z_\mu^2 \chi - \frac{e^2}{4(1-R)} W_\mu^+ W_\mu \chi^2 - \frac{e^2}{8R(1-R)} Z_\mu^2 \chi^2 - \\
 & - \frac{e M_\chi^2}{4M_W(1-R)^{1/2}} \chi^3 - \frac{e^2 M_\chi^2}{32M_W^2(1-R)} \chi^4. \tag{1}
 \end{aligned}$$

В выражении (1) A_μ, Z_μ, W_μ — операторы поля калибровочных бозонов γ, Z и W соответственно; f^u, f^d = «up» и «down» фермионные поля

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ l' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix} \dots; \quad U = u, c, t; \quad D = d, s, b;$$

$s_{up} = +1$; $s_d = -1$; $Q_f = s_f |Q_f|$, $|Q_f|$ — модуль заряда фермиона сорта f ; χ — скалярное поле, описывающее физическое поле Хиггса; $\langle \chi \rangle = 0$; $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x_\mu$; $R \frac{M_W^2}{M_Z^2}$; $f = \begin{pmatrix} f^u \\ f^d \end{pmatrix}$; K — в общем случае недиагональная матрица, в кварковом секторе совпадает с матрицей Кобаяши — Маскава; m_f , Q_f , s_f — соответствующие диагональные матрицы.

Ниже мы также пользуемся определением:

$$\sin^2 \theta_W \equiv 1 - M_W^2/M_Z^2. \quad (2)$$

Введем в рассмотрение величину

$$\rho \equiv M_W^2/(M_Z^2 \cos^2 \theta_W). \quad (3)$$

Из формулы (2) следует, что $\rho \equiv 1$. Однако в общем случае, как мы увидим ниже, значение ρ может быть не равно единице.

Более подробное обсуждение отдельных членов лагранжиана (1), процедуры перенормировки и явный вид контрчленов в теории электрослабых взаимодействий читатель может найти в работе [14].

Здесь сделаем лишь одно замечание. Все частицы полей, вошедших в лагранжиан (1), за исключением t -кварка, τ -нейтрино и хиггсовского бозона, уже известны экспериментально — это фермионные поля, электромагнитное поле A_μ , калибровочные поля W^\pm и Z^0 -бозонов. В лагранжиан (1) входит ряд членов, содержащих взаимодействие с хиггсовским полем или самодействие этого поля. Экспериментальная проверка существования в природе t -кварка и хиггсовского бозона относится к числу фундаментальных проблем современной теории. Ниже мы увидим, в каких явлениях можно попытаться обнаружить вклад t -кварков и хиггсовских бозонов. Во всех случаях, когда при обсуждении мы будем выходить за рамки лагранжиана СМ, мы будем оговаривать соответствующие условия.

Перенормируемость СМ дает возможность вычислить вклады диаграмм высшего порядка — радиационные поправки. Радиационные поправки электрослабого сектора обычно делят на три типа:

1) квантовоэлектродинамическая поляризация вакуума; в диаграммах этого типа промежуточный виртуальный фотон превращается в пару фермионов (лептонов и кварков);

2) диаграммы, включающие в петлях и вершинах слабозаимодействующие частицы;

3) тормозное излучение реальных фотонов и виртуальные фотоны в петлях — эти поправки зависят от геометрии детектора и других особенностей эксперимента.

Ни один из типов диаграмм в отдельности не является калибровочно-инвариантным, и лишь полный набор диаграмм данного порядка калибровочно-инвариантен. При расчете радиационных поправок первого и второго типа учитываются вклады разных, в том числе еще не открытых частиц — t -кварков и хиггсовских частиц. Расширяя лагранжиан взаимодействия (1) [выходя за рамки минимального

$SU(2)_L \otimes U(1)$ -сектора СМ], можно включить в расчеты радиационных поправок и другие частицы (например, Z'_0). Таким путем вводится зависимость исследуемых физических явлений и параметров теории от масс t -кварков, хиггсовских мезонов, новых фермионов, дополнительных Z -бозонов и других частиц, не содержащихся в минимальной СМ.

В настоящее время СМ проверяется на уровне однопетлевых приближений. Следует иметь в виду, что вычисление электрослабых радиационных поправок включает определенную схему перенормировки. Наиболее популярными являются схемы «на массовой поверхности» (on-shell scheme) и схема с минимальным вычитанием (\overline{MS} -scheme) [15]:

$(M_0)^2 = M^2 + \delta M^2(\mu)$ — схема перенормировки на массовой поверхности;

$(M_0)^2 = M^2(\mu) + \delta M^2$ — схема перенормировки с минимальным вычитанием.

Здесь M_0 — затравочное значение массы; M — физическое значение массы; $M(\mu)$ — ренормированное значение массы, зависящее от выбора точки ренормировки μ ; δM^2 — радиационная (бесконечно большая) поправка. Вообще говоря, величины M^2 и $M^2(\mu)$ могут различаться, и для получения физического значения массы надо знать связь между M^2 и $M^2(\mu)$, чтобы избежать возможных недоразумений. Разные значения масс M^2 и $M^2(\mu)$ ведут к разным значениям фундаментального параметра $\sin^2 \theta_W$:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2 \quad (4a)$$

и

$$\sin^2 \theta_W(\mu) = 1 - M_W^2(\mu)/M_Z^2(\mu), \quad (4b)$$

где $M_W(\mu)$ и $M_Z(\mu)$ — ренормированные массы W - и Z -бозонов [15]. Хорошо известно, что точные значения $\sin^2 \theta_W$ важны при сравнениях со значениями $\sin^2 \theta_W$, получаемыми в теориях великого объединения, в суперсимметриях, для получения указаний (или определения пределов) на массы новых частиц и т. д. Несмотря на разнообразие теоретических схем расчетов, теоретиками достигнуто единство результатов расчетов радиационных поправок в однопетлевом приближении [16]. На основе этих расчетов уже проведен анализ экспериментальных данных, полученных в различных реакциях (νN -, νe -, $e N$ -, μN -рассеяние; e^+e^- -аннигиляция) и относящихся к массам промежуточных векторных бозонов и слабым нейтральным токам [17]. Результаты анализа свидетельствуют о том, что в исследуемой области E и Q^2 нет отклонений от минимальной стандартной модели. В будущих экспериментах этот вывод должен быть подвергнут новой проверке в области более высоких энергий и передач импульсов, в которой вклад t -кварков, хиггсовских бозонов или проявление «новой физики» может оказаться уже заметным.

Измерение параметров $\sin^2 \theta_W$ и ρ . Рассеяние нейтрино на электро-
троне. Наибольший интерес для прецизионной проверки СМ пред-
ставляют процессы рассеяния нейтрино на электронах:

$$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e; \quad (5a)$$

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e; \quad (5б)$$

$$\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e; \quad (6a)$$

$$\bar{\nu}_\mu + e \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e. \quad (6б)$$

Диаграммы, соответствующие процессам рассеяния (5а) и (5б), пред-
ставлены на рис. 7. Они включают вклады нейтрального (диаграм-

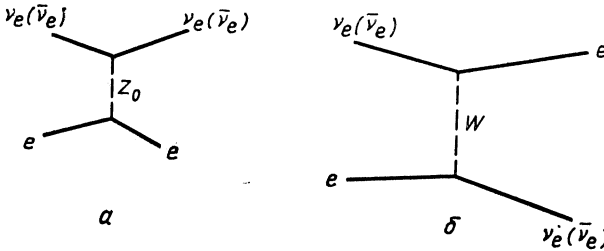


Рис. 7. Диаграммы, описывающие процесс рассеяния ν_e ($\bar{\nu}_e$) на электро-
не в древесном приближении

ма a) и заряженного (диаграмма b) токов. Вследствие закона сохра-
нения лептонного числа процессы (6а) и (6б) описываются только
одной древесной диаграммой (рис. 8). Ниже в выражениях для диф-
ференциальных и полных сечений процессов (5а), (5б) и (6а), (6б)

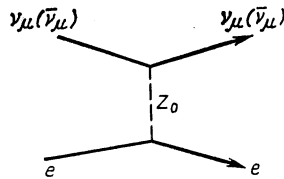


Рис. 8. Диаграмма, описы-
вающая процесс рассеяния
мюонного нейтрино на элек-
троне в древесном приближе-
нии

всюду будет опускаться множитель $M_{W,Z}^2/(q^2 + M_{W,Z}^2)$ (здесь и далее
полагаем $c = \hbar = 1$), который соответствует пропагаторам W - и Z -
бозонов, поскольку даже при очень больших энергиях нейтрино
передача q^2 оказывается пренебрежимо малой по сравнению с M_Z^2
или M_W^2 : $q^2 \approx -2mE_e$, где E_e — энергия отдачи электрона, а m —
масса электрона. Даже в том случае, когда энергия рассеянного
электрона E_e равна энергии налетающего нейтрино, отдача оказы-
вается малой. С теоретической точки зрения процессы (5), (6) являют-
ся наиболее простыми (электрон не имеет структуры). Подробный

вывод выражений для дифференциальных и полных сечений этих процессов для $V - A$ -варианта взаимодействия [в приближении $M_{W,Z}^2/(q^2 + M_{W,Z}^2) \approx 1$] приведен в книге [18]. Выпишем здесь все сечения, соответствующие древесному приближению:

$$\frac{d\sigma(\nu_e e + \bar{\nu}_e e)}{dy} = 2\sigma_0 \left[\left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \sin^4 \theta_W (1-y)^2 \right]; \quad (7a)$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e + \bar{\nu}_e e)}{dy} = 2\sigma_0 \left[\sin^4 \theta_W + \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 (1-y)^2 \right]; \quad (7б)$$

$$\frac{d\sigma(\nu_\mu e + \nu_\mu e)}{dy} = 2\sigma_0 \left[\left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \sin^4 \theta_W (1-y)^2 \right]; \quad (7в)$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_\mu e + \bar{\nu}_\mu e)}{dy} = 2\sigma_0 \left[\sin^4 \theta_W + \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 (1-y)^2 \right], \quad (7г)$$

где $\sigma_0 = G_F^{\mu 2} m_e E_\nu / \pi$, $0 \leq y = E_e / E_\nu \leq 1$, G_F^μ — фермиевская константа связи.

Проинтегрировав сечения (7а) — (7г) по переменной y , получим:

$$\sigma(\nu_e e) = 2\sigma_0 \left[\left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_W \right]; \quad (8a)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e) = 2\sigma_0 \left[\sin^4 \theta_W + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 \right]; \quad (8б)$$

$$\sigma(\nu_\mu e) = 2\sigma_0 \left[\left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_W \right]; \quad (8в)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e) = 2\sigma_0 \left[\sin^4 \theta_W + \frac{1}{3} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 \right]. \quad (8г)$$

Сечения (7) и (8) записаны таким образом, что член $\left(\pm \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)$ соответствует вкладу электронов с левой спиральностью, а член $\sin^4 \theta_W$ — вкладу электронов с правой спиральностью. Ограничение

$$\frac{1}{3} \leq \frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu e)} \leq 3 \quad (9)$$

получается из рассмотрения двух предельных случаев:

$$a) \quad \sin^2 \theta_W = 0 \quad \text{и} \quad б) \quad \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 = 0.$$

Рассмотрим подробнее процессы $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ и $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$, которые обусловлены нейтральными токами. В СМ при значении $\sin^2 \theta_W = 0,23$ (и $\rho = 1$) $\sigma(\nu_\mu e)/E_\nu \approx 1,56 \cdot 10^{-42}$ см²/ГэВ и $\sigma(\bar{\nu}_\mu e)/E_\nu \approx 1,33 \cdot 10^{-42}$ см²/ГэВ. Экспериментальные значения $\sigma(\nu_\mu e)/E_\nu$ и $\sigma(\bar{\nu}_\mu e)/E_\nu$ приведены в табл. 3 и 4.

Таблица 3. Значения $\sigma(\nu_{\mu e})/E_{\nu}$ [19]

Экспериментальная установка	Научный центр	Число событий	σ/E_{ν} , 10 ⁻⁴² см ² /ГэВ
GGM а)	CERN (<i>pS/SpS</i>)	9	2,4 ^{+1,2} _{-0,9}
AC—PD б)	CERN (<i>pS</i>)	7	1,1±0,6
15 FT в)	FNAL	20,5	1,60±0,29±0,26
UMWOF г)	FNAL	34	1,4±0,5
CHARM д)	CERN (<i>SpS</i>)	83	1,9±0,4±0,4
E 734 е)	BNL	107	1,60±0,29±0,27

а) Blietschau J., Deden H., Faissner H. e. a. //Nucl. Phys. 1976. Vol. B114. P. 189-198; Armenise N., Erriquez O., Fogli-Muciaccia M. T. e. a. //Phys. Lett. 1979. Vol. 86B. P. 225-228.

б) Faissner H., Fasold H. G., Frenzel E. e. a. //Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 213-216.

в) Snops A. M., Connolly P. L., Kahn S. A. e. a. //Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 357-360; Murtag M. J. //Proc. 11th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Dortmund, 1984. P. 290-311.

г) Heisterberg R. H., Mo L. W., Nunamaker T. A. e. a. //Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 635-639.

д) Bergsma F., Dorenbosch J., Tonker M. e. a. //Phys. Lett. 1982. Vol. 117B. P. 272-278; Bergsma F., Dorenbosch J., Allabi T. V. e. a. //Phys. Lett. 1984. Vol. 147 B. P. 481-486.

е) Ahrens L. A., Aronson S. H., Connolly P. L. e. a. //Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 1514-1517; Ibid. 1985. Vol. 54. P. 18-21.

 Таблица 4. Значения $\sigma(\bar{\nu}_{\mu e})/E_{\nu}$ [19]

Экспериментальная установка *	Научный центр	Число событий	σ/E_{ν} , 10 ⁻⁴² см ² /ГэВ
GGM а)	CERN (<i>pS</i>)	3	1,0 ^{+1,3} _{-0,6}
AC—PD б)	CERN (<i>pS</i>)	9,6	2,2±1,0
CHARM д)	CERN (<i>SpS</i>)	112	1,5±0,3±0,4
E 734 е)	BNL	59	1,16±0,20±0,14

* См. список литературы к табл. 3.

Среднее значение $R = \frac{\sigma(\nu_{\mu e} \rightarrow \nu_{\mu e})}{\sigma(\bar{\nu}_{\mu e} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu e})}$, измеренное на установке CHARM во второй (улучшенной) экспозиции, равно $1,26 + 0,72$
а среднее значение $\sin^2 \theta_W$ (по обеим экспозициям) равно $- 0,457$
 $0,215 \pm 0,032 \pm 0,012$.

Измеренное отношение

$$R = \frac{\sigma(\nu_{\mu e} \rightarrow \nu_{\mu e})}{\sigma(\bar{\nu}_{\mu e} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu e})} = 3 \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W + 16 \sin^4 \theta_W} \quad (10)$$

[см. формулы (8в), (8г)] является чувствительным способом измерения слабого угла смешивания $\sin^2 \theta_W^*$, поскольку

$$\Delta \sin^2 \theta_W \sim \Delta R/8R. \quad (11)$$

Если потребовать, чтобы погрешность в определении угла Вайнберга составляла $\leq 0,002$, то из (11) получим $\Delta R \leq 0,025$. Отсюда следует, что существующая погрешность в измерении сечений нейтрино на электронах должна быть уменьшена в десятки раз. С точки зрения статистики это означает, что число событий упругого рассеяния нейтрино на электронах должно составлять десятки тысяч.

Такая статистика вполне достижима на УНК. В нейтринном калориметре со стонной мишенью 10 тыс. событий $\nu_\mu e$ -рассеяния могут быть получены приблизительно за 4 месяца экспозиции [8].

Точность в определении $\sin^2 \theta_W$ на УНК в пучке меченых нейтрино ожидается на уровне $\pm 0,003$ (детектор массой 500 т). При этом систематические погрешности будут хорошо контролироваться. В пучке широкого спектра статистическая погрешность будет меньше еще в несколько раз; реальная точность здесь будет определяться возможностями преодоления систематических погрешностей.

В эксперименте CHARM-II, который осуществляется в настоящее время в ЦЕРН на $S\bar{p}S$, предполагается набрать 2000 $\nu_\mu e$ - и 2000 $\bar{\nu}_\mu e$ -событий и измерить $\sin^2 \theta_W$ с погрешностью $\leq 0,005$. Имеется предложение исследовать νe -рассеяние на мезонной фабрике в Лос-Аламосе в области низких энергий и достигнуть погрешности $\Delta \sin^2 \theta_W \leq 0,002$ (эксперимент предполагается начать в 1991 г.).

Перечень будущих экспериментов, ставящих целью определить $\sin^2 \theta_W$ с высокой точностью, приводится в табл. 5.

Таблица 5. Будущие эксперименты по определению $\sin^2 \theta_W$ с высокой точностью [19]

Процесс	Предполагаемая погрешность
νN -глубокоупругое рассеяние	0,007
$\nu_\mu e$; $\bar{\nu}_\mu e$ (LAMPF)	0,002
$M(Z^0)$ (SLC, LEP)	0,0004
Асимметрия вперед — назад ($200 \cdot 10^{-3} \text{см}^2$) (LEP-I)	0,002
τ -поляризация (LEP-I)	0,002
$M(W)$ ($p\bar{p}$)	0,002
$M(W)$ (LEP-II)	0,002
Левая-правая асимметрия:	
SLC	0,0018—0,0004
LEP (поляризованные пучки)	0,0003
Асимметрия вперед — назад:	
LEP (поляризованные пучки)	0,0006
eN (HERA)	0,002

* $\sin^2 \theta_W$ всюду ниже будет называться «слабым углом смешивания» вместо «угла Вайнберга».

Предполагаемые высокие экспериментальные точности в чисто лептонных процессах упругого рассеяния (5а), (5б), (6а), (6б) обеспечивают возможности прецизионной проверки теории электрослабых взаимодействий. Расчеты сечений в борновском приближении [см. формулы (7), (8)], хотя они и свободны от теоретических неопределенностей, связанных с учетом структуры адронов, уже недостаточны для сравнения с экспериментальными данными. Необходим учет радиационных поправок. Радиационные поправки в однопетлевом приближении включают вклады как легких, так и тяжелых кварков, а также вклад хиггсовских бозонов.

Формулы для сечения с учетом радиационных поправок для процессов рассеяния $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$; $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ имеют вид (в приближении $E_\nu \gg m_e$) [20, 21]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma(\nu_\mu e)}{dy} &= 2\sigma_0 [\rho_{NC}^{(\nu_\mu e)}]^2 \{ [g_L^{(\nu_\mu e)}(q^2)]^2 + [g_R^{(\nu_\mu e)}(q^2)]^2 (1-y)^2 \} + \\ &\quad + \frac{d\sigma^{\text{КЭД}}(\nu_\mu e)}{dy}; \\ \frac{\partial\sigma(\bar{\nu}_\mu e)}{\partial y} &= 2\sigma_0 [\rho_{NC}^{(\bar{\nu}_\mu e)}]^2 \{ [g_L^{(\bar{\nu}_\mu e)}(q^2)]^2 (1-y)^2 + [g_R^{(\bar{\nu}_\mu e)}(q^2)]^2 \} + \\ &\quad + \frac{d\sigma^{\text{КЭД}}(\bar{\nu}_\mu e)}{dy}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Для краткости они могут быть записаны в виде

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{d\sigma^{\text{EW}}}{dy} + \frac{d\sigma^{\text{КЭД}}}{dy},$$

где $d\sigma^{\text{КЭД}}/dy$ включает все электромагнитные поправки третьего типа, а $d\sigma^{\text{EW}}/dy$ — все остальные диаграммы. При условии $E_\nu \gg m_e$ выражение для $d\sigma^{\text{КЭД}}/dy$ записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{КЭД}}}{dy}(\nu_\mu e) &= \frac{[G_F^{(\mu)}]^2 s \alpha}{\pi^2} \left[g_L^2 \left(\frac{19}{24} - \frac{\pi^2}{6} - \frac{2}{3} \ln \frac{2E_\nu}{m_e} \right) + \right. \\ &\quad \left. + g_R^2 \frac{1}{3} \left(\frac{43}{24} - \frac{\pi^2}{6} - \frac{2}{3} \ln \frac{2E_e}{m_e} \right) \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$s = (E_\nu + m_e c^2)^2; \quad \alpha = \frac{1}{137}; \quad g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W; \quad g_R = \sin^2 \theta_W.$$

В формулах (12) введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} g_L^{(\nu_\mu e)}(q^2) &= -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W(q^2); \quad g_R^{(\nu_\mu e)}(q^2) = \sin^2 \theta_W(q^2); \\ \sin^2 \theta_W(q^2) &= \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right) \chi^{(\nu_\mu e)}(q^2). \end{aligned} \quad (14)$$

Выражение для фермиевской константы $G_F^{(\mu)}$ (без радиационных поправок) определяется из распада μ -мезона следующим образом:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{[G_F^{(\mu)}]^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \left(1 - \frac{8m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left[1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{M_W^2} + \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right)\right]. \quad (15)$$

Учет радиационных поправок в процессе μ -распада дает возможность выразить константу Ферми $G_F^{(\mu)}$ через массы тяжелых бозонов и кварков:

$$G_F^{(\mu)} = \frac{\pi}{\sqrt{2} M_W^2 \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_Z^2}\right)} \frac{1}{[1 - \Delta r]}. \quad (16)$$

Соотношение (16) имеет обычно другую форму записи:

$$M_W^2 \left(1 - \frac{M_Z^2}{M_Z^2}\right) = \frac{(37,281 \text{ ГэВ})^2}{1 - \Delta r (M_W^2, M_Z^2, M_H^2, m_t^2, m_f^2)} \equiv \frac{A_0^2}{1 - \Delta r} \equiv A^2, \quad (17)$$

где

$$\Delta r = \frac{\alpha}{3\pi} \sum_f Q_f^2 \left(\ln \frac{M_Z^2}{m_f^2} - \frac{5}{3}\right) + \frac{\alpha}{4\pi} \tilde{Y} (M_W^2, M_Z^2, M_H^2, m_b^2, m_t^2); \quad (18)$$

\tilde{Y} — известная функция перечисленных аргументов; $\alpha = 1/137$.

Таким образом, выражение для $\frac{d\sigma^{\text{EW}}}{dy}(\nu_\mu e)$ [см. формулу (12)] с учетом радиационных поправок сводится, по существу, к подстановке:

$$\begin{aligned} & \frac{d\sigma^{\text{EW}}}{dy}(\nu_\mu e) = \\ & = \frac{d\sigma^{\text{EW}}}{dy}(\text{BORN}) [G_F \rightarrow \rho_{NC}^{(\nu_\mu e)} G_F^{(\mu)}; \sin^2 \theta_W \rightarrow \kappa_{NC}^{(\nu_\mu e)}(q^2) \sin^2 \theta_W]. \quad (19) \end{aligned}$$

Функции $\rho_{NC}^{(\nu_\mu e)}$ и $\kappa_{NC}^{(\nu_\mu e)}$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho_{NC}^{(\nu_\mu e)}(q^2) = & 1 + \frac{3\alpha}{16\pi(1-R)} \left\{ \frac{\ln R}{1-R} + \xi \left[\frac{\ln \xi}{R(1-\xi)} + \frac{\ln(R/\xi)}{R-\xi} \right] + \right. \\ & \left. + \frac{5}{8} + 8R - 9 + \frac{m_t^2}{M_W^2} \right\}, \quad (20) \end{aligned}$$

где $R = M_W^2/M_Z^2$; $\xi = M_H^2/M_Z^2$;

$$\begin{aligned} \kappa_{NC}^{(\nu_\mu e)}(q^2) = & 1 + \frac{3\alpha}{4\pi(1-R)} \left\{ \frac{R}{1-R} [Z(-1) - W(-1)] - \frac{9}{4R} + \right. \\ & \left. + \frac{5}{2} - \frac{20}{3} R + 4I_3(q^2, m_t^2, m_f^2) + \right. \\ & \left. + \sum_f c_f [8(1-R) Q_f^2 - 2|Q_f|] I_3(q^2, m_f^2, m_f^2) \right\}. \quad (21) \end{aligned}$$

Интеграл

$$I_3(q^2, m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 x(1-x) dx \ln \frac{q^2 x(1-x) + m_1^2 x + m_2^2(1-x)}{M_W^2}. \quad (22)$$

Заметим, что в выражение для $\kappa_{NC}^{(\nu_\mu e)}(q^2)$ входит член $I_3(q_i^2, m_i^2, m_i^2)$, происходящий от диаграмм, дающих вклад в зарядовый радиус нейтрино (рис. 9). Определение среднеквадратичного электрослабого

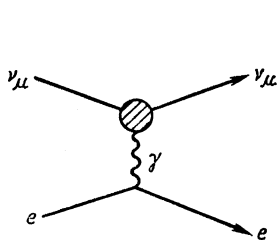


Рис. 9. Диаграмма, описывающая вклад в электромагнитный радиус нейтрино

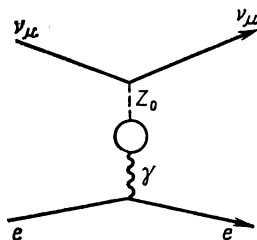


Рис. 10. Диаграмма, соответствующая $Z - \gamma$ -смешиванию

радиуса нейтрино (r^2) обсуждается ниже [см. формулу (34)]. [Второй член $I_3(q^2, m_f^2, m_f^2)$ отвечает вкладу $Z - \gamma$ -смешивания (рис. 10)].

Выражения (20) — (22) получены в приближении $q^2 \ll M_W^2$. (Это приближение справедливо для рассматриваемой области энергий $E_\nu \leq 3$ ТэВ.) Собственно энергетические функции $Z(-1)$ и $W(-1)$ также известны. Их разность в лидирующем по m_t^2 члене в формуле (24) имеет вид

$$Z(-1) - W(-1) \simeq \frac{3m_t^2}{4M_W^2}.$$

Квантовоэлектродинамическое сечение рассеяния нейтрино (12) связано с сечением рассеяния антинейтрино простым соотношением:

$$\frac{d\sigma^{\text{КЭД}}}{dy}(\nu_\mu e) = \frac{d\sigma^{\text{КЭД}}}{dy}(\bar{\nu}_\mu e) (g_L \leftrightarrow g_R). \quad (23)$$

Не вдаваясь в детали расчетов, отметим следующие два обстоятельства.

1. Сечение (12) содержит полностью учтенные поправки в однопетлевом приближении (за исключением несущественных членов, составляющих малую поправку к самой радиационной поправке).

2. В однопетлевом приближении содержится явная зависимость сечений $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ и $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ от масс t -кварков и хиггсовских бозонов. Она входит в функции $\kappa_{NC}^{(\nu e)}(q^2)$ и $\rho_{NC}^{(\nu e)}(q^2)$ и выражена в аналитической форме. Для масс $100 \lesssim m_t \lesssim 200$ ГэВ и $100 \lesssim M_H \lesssim 1000$ ГэВ вклады от m_t и M_H будут заметными, если функции

$\kappa_{NC}^{(\nu e)}(q^2)$ и $\rho_{NC}^{(\nu e)}(q^2)$ будут измерены с погрешностью 1—3 % (табл. 6, 7).

Таблица 6. Зависимость $[\kappa_{NC}^{(\nu \mu e)} - 1]$ от m_t и M_H , ГэВ, в точке $|q^2| = 0,05$ [14]

m_t	M_H		
	10	100	1000
30	-0,41	-0,71	-1,53
60	-0,75	-1,05	-1,85
90	0,71	0,39	-0,47
130	2,37	2,02	1,10
180	4,89	4,49	3,46
230	8,44	7,95	6,77
300	16,65	15,94	14,30

Таблица 7. Зависимость $[\rho_{NC}^{(\nu \mu e)} - 1]$ от m_t и M_H , ГэВ [14]

m_t	M_H		
	10	100	1000
30	0,51	0,47	0,27
60	0,59	0,55	0,35
90	0,73	0,69	0,49
130	1,01	0,97	0,77
180	1,52	1,47	1,27
230	2,23	2,18	1,96
300	3,68	3,61	3,37

Однопетлевые радиационные поправки рассчитаны также к сечениям $\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e)$ и $\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e)$. Сами сечения и поправки могут быть получены из выражений (12) — (22) подстановкой [20, 21]:

$$\left. \begin{aligned} g_L^{(\nu \mu e)}(q^2) \rightarrow g_L^{(\nu e e)}(q^2) &= -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W(q^2) + \frac{1}{\rho_{NC}^{(\nu \mu e)}(q^2)}; \\ g_R^{(\nu \mu e)}(q^2) \rightarrow g_R^{(\nu e e)}(q^2) &= \sin^2 \theta_W(q^2); \\ g_L^{(\nu e e)} &= g_L^{(\nu \mu e)} + 1; \\ g_R^{(\nu e e)} &= g_R^{(\nu \mu e)}. \end{aligned} \right\} (24)$$

Соотношение (10) с учетом радиационных поправок переписывается в следующем виде:

$$R = \frac{\sigma(\nu_{\mu e})}{\sigma(\bar{\nu}_{\mu e})} = \frac{g_L^2(q^2) + \frac{1}{3}g_R^2(q^2) + \sigma^{\text{КЭД}}(\nu_{\mu e})}{\frac{1}{3}g_L^2(q^2) + g_R^2(q^2) + \sigma^{\text{КЭД}}(\bar{\nu}_{\mu e})}. \quad (25)$$

Подставляя в (25) обозначения (14), получаем:

$$R = 3 \frac{\left[1 - 4 \sin^2 \theta_W(q^2) + \frac{16}{3} \sin^4 \theta_W(q^2) \right] + 4\sigma_{(\nu_{\mu e})}^{\text{КЭД}}}{\left[1 - 4 \sin^2 \theta_W(q^2) + 16 \sin^4 \theta_W(q^2) \right] + 12\sigma_{(\bar{\nu}_{\mu e})}^{\text{КЭД}}}, \quad (26)$$

где $\sin^2 \theta_W(q^2)$ дается выражением (14). Оценки показывают, что даже при энергии нейтрино $E_\nu \sim 1$ ТэВ $\sigma^{\text{КЭД}}$ дает поправку в числителе (26) к скобке, содержащей комбинацию $\sin^2 \theta_W(q^2)$, не превосходящую 3 %, и, кроме этого, поправка $\sigma^{\text{КЭД}}$ имеет одинаковый

знак в числителе и знаменателе. Она практически не меняет отношения R . Если ею пренебречь, то из соотношения (14) непосредственно определяется величина $\kappa_{NC}^{(\nu_{\mu}e)}(q^2)$, которая может сравниваться с теоретическими расчетами, если M_W^2 и M_Z^2 будут известны с хорошей точностью.

Существующие результаты измерений масс промежуточных бозонов представлены в табл. 8 [22]. Основным источником ошибок является неопределенность в энергии, возникающая при калориметрических измерениях. В принципе они должны сокращаться при измерении отношения M_W^2/M_Z^2 . Однако в действительности различные критерии отбора и регистрируемые моды распада для W и Z все же приводят к погрешностям в отношении M_W/M_Z . Измерение обеих масс M_W и M_Z даст возможность найти $\sin^2 \theta_W$ и ρ [см. (2), (3) или Δr — см. формулу (17)], тогда как знание только одной из масс (M_W или M_Z) дает зависящее от Δr измерение $\sin^2 \theta_W$. Делая определенные предположения относительно m_t и M_H в рамках СМ, можно вычислить поправку Δr .

Если скомбинировать существующие результаты измерений M_W , M_Z и νN -рассеяния и предположить, что $\rho = 1$, то можно найти [22]

$$\sin^2 \theta_W = 0,230 \pm 0,005. \quad (27)$$

Значительный прогресс в измерениях $\sin^2 \theta_W$ и ρ будет достигнут в экспериментах на e^+e^- -коллайдерах SLC и LEP, а также с использованием антипротонного аккумулятора ACOI. Измерение массы Z -бозона ожидается с точностью $\Delta M_Z = \pm 45$ МэВ на SLC и ± 20 МэВ на LEP, что будет достигнуто с помощью специальной техники (пучковый спектрометр на SLC и техника спиновой резонансной деполяризации на LEP), без которой ошибка в значении M_Z была бы по крайней мере вдвое большей [22].

На $p\bar{p}$ -коллайдере с аккумулятором антипротонов статистика экспериментов будет увеличена примерно в 20 раз, что, по оценкам, должно привести к улучшению точности в определении M_Z на уровне $\pm(150-300)$ МэВ. В дальнейшем эксперименты на LEP-II могут довести это значение до $\Delta M_Z = \pm 100$ МэВ, что приведет к значениям $\Delta \sin^2 \theta_W \sim \pm 0,002$ (при этом статистические и систематические погрешности окажутся одного порядка). Еще большая точность может быть достигнута при использовании поляризации e^+ - и e^- -пучков (возможно) на LEP: $\Delta \sin^2 \theta_W \approx \pm 0,0004$ [22]. Еще раз напомним, что эти измерения не являются конкурентными. Наоборот, максимально широкое сопоставление результатов, полученных в различных процессах, дает возможность наиболее полно проверить предсказания СМ.

Возвратимся к формуле (26). В принципе, вклад $\sigma_{\text{КЭД}}$ легко учитывается, хотя в этом случае зависимость R от $\sin^2 \theta_W$ будет более громоздкой, так как $\sin^2 \theta_W$ входит еще и в $\sigma_{\text{КЭД}}$.

Таблица 8. Массы W - и Z -бозонов и параметры SM из $p\bar{p}$ -экспериментов [22]*

Величина	Эксперимент		Среднее	Замечания
	UA-1 (а)	UA-2 (б)		
M_W	$83,5^{+1,0}_{-1,1} \pm 2,7$	$80,2^{+0,6}_{-0,5} \pm 1,3$	$80,9 \pm 1,3$	—
M_Z	$93,0^{+1,4}_{-1,4} \pm 3,0$	$91,5^{+1,2}_{-1,2} \pm 1,7$	$91,9 \pm 1,8$	—
$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}$	$0,194^{+0,031}$	$0,232^{+0,025}_{-0,010}$	$0,216 \pm 0,020$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho = 1 \\ \text{нет предположений} \\ \text{о } \Delta r \end{array} \right.$
$\sin^2 \theta_W = \left\{ \begin{array}{l} \frac{A^2}{M_W^2 (1 - \Delta r)} \\ \frac{A^2}{M_Z^2 (1 - \Delta r) \cos^2 \theta_W} \end{array} \right.$	$0,005^{+0,006}_{-0,006} \pm 0,015$	$0,232^{+0,003}_{-0,003} \pm 0,008$	$0,228 \pm 0,008$	$\left\{ \begin{array}{l} m_t = 36 \text{ ГэВ} \\ M_H = 100 \text{ ГэВ} \\ \rho = 1 \end{array} \right.$
$\sin^2 \hat{\theta}_W$ (из $A_{FB}, Z \rightarrow e^+e^-$)	$0,18^{+0,04}$	—	—	$\left\{ \begin{array}{l} \sin^2 \hat{\theta}_W (M_Z) \\ \text{Нет предположений} \\ \text{о } \rho, \Delta r \end{array} \right.$

* Если указаны две погрешности, то первая — статистическая, вторая — систематическая, в основном связанная с калибровкой. В результатах UA-2 выделена специфическая погрешность, связанная с предположениями относительно ρ . Если дана одна погрешность, то это означает, что учтены статистическая и систематическая погрешности а) Denegri D. (UA-1 Collaboration) Saclay preprint, Dph PE 86-26, 1986; 6th Topical Workshop on $p\bar{p}$ Collider Physics, Aachen, 1986; б) Ausari R. с. а. (UA-2 Collaboration) // Phys. Lett. 1987. Vol. 186 B. P. 440.

Что касается величины $\rho_{NC}^{(\nu_\mu e)}(q^2)$, то она входит и в определение $g_L^{(\nu_e e)}$ [см. (24)] и в отношение

$$R = \frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu^- e)}, \quad (28)$$

откуда может быть извлечена экспериментально и сравнена с теоретическими расчетами [20].

В однопетлевом приближении $\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu^- \nu_e)$ имеет вид [23]

$$\sigma = \sigma^{\text{Born}} \left[1 + \frac{\alpha}{\pi} F(m_e, m_\mu, E_\nu) \right], \quad (29)$$

где

$$\sigma^{\text{Born}} = \frac{(G_F^M)^2}{\pi} \frac{(s - m_\mu^2)}{s}; \quad s \approx 2E_\nu m_e.$$

В приближении $s \gg m_\mu^2$ и для инклюзивной постановки эксперимента (регистрируется только мюон — условие, выполнимое на УНК) функция F имеет вид

$$F(m_e, m_\mu, E_\nu) = \frac{19}{24} - \frac{\pi^2}{6} - \frac{2}{3} \ln \frac{2E_\nu}{m_e}.$$

Таким образом, эксперименты по рассеянию ν_μ и ν_e на электронах на УНК обеспечивают прецизионную проверку электрослабого сектора СМ в однопетлевом приближении.

Сделаем теперь несколько общих замечаний об оценке фона. Основными источниками фона, например, к процессам $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ и $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ являются процессы:

а) упругого и квазиупругого ($\nu_e e$ и $\bar{\nu}_e e$)-рассеяния — от примеси ν_e - и $\bar{\nu}_e$ -нейтрино в пучках ν_μ - и $\bar{\nu}_\mu$ -нейтрино (т. е. появляется фон от заряженного тока);

б) когерентного рождения π^0 -мезонов и тормозного излучения γ -квантов в процессах $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ -взаимодействия с электронами;

в) взаимодействия фона нейтрино (антинейтрино) с протонами (типа $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$) (см., например, критерии отбора и оценки фона в [23]).

Критерий отбора случаев по $E_\nu \theta^2$ -кинематическому признаку хорош тем, что, поскольку каждый из перечисленных фонов представляет собою довольно медленно меняющуюся функцию по θ^2 , он может быть просто экстраполирован в область наблюдаемого сигнала по θ^2 из окрестности сигнала. Фон от когерентного рождения π^0 -мезонов на УНК должен уменьшиться в 2—3 раза при переходе от энергии $\langle E_\nu \rangle \sim 6$ ГэВ к $\langle E_\nu \rangle \sim 180$ ГэВ из-за того, что сечение рождения π^0 -мезонов растет медленнее, чем сечение рассеяния нейтрино (несмотря на релятивистское сжатие переднего конуса, которое приводит к увеличению фона в несколько раз). В эксперименте SHARM-коллаборации [24] фон рассчитывался с использованием результатов работы [25]. В частности, заметим, что фон, связанный с когерентным рождением π^0 -мезона, может иметь самостоятельный научный

интерес в связи с изучением пространственно-временной структуры нейтральных токов (проверка «теоремы смешивания» [25], см. ниже).

Процедура выделения фона тесно связана и с геометрией установки, и с ее физическими параметрами, и с конкретными параметрами пучка. Для каждого эксперимента есть своя процедура отделения сигнала от фона.

А теперь несколько слов о параметре ρ (3). В модели Салама — Вайнберга он равен единице. Это соответствует так называемой минимальной $SU(2)_L \times U(1)$ -модели, в которой имеется один дублет хиггсовских бозонов. Если допустить существование высших представлений хиггсовских бозонов по изотопическому спину (кроме $I = 1/2$), то все сечения в СМ, обязанные своим происхождением нейтральному току, должны домножаться на множитель ρ^2 , который, вообще говоря, может быть не равным единице. Поэтому в сечениях, обязанных своим происхождением нейтральному току, измеряют не только $\sin^2 \theta_W$, который, как правило, ищется из отношения сечения $R = \sigma(\nu_\mu e) / \sigma(\bar{\nu}_\mu e)$ (в нем множитель ρ^2 сокращается), но и величину ρ^2 , которая входит в определение сечений

$$\sigma(\nu_\mu e) = \rho^2 2\sigma_0 \left[\left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_W \right] \quad (30)$$

[ср. с формулой (8в)]. Теперь для определения ρ^2 и $\sin^2 \theta_W$ надо измерять не только отношение $R = \frac{\sigma(\nu_\mu e)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e)}$, в котором ρ^2 сокращается, но и одно из сечений (8в), (8г), в которое нужно подставить значение $\sin^2 \theta_W$, определенное из отношения R , и затем сравнить с теоретически рассчитанным. Отклонение ρ^2 от единицы будет указывать на отклонение от минимального варианта СМ. Величина ρ^2 может быть также измерена из отношения

$$\tilde{R} = \frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_\mu)}, \quad (31)$$

поскольку в сечение, обусловленное заряженным током ($\sigma(\nu_\mu e) \rightarrow \mu \nu_\mu$), величина ρ^2 не входит.

Методика меченых нейтрино [9] дает возможность измерить значения ρ^2 и $\sin^2 \theta_W$ по y -распределению. Домножим все формулы (7) на ρ^2 . В предположении $\rho^2 = \text{const}$ коэффициент при $(1 - y)^2$ отделяется от «постоянного» члена, зависящего только от $\sin^2 \theta_W$. Например, в сечении $d\sigma(\bar{\nu}_\mu e)/dy$ коэффициенты $\sin^4 \theta_W$ и $(-1/2 \sin^2 \theta_W)^2$ могут быть отделены друг от друга. Отношение

$$A = \frac{\sin^4 \theta_W}{(-1/2 + \sin^2 \theta_W)^2} \quad (32)$$

будет зависеть только от $\sin^2 \theta_W$. При этом $\Delta \sin^2 \theta_W = \Delta A / 16A$. Если же в анализ экспериментальных данных включить величину ρ^2 , то, как и раньше, нужно значение $\sin^2 \theta_W$ [см. (32)] подставить в одно из дифференциальных сечений и сравнить его с теоретически

рассчитанным. Конечно, можно также воспользоваться отношением R и измерением, дополнительно, одного из сечений.

Эксперименты на УНК по $\nu_\mu e$ -рассеянию могут улучшить существующие пределы на магнитный момент и другие электромагнитные характеристики нейтрино. Наиболее общее выражение для матричного элемента, описывающего электромагнитное взаимодействие нейтрино, может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \langle \nu_f | J_\mu^{em} (0) | \nu_i \rangle = & \bar{u}_f [F_1(q^2) \gamma_\mu + F_2(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu + \\ & + F_3(q^2) (q^2 \gamma_\mu - (q\nu) q_\mu) \gamma_5 + F_4(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma_5] u_i, \end{aligned} \quad (33)$$

где ν_f, ν_i — конечное и начальное состояния нейтрино; u_f и u_i — соответствующие спиноры, описывающие нейтринные состояния; q^2 — четырехмерная передача импульса; $\gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}, \gamma_5$ — матрицы Дирака; F_1, F_2, F_3, F_4 — формфакторы нейтрино. Здесь $F_1(q^2)$ — зарядовый формфактор нейтрино. $F_1(0)$ — электрический заряд нейтрино. При малых переданных импульсах

$$F_1(q^2) \approx F_1(0) - \frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle, \quad (34)$$

где q^2 — квадрат трехмерной передачи импульса, а $\langle r^2 \rangle$ — средний квадратичный радиус распределения электрического заряда нейтрино [26]. Если электрический заряд нейтрино равен нулю, то разложение (34) следует начать со второго члена:

$$F_1(q^2) \approx -\frac{1}{6} q^2 \langle r^2 \rangle. \quad (35)$$

Калибровочно-инвариантное определение радиуса электрического заряда нейтрино в рамках СМ (теперь его следует называть электрослабым радиусом нейтрино), видимо, дать нельзя. Набор диаграмм, которые дают вклад в электрослабый радиус нейтрино, приведен на рис. 11. Однако для того, чтобы получить конечное и калибровочно-инвариантное выражение для $\langle r_\nu^2 \rangle$, необходимо, кроме диаграмм, изображенных на рис. 11, включить в расчет диаграммы вершинного типа для заряженных лептонов (рис. 12, а, б) и типа «ящик» (рис. 12, в—е). Обозначим вклад всех диаграмм, изображенных на рис. 11 и 12, $k(q^2)$. Тогда для электрослабого радиуса нейтрино можно записать следующее определение [20]:

$$\langle r_{\nu_e}^2 \rangle_{EW} = \frac{3}{2M_W^2} [1 - k(0)].$$

Экспериментальные ограничения на значения $F_1(0)$ и $\langle r^2 \rangle$ приведены в табл. 9. Наиболее сильное ограничение $F_1(0) \ll 10^{-21} - 10^{-22}$ следует из нейтральности атомов в предположении сохранения заряда в β -распаде [27]. $F_2(q^2)$ — формфакторная функция, нормированная на аномальный магнитный момент нейтрино: $F_2(0) = \mu_\nu$ и обычно выражается в электронных магнетонах Бора. В $SU(2)_L \otimes U(1)$

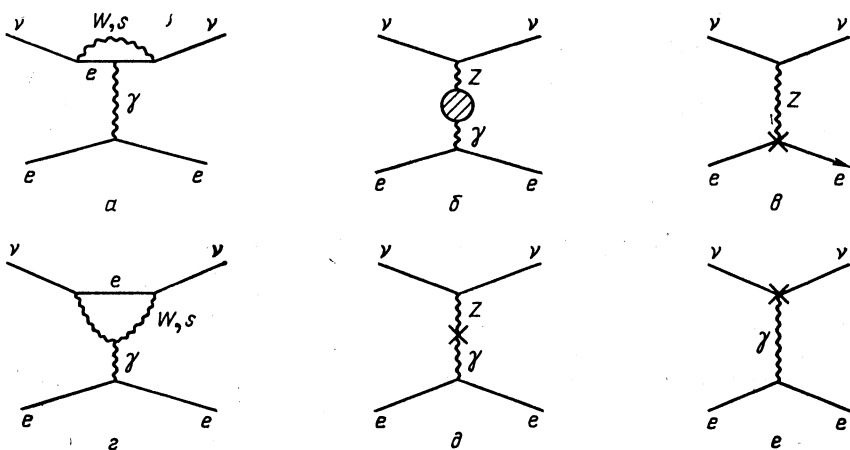


Рис. 11. Набор диаграмм, соответствующих вкладу в зарядовый радиус нейтрино (а) и (с); в $Z - \gamma$ -смешивание (б) и контрчленов (е, д, е)

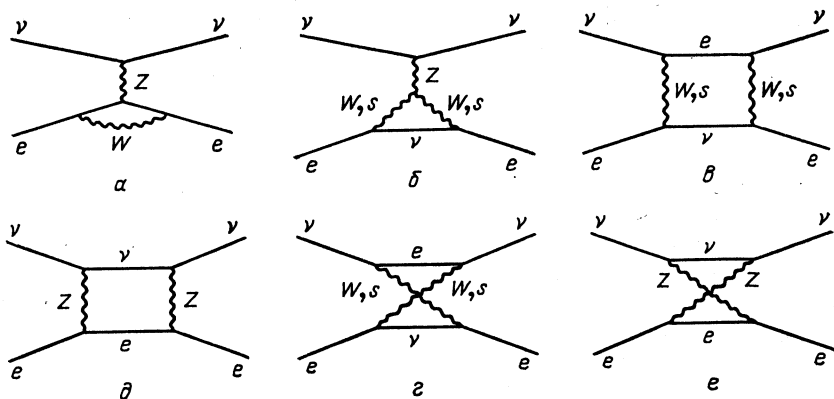


Рис. 12. Диаграммы, соответствующие вершинным поправкам (а, б), и диаграммы типа «ящик» (с — е)

аномальный магнитный момент выражается формулой

$$\mu_\nu = \frac{3G_F e m_\nu}{8 \sqrt{2} \pi} \sim 3,2 \cdot 10^{-10} \mu_B \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right). \quad (36)$$

Он пропорционален m_ν и равен нулю, если $m_\nu = 0$. В последнее время в связи с проблемой солнечных нейтрино [28] рассматриваются модели [27, 29], выходящие за рамки СМ, в которых μ_ν мог бы приобретать существенно большее значение (до $\sim 10^{-10} \mu_B$).

Таблица 9. Пределы на заряд, зарядовый радиус и магнитный момент нейтрино [19, 27]

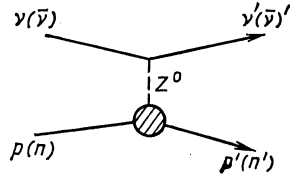
Метод	$F_1^{(0)}$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$	$\mu, 10^{-9} \mu_B$
$\nu_{\mu e}$ -Рассеяние	10^{-6}	$0,9 \cdot 10^{-16}$	0,95
Астрофизика	10^{-13}	—	0,0085
Суперновая звезда			
SN 1987A	10^{-17}	—	—
$\nu_e e$ -Рассеяние	—	—	0,2
Распад нейтрона	$4 \cdot 10^{-17}$	—	—
μ -Распад	$3 \cdot 10^{-5}$	—	—

Существование у нейтрино магнитного момента $\mu_{\nu}/2m_e$ должно приводить к увеличению дифференциального сечения рассеяния $\nu_{\mu e}$ и $\bar{\nu}_{\mu e}$ на величину [30, 31]

$$\Delta \frac{d\sigma(\bar{\nu}_{\mu e})}{dy} = \frac{\pi \alpha^2 \mu_{\nu}^2}{m_e^2} \left(\frac{1}{y} - 1 \right); \quad y = \frac{E_e - m_e}{E_{\nu}}. \quad (37)$$

Данные по $\bar{\nu}_{\mu e}$ -рассеянию приводят к ограничению $\mu_{\nu\mu} < 0,9 \cdot 10^{-9}$, а по $\bar{\nu}_e e$ -рассеянию $\mu_{\nu e} < 2 \cdot 10^{-10}$ (см. табл. 9). Что касается факторных функций $F_3(q^2)$ и $F_4(q^2)$, то мы их здесь обсуждать не будем. Упомянем лишь, что $F_3(0)$ — это анапольный магнитный мо-

Рис. 13. Диаграмма, описывающая процесс упругого ($\nu(\bar{\nu}) N$ -рассеяния (с учетом формфактора нуклона)



мент нейтрино, введенный Я. Б. Зельдовичем [32], а $F_4(0)$ — дипольный электрический момент нейтрино. Обычно полагают, что $F_4(0) = 0$.

Упругое рассеяние нейтрино на нуклонах. В $SU(2)_L \otimes U(1)$ -модели в низшем порядке теории возмущений процессы

$$\nu(\bar{\nu}) p, n \rightarrow \nu(\bar{\nu}) p, n$$

обуславливаются обменом нейтральным Z^0 -бозоном (см. диаграмму на рис. 13).

Рассмотрим процесс рассеяния $\nu_{\mu} p \rightarrow \nu_{\mu} p$. Соответствующий ему матричный элемент имеет вид

$$\langle f | S - 1 | i \rangle \sim \bar{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \nu \langle p' | J_{\alpha}^Z | p \rangle,$$

где p' и p — конечное и начальное состояния протона соответственно. Протонная вершина может быть записана в виде

$$\langle p' | J_{\mu}^Z | p \rangle \sim \gamma_{\mu} F_1(q^2) + i\sigma_{\mu\nu} \frac{q^{\nu}}{2M} F_2(q^2) + \gamma_{\mu} \gamma_5 F_A(q^2),$$

где четырехмерная передача q^2 выражается через разность четырехмерных импульсов конечного и начального протонов $q^2 = (p' - p)^2$; M — масса протона, а F_1 , F_2 и F_A — формфакторы протона. В СМ они связаны с электромагнитными формфакторами протонов и нейтронов формулами:

$$\left. \begin{aligned} F_1(q^2) &= \frac{1}{2} [F_1^p(q^2) - F_1^n(q^2)] - 2 \sin^2 \theta_W F_1^p(q^2); \\ F_2(q^2) &= \frac{1}{2} [F_2^p(q^2) - F_2^n(q^2)] - 2 \sin^2 \theta_W F_2^p(q^2); \\ F_A(q^2) &= \frac{1}{2} G_A(q^2). \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Электромагнитные формфакторы нуклонов нормированы следующим образом: $F_1^p(0) = 1$; $F_1^n(0) = 0$; $F_2^p(0) = \mu_p$; $F_2^n(0) = \mu_n$, где $\mu_p = -1,79$, $\mu_n = 1,91$ — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона соответственно; $G_A(q^2)$ — аксиальный формфактор протона, измеряемый в процессах $\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^- p$ или $\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n$. Для аксиального формфактора обычно выбирают дипольную форму:

$$G_A(q^2) = \frac{1,26}{\left(1 - \frac{q^2}{M_A^2}\right)^2} f(s, c, b, t), \quad (39)$$

где параметр $M_A \approx 1,03$ ГэВ, а $f(s, c, b, t)$ — функция, близкая к единице, описывающая вклад тяжелых s, c, b, t -кварков [33]. Число 1,26 в числителе формулы (39) также является параметром подгонки к экспериментальным данным.

Дифференциальное сечение рассеяния $\nu_{\mu} p \rightarrow \nu_{\mu} p$ ($\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} p$) имеет вид [34]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dq^2} &= \frac{G^2}{2\pi} \cos^2 \theta_C \left\{ \frac{1}{2} (F_1 \pm F_A)^2 + \frac{1}{2} (1-y) (F_1 \mp F_A)^2 + \right. \\ &+ \left. \frac{My}{2E} (F_A^2 - F_1^2) + yF_2 \left[(1-y) \frac{E}{2M} F_2 + y \left(F_1 + \frac{F_2}{4} \mp F_A \right) \pm 2F_A \right] \right\}, \end{aligned} \quad (40)$$

где θ_C — угол Кабиббо; $y = q^2/(2ME_{\nu})$; M — масса нуклона. Верхний знак — для сечения реакций $\nu_{\mu} p \rightarrow \nu_{\mu} p$, нижний — для рассеяния антинейтрино.

Формула (40) не включает радиационных поправок. В области энергий ≤ 10 ГэВ они пренебрежимо малы [33, 35]. В области энергий УНК они должны включаться в анализ так же, как и при извлечении параметров аксиального формфактора F_A из реакций $\nu_{\mu} p \rightarrow \mu^+ n$ и $\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^- p$.

Таким образом, в рамках СМ из формул (38) и (40) можно определить (после определения формфактора F_A) единственный оставшийся неизвестным параметр $\sin^2 \theta_W$. Проблема фона подробно обсуждается в [33, 35].

Глубоконеупругое рассеяние нейтрино на нуклонах. В то время как лептоны до сих пор не обнаруживают структуры и могут считаться точечными частицами, нуклоны представляют собой сложные системы, состоящие из кварков разного сорта и глюонов, которыми кварки обмениваются внутри нуклонов. Наличие связей кварков внутри нуклонов (адронов) приводит к значительным неопределенностям в интерпретации результатов измерений, извлечении сведений об электрослабом взаимодействии кварков и параметрах теории. Однако в области глубоконеупругих взаимодействий (в силу асимптотической свободы (на малых расстояниях кварки взаимодействуют слабо) можно надеяться, что поправки на «связанность» кварков будут невелики.

Сечение неупругого νN -взаимодействия примерно на четыре порядка больше сечения упругого ve -рассеяния, что обеспечивает более высокую статистическую точность при измерении параметров СМ (таких, как $\sin^2 \theta_W$ или ρ).

В настоящее время именно в глубоконеупругом рассеянии нейтрино на нуклонах (и ядрах) получают наиболее точные значения параметра $\sin^2 \theta_W$.

Для определения значения $\sin^2 \theta_W$ чаще пользуются не соотношением Пашкоса — Вольфенштейна [36]:

$$R_- \equiv \frac{\sigma_{NC}(\nu N) - \sigma_{NC}(\bar{\nu} N)}{\sigma_{CC}(\nu N) - \sigma_{CC}(\bar{\nu} N)} = \rho^2 \left[\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right], \quad (41)$$

а соотношением сечения глубоконеупругого рассеяния нейтрино на изоскалярной мишени для нейтрального и заряженного токов:

$$R_\nu \equiv \frac{\sigma_{NC}(\nu N)}{\sigma_{CC}(\nu N)} = g_L^2 + \frac{1}{3} g_R^2 = \frac{1}{2} \rho^2 \left[1 - 2 \sin^2 \theta_W + \frac{40}{27} \sin^4 \theta_W \right], \quad (42)$$

где

$$g_L^2 = \rho^2 \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W + \frac{5}{9} \sin^4 \theta_W \right); \quad g_R^2 = \rho^2 \frac{5}{9} \sin^4 \theta_W \quad (43)$$

[или $g_L^2 = \varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d)$; $g_R^2 = \varepsilon_R^2(u) + \varepsilon_R^2(d)$]*.

* Адронный нейтральный ток выражается через ε_L и ε_R в следующей форме:

$$J_\mu^H = \sum_i \{ [\varepsilon_L(i) \bar{q}_i \gamma_\mu (1 + \gamma_5) q_i] + [\varepsilon_R(i) \bar{q}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_i] \} = \sum_i \bar{q}_i \gamma_\mu (g_V^i + g_A^i \gamma_5) q_i.$$

Суммирование по i проводится по всем кварковым ароматам ($i = u, d, s, c, b, t$). Векторная g_V^i и аксиальная g_A^i константы связи выражаются через левые (ε_L) и правые (ε_R) спиральные константы связи:

$$g_V^i = \varepsilon_L(i) + \varepsilon_R(i); \quad g_A^i = \varepsilon_L(i) - \varepsilon_R(i).$$

Аналогичное отношение для сечения антинейтрино имеет вид

$$R_{\bar{\nu}} \equiv \frac{\sigma_{NC}(\bar{\nu}N)}{\sigma_{CC}(\bar{\nu}N)} = g_L^2 + 3g_R^2 = \frac{1}{2} \rho^2 \left[1 - 2 \sin^2 \theta_W + \frac{40}{9} \sin^4 \theta_W \right]. \quad (44)$$

Но им практически не пользуются, так как его чувствительность к изменению $\sin^2 \theta_W$ примерно в 30 раз хуже (отношение производных $\frac{dR_{\nu}}{d \sin^2 \theta_W}$; $\frac{R d_{\nu}}{d \sin^2 \theta_W} \approx 30,6$ для значений $\sin^2 \theta_W = 0,22$).

Соотношения (41) — (44) получены в рамках простейшей партонной модели с учетом только вкладов валентных кварков и без учета радиационных поправок. Отметим здесь же, что влияние теоретических поправок, связанных с вкладом кварков моря, вкладом высших твистов и т. д. в области энергий, доступных сегодняшним ускорителям, на значения $\sin^2 \theta_W$ невелико (табл. 10 [37]).

Таблица 10. Влияние теоретических поправок на значения $\sin^2 \theta_W$

Теоретическая поправка	Изменение $\sin^2 \theta_W$	Теоретическая поправка	Изменение $\sin^2 \theta_W$
От антикварков моря	$\pm 0,001$	От очарованных кварков	$\pm 0,001$
От страных кварков	$\pm 0,001$	Высшие твистовые	$\pm 0,002$

С увеличением энергии влияние первых трех поправок возрастет.

Соотношение Пашкоса — Вольфенштайна (41) привлекательно потому, что с теоретической точки зрения, если допустить, что в нейтринных и антинейтринных взаимодействиях структурные функции и нарушение скейлинга одинаковы, оно не будет зависеть от форм структурных функций и нарушения скейлинга. Однако, как мы уже отмечали, в соотношении (41) не учтены вклады s , c , t , b -кварков, роль которых с ростом энергии налетающих нейтрино будет возрастать. И если при сегодняшних энергиях вклад этих кварков в отношении R_{ν} несуществен ($\sim 1-2\%$), см. табл. 10, то проблема вклада тяжелых s , t , b , c -кварков в R_{ν} -области тэвнских энергий должна быть рассмотрена теоретически более строго. Кроме этого, возникают большие систематические погрешности из-за возможных ошибок в нормировке потоков нейтрино и антинейтрино [сечения $\sigma_{NC}(\nu N)$ и $\sigma_{NC}(\bar{\nu}N)$ вычитаются в числителе формулы (41)]. Что касается отношений R_{ν} и $R_{\bar{\nu}}$, то в них меньше сказывается влияние систематических погрешностей, вызванных неопределенностью в знании абсолютных потоков. Здесь ошибки возникают из-за незнания точной формы спектров и необходимости учета поправок при определении минимальных значений (обрезаний) импульсов и энергий адронов и мюонов, чтобы провести разграничение случаев, вызванных нейтральными токами, от случаев, вызванных заряженными токами. Неопределенности, связанные со знанием структуры адронов, стремятся к взаимному сокращению в отношении сечений (42), (44) [38].

В конечном итоге для определения значений $\sin^2 \theta_W$ чаще всего пользуются соотношением (42). В связи с этим мы обращаем внимание на следующие два обстоятельства. Во-первых, в рамках кварк-партонной модели для изоскалярных мишеней и в пределе изоспиновой симметрии ($u \rightleftharpoons d$) вклады u -, d -, \bar{u} -, \bar{d} -кварков пропорциональны комбинациям $\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d)$, $\varepsilon_R^2(u) + \varepsilon_R^2(d)$. Во-вторых, учет радиационных поправок не вносит существенных изменений в структуру формулы (42) — он приводит к «перенормировке» констант $\varepsilon_L(f)$ и $\varepsilon_R(f)$, где f означает любой аромат кварка [20] [обозначения ε_L и ε_R — см. примечание к формуле (43)]:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_L(u) &= \rho_{NC}^{(vh)} \left[\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \kappa_{NC}^{(vh)}(q^2) s^2 \right] + \frac{\alpha}{2\pi^2 c^2 s^2} a_{bL} \left(c^2 + \frac{s^2}{3} \right); \\ \varepsilon_L(d) &= \rho_{NC}^{(vh)} \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \kappa_{NC}^{(vh)}(q^2) s^2 \right] + \frac{\alpha}{2\pi^2 c^2 s^2} a_{bR} \left(c^2 - \frac{s^2}{3} \right); \\ \varepsilon_R(u) &= -\rho_{NC}^{(vh)}(q^2) \kappa_{NC}^{(vh)}(q^2) \frac{2}{3} s^2 + \frac{\alpha}{\pi c^2} \frac{s^2}{20}; \\ \varepsilon_R(d) &= \rho_{NC}^{(vh)}(q^2) \kappa_{NC}^{(vh)}(q^2) \frac{1}{3} s^2 + \frac{\alpha}{\pi c^2} \frac{s^2}{10}; \\ a_{bL} &= -\left(\frac{9}{16} - \frac{3}{4} s^2 + \frac{4}{15} s^4 \right) \frac{1}{c^2}; \\ a_{bR} &= -\frac{3}{10} s^4; \\ s^2 &= \sin^2 \theta_W; \quad c^2 = \cos^2 \theta_W. \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Функции $\rho_{NC}^{(vh)}(q^2)$ и $\kappa_{NC}^{(vh)}(q^2)$ слегка отличаются от соответствующих функций для лептонов [см. формулы (20), (21)]. Однако это различие очень невелико, и мы будем полагать $\rho_{NC}^{(vh)}(q^2) \approx \rho_{NC}^{(vl)}(q^2)$ и $\kappa_{NC}^{(vh)}(q^2) \approx \kappa_{NC}^{(vl)}(q^2)$. «Древесное приближение» получается подстановкой $\rho_{NC}^{(vh)} = \kappa_{NC}^{(vh)} = 1$, а также отбрасыванием членов $\sim \alpha$. Выражение (42) удобно переписать в таком виде, когда члены, ответственные за вклады t -кварков или хиггсовских бозонов, выделены явно [14]:

$$\begin{aligned} \tilde{R}_v &= (1 + 2\rho_{NC}^{(l)}) \left[\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W (1 + \kappa_{NC}^{(l)}) + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_W (1 + 2\kappa_{NC}^{(l)}) \right] \approx \\ &\approx R_v + 2\rho_{NC}^{(l)} R_v + \left[-1 + \frac{40}{27} \sin^2 \theta_W \right] \sin^2 \theta_W \kappa_{NC}^{(l)}, \end{aligned}$$

где $\rho_{NC}^{(l)}$ и $\kappa_{NC}^{(l)}$ даются выражениями (20), (21) соответственно. Если в (42) подставить выражение

$$\sin^2 \theta_W^{\text{эксп}} = \sin^2 \theta_W + \Delta \sin^2 \theta_W,$$

то

$$\Delta \sin^2 \theta_W = \kappa_{NC}^{(l)} - \frac{2R_v}{1 - \frac{40}{27} \sin^2 \theta_W} \rho_{NC}^{(l)}. \quad (46)$$

Подставив в (46) выражения (20), (21) и удержав лишь квадратичные по m_t члены, можно получить явную зависимость $\Delta \sin^2 \theta_W$ от значений масс m_t :

$$\Delta \sin^2 \theta_W = -\frac{3\alpha m_t^2}{4\pi M_W^2} \left[\frac{R_V}{\sin^2 \theta_W} - \frac{2R_V}{\sin^2 \theta_W \left(1 - \frac{40}{27} \sin^2 \theta_W\right)} \right]. \quad (47)$$

При значениях $\sin^2 \theta_W = 0,23$ член в квадратных скобках очень близок к нулю и поправка к $\Delta \sin^2 \theta_W$, связанная с массой m_t^2 , оказывается сильно подавленной. В работе [39] приведена табл. 11, характеризующая зависимость $\Delta \sin^2 \theta_W$ от m_t (не ограниченную лишь квадратичным по массе t -кварка членом).

Таблица 11. Зависимость $\Delta \sin^2 \theta_W$ от m_t

m_t , ГэВ	30	45	60	<u>90 120 180 240</u>
$\Delta \sin^2 \theta_W$	-0,010	-0,009	-0,008	-0,010

В то же время величины κ_{NC} и Δr [см. формулу (18)] сильно зависят от m_t .

Как показывает анализ экспериментальных данных [17], радиационные поправки оказались небольшими, как и ожидалось. Малость радиационных поправок тесно связана с выбором схемы перенормировок, а именно массы W - и Z -бозонов определяются соотношениями:

$$M_W = \frac{A_0}{\sin^2 \theta_W (1 - \Delta r)^{1/2}}; \quad M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

см. соотношения (17)]. Здесь $A_0 = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}\right)^{1/2} = 37,281$ ГэВ. Предсказываемое значение $\Delta r = 0,0713 \pm 0,0013$ для $m_t = 45$ ГэВ и $M_H = 100$ ГэВ находится в блестящем согласии с экспериментальным $\Delta r_{\text{экс}} = 0,077 \pm 0,037$. Значение

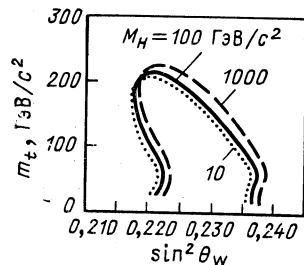
$$\sin^2 \theta_W = 0,229 \pm 0,0064; \quad \rho = 0,998 \pm 0,0086.$$

[При другом определении $\sin^2 \theta_W(0) = e^2 \hat{g}^2$, где e — заряд протона, а $\hat{g}^2/8M_W^2 \equiv G^2/\sqrt{2}$ и $\cos \theta_W = M_W/M_Z$, слабый угол смешивания будет отличаться на 6,7 %, и тогда значение радиационной поправки будет заметно большим.] Несмотря на малость радиационных поправок ими пренебрегать нельзя, так как в этом случае возникает разногласие с экспериментальными данными (если $\sin^2 \theta_W^0 = \sin^2 \theta - \Delta s^2$, где $\sin^2 \theta_W^0$ — значение слабого угла смешивания без учета радиационных поправок, то $\sin^2 \theta_W^0 = 0,242 \pm 0,0006$, $\Delta s^2 = -0,009 \pm 0,001$).

Из анализа экспериментальных данных авторами работы [17] получены ограничения на значения масс t -кварка (рис. 14), на разность масс кварков четвертого поколения: $|m_{t'} - m_{b'}| < 180$ ГэВ, $|m_L - m_{\nu_L}| < 310$ ГэВ (для $M_H = 100$ ГэВ), а также на массы дополнительных Z' -бозонов, возникающих в различных схемах расширения СМ.

В теориях великого объединения вводится бегущее значение $\sin^2 \hat{\theta}_W(\mu)$. Переменная масса μ для электрослабых процессов обычно выбирается при $\mu = M_W$. Такое определение весьма нечувстви-

Рис. 14. Разрешенная область значений массы t -кварка и $\sin^2 \theta_W$ для различных значений массы хиггсовского мезона (90% С.Л.)



тельно к значениям масс хиггсовского бозона и t -кварка. Соотношение между $\sin^2 \hat{\theta}_W(\mu)$ и $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ для $M_H = 100$ ГэВ имеет вид [17]:

$$\sin^2 \hat{\theta}_W(M_W) = \left[0,9945 - F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right) \right] \sin^2 \theta_W,$$

где $F(m_t^2/M_W^2)$ — некоторая сложная функция; $F(0) = 0$. Для $m_t = 45$ ГэВ $F(0,31) = 0,0038$. Таким образом, $\sin^2 \theta_W(M_W) = 0,9907 \sin^2 \theta_W \rightarrow 0,228 \pm 0,0044$.

Для других значений масс t -кварков и хиггсовского бозона связь $\sin^2 \theta_W$ и $\sin^2 \hat{\theta}_W$ приведена в табл. 12. $SU(5)$ -модель предсказывает

Таблица 12. Соотношения между $\sin^2 \theta_W$ и $\sin^2 \hat{\theta}_W$ для различных значений m_t и M_H

m_t , ГэВ	M_H , ГэВ	$\sin^2 \theta_W$	$\sin^2 \hat{\theta}_W$
25	100	$0,229 \pm 0,004$	$0,227 \pm 0,004$
45	100	0,230	0,228
100	100	0,227	0,229
200	100	0,222	0,233
400	100	0,209	$0,248 \pm 0,005$
45	10	0,229	0,228
45	1000	0,231	0,227

значение $\sin^2 \theta_W = 0,214 \begin{matrix} +0,003 \\ -0,004 \end{matrix}$, что плохо согласуется с экспе-

риментальными данными. Значения $\sin^2 \hat{\theta}_W (M_W)$ можно интерпретировать как согласующиеся с SUSY GUT.

Таким образом, измерение $\sin^2 \theta_W$ в процессе глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах и ядрах важно для прецизионной проверки СМ. Есть надежда, что в процессе теоретического и экспериментального анализа соотношения (42) удастся уточнить роль ряда приближений, использованных при его выводе, и лучше понять зависимость $\Delta \sin^2 \theta_W$: а) от масс кварков; б) от функций распределения кварков внутри нуклонов; в) от степени нарушения скейлинга; г) от вклада высших твистов; д) от включения кварков s, c, b, t в функции распределения; е) от учета эффекта структуры ядер (распределение нуклонов в ядре) и т. д.

Все эти поправки в неявном виде содержатся в $\Delta \sin^2 \theta_W$, что приводит к тому, что теоретическая ошибка становится большой по сравнению с экспериментальной.

Мы уже отмечали, что на УНК статистическая точность измерений будет улучшена и доведена в пучках меченых нейтрино до уровня $\Delta \sin^2 \theta_W \simeq \pm 10^{-3}$, а в широком спектре — на порядок лучше. Можно ожидать, что некоторые из теоретических неопределенностей в интерпретации данных будут уменьшены. Так, детальные измерения реакции νN (заряженные токи — см. ниже) позволят уточнить кварковые распределения. Есть надежда [40], что с увеличением энергии и интервала по Q^2 на УНК удастся надежно отделить вклад твистовых поправок в структурные функции, что также позволит уменьшить теоретическую неопределенность в функциях распределения кварков по импульсам внутри нуклонов и более точно определить вклад твистовых поправок в области тэвных энергий. Будущие измерения дадут более точные значения элементов матрицы смешивания кварков. Если на УНК будет уменьшена ошибка в нормировке потоков нейтрино и антинейтрино, то для определения $\sin^2 \theta_W$, возможно, будет целесообразно использовать соотношение Пашкова — Вольфенштайна (41).

Поиск τ -нейтрино. В категорию «неизвестных» частиц в настоящее время попадает один из фундаментальных фермионов, входящих в СМ, — τ -нейтрино, хотя мало кто сомневается в его существовании. Тем не менее это важно доказать экспериментально посредством регистрации взаимодействия ν_τ , поскольку его отсутствие привело бы к радикальным изменениям СМ. Наиболее удобный метод поиска ν_τ — эксперименты типа beam-dump с вершинным детектором. Основным источником ν_τ должны быть распады D_S -мезонов: $p + A \rightarrow D_S + \bar{D}_S + X$; $D_S \rightarrow \tau + \nu_\tau$; $\tau \rightarrow \nu_\tau + X$. На рис. 15, а, б показано ожидаемое распределение по энергии числа событий, вызванных ν_τ ($\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$) и всеми прямыми нейтрино ($\Sigma \bar{\nu}_e$) в детекторе массой 5 т, расположенном на расстоянии 100 м от защиты

за 100 сут экспозиции *). Хотя $\Sigma \nu_\tau / \Sigma \nu_e \sim 10^{-2}$, ожидаемая статистика событий от ν_τ достаточно велика: $\Sigma \nu_\tau \simeq 5,2 \cdot 10^4$ **. Рожденный τ -лептон распадается на расстоянии в несколько миллиметров от первичной вершины ($l_{\text{расп}} \simeq 0,06 \text{ мм} \cdot E/\text{ГэВ}$). Таким образом, сигнатурой ν_τ является наличие двух ливней с вершинами, разнесенными вдоль направления нейтрино. Полулептонные моды [$\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ (11%), $\rho^\pm \nu_\tau$ (~23%), $\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$ (11%); $\pi^+ 3\pi^0 \nu_\tau$, $\pi^\pm \pi^+ \pi^- \nu_\tau$, $\pi^\pm \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$] выглядят как события нейтрального тока; однако могут быть отобраны с помощью кинематического критерия, учитывающего,

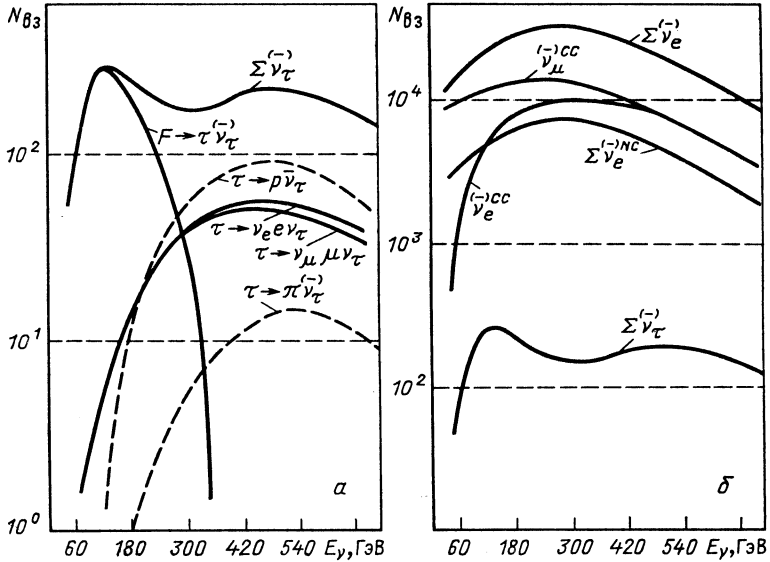


Рис. 15. Ожидаемое распределение числа событий, вызванных взаимодействиями ν_τ и всеми прямыми нейтрино $\Sigma \nu_e$ и антинейтрино $\Sigma \bar{\nu}_e$

что адроны от распада τ в среднем должны иметь больший поперечный импульс по сравнению с нормальными адронными (кварковыми) струями.

Пространственно-временная структура слабых токов. Данный раздел является некоторым отступлением от принятого нами соглашения — вести рассмотрение только в рамках лагранжиана (1).

Общими принципами допустимы следующие варианты взаимодействия: скалярное (S), векторное (V), аксиальное (A), тензорное (T)

* Получено пересчетом результатов для области 0,4—1 ГэВ в предположении $\sigma_D(E) \sim E^{0,85}$.

** При $\sigma_D(E) \sim E^{1/3}$ $\Sigma \nu_\tau \sim 8,8 \cdot 10^4$ и число событий от всех прямых нейтрино Σ (ν , заряженный ток + нейтральный) $\sim 9,2 \cdot 10^6$.

и псевдоскалярное (P). Эти варианты отвечают соответственно токам, которые могут быть построены из спиноров ψ_ν ($\bar{\psi}_\nu$) и ψ_e ($\bar{\psi}_e$), описывающих соответственно нейтринное (антинейтринное) и электронно-позитронное поля; скалярный ток (S): $\bar{\psi}_\nu\psi_\nu$ или $\bar{\psi}_e\psi_e$, $\bar{\psi}_\nu\psi_e$; векторный ток (V): $\bar{\psi}_\nu\gamma_\alpha\psi_\nu$ или $\bar{\psi}_e\gamma_\alpha\psi_e$, $\bar{\psi}_\nu\gamma_\alpha\psi_e$; антисимметрический тензорный ток (T): $\bar{\psi}_\nu\sigma_{\alpha\beta}\psi_\nu$ или $\bar{\psi}_e\sigma_{\alpha\beta}\psi_e$, $\bar{\psi}_\nu\sigma_{\alpha\beta}\psi_e$; аксиальный ток (A): $\bar{\psi}_\nu\gamma_\alpha\gamma_5\psi_\nu$ или $\bar{\psi}_e\gamma_\alpha\gamma_5\psi_e$, $\bar{\psi}_\nu\gamma_\alpha\gamma_5\psi_e$; псевдоскалярный ток (P): $\bar{\psi}_\nu\gamma_5\psi_\nu$ или $\bar{\psi}_e\gamma_5\psi_e$, $\bar{\psi}_\nu\gamma_5\psi_e$, где γ_α — дираковские 4-рядные матрицы, $\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$, $\sigma_{\alpha\beta} = \gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha$.

В настоящее время имеется достаточно много свидетельств того, что пространственно-временная структура слабых заряженных токов описывается V - и A -вариантами взаимодействия, причем для заряженных токов имеет место $V - A$ -вариант. Однако прецизионная проверка этой структуры затруднена (особенно для нейтральных токов) вследствие так называемой теоремы смешивания («confusion theorem»), в которой устанавливается, что подходящей смесью S -, P -, T -вариантов взаимодействия можно имитировать $V - A$ -вариант [41].

Известно, что матрица γ_5 антикоммутирует с V - и A -связями и коммутирует с S -, T -, P -вариантами взаимодействия (через Γ_i обозначается любой из наборов γ -матриц):

$$\bar{\psi}_e\Gamma_i(1 + \gamma_5)\psi_\nu = \begin{cases} \bar{\psi}_e(1 - \gamma_5)\Gamma_i\psi, & i = VA; \\ \bar{\psi}_e(1 + \gamma_5)\Gamma_i\psi, & i = S, T, P. \end{cases}$$

Таким образом, в слабых взаимодействиях электрон оказывается частицей с левой спиральностью для $V - A$ -варианта теории и частицей с правой спиральностью для S -, P -, T -вариантов. $V - A$ -вариант всегда связывает нейтрино с левой спиральностью с нейтрино с левой спиральностью, а S -, P -, T -варианты связывают «левые» нейтрино с «правыми».

Наиболее чистую проверку предсказаний модели относительно спиральности можно провести в реакциях упругого рассеяния нейтрино на электроны [см. (5а), (5б) и (6а), (6б)]. Здесь мы выпишем явные выражения для сечений процессов (5а), (5б) и (6а), (6б) с учетом скалярного (S), векторного (V), аксиального (A), тензорного (T) и псевдотензорного (P) вариантов взаимодействий [30, 38] (в приближении $m_e/E_\nu \ll 1$):

$$\frac{d\sigma}{dy}(ve \rightarrow ve) = \sigma_0 [A + 2B(1 - y) + C(1 - y)^2], \quad (48)$$

где $y = E_e/E_\nu$; $\sigma_0 = G^2 m_e E_\nu / 2\pi$;

$$A = (g_S + g_T)^2 + (g_P + g_T)^2 + 2(g_V + g_A)^2;$$

$$B = 2g_T^2 - g_S^2 - g_P^2;$$

$$C = (g_S - g_T)^2 + (g_P - g_T)^2 + 2(g_V - g_A)^2.$$

Для мюонного нейтрино:

$$\left. \begin{aligned} g_V^\mu &= -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W; \\ g_A^\mu &= -\frac{1}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

Для электронного нейтрино:

$$\left. \begin{aligned} g_V^e &= g_V^\mu + 1; \\ g_A^e &= g_A^\mu + 1. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Для сечения рассеяния антинейтрино необходимо провести замену коэффициентов $A \rightleftharpoons C$ в формуле (48).

Если взять чистые S - и P -варианты взаимодействия ($g_S \neq 0$; $g_P \neq 0$), а остальные константы положить равными нулю, то

$$A^v = A^{\bar{v}} = C^v = C^{\bar{v}}; \quad B^v = B^{\bar{v}}.$$

В этом случае разность сечений равна нулю:

$$\frac{d\sigma(ve)}{dy} - \frac{d\sigma(\bar{v}e)}{dy} = 0.$$

Тот же результат получим для чистого тензорного варианта.

Независимо от выбора варианта взаимодействия разность сечений равна

$$\frac{1}{2\sigma_0} \left(\frac{d\sigma(ve)}{dy} - \frac{d\sigma(\bar{v}e)}{dy} \right) = (A - C) y \left(1 - \frac{y}{2} \right). \quad (51)$$

Нарушение соотношения (51) будет означать необходимость ревизии теории слабых взаимодействий [42].

Присутствие коэффициента B в формуле (48) было бы прямым доказательством наличия S -, P - и T -вариантов взаимодействия в нейтральных токах. Если $B = 0$, то это еще не является доказательством $V - A$ -варианта взаимодействия, так как V , A -взаимодействия могут имитироваться S , P , T -взаимодействиями, вклады которых содержатся в коэффициентах A и C .

Используя формулы (49), (50) для связи g_V^e и g_A^e с g_V^μ и g_A^μ , мы получаем, что

$$\left. \begin{aligned} A^e &= A^\mu + 4(g_V + g_A) + 4; \\ B^e &= B^\mu; \\ C^e &= C^\mu. \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

Если эти соотношения подставить в сечение (48), то для разности дифференциальных сечений рассеяния электронного и мюонного

нейтрино (и антинейтрино) получим:

$$\frac{d\sigma(\nu_e e)}{dy} - \frac{d\sigma(\nu_\mu e)}{dy} = 4\sigma_0(g_V + g_A + 1);$$

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e)}{dy} - \frac{d\sigma(\bar{\nu}_\mu e)}{dy} = 4\sigma_0(g_V + g_A + 1)(1-y)^2,$$

а после интегрирования по y :

$$\frac{\sigma(\nu_e e) - \sigma(\nu_\mu e)}{\sigma(\bar{\nu}_e e) - \sigma(\bar{\nu}_\mu e)} = 3.$$

Эти соотношения справедливы для любого набора взаимодействия при условии выполнения $\mu - e$ -универсальности [43].

Одно замечание относительно $V - A$ -варианта слабого взаимодействия. Из формулы (52) следует, что в сечение $\nu_e e$ -рассеяния входит член, отвечающий интерференции нейтрального и заряженного тока, — это член $\sim 4(g_V + g_A)$. В СМ $4(g_V + g_A) < 0$ (при $\sin^2 \theta_W < 0,5$ и для $\sin^2 \theta_W = 0,23$). Отрицательное значение интерференционного члена согласуется с полученными на реакторе экспериментальными данными [44]. Однако статистика и точность измерений очень низки (49 ± 15 $\nu_e e$ -событий, вычитание фона, мониторинг пучка). Как результат — значительные ошибки в определении $\sin^2 \theta_W$:

$$\frac{\sigma(\nu_e e \rightarrow \nu_e e)}{E_\nu} = (9,8_{-2,6}^{+2,7+1,5},_{-1,6}^{+1,5}) \cdot 10^{-42} \text{ см}^2/\text{ГэВ};$$

$$\sin^2 \theta_W = 0,24_{-0,10}^{+0,09+0,05},_{-0,05}^{+0,05}.$$

Реакция $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ изучалась в Лос-Аламосе (группой ИРВИН — Лос-Аламос — Мэриленд) [45]. Авторы обнаружили 250 ± 50 случаев упругого рассеяния. Анализ данных приводит к заключению, что интерференция I деструктивна (т. е. отрицательна) и ее значение

$$I = -0,85 \pm 0,3 \text{ (st)} \pm 0,1 \text{ (syst)}$$

($I < 0$ на уровне 2,7). Таким образом, экспериментальные данные подтверждают $V - A$ -вариант взаимодействия. Эти выводы нуждаются в дополнительной проверке на большей статистике и в области высоких энергий. В экспериментах на УНГ статистика может быть существенно увеличена (см. табл. 1, 2).

Другая возможность измерения интерференции нейтрального и заряженного токов связана с реакциями рождения лептонных пар в кулоновском поле протона (ядра):

$$\bar{\nu}_\mu N(A) \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ e^- + N(A); \quad (53a)$$

$$\bar{\nu}_\mu N(A) \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^+ \mu^- + N(A) \quad (53б)$$

(рис. 16). Сечение процессов (53а), (53б) в приближении ведущих логарифмов имеет вид [46]:

$$\sigma \simeq \frac{2Z^2\alpha^2G^2}{9\pi^3} s_{\max} \ln \left(\frac{s_{\max}}{4m_e^2} \right), \quad (54)$$

где Z — заряд ядра; $s_{\max} = 2E_\nu Q_{\max} \approx 2E_\nu/R_{\text{я}} \sim 2E_\nu m_\pi/A^{1/3}$; Q_{\max} — максимальный импульс, который может быть передан ядру без развала последнего.

S_{\max} растет быстрее, чем E_ν , и, таким образом, реакции (53а), (53б) выгодно изучать при высоких энергиях. Однако абсолютное

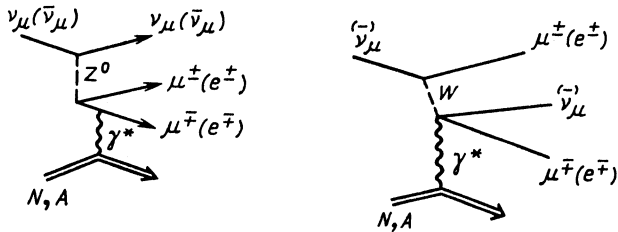


Рис. 16. Диаграммы, описывающие рождение лептонных $\mu^+\mu^-$, e^+e^- -пар во взаимодействии нейтрино с нуклоном (N) или ядром (A)

значение этого сечения даже при максимальных энергиях УНК на два-три порядка меньше сечения σ ($\nu_e e \rightarrow \nu_e e$).

В настоящее время есть лишь один эксперимент [47], в котором на $1,5 \cdot 10^6$ событий нейтринных заряженных токов и $1,8 \cdot 10^6$ событий

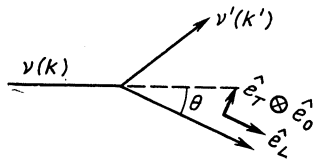


Рис. 17. Направления поляризации в л.с.к.

антинейтринных заряженных токов найдено $1,7 \pm 1,7$ случаев, соответствующих «безотдачному» рождению $\mu^+\mu^-$ -пар в кулоновском поле, тогда как по оценкам ожидалось $10 \pm 2,6$ событий. Причина расхождения неясна.

Важная роль в определении пространственно-временной структуры нейтральных токов принадлежит поляризационным экспериментам. Рассмотрим упругие процессы рассеяния $\nu_\mu p$ и $\bar{\nu}_\mu p$, в которых измеряется поперечная поляризация рассеянного протона [34].

Направления поляризации в лабораторной системе координат (л.с.к.) определим так, как это изображено на рис. 17. Поперечную поляризацию рассеянного протона обозначим p_T , ортогональную

p_0 , а продольную p_L . Значения p_T и p_0 могут быть измерены при наблюдении угловой асимметрии, возникающей в результате перерасеяния конечного протона в материале мишени. Коэффициент p_L трудно измерить — он не дает вклада в перерасеяние. Результаты анализа сведены в табл. 13.

Таблица 13. Значения поперечной поляризации p_T для $Q^2=0$ (p_L и p_0 равны нулю при $Q^2=0$)

Вариант теории	p_T (для $\nu_{\mu p}$)	p_T (для $\bar{\nu}_{\mu p}$)	Вариант теории	p_T (для $\nu_{\mu p}$)	p_T (для $\bar{\nu}_{\mu p}$)
$V-A$ $V+A$	+1 -1	+1 -1	V или A S, P, T	0 -1	0 +1

Так как значение $Q^2 = 0$ недостижимо, то измерения следует проводить для минимально достижимых значений Q^2 , при которых можно надеяться, что p_T будет стремиться к воспроизведению своих предельных значений, приведенных в табл. 13.

Взаимодействие нейтрино с кварками. Рассмотрим теперь взаимодействие нейтрино с фундаментальными фермионами, принадлежащими к кварковому сектору. В отличие от лептонов кварки находятся в сильно связанном состоянии в адронах, и это приводит к теоретическим неопределенностям при извлечении сведений об электрослабом взаимодействии кварков и определении параметров, описывающих это взаимодействие. Однако в тех событиях, где происходит большая передача энергий ν и импульса Q^2 , можно в первом приближении считать взаимодействие нейтрино с кварком свободным.

Вместе с тем значительно большее, чем для ν_e , сечение νN -взаимодействия создает благоприятные условия для экспериментального изучения разнообразных явлений, возникающих при взаимодействии нейтрино с нуклонами. Здесь мы рассмотрим лишь те аспекты, которые связаны с электрослабым взаимодействием кварков. Использование нейтрино для исследования адронной структуры и проверки основных положений КХД будет обсуждаться в последующих разделах.

Матрица смешивания Кобаяши — Маскава. Одним из основных вопросов, связанных с проверкой теории электрослабых взаимодействий на уровне радиационных поправок, является вопрос об унитарности матрицы Кобаяши — Маскава (KM) [48]. В связи с этим напомним, что взаимодействие нейтрино с кварками нуклонов осуществляется через обмен W^\pm - и Z^0 -бозонами. Для заряженных токов собственные состояния кварков, участвующих в слабых взаимодействиях, не совпадают с их массовыми состояниями. Взаимодействие W -бозонов с кварками описывается лагранжианом: $\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{g}{2} \times \times (J_\alpha^+ W_\alpha + \text{э. с.})$, в котором слабые собственные состояния d', s', b'

связаны с массовыми собственными состояниями d, s, b матрицей КМ:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud}V_{us}V_{ub} \\ V_{cd}V_{cs}V_{cb} \\ V_{td}V_{ts}V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (55)$$

Слабый адронный ток J_α записывается при этом в виде [см. (1)]:

$$J_\alpha = (\bar{u}c\bar{t}) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}.$$

Теория требует, чтобы матрица (55) была унитарна. Любое отклонение от унитарности ведет к необходимости введения новой физики или введения четвертого поколения кварков. Поэтому так важна прецизионная проверка матрицы КМ.

Экспериментальная проверка свойства унитарности привела к необходимости учета радиационных поправок при определении значений матричных элементов.

Так, например, сумма квадратов матричного элемента V_{ud} , извлеченного из данных по β - и μ -распадам (без радиационных поправок), и матричного элемента V_{us} , извлеченного из полуплеетонных распадов ($\Delta Q = \Delta S = \pm 1$) (также без учета радиационных поправок), оказалась больше единицы:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 > 1$$

(примерно на 4 %), что сразу нарушало унитарность матрицы КМ. Радиационные поправки, вычисленные к β - и μ -распадам, оказались нужного знака и устранили возникшее противоречие [49].

Матрица КМ (55) может быть параметризована с помощью трех углов смешивания θ_{ik} (три угла «вращения») и комплексной фазы δ — всего четыре параметра. Кстати, отметим, что прецизионное определение фазы дает ответ на вопрос, связано ли CP -нарушение с параметрами матрицы КМ или имеет другую природу. Есть много выборов параметризации. (Физика не зависит от выбора параметризации.) Мы остановимся на «стандартной» параметризации, введенной в [50]:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}s_{23} - s_{23}s_{13}c_{12}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}c_{12}c_{23}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{matrix} u \\ c \\ t \\ d \\ s \\ b \end{matrix} \quad (56)$$

Здесь c — косинус угла смешивания, s — синус угла смешивания.

В приближенной форме (пренебрегают членами $s_{13}^2 \ll s_{23}^2 \ll 1$ [т. е. $c_{13} \approx 1, c_{23} \approx 1$]) она записывается в виде

$$V = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12} & c_{12} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}c_{12}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} & 1 \end{pmatrix}.$$

Экспериментальное определение элементов матрицы КМ. Слово «экспериментальное» здесь, может быть, имеет не вполне точный смысл, ибо без расчета, например, двухпетлевых радиационных поправок к β -распаду было бы невозможно уточнить значение матричного элемента $|V_{ud}|$. В настоящее время для V_{ud} приводятся следующие значения [51]:

$$|V_{ud}| = 0,9744 \pm 0,0010; |V_{ud}| = 0,9748 \pm 0,0010;$$

$$|V_{ud}| = 0,9747 \pm 0,0011.$$

Ниже мы следуем изложению, приведенному в [51]. Матричный элемент V_{us} определяется из распадов K -мезонов ($K \rightarrow \text{лев}$):

$$|V_{us}| = 0,2196 \pm 0,0023$$

и лептонных распадов гиперонов ($WA-2$ — эксперимент):

$$\Sigma^- \rightarrow n, \Lambda^0; \Xi^- \rightarrow \Lambda, \Sigma^0; \Lambda \rightarrow p;$$

$$|V_{us}| = 0,220 \pm 0,001 \text{ (st)} \pm 0,003 \text{ (theor.)}.$$

Среднее значение $|V_{us}|$ из этих данных равно:

$$|V_{us}| = 0,2197 \pm 0,0019.$$

Матричный элемент V_{cd} измеряется в процессе рождения очарованного c -кварка на d -кварке в ν - и $\bar{\nu}$ -взаимодействиях. Изучать распады очарованных частиц и извлекать из этих распадов значения V_{cd} (по аналогии с V_{us}) значительно сложнее, чем изучать распады странных частиц из-за малого времени жизни, малого сечения рождения, большого числа частиц, образующихся при распаде. Поэтому оказывается целесообразнее использовать реакции рождения очарованных частиц в нейтринных взаимодействиях. Сечения рождения c -кварка имеют вид:

$$\nu: \frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 M E_{\nu} x}{\pi} [|V_{cd}|^2 (u(x) + d(x)) + 2s(x) |V_{cs}|^2]; \quad (57a)$$

$$\bar{\nu}: \frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 M E_{\bar{\nu}} x}{\pi} [|V_{cd}|^2 (\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) + 2\bar{s}(x) |V_{cs}|^2]. \quad (57b)$$

Измеряя оба сечения и делая модельные предположения относительно распределений $u(x)$, $d(x)$ и $s(x)$ (см. об этом подробнее в разд. 4), можно из этих сечений определить $|V_{cd}|^2$ и $|V_{cs}|^2$.

Экспериментальной сигнатурой таких процессов могут служить димюоны разных знаков. В них второй мюон происходит от полулептонного распада возбужденного c -кварка:

$$\begin{aligned} \nu_\mu + d &\rightarrow \mu^- + c \quad (c \rightarrow s\mu^+\nu_\mu) \sim (u(x) + d(x)) |V_{cd}|^2; \\ \nu_\mu + s &\rightarrow \mu^- + c \sim 2s(x) |V_{cs}|^2; \\ \bar{\nu}_\mu + \bar{d} &\rightarrow \mu^+ + \bar{c} \quad (\bar{c} \rightarrow \bar{s}\mu^-\bar{\nu}_\mu) \sim (\bar{u}(x) + \bar{d}(x)) |V_{cd}|^2 - \text{малб;} \\ \bar{\nu}_\mu + \bar{s} &\rightarrow \mu^+ + \bar{c} \sim 2\bar{s}(x) |V_{cs}|^2. \end{aligned}$$

Из линейной комбинации сечений рождения димюонов группой CDHS было получено значение

$$\beta |V_{cd}|^2 = (0,41 \pm 0,07) \cdot 10^{-2}, \quad (58)$$

где β — эффективное полулептонное распадное отношение смеси очарованных частиц (D^0 , D^+ , Λ_c), рожденных при определенных экспериментальных условиях. При этом значение β оказалось равным $(9,3 \pm 1,0)$ %. Таким образом, из (58) имеем

$$|V_{cd}| = 0,21 \pm 0,03.$$

Матричный элемент V_{cs} может быть определен из сечений (57) при условии, если известны распределения $u(x)$ -, $d(x)$ -, $s(x)$ -кварков. Поскольку эти распределения сами представляют важный объект исследования (см. ниже разд. 4), то относительно них можно сделать лишь более или менее надежное предположение (назовем его «консервативным»): $2s/(\bar{u} + \bar{d}) \leq 1$. В этом предположении $|V_{cs}| > 0,59$ (90 % C.L.). Из полулептонного распада D -мезонов: $D \rightarrow \bar{K}e^+\nu_e$ можно определить матричный элемент $|V_{cs}|^2$:

$$\Gamma(D \rightarrow \bar{K}e^+\nu_e) = |F(0)|^2 |V_{cs}|^2 1,54 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}, \quad (59)$$

где $F(0)$ — формфакторная функция D -мезона.

Группы MARK II и MARK III из времени жизни D^+ - и D^0 -мезонов нашли значение

$$|F(0)|^2 |V_{cs}| = 0,51 \pm 0,07. \quad (60)$$

К сожалению, значение $|F(0)|$, вычисленное разными авторами, имеет заметный разброс: $0,6 \leq F(0) \leq 0,76$. Таким образом, если сделать консервативное предположение, что $|F(0)| < 1$, то из данных по распаду D -мезонов получим $|V_{cs}| > 0,66$, а если подставить среднее теоретическое значение $|F(0)|$, то $|V_{cs}| = 0,96 \pm 0,12$.

Определение матричных элементов V_{ub} и V_{cb} связано как с измерением времени жизни B -мезона, так и переходом $b \rightarrow u$. Время жизни B -мезона связано с матричными элементами V_{ub} и V_{cb} формулой [52]

$$|V_{ub}|^2 + 0,48 |V_{cb}|^2 = \frac{BR(B \rightarrow l\nu X)}{\Gamma(B \rightarrow l\nu X)} \frac{1}{\tau_B}. \quad (61)$$

Полулептонный распад $B \rightarrow lvX$ измерялся по распаду $\Upsilon(4s)$ -состояния. Среднее значение $BR(B \rightarrow lvX) = 0,114 \pm 0,005$, а $BR(B \rightarrow \mu\nu X) = 0,113 \pm 0,08$. Переход $b \rightarrow u$ может быть прямо связан с мюонным распадом

$$\frac{\Gamma(B \rightarrow lvX)}{\Gamma(\mu \rightarrow lv\nu)} = \frac{m_b^5}{m_\mu^5}. \tag{62}$$

Значение массы в b -кварке $m_b = (5,00 \pm 0,25)$ ГэВ приводит к заметно большой погрешности в определении матричного элемента

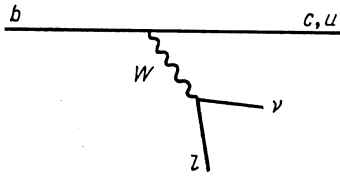


Рис. 18. Схема распадов $b \rightarrow cW$ и $b \rightarrow uW$

$|V_{cb}|$, так как в отношении (62) масса входит в пятой степени. Из условия унитарности $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$ следует ограничение: $|V_{ub}| < 0,01$. Тогда из (61) можно заключить, что $0,034 < |V_{cb}| < 0,051$ и $|V_{cb}| = 0,043 \pm 0,009$. Исследуя распад $b \rightarrow u$, можно получить сведения о значении V_{bu} . На рис. 18 показана схема распада $b \rightarrow u$.

Вследствие разной массы c - и u -кварков предельное значение импульса спектра лептонов l будет разным для разных распадов (переходов): для $b \rightarrow c$ он равен $2,32$ ГэВ/с и для $b \rightarrow u$ — $2,64$ ГэВ/с. К сожалению, отделить один распад от другого непросто и нужны дополнительные теоретические модели, включающие ряд параметров. Новые данные для отношения ширин распадов

$$\frac{\Gamma(b \rightarrow u)}{\Gamma(b \rightarrow c)} f = \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|^2,$$

где $f \leq 1$ ведут к значениям $\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| < 0,20$, а при более слабых ограничениях на f ($f = 0,47$) к значению $\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| < 0,14$ [51] (на уровне 90 % С.Л.).

Матричные элементы V_{td} , V_{tb} и V_{ts} могут быть оценены из условия унитарности матрицы КМ: $|V_{tb}| \geq 0,9982$; $|V_{ts}| \leq 0,060$; $|V_{td}| \leq 0,026$. Таким образом, $|V_{ts}|^* |V_{td}| \leq 0,0016$.

Как следствие этого соотношения вклад t -кварка в распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ сильно подавлен и $BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ ожидается на уровне несколько единиц $\times 10^{-10}$. Если эксперимент даст значение $\sim 10^{-9}$, то это будет сильным аргументом в пользу существования четвертого поколения.

Без комментариев приведем значения углов смешивания:

$$\sin^2 \theta_{12} = 0,2197 \pm 0,0019; \sin^2 \theta_{23} = 0,044 \pm 0,010;$$

$$0,003 < \sin^2 \theta_{13} < 0,008 \text{ (90 \% C.L.)}$$

Взаимодействия нейтрального тока. Одним из главных вопросов анализа соотношения (42) является определение констант $\varepsilon_L(u)$, $\varepsilon_R(u)$, $\varepsilon_L(d)$, $\varepsilon_R(d)$ [см. примечание к формуле (43)]. Такой анализ был выполнен в работах [17, 53] в предположении равенства констант:

$$\varepsilon_{L,R}(u) = \varepsilon_{L,R}(c) = \varepsilon_{L,R}(t); \varepsilon_{L,R}(d) = \varepsilon_{L,R}(s) = \varepsilon_{L,R}(b). \quad (63)$$

В конечном итоге дело сводится к прецизионному определению $\sin^2 \theta_W$, через который выражаются константы (63).

Отношение R_ν [см. (42)] может быть «модельно-независимым» путем записано в виде

$$R_\nu = \sum_i [a_i \varepsilon_L^2(i) + b_i \varepsilon_R^2(i)]$$

и (аналогично для $R_{\bar{\nu}}$).

Измерения отношений сечений нейтрального тока к заряженному на изоскалярных мишенях обеспечивает возможность определения комбинаций $g_L^2 = \varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d)$ и $g_R^2 = \varepsilon_R^2(u) + \varepsilon_R^2(d)$. Чтобы отделить связи u - и d -кварков, необходимы дополнительные данные на неизоскалярных мишенях (таких, как водород). Значительно более сложной является задача извлечения констант связи тяжелых кварков. Группа CERN [54] сделала попытку определить величину $\varepsilon_L^2(s) + \varepsilon_R^2(s)$ из выражения

$$\frac{\varepsilon_L^2(s) + \varepsilon_R^2(s)}{\varepsilon_L^2(d) + \varepsilon_R^2(d)}, \quad (64)$$

исходя из y -распределений событий, полученных в заряженных и нейтральных токах. Для отношения (64) было получено значение $1,39 \pm 0,43$, что согласуется с предсказанием СМ; однако погрешность очень велика.

Для очарованных кварков киральные константы нейтрального тока могут быть получены из спектров масс димюонов разного знака

$$\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ \mu^- X.$$

Выделяя пик при $M_{\mu^+\mu^-} \sim 3,26$ ГэВ, соответствующий рождению J/ψ -частиц и используя при теоретической интерпретации результатов модель фотон-глюонного слияния, коллаборация CDHS получила

$$\sigma(\nu N \rightarrow \nu \psi N) = (4,2 \pm 1,5) \cdot 10^{-41} \text{ см}^2/\text{нуклон} (E_p = 350 \text{ ГэВ})$$

$$\text{и } [\varepsilon_L^2(c) + \varepsilon_R^2(c)] / [\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_R^2(u)] = 2,1 \pm 0,8.$$

Этот результат в пределах погрешности также согласуется с универсальностью кварков с одинаковым зарядом.

Проведенное рассмотрение показывает, что на нейтринных пучках УНК может быть реализована программа прецизионных измерений параметров слабого адронного тока. Во всех только что обсуждавшихся проблемах экспериментальная точность может быть существенно увеличена по сравнению с имеющимися в настоящее время данными и доведена до уровня $\sim 1-3\%$. Это может привести к важным физическим результатам.

Пучки меченых нейтрино позволяют уменьшить систематическую погрешность в определении

$R = \frac{\sigma_{NC}(\nu N)}{\sigma_{CC}(\nu N)}$ до уровня $\leq 0,5\%$ [2], что даст возможность экспериментального определения $\sin^2 \theta_W$ с погрешностью 1 %.

Необходимо, однако, сделать следующее замечание. Как уже отмечалось, теоретический анализ полулептонных процессов существенно осложняется неопределенностями, связанными с КХД-динамикой кварков. При энергиях УНК некоторые из этих неопределенностей (например, вклады высших твистов) становятся малыми. Однако достаточно полный анализ различных КХД-эффектов в области высоких энергий пока отсутствует. Поэтому использование в полной мере потенциальных возможностей νN -экспериментов на УНК в большой степени связано с прогрессом в теоретическом анализе кварковой динамики и возможностями уменьшения теоретических неопределенностей.

Ограничения на изменяющие аромат нейтральные токи. В СМ нейтральный ток сохраняет аромат. До сих пор не наблюдались распады типа $s \rightarrow d Z^0$, $c \rightarrow u Z^0$, $b \rightarrow s (d) Z^0$. Нейтринные процессы позволяют проверить сохранение аромата посредством поиска событий с мюонами «неправильных» знаков. Последние связаны с реакцией $\nu_\mu u \rightarrow \nu_\mu c$ и последующим распадом c -кварка. Группа CDHS приводит данные:

$$\frac{\nu_\mu u \rightarrow \nu_\mu c}{\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X} < 0,026 \text{ (90\% C.L.)}$$

В [55] обсуждаются различные экспериментальные возможности проверки изменяющих аромат нейтральных токов.

Предполагается, что лагранжиан взаимодействия Z -бозонов с нейтрино имеет вид

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{\bar{g}}{4} [f_{ee} \bar{\nu}_e Z \nu_e + f_{\mu\mu} \bar{\nu}_\mu Z \nu_\mu + f_{\tau\tau} \bar{\nu}_\tau Z \nu_\tau + f_{e\mu} (\bar{\nu}_e Z \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu Z \nu_e) + \\ + f_{\mu\tau} (\bar{\nu}_\tau Z \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu Z \nu_\tau) + f_{\tau e} (\bar{\nu}_\tau Z \nu_e + \bar{\nu}_e Z \nu_\tau)].$$

Здесь $Z = Z_\alpha \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$; $\bar{g} = \frac{e}{\sin \theta_W \cdot \cos \theta_W}$, $e^2 = 4\pi\alpha$. Стандартной модели соответствует случай, когда

$$f_{ee} = f_{\mu\mu} = f_{\tau\tau} = 1, f_{e\mu} = f_{\mu\tau} = f_{\tau e} = 0.$$

Сечения процессов упругого рассеяния $\nu_e e$ и $\bar{\nu}_e e$ (случай, представляющий интерес для физической программы на УНК) с учетом лагранжиана взаимодействия \mathcal{L}_{int} имеют вид:

$$\sigma_{\nu_e e} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[\left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^4 \theta_W + (1 - f_{ee}) (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \right];$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right)^2 + \sin^4 \theta_W + \frac{1}{3} (1 - f_{ee}) (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \right],$$

где G_F — константа Ферми [см. определение (15)], а s — квадрат полной энергии в системе центра масс. Отклонение значения $(1 - f_{ee})$ от нуля дало бы указания на различные от нуля изменяющиеся аромат нейтральные токи. В области энергий УНК необходимо учитывать радиационные поправки. Процессы рождения пар $\mu^+ \mu^-$ в кулоновском поле ядра: $\nu_\mu \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ похожи на процесс упругого рассеяния. В них недиагональные токи увеличили бы сечение рождения пар по сравнению с его значением в СМ.

Есть много других теоретических моделей, разрешающих процессы с изменяющимися аромат нейтральными токами: расширенные модели с техницветом, составные модели, модели с большим числом хиггсовских дублетов со смесью ароматов в хиггсовском секторе, модели с тяжелыми нейтральными лептонами и смешиванием в лептонном секторе, суперструнные модели и т. д. Мы не будем рассматривать здесь ни одну из них. Приведем для примера современные экспериментальные ограничения, полученные в эксперименте E-691, на запрещенные стандартной моделью распады D -мезонов [56]:

$$D^0 \rightarrow \mu^+ e < 8 \cdot 10^{-5}; \quad D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ e < 2 \cdot 10^{-4}.$$

Проверка универсальности поколений. СМ предсказывает универсальность электрослабых свойств фундаментальных фермионов, принадлежащих к различным поколениям. Наиболее точное сравнение констант связи заряженного тока e - и μ -лептонов в области низких энергий было получено из распадов $\pi \rightarrow e \nu_e$ и $\pi \rightarrow \mu \nu_\mu$ [57]:

$$g_{e\nu_e} / g_{\mu\nu_\mu} = 0,9939 \pm 0,057.$$

Для нейтральных токов измерения сечения рассеяния $\nu_\mu e$ [58] и асимметрии «вперед — назад» в реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ дают для относительной силы аксиально-векторных связей e и μ следующие значения [17]: $g_{Ag}^e = 0,272 \pm 0,015$ и $g_{Ag}^\mu = 0,232 \pm 0,026$ — в хорошем согласии с предсказанием СМ и универсальностью.

Отношение констант связи лептонов различных поколений можно получить также из измерения полных сечений нейтринных полупле-тонных реакций

$$\frac{g_{e\nu_e}}{g_{\mu\nu_\mu}} = \left[\frac{\sigma_{\nu_e e}}{\sigma_{\nu_\mu e}} \right]^{1/2}.$$

Существующие данные примерно с десятипроцентной точностью подтверждают универсальность как в заряженных, так и в нейтральных токах.

И наконец, в недавнем эксперименте группы UA 1 впервые была проверена универсальность для $\tau\nu_\tau$ -константы взаимодействия (при $Q^2 = M_W^2$). Найдено [58]:

$$g_{\tau\nu_\tau}/g_{e\nu_e} = 1,01 \pm 0,09 \pm 0,05;$$

$$g_{\mu\nu_\mu}/g_{e\nu_e} = 1,05 \pm 0,07 \pm 0,08.$$

Обзор проблемы $\nu_\mu - \nu_e$ -универсальности дан в [19].

В экспериментах на УНК универсальность поколений может быть проверена со значительно более высокой точностью и в новой области энергий. Как подчеркнуто в [2], в пучках меченых ν_e - и ν_μ -нейтрино универсальность может быть проверена прямым образом в заряженном и нейтральных токах, в отличие от традиционного способа, основанного на раздельном измерении полных (или дифференциальных) сечений $\nu_\mu N$ - и $\nu_e N$ -рассеяния. В пучках меченых нейтрино отношения сечений уже не будут иметь ошибок, связанных с абсолютной нормировкой, и отношения сечений $\nu_e N$ - и $\nu_\mu N$ -взаимодействий в заряженном и нейтральных токах могут быть измерены с погрешностью $\sim(0,5 - 1) \%$. При этом для измерения отношения полной вероятности взаимодействия по заряженному и нейтральному токам достаточно просто регистрировать акт взаимодействия нейтрино в детекторе. С другой стороны, хорошее определение энергии нейтрино системой мечения позволит надежно (с систематической погрешностью не более 1 %) разделять вклады заряженного и нейтрального токов. Принципиально важным достоинством системы мечения является также возможность измерения отношения полных (и дифференциальных) сечений процессов $\nu_e N$ - и $\nu_\mu N$ -взаимодействий в каналах нейтрального и нейтрального + заряженного токов, недоступная традиционным методам.

2. СТРУКТУРА НУКЛОНОВ И ПРОВЕРКА КХД

Исследования с пучками лептонов высоких энергий, в том числе нейтринными, сыграли важнейшую роль в изучении структуры нуклонов. В процессах глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах (рис. 19, *a*, *b* и там же — обозначения x , Q^2) могут быть измерены усредненные по спине структурные функции $F_i(x, Q^2)$ [см. ниже формулу (65)], что позволяет проверить целый ряд предсказаний КПМ, таких, как правила сумм Гросса — Ллевеллина-Смита [59] и Адлера [60], соотношения Каллана — Гросса [61], сопоставить x -зависимости структурных функций $F_i(x, Q^2)$, измеренные в электромагнитных процессах и слабых заряженных токах, получить сведения о зарядах кварков, сравнить фундаментальные параметры СМ, полученные из глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах (Λ_{MS}^- , $\sin^2 \theta_W$), с их значениями, найденными из других измерений. Наконец, определение структурных функций $F_i(x, Q^2)$ дает возможность для наиболее прямого исследования распределений

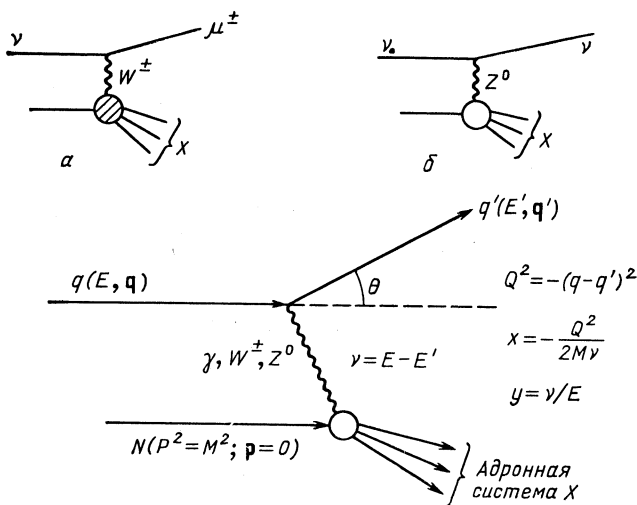
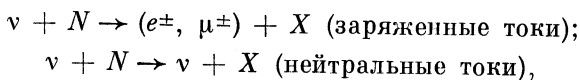


Рис. 19. Диаграммы глубоконеупругого рассеяния лептонов на нуклоне:
 а — заряженный ток; б — нейтральный ток

по импульсам кварков и глюонов внутри нуклонов, а также проверки Q^2 -эволюции, предсказываемой КХД. Последние вопросы требуют весьма тщательных определений структурных функций $F_i(x, Q^2)$ через функции распределения кварков j -го сорта $q_j(x, Q^2)$ и глюонов $G(x, Q^2)$ в высших порядках теории возмущений КХД, особенно когда речь пойдет об определении высших твистовых поправок (ниже мы обсудим этот вопрос подробнее).

Рассмотрим инклюзивные процессы:



где X — произвольное конечное адронное состояние (рис. 19). Пусть q, q' — четырехмерные импульсы начального и конечного лептонов; p, p' — четырехмерные импульсы начального нуклона и конечного адронного состояния X ($p'^2 = M_X^2$, где M_X — инвариантная масса конечного состояния). В лабораторной системе координат $p = M$ (M — масса покоящегося нуклона), $q = (E, \mathbf{q}), q' = (E', \mathbf{q}')$ или (E'_e, \mathbf{q}') , (E'_μ, \mathbf{q}') , $Q^2 = -(q - q')^2 = +4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$, θ — угол рассеяния лептона;

$$v = pQ/M = E - E'; \quad x = Q^2/(2Mv); \quad y = v/E = (E - E')/E.$$

Для заряженных токов инклюзивное сечение рассеяния нейтрино (антинейтрино) на протоне (или нейтроне) в бёркенковском пределе ($Q^2/v \rightarrow \text{const}$, $Q^2 \rightarrow \infty$, $v \rightarrow \infty$) в переменных x и y записывается

В виде

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N; \bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G^2ME}{\pi} \left[\left(1 - y - xy \frac{M}{2E} \right) F_2^{(\nu, \bar{\nu})}(x) + \right. \\ \left. + \frac{y^2}{2} 2xF_1^{(\nu, \bar{\nu})}(x) \pm \left(y - \frac{y^2}{2} \right) xF_3^{(\nu, \bar{\nu})}(x) \right], \quad (65)$$

где знаки \pm перед последним членом и соответствуют процессам рассеяния нейтрино или антинейтрино и F_{ip}^{ν} — структурные функции процесса $\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + X$:

$$F_{ip}^{\bar{\nu}} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + X;$$

$$F_{in}^{\nu} \rightarrow \nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + X;$$

$$F_{in}^{\bar{\nu}} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + n \rightarrow \mu^{+} + X.$$

В предположении зарядовой симметрии

$$F_{ip}^{\nu} = F_{in}^{\bar{\nu}}; \quad F_{in}^{\nu} = F_{ip}^{\bar{\nu}}. \quad (66)$$

Для изоскалярных мишеней (ядра с равным числом протонов и нейтронов) формула (65) сохраняется, если заменить F_i^{\pm} на F_i , где для рассеяния нейтрино

$$F_i(x) = \frac{1}{2} [F_{ip}^{\nu} + F_{in}^{\nu}];$$

для рассеяния антинейтрино

$$F_i(x) = \frac{1}{2} [F_{ip}^{\bar{\nu}} + F_{in}^{\bar{\nu}}].$$

Выражение (65) принимает более простую форму в предположении справедливости соотношения Каллана — Гросса

$$2xF_1(x) = F_2(x). \quad (67)$$

В этом случае (и при условии $E_{\nu} \gg M$):

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N; \bar{\nu} N}}{dx dy} = \frac{G^2ME}{\pi} \left\{ \frac{1}{2} [(1-y)^2 + 1] F_2(x) \pm \right. \\ \left. \pm \frac{1}{2} [1 - (1-y)^2] xF_3(x) \right\}. \quad (68)$$

Таким образом, для изоскалярных мишеней [см. (66)] имеем:

$$F_2(x) [1 + (1-y)^2] \frac{G^2ME}{\pi} = \frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} + \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy}; \quad (69)$$

$$xF_3(x) [1 - (1-y)^2] \frac{G^2ME}{\pi} = \frac{d^2\sigma^{\nu}}{dx dy} - \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy}; \quad (70)$$

т. е. структурные функции выражаются через сумму и разность сечений нейтрино и антинейтрино.

Если ввести обозначения *:

$$\begin{aligned} q(x) &= u(x) + d(x) + s(x) + c(x); \\ \bar{q}(x) &= \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x), \end{aligned} \quad (71)$$

где $u(x), \bar{u}(x), d(x) \dots$ — распределения $u, \bar{u}, d \dots$ кварков по импульсу внутри нуклона, то для протона:

$$\begin{aligned} F_{2p}^v(x) &= 2x [d(x) + s(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x)]; \\ F_{3p}^v(x) &= 2 [d(x) + s(x) - \bar{u}(x) - \bar{c}(x)]; \\ F_{2p}^{\bar{v}}(x) &= 2x [u(x) + c(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)]; \\ F_{3p}^{\bar{v}}(x) &= 2 [u(x) + c(x) - \bar{d}(x) - \bar{s}(x)]. \end{aligned}$$

Для нейтрона соответствующие функции получаются из протонных заменой $u \rightleftharpoons d$; $\bar{u} \rightleftharpoons \bar{d}$ (условие изотопической инвариантности). Отметим, что $q(x) - \bar{q}(x) = q_v(x)$, где $q_v(x)$ — распределение всех валентных кварков (для протона $q_v = 2u + d$; для нейтрона $q_v = 2d + u$).

Изоскалярные структурные функции $F_i(x)$ выражаются через кварковые распределения следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} F_2^v(x) &= x [q(x) + \bar{q}(x)] + x [s(x) - \bar{s}(x)] - x [c(x) - \bar{c}(x)]; \\ F_2^{\bar{v}}(x) &= x [q(x) + \bar{q}(x)] - x [s(x) - \bar{s}(x)] + x [c(x) - \bar{c}(x)]; \\ F_3^v(x) &= q(x) - \bar{q}(x) + [s(x) + \bar{s}(x) - [c(x) + \bar{c}(x)]]; \\ F_3^{\bar{v}}(x) &= q(x) - \bar{q}(x) - [s(x) + \bar{s}(x)] + [c(x) + \bar{c}(x)]. \end{aligned} \right\} \quad (72)$$

Если предположить, что распределение кварков моря симметрично [т. е. $s(x) = \bar{s}(x)$; $c(x) = \bar{c}(x) \dots$], то два последних члена в $F_{2,3}^{v,\bar{v}}(x)$ можно отбросить, а $F_{3,3}^{v,\bar{v}}(x)$ записать в виде $F_{3,3}^{v,\bar{v}}(x) = q(x) - \bar{q}(x) \pm 2 [s(x) - c(x)]$. Последним членом в квадратных скобках часто пренебрегают.

Подставив соотношения (67), (72) в (65), получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{vN}}{dx dy} &= \sigma_0 x [q(x) + s(x) - c(x) + (1-y)^2 (\bar{q}(x) - \bar{s}(x) + \bar{c}(x))]; \\ \frac{d^2 \sigma^{\bar{v}N}}{dx dy} &= \sigma_0 x [\bar{q}(x) + \bar{s}(x) - \bar{c}(x) + (1-y)^2 (q(x) - s(x) + c(x))]; \\ \sigma_0 &= G^2 ME / \pi. \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

* Вкладом тяжелых b, t -кварков здесь пренебрегаем.

Если (73) проинтегрировать по x (от 0 до 1), то получим:

$$\frac{d\sigma^{yN}}{dy} = \sigma_0 [Q + S - C + (1-y)^2 (\bar{Q} - \bar{S} + \bar{C})]; \quad (74)$$

$$\frac{d\sigma^{\bar{y}N}}{dy} = \sigma_0 [\bar{Q} + \bar{S} - \bar{C} + (1-y)^2 (Q - S + C)], \quad (75)$$

где введены обозначения:

$$Q = \int_0^1 xq(x) dx \text{ и т. д.}$$

Как следует из определения, величины Q , \bar{Q} , S , \bar{S} , C , \bar{C} есть доли импульса нуклона, приходящиеся на кварки соответствующего аромата.

Интегрируя (74) и (75) по y , получаем:

$$\sigma^{yN} = \sigma_0 \left[Q + S - C + \frac{1}{3} (\bar{Q} - \bar{S} + \bar{C}) \right]; \quad (74a)$$

$$\sigma^{\bar{y}N} = \sigma_0 \left[\bar{Q} + \bar{S} - \bar{C} + \frac{1}{3} (Q - S + C) \right]. \quad (75a)$$

В КХД все вышеприведенные формулы КПМ имеют тот же вид в лидирующем порядке теории возмущений. Однако во все кварковые распределения и структурные функции КПМ нужно ввести зависимость от Q^2 [т. е. следует писать $F_i(x, Q^2)$, $\bar{q}(x, Q^2)$, $c(x, Q^2)$ и т. д. вместо $F_i(x)$, $\bar{q}(x)$, $c(x)$ и т. д.]. В рамках КХД Q^2 -зависимость кварковых распределений задается уравнениями Алтарелли — Пари́зи — Липатова [62] [см. ниже формулы (112)]. Отметим лишь некоторые следствия КХД. Так, среднее значение доли импульса $\langle q_v(x, Q^2) \rangle$, приходящегося на все валентные кварки и среднее значение импульса валентного кварка определенного сорта $\langle x_v \rangle$, уменьшаются с увеличением Q^2 :

$$\langle q_v(x, Q^2) \rangle = \langle q_v(Q_0^2) \rangle \exp \left[-\frac{64}{3(33-2f)} \left(\frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right) \right];$$

$$\langle x_v(x, Q^2) \rangle = \langle x_v(Q_0^2) \rangle \exp \left[-\frac{12}{(33-2f)} \left(\frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right) \right]. \quad (76)$$

Расчеты, проведенные в рамках КХД, дают следующие асимптотические соотношения:

$$\langle q(Q^2) \rangle \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{3f}{16+3f}; \quad (77)$$

$$\langle G(Q^2) \rangle \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{16}{16+3f}. \quad (78)$$

Так как $\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} \langle q_v(Q^2) \rangle \rightarrow 0$, то $\langle q(Q^2) \rangle \rightarrow \langle O(q^2) \rangle$, где $O(Q^2)$ — вклад всех остальных кварков моря. В частности, для $f = 4$ $\langle q(\infty) \rangle \rightarrow 43\%$, а $G(\infty) \rightarrow 57\%$. Доля импульса, приходящаяся на кварки

моря и глюоны, возрастает с увеличением Q^2 , поскольку они примут на себя долю импульса, потерянную валентными кварками.

Переход части импульса от валентных кварков к морю и глюонам с ростом Q^2 ведет к тому, что средние значения $\langle x \rangle$ для кварков моря и глюонов будут смещаться в сторону меньших значений, т. е. они должны становиться более мягкими. Это поведение, естественно, должно отразиться на Q^2 -поведении структурных функций глубоко-неупругого рассеяния.

Как мы уже отмечали выше, учет поправок по константе сильного взаимодействия $\alpha_S(Q^2)$ к главному логарифмическому приближению вносит неоднозначность в способ определения функций распределения кварков и глюонов внутри нуклона [63, 64]. Уже во втором приближении по эффективной константе связи $\alpha_S(Q^2)$ нарушаются соотношения кварк-партоновой модели для структурных функций ГНР (72). Это обстоятельство затрудняет партоновую интерпретацию соответствующих формул КХД и приводит к упомянутой неоднозначности. Рассматриваемую неоднозначность важно иметь в виду при анализе процессов глубоко-неупругого рассеяния с учетом высших порядков теории возмущений.

В частности, соотношение (67), справедливое в приближении КПМ (при $Q^2 \rightarrow \infty$), в области реально измеряемых Q^2 , оказывается лишь приближенным:

$$2xF_1(x) \approx F_2(x). \quad (79)$$

Разность

$$F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) = F_L(x, Q^2) \quad (79a)$$

называют продольной функцией. Она отражает наличие в структуре нуклона компонент со спином $\neq 1/2$ (например, наличие дикварков, скалярных компонент и т. п.). В области тэвных энергий проверка соотношения (79) представляет определенный интерес.

Существующие в настоящее время лептонные пучки дали возможность измерить $F_2(x, Q^2)$ в eN -, μN - и νN -взаимодействиях и $xF_3(x, Q^2)$ в νN -взаимодействиях вплоть до $Q^2 \simeq 280$ (ГэВ/с)². Изучалось поведение структурных функций $F_i(x, Q^2)$ в зависимости от x и Q^2 , исследовались проблемы нарушения скейлинга и эволюция структурных функций по Q^2 , определялись приближенные кварк-глюонные распределения в нуклонах и ядрах.

Нейтринные пучки на УНК позволят значительно расширить и углубить исследования процессов глубоко-неупругого рассеяния на нуклонах и ядрах. Это обеспечивается и большей статистикой событий, и более широкой областью изменений переменных x и Q^2 , доступной для экспериментов. Расширяя границы по Q^2 примерно на порядок, можно надеяться, например, с высокой точностью отделить логарифмическую зависимость по Q^2 в структурных функциях $F_i(x, Q^2)$ от степенной зависимости по Q^2 , т. е. выделить твистовые поправки. Как уже отмечалось во введении, уникальность возмож-

ностей, представляемых УНК, состоит в том, что в течение достаточно длительного времени нейтринные пучки УНК будут обладать наибольшими энергиями и интенсивностями. Известно, что на ускорителе SSC не запланировано создание нейтринных пучков. Однако если даже это будет сделано, то, как показывают предварительные проработки [65], разрешение по энергии, необходимое для исследования структурных функций, вряд ли будет там достигнуто.

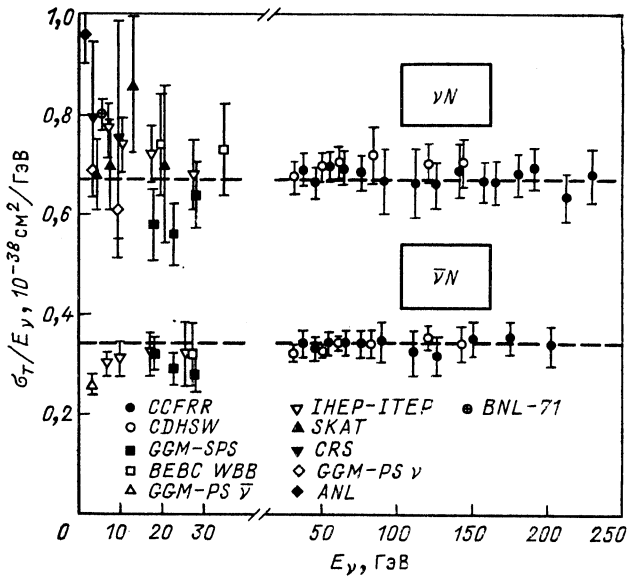
Особый интерес вызывают исследования функций распределения тяжелых b , t -кварков. Их влияние на анализ процесса глубоконеупругого рассеяния становится заметным начиная со значений $Q^2 \sim \sim 2m_{b,t}^2$. При энергиях УНК имеется возможность проследить за процессом включения вкладов тяжелых кварков в структурные функции $F_i(x, Q^2)$ [66]. Выделение этих вкладов и определение границ их включения по Q^2 , в свою очередь, важно в связи с определением фундаментального параметра КХД — $\Lambda_{\overline{MS}}$. Как известно, при теоретическом анализе глубоконеупругого рассеяния обычно считают, что при числе кварков $f = 3$ (u, d, s) наиболее достоверной для определения $\Lambda_{\overline{MS}}$ является область $Q^2 < M_c^2$, при $f = 4$ — область $M_c^2 < Q^2 < M_b^2$ и т. д. (для определения f иногда пользуются формулой Джорджа — Политцера [67])

$$f(Q^2) = \sum_f \left[1 - \frac{sM_f^2}{Q^2} \right]^{-1},$$

где M_f — порог рождения f -й пары кварков). В работах [68] был установлен количественный закон изменения параметра $\Lambda_{\overline{MS}}$ при переходе от трехкварковой области Q^2 к шестикварковой. При решении дифференциального ренормгруппового уравнения в двухпетлевом приближении для инвариантного заряда $\alpha_s(Q^2)$ с учетом конечных масс частиц было найдено явное выражение для зависимости $\Lambda_{\overline{MS}}$ от Q^2 .

Приведенные выше соображения стимулируют интерес к изучению структуры нуклонов в нейтринных пучках на УНК. Все перечисленные явления в комплексе входят в теоретический КХД-анализ процессов глубоконеупругого рассеяния, и при энергиях УНК нельзя пренебрегать ни одним из указанных явлений, не искажая КХД-картины явления.

Полные сечения νN -взаимодействия. Простейшей демонстрацией точечноподобной природы нуклонных конститuentов является линейный энергетический рост полного сечения νN -взаимодействия. Такая зависимость, являющаяся отражением роста фазового пространства для s -волнового рассеяния точечных частиц, должна иметь место при относительно малых E_ν : $E_\nu \ll M_W^2/2M$. В исследованной до настоящего времени области энергий $E_\nu \lesssim 250$ ГэВ влияние массы W -бозона несущественно и линейный рост сечения рассеяния нейтрино подтверждается экспериментальными данными (рис. 20 [69]). Для изоскалярных мишеней (измерения проведены за период с 1979


 Рис. 20. Полное сечение νN и $\bar{\nu} N$ -взаимодействия

по 1986 г.) среднее значение $\sigma/E_\nu \approx 0,67 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}$ для νN -рассеяния и приблизительно $0,34 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{ГэВ}$ для $\bar{\nu} N$ -рассеяния.

Эксперименты на УНК позволят почти на порядок расширить доступную для измерений полных сечений область энергий и существенно повысить их точность. Знание полных сечений даст возможность измерить долю импульса нуклона (или ядра), переносимого различного сорта кварками и глюонами [см. (74а) и (75а)], и провести сравнение со структурными функциями, полученными в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию электронов и мюонов.

Окажется возможным проверить некоторые эффекты, предсказываемые КПМ и СМ с учетом КХД-поправок [70]. Например, при низких энергиях влияние M_W несущественно, кварковые распределения не зависят от Q^2 и $\sigma_{\nu N} \sim E_\nu$. До энергий $E \approx 100 \text{ ГэВ}$ известным проявлением КХД-эволюции партонных распределений является уменьшение валентной компоненты [см. формулу (76)] и, следовательно, уменьшение сечения. При более высоких энергиях пропагатор W -бозона ограничивает передачу $Q^2 = 2M_W xy$ значениями $\leq M_W^2$ и таким образом ограничивает эффективный интервал по $x \leq \frac{M_W^2}{2M_N E_\nu}$, что также приводит к уменьшению сечения по сравнению с предсказанием КПМ. Однако, как мы отмечали выше, с увеличением Q^2 происходит сдвиг распределения кварков в нуклонах

в области малых x в сторону увеличения числа мягких кварков, что ведет к росту сечения. Суммарное действие этих эффектов было вычислено в ряде работ и показано на рис. 21, на котором указаны также вклады основных компонент. Видно, что при изменении E_ν от 10 до 1000 ГэВ отношение $\sigma_{\nu N}/E$ меняется на 15–20 %, что может быть обнаружено в экспериментах на УНК. Следует также подчеркнуть, что стандартные методы измерения сечения сталкиваются с рядом серьезных проблем, связанных с немонахроматичностью пучков и мониторингом потоков нейтрино. Эти трудности могут

быть преодолены в пучках меченых нейтрино.

Структурные функции протона и нейтрона. Измеряя дважды дифференциальные сечения (68) для нейтрино и антинейтрино, можно из формул (69) и (70) извлечь сведения о функциях $F_2(x, Q^2)$ и $F_3(x, Q^2)$.

Соотношения (69) и (70) могут быть проинтегрированы по y , и тогда они приобретают более простую форму:

$$\frac{4}{3} \sigma_0 F_2(x, Q^2) = \frac{d\sigma^{\nu}}{dx} + \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dx}; \quad (69a)$$

$$\frac{2}{3} \sigma_0 x F_3(x, Q^2) = \frac{d\sigma^{\nu}}{dx} - \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dx}.$$

(70a)

Эти соотношения также могут быть использованы для анализа экспериментальных данных. Заме-

тим, что формулы (69), (70) и (69a), (70a) получены в предположении справедливости соотношения Каллана — Гросса (67), которое само нуждается в проверке [см. (79)]. КХД не предсказывает x -зависимости структурных функций $F_i(x, Q^2)$ и ее необходимо максимально точно извлечь из экспериментальных данных.

С использованием различных комбинаций соотношений (72) и (73) и разумных приближений (малость вкладов странных, очарованных кварков и т. д.) из экспериментальных данных по νN - и μN -рассеянию были извлечены некоторые распределения.

На рис. 22 [71] приведены распределения $xu_v(x)$, $xd_v(x)$, $x\bar{q}(x)$.

В литературе широкое распространение получили простые выражения для распределения кварков и глюонов по x , в основе которых лежат соображения о поведении рэджевских амплитуд процессов глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах в области ма-

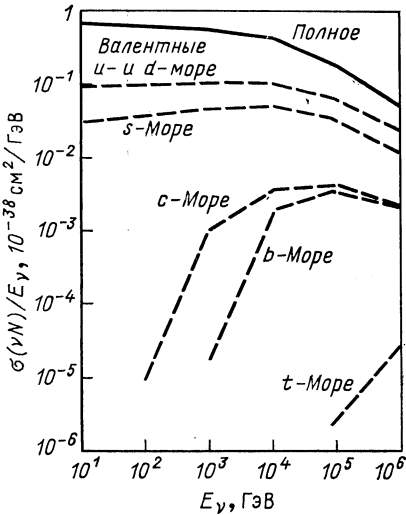


Рис. 21. Ожидаемое поведение $\sigma_{\nu N}$ при больших энергиях. Показаны вклады различных кварков

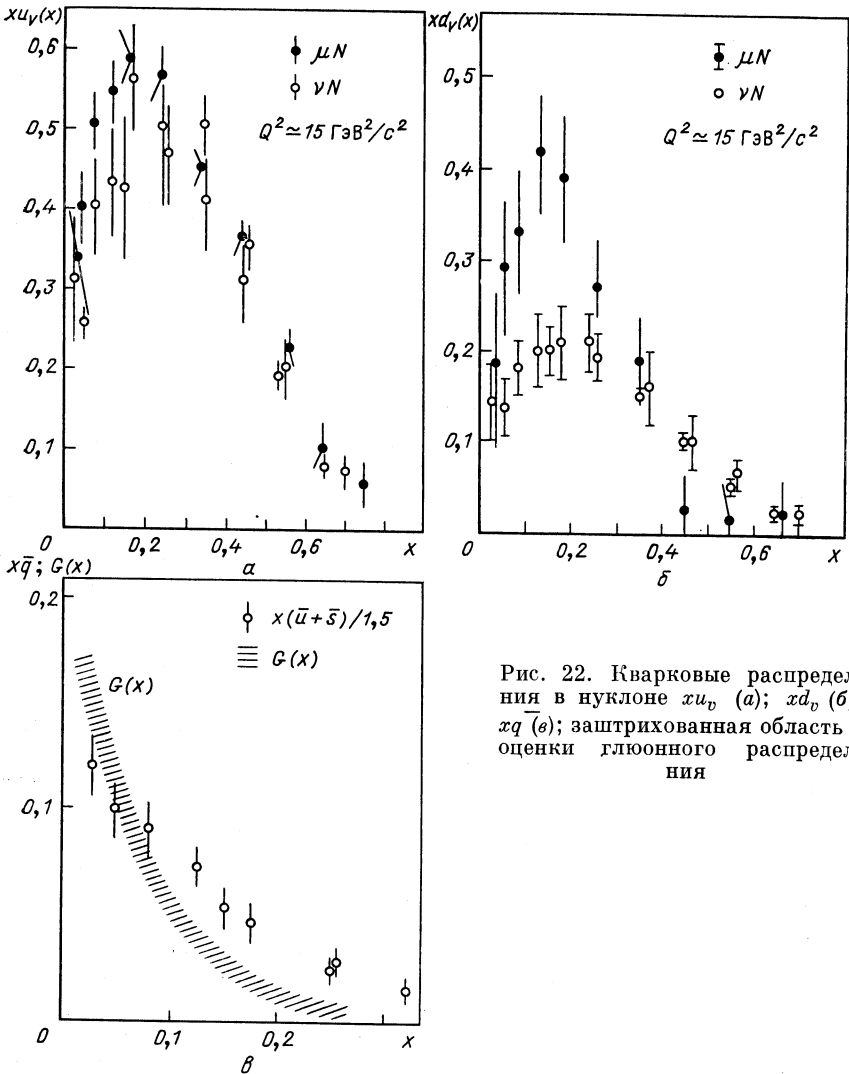


Рис. 22. Кварковые распределения в нуклоне $x u_v$ (а); $x d_v$ (б) и $x \bar{q}$ (в); заштрихованная область — оценки глюонного распределения

ных x ($x \rightarrow 0$) и правилах кваркового счета в области $x \rightarrow 1$:

$$\left. \begin{aligned} q(x) &\sim C_1 x^{C_2} (1-x)^{C_3} && \text{для кварков;} \\ G(x) &\sim A (1-x)^m && \text{для глюонов;} \end{aligned} \right\} \quad (80)$$

где C_1, C_2, C_3, A, m — произвольные параметры, значения которых определяются из сравнения теоретически рассчитанных функций $F_i(x, Q^2)$ с экспериментально измеренными. Для различных ароматов кварков коэффициенты C_i , в принципе, должны быть разными. Такая

устоявшаяся, но несколько устаревшая параметризация имеет ряд недостатков. Во-первых, она ведет к большому числу свободных параметров (≥ 10). Во-вторых, выбор функций распределения (70) может привести к необоснованному с точки зрения КХД значению фундаментального параметра $\Lambda_{\overline{MS}}$. Хорошо известно, что структурные функции $F_i(x, Q^2)$ делятся на несинглетную $F_i^{NS}(x, Q^2)$ и синглетную $F_i^S(x, Q^2)$ части (см. разд. 3), которые по-разному эволюционируют с изменением Q^2 . Начальные функции для КХД-эволюции этих частей по Q^2 выбирают, естественно, в том же виде (80) [72]:

$$\left. \begin{aligned} F_i^{NS}(x, Q^2) &= C_1 x^{C_2} (1-x)^{C_3}; \\ F_i^S(x, Q^2) &= C_4 x^{C_5} (1-x)^{C_6}; \end{aligned} \right\} \quad (81)$$

где $Q_0^2 \approx 5$ (ГэВ/с)² — точка отсчета, с которой начинается эволюция, а C_i — параметры подгонки. Однако поведение высших моментов функций типа (81) [определение см. (105) и (103)] по Q^2 существенно отличается от предсказываемого КХД. Лишь первые моменты от функций F_i^S и F_i^{NS} в пределах заданной точности могут удовлетворять требованиям КХД. При этом интервал применимости КХД по Q^2 существенно уменьшается (он ограничивается теми значениями Q^2 , начиная с которых в высших моментах наступают отклонения от КХД-эволюции). Чтобы улучшить согласие с КХД, оказывается необходимым ввести зависимость коэффициентов C_i от Q^2 , а это ведет к дальнейшему увеличению параметров подгонки [53]. Но в этом случае для лучшего согласия с экспериментальными данными в области малых Q^2 авторы вынуждены были отказаться от требования КХД-эволюции по Q^2 для функции распределения валентных кварков.

В-третьих, хорошо известно, что параметр C_2 в формулах (81), который из соображений рэджевского асимптотического поведения амплитуд ГНР должен равняться 1/2, из анализа экспериментальных данных получается равным 0,6—0,8. В частности, в только что цитированной работе [53] параметр C_2 является функцией Q^2 и не имеет постоянного значения. В-четвертых, в глюонной функции распределения (80) выбор значений $m = 3, 4, 5, 6, 7, 8$ практически не влияет на степень достоверности обработки. В-пятых, большое число свободных параметров ведет к большому расходованию времени на ЭВМ при обработке экспериментальных данных.

Таков перечень основных недостатков распределений типа (80), (81).

Из КХД известно, что функции $F_i(x, Q^2)$ имеют не только логарифмическое поведение по Q^2 (приближение главных логарифмов), но и степенное (твистовые поправки):

$$F_i(x, Q^2) = F_i^{\tau=2}(x, Q^2) + \sum_{\tau > 2} \left(\frac{\hbar}{Q^2} \right)^{\tau-2} F_i^{\tau}(x, Q^2). \quad (82)$$

В формуле (82) τ обозначает значение твиста, член $F_i^{\tau=2}(x, Q^2)$ содержит только логарифмическую зависимость по Q^2 , а в $\sum_{\tau > 2}$ входят члены, содержащие степенную зависимость ($\sim 1/Q^{2n}$, n — целое число), называемые твистовыми поправками. Из (82) можно ожидать, что с ростом Q^2 вклад твистовых членов должен уменьшаться.

Кроме отмеченных недостатков при выборе функций распределений в форме (80) [или структурных функций в форме (81)] теоретический анализ процессов ГНР нейтрино на ядрах и нуклонах проводят в предположении, что вклады твистовых членов пренебрежимо малы и что вкладом синглетной части $F_i^S(x, Q^2)$ также можно пренебречь (она, как правило, $\leq 20\%$). Так, например, в недавно опубликованном анализе [17] содержатся те же предположения и относительно выбора формы функций распределений в виде (80), и относительно малости вклада твистовых поправок, и относительно того, что только первые два момента структурных функций правильно эволюционируют по Q^2 (выше мы уже отмечали недостаточность этого условия).

В настоящее время можно с уверенностью говорить, что при определении параметра $\Lambda_{\overline{MS}}$ из процессов глубокоэластического рассеяния лептонов на нуклонах и ядрах теоретический анализ экспериментальных данных необходимо проводить с учетом всех вкладов (больших и малых) и тщательным обоснованием выбора формы зависимости структурных функций от переменной x . В работе [66] был проведен количественный анализ влияния на значения фундаментального параметра КХД — $\Lambda_{\overline{MS}}$, извлекаемого из анализа глубокоэластического рассеяния лептонов на нуклонах:

а) выбора формы структурных функций $F_i(x, Q^2)$, а следовательно, и кварковых и глюонных распределений;

б) требования, чтобы моменты структурных функций $F_i(x, Q^2)$, не только нескольких первых, но и высшие, удовлетворяли эволюционным уравнениям КХД [это расширяет интервал применимости функций $F_i(x, Q^2)$ по Q^2];

в) учета синглетной части $F_i^S(x, Q^2)$;

г) учета твистовых поправок;

д) учета следующего за логарифмическим члена по константе связи $\alpha_S(Q^2)$ в эволюционных уравнениях КХД. Было показано, что учет всех перечисленных факторов может менять значение $\Lambda_{\overline{MS}}$ не менее чем вдвое.

В ряде работ [73] теоретиками Дубны были предложены и обоснованы другие модельные функции распределения кварков и глюонов по импульсам, удовлетворяющие требованиям КХД с высокой точностью. Они содержат значительно меньшее число произвольных параметров (в цитированных выше работах [66, 73] использовалось только четыре) и обеспечивают: а) согласие со всеми требованиями КХД; б) рэджевское поведение структурных функций в точке $x = 0$

и обращение в нуль при $x = 1$; в) хорошее статистическое описание всей совокупности экспериментальных данных по ГНР лептонов на нуклонах и ядрах (при малом числе параметров); г) большой выигрыш времени на ЭВМ при обработке экспериментальных данных.

Более детальное обсуждение проблем КХД-анализа процессов глубокоэластичного рассеяния можно найти в работах [66, 73].

Таким образом, определение структурных функций $F_i(x, Q^2)$ и поиск распределений кварков и глюонов по импульсам внутри нуклонов, адекватных требованиям КХД, следует отнести к важным и до конца не решенным задачам, которые могут быть решены на новом уровне статистической обеспеченности и точности в нейтринных исследованиях на УНК.

До сих пор нет понимания причин и механизмов нарушения изотопической симметрии функций распределения легких кварков. Речь идет о различном поведении функций распределения u - и d -кварков в протоне. На рис. 23 показано отношение $d_v(x)/u_v(x)$. При $x \approx 0$ оно согласуется с ожидаемым в рамках наивной КПМ поведением. Однако при $x \rightarrow 1$ оно значительно меньше предсказаний КПМ. При $x \rightarrow 1$ КХД предсказывает отношение $d_v(x)/u_v(x) \approx 0,2$ [74], тогда как соображения, основанные на нарушенной

$SU(6)$ -симметрии, приводят к значениям $d_v(x)/u_v(x) = 0$ [75]. Продвижение в область $x \rightarrow 1$ позволит проверить эти теоретические предсказания.

Уточнение данных по структурным функциям позволит с большей точностью проверить правила сумм Адлера:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{3\pi}{2G^2 M_N E_\nu} \left(\int_{x_{\min}}^1 \frac{d\sigma(\bar{\nu}p)}{dx} \frac{dx}{x} - \int_{x_{\min}}^1 \frac{d\sigma(\nu p)}{dx} \frac{dx}{x} \right) = \\ & = \frac{1}{2} (2 + 3R) (U_v - D_v) + 2(\bar{D} - \bar{U}); \\ & \frac{\pi}{2G^2 M_N E_\nu} \left(\int_{x_{\min}}^1 \frac{d\sigma(\bar{\nu}n)}{dx} \frac{dx}{x} - \int_{x_{\min}}^1 \frac{d\sigma(\nu n)}{dx} \frac{dx}{x} \right) = \\ & = \frac{1}{2} (2 + R) (U_v - D_v) - \frac{2}{3} (\bar{D} - \bar{U}). \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

Здесь U_v, D_v — число соответствующих кварков. В интегралах (82) подразумевается предел $x_{\min} \rightarrow 0$. Вычисляя левые части этих соотношений из имеющихся данных по νp -, $\bar{\nu} p$ -, νn -, $\bar{\nu} n$ -рассеянию и по-

лагая $R = 0$, можно найти [76]:

$$U_v - D_v = 1,01 \pm 0,08 \pm 0,08;$$

$$\bar{D} - U = 0,05 \pm 0,05 + 0,11.$$

Представляет интерес также проверка правил сумм Гросса — Ллелллина-Смита

$$\int_0^1 F_3(\nu N) dx = \int_0^1 \Sigma q_v(x) dx \left(1 - \frac{\alpha_S}{\pi}\right), \quad (84)$$

полученного в предположении симметрии моря. Учет КХД-поправки улучшает согласие с ожидаемым значением числа валентных кварков (равным трем) в нуклоне [77].

Представляется важным исследовать влияние порогов возбуждения тяжелых кварков и их различие в νN - и $\bar{\nu} N$ -реакциях. В работе [78] функции распределения тяжелых кварков были получены с помощью решения эволюционных уравнений КХД с учетом кварковых масс. Начальные условия эволюционных уравнений (т. е. кварковые и глюонные функции распределения при некоторых значениях Q_0^2) выбираются при достаточно малых Q_0^2 , что позволяет в задании начальных условий ограничиться распределениями легких (валентных) кварков и глюонов. На основании численного решения эволюционных уравнений получены функции распределения тяжелых c -, b -, t -кварков, обладающие правильным пороговым поведением: в области $Q^2 \ll m_q^2$ (m_q — масса соответствующего кварка) распределение подавлено, при $Q^2 \sim 2m_q^2$ оно эффективно включается. Рассмотрена x -зависимость функций распределения. Показано, что для тяжелых кварков широко используемая параметризация вида $x^\alpha (1-x)^\beta$ [см. формулу (80)] может приводить к заметным (10 — 15 %) отклонениям от правильных значений. Более того, расчеты показывают, что распределения кварков моря (в том числе c -, b -, t -кварков) сразу возникают в виде, непредставимом в форме (80). На рис. 24 [78] показана зависимость от Q^2 долей импульса кварковых и глюонного распределений [т. е. вторые моменты от функций распределений $\langle q(x) \rangle_2$ и

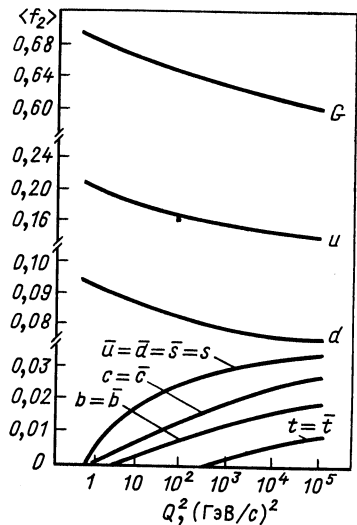


Рис. 24. Зависимость доли импульса глюонного и кварковых распределений $\langle f_2 \rangle$ от Q^2

$\langle G(x) \rangle_2$]. Наглядно демонстрируется уменьшение вклада глюонов и u -, d -кварков и рост вкладов c -, b -, t -кварков с увеличением Q^2 .

В целом нейтринные исследования на УНК, в сочетании с результатами экспериментов по eN - и μN -рассеянию, позволят получить более полную и точную информацию об «ароматном» составе нуклона.

Сравнение структурных функций, получаемых из нейтринных и мюонных экспериментов. Представляет интерес сравнение структурных функций, получаемых из νN -, eN - и μN -глубокоэластического рассеяния. В отличие от νN -, сечения eN -, μN -рассеяния не содержат вклада от структурной функции $F_3(x, Q^2)$, а связь структурных функций с кварковыми распределениями включает квадрат заряда кварков:

$$\left. \begin{aligned} (F_2^{\text{ЭМ}}(x))_p &= x \left[\frac{4}{9} (u + \bar{u}) + \frac{1}{9} (d + \bar{d}) + \right. \\ &+ \left. \frac{4}{9} (c + \bar{c}) + \frac{1}{9} (s + \bar{s}) + \frac{4}{9} (t + \bar{t}) + \frac{1}{9} (b + \bar{b}) \right]; \\ (F_2^{\text{ЭМ}}(x))_n &= x \left[\frac{4}{9} (d + \bar{d}) + \frac{1}{9} (u + \bar{u}) + \right. \\ &+ \left. \frac{4}{9} (c + \bar{c}) + \frac{1}{9} (s + \bar{s}) + \frac{4}{9} (t + \bar{t}) + \frac{1}{9} (b + \bar{b}) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

(При переходе от протона к нейтрону ЭМ производится замена $d \rightleftharpoons u$.) Для изоскалярных мишеней $F_2^{\text{ЭМ}} = (F_{2p}^{\text{ЭМ}} + F_{2n}^{\text{ЭМ}})/2$, откуда следует

$$\begin{aligned} F_2^{\text{ЭМ}}(x) &= \frac{5}{18} x [q(x) + \bar{q}(x)] + \frac{1}{6} x [c + \bar{c}] + \\ &+ \frac{1}{6} x [t + \bar{t}] - \frac{1}{6} x [b + \bar{b}], \end{aligned} \quad (86)$$

где $q = u + d + s + c + t + b$; $\bar{q} = \bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + \bar{c} + \bar{t} + \bar{b}$.

В распределениях (72) и (86) все члены, кроме первого, обычно отбрасываются как малые. Дискриминация между кварковыми ароматами в глубокоэластическом рассеянии μN не столь прямая, как это имеет место в νN -рассеянии. При извлечении $u_v(x)$ и $d_v(x)$ из структурных функций $(F_2^{\text{ЭМ}}(x))_{p,n}$, найденных в μN -рассеянии, приходится делать ряд предположений. Так, в [71] полагают: $s/d = 0,5$; $q_s(x) = \bar{q}_s(x)$, а $\bar{c}(x)$ берется из других экспериментов. Кроме того, используются дополнительные ограничения, накладываемые правилами сумм Адлера и Гросса — Ллевеллина-Смита. Сравнение кварковых распределений, найденных из νN - и μN -рассеяний, показано на рис. 22. В то время как xq и xu_v находятся в разумном согласии, распределения $x\bar{d}_v$ из μ - и ν -экспериментов заметно различаются. Возможная причина расхождения — систематические погрешности. Эксперименты на УНК, в которых может быть обеспечена высокая точность, могут прояснить этот вопрос.

Сопоставление структурных функций, найденных из νN - и μN -глубоконеупругого рассеяния, позволяет определить заряды кварков. Для изоскалярной мишени в КПМ [отбрасывая в (86) вклад b - и t -кварков] получим:

$$\frac{F_2^{\text{ЭМ}}(\mu N)}{F_2(\nu N)} = \frac{5}{18} (1 + \delta), \quad (87)$$

где

$$\delta = \frac{3}{5} \frac{(c + \bar{c}) - (s + \bar{s})}{F_2(\nu N)}$$

[см. формулы (72) и (86)]. Число $5/18$ возникает от зарядов кварков для $SU(4)$ -ароматно-симметричного нуклона.

Сравнение предсказаний КПМ с экспериментальными данными показано на рис. 25. Данные не показывают существенной зависимости в пределах ошибок отношения $F_2(\mu N)/F_2(\nu N)$ от x , хотя сами структурные функции меняются более чем на порядок. Экспериментальное среднее значение

$$\left\langle \frac{F_2(\mu N)}{F_2(\nu N)} \right\rangle = 0,29 \pm 0,02 \quad (5/18 \approx 0,28)$$

указывает на малость вклада странных и очарованных кварков моря, характеризуемого членом δ в (87) ($\approx 6\%$ при $x = 0,03$ и уменьшается с увеличением x). Для μN -рассеяния, предполагая одинаковость кварковых морей в протоне и нейтроне [см. (85)], получаем:

$$\int_0^1 [F_2(\mu p) - F_2(\mu n)] \frac{dx}{x} = \frac{e_u^2 - e_d^2}{2}. \quad (88)$$

Интеграл слева равен $0,25 \pm 0,12$ [79]. Совместо с $\langle F_2(\mu F)/F_2(\nu N) \rangle$ это дает следующие значения зарядов u - и d -кварков:

$$|e_u| = 0,64 \pm 0,05; \quad |e_d| = 0,41 \pm 0,08.$$

Необходимо, однако, подчеркнуть, что плохое знание энергии начальных нейтрино в современных экспериментах делает их малочувствительными к малым эффектам, например вкладам тяжелых кварков. На рис. 26 проведено сравнение структурных функций $F_2(\mu N)$ и $F_2(\nu N)$, полученных в опытах на водородной и дейтериевой мишенях, которые указывают на зависящее от x отклонение от предсказаний КПМ. Однако тот же самый эффект может возникнуть просто как результат небольшого ($\sim 1\%$) возможного сдвига в определении E_ν (штриховая кривая) [77]. Эксперименты с мечеными нейтрино позволят проверить, имеет ли эффект, показанный на рис. 26, физическую причину (например, открытие порогов тяжелых кварков) или является результатом систематических погрешностей.

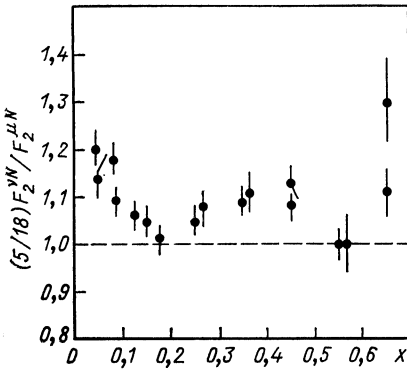
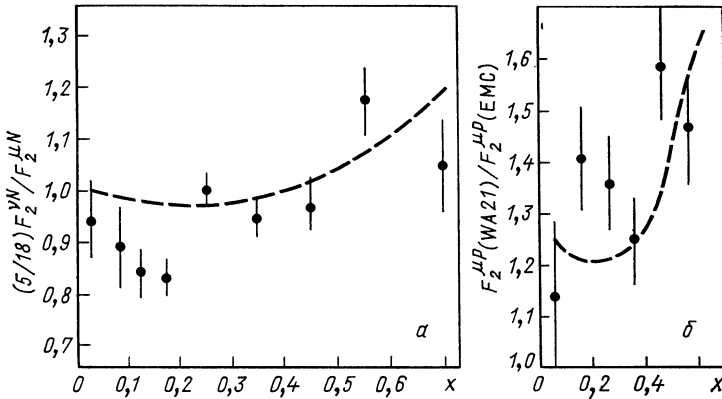


Рис. 25. Отношение структурных функций, измеренных в экспериментах по рассеянию нейтрино и мюонов на ядрах железа

Рис. 26. Сравнение структурных функций F_2 , измеренных на дейтерии (а) и водороде (б):

$F_2^{\mu p}$ (WA 21) — значения, вычисленные с помощью кварковых распределений, измеренных в нейтринном эксперименте коллабораций WA 21. Штриховые кривые показывают эффект систематического уменьшения (около 1%) в измеренной энергии налетающих нейтрино совместно со сдвигом в нормировке $\sim 25\%$ в (б)



¶ **Продольная структурная функция.** Важной задачей исследования структуры нуклона является прецизионное измерение «продольной» структурной функции

$$F_L(x) = \left(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2}\right) F_2(x) - 2xF_1(x), \tag{89}$$

учитывающей поглощение нуклонами продольно-поляризованных виртуальных векторных бозонов, или, эквивалентно, отношения

$$R = \sigma_L/\sigma_T, \tag{90}$$

где M — масса нуклона:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_L &= \sqrt{2} \frac{G\pi}{K} \left[\left(\frac{2Mx}{Q^2} + \frac{1}{2Mx} \right) F_2(x) - \frac{1}{M} F_1(x) \right]; \\ \sigma_T &= \sigma_+ + \sigma_-; \\ \sigma_{\pm} &= \sqrt{2} \frac{G\pi}{K} \left[F_1(x) \pm \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{2(\Delta E)^2} \right) F_3(x) \right]. \end{aligned} \right\} \tag{91}$$

В формуле (91) величины σ_{\pm} обозначают сечения поглощения W -бозонов со спиральностями $0, \pm 1$, а σ_T — сечение поглощения поперечных W -бозонов; K — фактор потока W -бозонов.

Потребность в измерениях функции $F_L(x)$ определяется необходимостью извлечения из глубоконеупругого рассеяния сведений о структурных функциях $F_2(x)$ и $F_3(x)$ (и о связанных с ними кварковых распределениях). Заметим, что наблюдение ЕМС-эффекта означает, что извлечение сведений о структуре протонов и нейтронов из данных, полученных на различных ядрах, необходимо проводить с учетом структуры ядер, и данные, полученные на различных ядрах, следует, по-видимому, рассматривать по отдельности.

С точки зрения теории интерес к функции $F_L(x)$ (или к отношению R) связан с возможностью изучения отклонений от наивной КПМ, в которой учитываются лишь конститuentы со спином $1/2$ и отсутствуют КХД-эффекты.

Включение массы кварков (r), конечных поперечных импульсов (p_T) и поправок на энергию связи (Δ) приводит в рамках КПМ к выражению [80]:

$$R = 4 \frac{M^2 x^2 r^2 + \langle p_T \rangle^2 + \Delta}{Q^2}. \quad (92)$$

В КХД в логарифмическом приближении $R = 0$. Однако тормозное излучение глюонов приводит к появлению у кварков поперечного импульса. Кроме того, возможно эффективное взаимодействие глюонов с $q\bar{q}$ -парами, образование $q\bar{q}$ -пар.

В первом порядке по константе КХД-взаимодействия $\alpha_s(Q^2)$ выражение для R приобретает вид [81]:

$$R_{\text{КХД}}(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2) x \int_x^1 \frac{2y}{y^3} \left[\frac{8}{3} F_2(y, Q^2) + 4a \left(1 - \frac{x}{y} \right) y G(y, Q^2) \right]}{\pi \cdot 2x F_1(x, Q^2)}. \quad (93)$$

Для ν -взаимодействий $a = 4$, а для заряженных лептонов $a = 10/9$. При больших Q^2 ожидается выход на КХД-режим:

$$R_{\text{КХД}}(Q^2) \sim \frac{1}{\ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (94)$$

Эти теоретико-возмущенческие оценки могут применяться при меньших Q^2 , если при анализе экспериментальных данных воспользоваться переменной Нахтмана [82]

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + \frac{4M^2 x^2}{Q^2}}}. \quad (95)$$

Величину $F_L(x)$ обычно извлекают с помощью измерения y -зависимости разности сечений:

$$\frac{\pi}{G^2 m E_\nu} \left[\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} - (1-y)^2 \frac{d^2 \sigma^{\nu}}{dx dy} \right] \simeq \simeq \bar{q}^{\bar{\nu}} [1 - (1-y)^4 + F_L [(1-y) - (1-y)^3]]$$

в этом выражении пренебрегается вкладом тяжелых кварков).

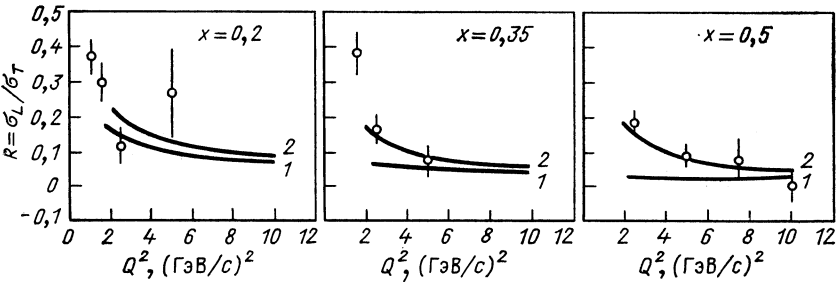


Рис. 27. Зависимость $R = \sigma_L/\sigma_T$ из эксперимента по ГНР электронов на дейтериевой мишени как функция Q^2 :
 1 — результаты расчетов в пертурбативной КХД; 2 — учитывают эффекты конечной массы мишени

На рис. 27 приведены данные по глубоконеупругому рассеянию электронов [83], которые достаточно ясно демонстрируют ожидаемое падение R с ростом Q^2 .

Исследование структуры нуклонов в нейтральных токах важно для проверки универсальности нуклонных структурных функций.

Выпишем здесь выражения для дифференциальных сечений нейтрино и антинейтрино на изоскалярных мишенях, рассчитанных в КПМ [84]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu N}}{dx dy} = & \sigma_0 x \{ (q - \bar{q}) [\epsilon_L^2(u) + \epsilon_L^2(d) + (\epsilon_R^2(u) + \epsilon_R^2(d)) (1-y)^2] + \\ & + [u_s(x) + d_s(x) + \bar{u}(x) + \bar{d}(x)] [\epsilon_L^2(u) + \epsilon_L^2(d) + \epsilon_R^2(u) + \\ & + \epsilon_R^2(d)] [1 + (1-y)^2] + [s(x) + \bar{s}(x)] [\epsilon_L^2(d) + \epsilon_R^2(d)] [1 + (1-y)^2] + \\ & + [c(x) + \bar{c}(x)] [\epsilon_L^2(u) + \epsilon_R^2(d)] [1 + (1-y)^2] \}. \end{aligned} \quad (96)$$

В формуле (96) введены следующие обозначения:

$$q = u + d + s + c; \quad \bar{q} = \bar{u} + \bar{d} + \bar{s} + \bar{c}; \quad q - \bar{q} = q_v; \quad u_s, d_s - \text{«}u\text{»}$$

и « d » — кварковые распределения кварков моря:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_L(u) = \varepsilon_L(c) &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w; \\ \varepsilon_L(d) = \varepsilon_L(s) &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w; \\ \varepsilon_R(u) = \varepsilon_R(c) &= -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_w; \\ \varepsilon_R(d) = \varepsilon_R(s) &= \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w. \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

Сечение для антинейтрино получается из сечения (96) заменой множителя в квадратных скобках у члена $(q - \bar{q})$ на выражение $[(\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d))(1-y)^2 + \varepsilon_R^2(u) + \varepsilon_R^2(d)]$.

Кварковое содержание структурных функций для нейтральных токов имеет вид [ср. с (72)]:

$$\begin{aligned} F_2(x) &= x [\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d) + \varepsilon_R^2(u) + \varepsilon_R^2(d)] (q + \bar{q}) + \\ &+ x [\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_R^2(u) - \varepsilon_L^2(d) - \varepsilon_R^2(d)] (c(x) - s(x) + \bar{c}(x) - \bar{s}(x)); \\ F_3(x) &= [\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d) - \varepsilon_R^2(u) - \varepsilon_R^2(d)] (q - \bar{q}). \end{aligned} \quad (98)$$

После интегрирования формул (73) и (96) по x и y можно получить отношение (42), используемое для определения $\sin^2 \theta_w$.

В разд. 1 рассматривалась проблема прецизионного определения значения $\sin^2 \theta_w$ из процессов глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклонах. Там отмечалась малость влияния теоретических поправок на значения $\sin^2 \theta_w$ (см. табл. 10), в частности, слабое влияние формы распределений тяжелых c -, b -, t -кварков на извлекаемые значения слабого угла смешивания. Кварковые и глюонные функции распределения при определении $\sin^2 \theta_w$ входят, как правило, в интегральной форме. В ряде формул $\sin^2 \theta_w$ находится из отношения σ_{NC}/σ_{CC} , в которых неопределенности, вызванные незнанием функций распределения кварков и глюонов по импульсам, в значительной степени сокращаются.

Q^2 -эволюция и проверка КХД. Зависимость функций распределения $q(x, Q^2)$ и $F_i(x, Q^2)$ от Q^2 задается КХД и она накладывает ограничения на выбор x -зависимости тех же функций. К сожалению, эти ограничения не настолько существенны, чтобы однозначно определить x -распределения кварков и глюонов в нуклоне. Тем не менее удачный выбор x -распределений кварков и глюонов воспроизводит Q^2 -эволюцию как первых, так и последующих моментов структурных функций (определение моментов см. ниже) в довольно широком интервале по Q^2 в пределах заданной точности. Речь идет, таким образом, о приближенном выборе функций $q(x, Q^2)$, $G(x, Q^2)$ и $F_i(x, Q^2)$, которые в интервалах $0 \leq x \leq 1$ и $Q^2 \leq \leq Q^2 \leq Q_{\max}^2$ с необходимой точностью удовлетворяют требова-

ниям КХД, т. е. при некотором выбранном x -распределении обеспечивают правильную эволюцию моментов по Q^2 .

Мы не будем входить в теоретические детали вывода эволюции моментов по Q^2 , которая определяется ренормгрупповыми уравнениями. Подчеркнем лишь разницу в эволюции по Q^2 для синглетной и несинглетной частей структурных функций, определяемых по отношению к «ароматной» $SU(4)$ -симметрии. С этой целью введем некоторые стандартные определения.

В главном логарифмическом приближении (ГЛП), как мы отмечали раньше, связь функций распределения со структурными функциями вводится по аналогии с формулами КПМ. Для изоскалярной мишени для электромагнитных структурных функций [см. (86)] она имеет вид

$$F_2^{\text{эм}}(x, Q^2) = \frac{5}{18} x \Sigma(x, Q^2) + \frac{1}{6} x \Delta^{eN}(x, Q^2),$$

где $\Sigma(x, Q^2) = q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)$;

$$\Delta^{eN}(x, Q^2) = c(x, Q^2) + \bar{c}(x, Q^2) - s(x, Q^2) - \bar{s}(x, Q^2). \quad (99)$$

Комбинация $\Sigma(x, Q^2)$ называется синглетной относительно $SU(4)$ -симметрии по ароматам; комбинация Δ^{eN} — несинглетная часть функции $F_2^{\text{эм}}(x, Q^2)$.

Аналогичные представления можно получить для структурных функций глубокоупругого рассеяния нейтрино на изоскалярных мишенях. Для заряженного тока:

$$F_2^{\nu, \bar{\nu}} = x \Sigma(x, Q^2);$$

$$xF_3^{\nu, \bar{\nu}} = xq_v(x, Q^2) \mp x \Delta^{eN} \quad (100)$$

и для нейтрального:

$$F_2^{\nu, \bar{\nu}}(x, Q^2) = x \Sigma(x, Q^2) [\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d) + \varepsilon_R^2(u) + \varepsilon_R^2(d)] \pm x \Delta^{eN} [\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d) - \varepsilon_R^2(u) - \varepsilon_R^2(d)];$$

$$xF_3^{\nu, \bar{\nu}}(x, Q^2) = xq_v(x, Q^2) [\varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d) - \varepsilon_R^2(u) - \varepsilon_R^2(d)]. \quad (101)$$

Итак, $F_2^{\nu, \bar{\nu}}$ ведет себя как синглет для заряженного тока и содержит несинглетную часть для нейтрального тока, а $F_3^{\nu, \bar{\nu}}$ содержит синглетную и несинглетную части для обоих токов. Таким образом, любая структурная функция может быть записана в виде

$$F_k(x, Q^2) = F_k^{NS}(x, Q^2) + F_k^S(x, Q^2), \quad (102)$$

где $k = 2, 3$ или может обозначать продольную $F_L(x, Q^2)$ функцию. Эволюция по Q^2 моментов M_n от несинглетных частей структурных

функций описывается выражениями:

$$\left. \begin{aligned} M_{n,2}^{NS}(Q^2) &= \int_0^1 dx x^{n-2} F_2^{NS}(x, Q^2) = \delta_2^{NS} A_n^{NS} \left[\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right]^{-\gamma_n^{NS}}; \\ M_{n,3}^{NS}(Q^2) &= \int_0^1 dx x^{n-1} F_3^{NS}(x, Q^2) = \delta_3^{NS} A_n^{NS} \left[\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right]^{-\gamma_n^{NS}}, \end{aligned} \right\} (103)$$

где $\delta_2^{NS} = 1/6$ для F_2^{ep} , F_2^{eN} ; $\delta_3^{NS} = 1$ (для $F_3^{v,\bar{v}}$ — заряженных токов). Для нейтральных токов:

$$\left. \begin{aligned} \delta_2^{NS} &= \varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_R^2(u) - \varepsilon_L^2(d) - \varepsilon_R^2(d) \quad \text{для } F_2^{v,\bar{v}}; \\ \delta_3^{NS} &= \varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d) - \varepsilon_R^2(u) - \varepsilon_R^2(d) \quad \text{для } F_3^{v,\bar{v}}. \end{aligned} \right\} (104)$$

Значения γ_n^{NS} называются аномальными размерностями, они зависят от спинов кварковых и глюонного полей и точно рассчитываются в теории возмущений КХД. Аналитические выражения для γ_n^{NS} и таблицы их значений можно найти в обзоре [84]. Для разных значений n и разного числа ароматов они различны.

Для синглетных частей структурных функций выражения для моментов M_n в ГЛП записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} M_{n,2}^S(Q^2) &= \int_0^1 dx x^{n-2} F_2^S(x, Q^2) = \\ &= \delta_2^S A_n^- \ln \left[\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right]^{-\gamma_n^-} + \delta_2^S A_n^+ \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)^{-\gamma_n^+}. \end{aligned} (105)$$

Здесь $\delta_2^S = 5/18$ для F_2^{ep} , F_2^{eN} ; $\delta_2^S = 1$ для заряженного тока;

$$\delta_2^S = \varepsilon_L^2(u) + \varepsilon_L^2(d) + \varepsilon_R^2(u) + \varepsilon_R^2(d) (106)$$

для нейтрального тока.

Из формул (103) и (105) следует, что все моменты логарифмически эволюционируют с изменением Q^2 и что синглетные моменты эволюционируют сложнее (в них два слагаемых). Коэффициенты A_n^S , A_n^+ , A_n^- определяются из сравнения моментов с экспериментальными данными при некотором значении Q_0^2 и остаются постоянными для всех других значений Q^2 . Константа связи $\alpha_S(Q^2)$ в ГЛП довольно просто выражается через $\ln(Q^2/\Lambda^2)$:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, (107)$$

где f — число ароматов. Поэтому выражения для несинглетных моментов можно записать в виде

$$M_n^{NS}(Q^2) = M_n^{NS}(Q_0^2) \left[\frac{\alpha_S(Q_0^2)}{\alpha_S(Q^2)} \right]^{-\gamma_n^{NS}}. (108)$$

Множитель $\delta_n^{NS} A_n^{NS}$ из формулы (103) обозначили $M_n^{NS}(Q_0^2) \left[\ln \left(\frac{Q_0^2}{\Lambda^2} \right) \right] \gamma_n^{NS}$. Выражение (103) можно переписать еще следующим образом:

$$\ln M_n(Q^2) = \ln(\delta_n^{NS} A_n^{NS}) - \gamma_n^{NS} \ln \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right), \quad (109)$$

или, дифференцируя соотношение (109) и используя (107),

$$\frac{d [\ln M_n(Q^2)]}{d [\ln(Q^2/\Lambda^2)]} = -\gamma_n^{NS} \frac{1}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} = -\gamma_n^{NS} \frac{\alpha_S}{12\pi} \frac{33-2f}{3} = \frac{\alpha_S}{2\pi} a_n^{NS}, \quad (110)$$

где

$$a_n^{NS} = -\frac{33-2f}{6} \gamma_n^{NS},$$

или, наконец,

$$\frac{d \ln [M_k(Q^2)]}{d \ln [M_n(Q^2)]} = \frac{\gamma_k^{NS}}{\gamma_n^{NS}}. \quad (111)$$

Соотношение (111) на рис. 28 изображает зависимость отношения логарифмов моментов в виде прямой линии, наклон которой определяется аномальными размерностями γ_n , зависящими, в том числе, от значения спина глюона. Таким образом, формула (111) обеспечивает возможность наглядной проверки положений КХД: определение спина глюона, эволюции по Q^2 , значения Λ , вида структурных функций $F_i(x, Q^2)$.

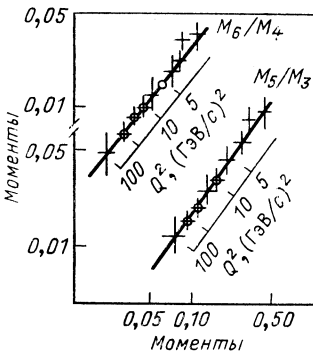


Рис. 28. Соотношение между моментами структурной функции $x F_3$

Однако такая проверка имеет два существенных недостатка. Во-первых, интервал по x , в пределах которого производятся измерения структурных функций $F_i(x, Q^2)$, не достигает в эксперименте предельных значений x , равных 0,1, в связи с чем при вычислении моментов [см. формулы (103), (105)] приходится экстраполировать экспериментальные данные в эти точки. Этот недостаток станет менее существенным при энергиях и передачах Q^2 , достижимых на УНК, поскольку интервал значений по x может быть существенно расширен. Во-вторых, между моментами, рассчитанными от одной и той же структурной функции, возникают неизбежные корреляции.

Наиболее прямую проверку эволюции функций по Q^2 можно провести с помощью эволюционных уравнений КХД (уравнений Алтарелли — Паризи — Липатова [62]). Решения этих уравнений дают функциональную зависимость структурных функций от Q^2

и x во всем интервале изменений x ($0 \leq x \leq 1$). Заметим, что для определения нарушения скейлинга (т. е. определения эволюции по Q^2) у функции $x F_3(x, Q^2)$, входящей в сечение рассеяния нейтрино на нуклоне (на изоскалярной мишени), не требуется знать глюонную функцию распределения. Выпишем (для примера) эволюционные уравнения для синглетных функций:

$$\frac{d\Sigma(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ \Sigma(y, t) K_{q \rightarrow q'} \left(\frac{x}{y} \right) + 2fG(y, t) K_{q \rightarrow g} \left(\frac{x}{y} \right) \right\};$$

$$\frac{dG(x, t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left\{ \Sigma(y, t) K_{g \rightarrow q} \frac{x}{y} + G(y, t) K_{g \rightarrow q'} \left(\frac{x}{y} \right) \right\}. \quad (112)$$

В этих уравнениях $t = \ln(Q^2/\mu^2)$; μ^2 — параметр; $K_{q \rightarrow q'} \left(\frac{x}{y} \right)$ — ядро уравнения, описывающее процесс испускания глюона кварком (или $k_{g \rightarrow q'}$ — ядро, описывающее превращение глюона в пару кварков); ядра уравнений рассчитываются по теории возмущений КХД; $\alpha_S(t)$ — КХД-константа связи; Σ — синглетная функция; $G(x, t)$ — функция распределения глюонов внутри мишени (нуклона, ядра), тоже синглетная функция.

Эволюционные уравнения (112) описывают логарифмическую Q^2 -зависимость структурных функций. Фундаментальная константа $\Lambda_{\overline{MS}}$ входит в эти уравнения как неизвестный параметр через константу связи $\alpha_S(t)$. Этот параметр $\Lambda_{\overline{MS}}$ определяет ход эволюции по Q^2 . Извлечение его значения из экспериментальных данных представляет собой важную задачу. В разд. 3 мы анализировали влияние выбора зависимости от x структурных функций на определение $\Lambda_{\overline{MS}}$. В ряде работ [73, 85] была рассмотрена совокупность мировых данных по ГНР и изучены факторы, влияющие на неопределенность результатов теоретического анализа.

Выяснилось, что при ныне существующих энергиях и передачах импульса Q^2 нельзя корректно разделить логарифмическую и степенную Q^2 -зависимость структурных функций, т. е. отделить твистовые вклады [члены с $\tau > 2$ в формуле (82)]. Следовательно, и значение $\Lambda_{\overline{MS}}$, извлекаемое сегодня из экспериментальных данных, может существенно отличаться от истинного.

Теоретический анализ процесса глубоконеупругого рассеяния, выполненный в 1984 г. [73], в котором твистовые поправки были рассчитаны в рамках теории возмущений в так называемом приближении мягких фотонов, привел к следующему выражению для структурных функций с учетом твиста $\tau = 4$:

$$F_{2,3}(x, Q^2) = F_{2,3}^{\tau=2}(x, Q^2) + F_{2,3}^{\tau=4}(x, Q^2) =$$

$$= \left(1 + \frac{\hbar^2}{Q^2} x \frac{\partial}{\partial x} \right) F_{2,3}^{\tau=2}(x, Q^2), \quad (113)$$

т. е. твистовая поправка ($\tau = 4$) выражается через производную $x \frac{\partial}{\partial x} F_i^{\tau=2}(x, Q^2)$. Зависимость функций $F_i^{\tau=2}(x, Q^2)$ от x известна из эксперимента: в области $x \lesssim 0,3$ они, как функции x , слегка возрастают, а в области $x \gtrsim 0,3$ — уменьшаются. Следовательно, твистовые поправки в области $x \lesssim 0,3$ положительны, а в области $x \gtrsim 0,3$ — отрицательны. Таким образом, в отличие от принятого

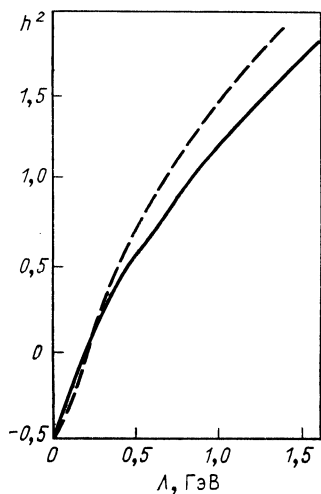


Рис. 29. Корреляция между Λ и h . Точность описания экспериментальных данных практически не меняется вдоль критических (сплошная кривая — ГЛП, штриховая — α_S -приближение)

подхода, когда твистовые поправки учитываются феноменологически и выбираются с самого начала положительными, мы видим, что они, вообще говоря, могут быть знакопеременными. В этом случае корреляция между параметрами $\Lambda_{\overline{MS}}$ и h^2 , представленная на рис. 29, свидетельствует о том, что удовлетворительное описание экспериментальных данных можно получить, практически, при любых $\Lambda_{\overline{MS}}$, лежащих в интервале $100 \lesssim \Lambda_{\overline{MS}} \lesssim 1000$ МэВ (естественно, при соответствующем выборе значения h^2).

Выяснилось также, что $\Lambda_{\overline{MS}}$ существенно зависит от выбора начальных условий для эволюционных уравнений КХД.

На УНК статистика процессов глубоконеупругого рассеяния в заряженных токах может быть увеличена почти на два порядка по сравнению с существующими экспериментами, а область по Q^2 расширится на порядок. В этом случае эксперименты на УНК могут ответить на ряд важных вопросов. Так, несмотря на уменьшение вклада твистовых поправок в структурные функции (с ростом Q^2 они убывают пропорционально $1/Q^2$), их влияние на Q^2 -эволюцию окажется достаточно заметным, чтобы с учетом уже имеющихся данных при $Q^2 \lesssim 200$ (ГэВ/с)² отделить логарифмическую и степенную зависимости структурных функций по Q^2 и определить знак твистовых поправок. Расширение области по Q^2 позволит более детально

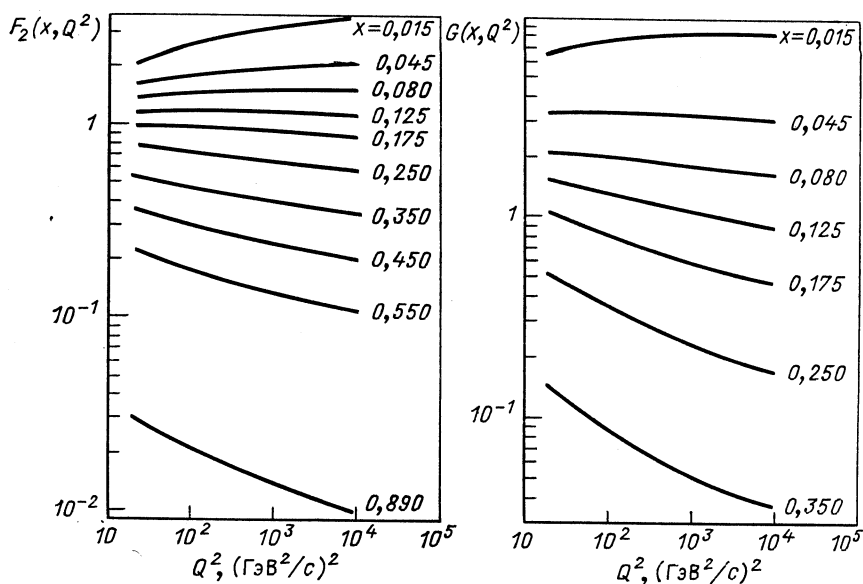


Рис. 30. Экстраполяция структурных функций $F_2(x, Q^2)$ и $G(x, Q^2)$, определенных при доступных в настоящее время Q^2 , к значениям $Q^2 \approx 10^4$ $(\text{ГэВ}/c)^2$

исследовать функции распределения тяжелых кварков, проследить процесс их последовательного «включения», что важно для исследования Q^2 -зависимости бегущей константы связи сильных взаимодействий $\alpha_S(Q^2)$. Отделение эффектов высших твистов даст возможность получить информацию о корреляционных функциях кварков и глюонов, являющихся важными характеристиками структуры нуклона [73]. Более точно могут быть определены значения фундаментальных параметров СМ и киральные константы нейтральных токов.

На рис. 30 представлены результаты экстраполяции [86] структурных функций, определенных при доступных в настоящее время Q^2 , к значениям $Q^2 \approx 10^4$ $(\text{ГэВ}/c)^2$, которые будут достигнуты на будущих ускорителях. На рис. 31 приведено сравнение с данными, полученными на $S\bar{p}pS$ -коллайдере при $Q^2 = 2000$ $(\text{ГэВ}/c)^2$, т. е. при тех же значениях, которые реально могут быть достигнуты в ν -пучках УНК. Видна важная роль глюонной функции распределения при $x < 0,4$. Следует подчеркнуть, что при достижимых сейчас энергиях измерение функции $F_2(x, Q^2)$, которое может быть получено в глубоконеупругом рассеянии электронов и мюонов, недостаточно для прецизионного определения параметра $\Lambda_{\overline{MS}}$ в силу зависимости $\Lambda_{\overline{MS}}$ как от выбора функции глюонного распределения, так и от выбора формы твистовых поправок, о чем мы говорили выше. Наиболее прямой путь преодоления этих трудностей состоит, в част-

ности, в измерении с высокой точностью несинглетной структурной функции $xF_3(x, Q^2)$ в νN -рассеянии, эволюция которой по Q^2 , как мы говорили выше, не зависит от глюонной функции распределения.

В отличие от коллайдеров (от $e\bar{p}$ -коллайдера), нейтринные исследования позволяют использовать широкий набор мишеней и

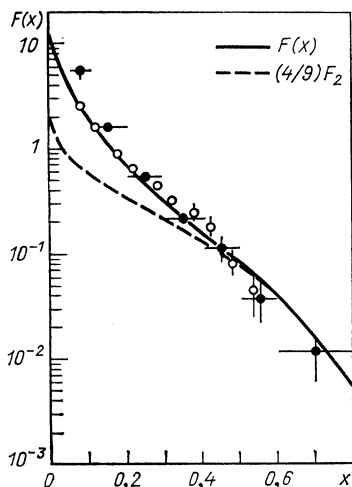


Рис. 31. Сравнение структурной функции $F(x)$, найденной из эксперимента на $p\bar{p}$ -коллайдере при $Q^2 = 2000$ (ГэВ/с)², с экстраполяцией структурной функции, определенной из ГНР мюонов

исключить типичные для коллайдеров потери частиц, испущенных под малыми углами. В целом же детальный анализ должен использовать как нейтринные данные, так и результаты исследования различных жестких процессов на e^+e^- , $p\bar{p}$ -, $e\bar{p}$ -коллайдерах.

Спиновая структура нуклона. До сих пор мы ограничивались обсуждением глубоконеупругого рассеяния нейтрино на неполяризованных мишенях. Между тем хорошо известно, что поляризационные измерения являются важным источником информации о структуре и динамике взаимодействия частиц, чувствительным к тонким деталям исследуемых явлений. Полная картина фундаментальных взаимодействий адронов должна включать описание поляризационной структуры нуклона. Однако до настоящего времени партонные распределения в поляризованном нуклоне привлекали относительно мало внимания и не получили удовлетворительного описания. Обычно считается, что при высоких энергиях партонные распределения сосредоточены в основном при малых x , где их поляризация ожидается малой и корреляция между спином нуклона и спином партонных является слабой. Экспериментальная информация о спиновой структуре нуклона весьма скудна, особенно в области больших Q^2 , где могут быть эффективно использованы теоретико-возмущенческие методы КХД. Что касается нейтринных экспериментов с поляризованными мишенями, то до настоящего времени они были просто невозможны, поскольку характерные массы мише-

ней в нейтринных экспериментах (диктуемые требованием набора необходимой статистики) должны составлять, как правило, десятки и сотни тонн, тогда как массы современных (криогенных) поляризованных мишеней — десятки и сотни граммов. С вводом в строй УНК ситуация может радикально измениться. Высокая статистическая обеспеченность нейтринных экспериментов на УНК позволит получать достаточно высокую статистику (на уровне $\sim 10^3$, см. табл. 1) в мишенях массой около 1 кг. Создание криогенных поляризованных мишеней такой массы уже сейчас представляется реальным. Таким образом, на УНК впервые возникает возможность исследования в нейтринных реакциях поляризационной структуры нуклона [87]. Это представляется особенно важным в свете недавних экспериментов по ГНР поляризованных e и μ на поляризованных нуклонах [88, 89], в которых были получены интересные и неожиданные результаты, поставившие под вопрос понимание партонной структуры нуклона [90]. Следует подчеркнуть, что нейтринные поляризационные эксперименты могут дать дополнительную нетривиальную информацию о роли различных, в частности морских, кварков, которая может оказаться ключевой для понимания проблемы.

Рассмотрим вначале электромагнитное глубоконеупругое рассеяние лептонов на поляризованных нуклонах. Сечение этого процесса связано с сечением виртуального комптоновского рассеяния вперед.

Пусть $T_{\lambda_\gamma, \lambda_N, \lambda_\gamma, \lambda_N}$ — амплитуда этого процесса, где λ_γ и λ_N — спиральные состояния фотона и нуклона. Выберем систему координат, в которой ось z направлена вдоль импульса виртуального фотона, а ось x лежит в плоскости рассеяния электрона (мюона). Виртуальный фотон имеет три спиральных состояния: $\lambda_\gamma = 0, 1, -1$; нуклон — два: $\lambda_N = 1/2, -1/2$. Спиральные состояния в реакции сохраняются, поэтому имеем четыре независимых амплитуды:

$$\left. \begin{aligned} T_{1/2} &= T(1, 1/2; 1, 1/2); & T_L &= T(0, 1/2; 0, 1/2); \\ T_{3/2} &= T(1, -1/2; 1, -1/2); & T_{TL} &= T(0, -1/2; 1, 1/2). \end{aligned} \right\} \quad (114)$$

Сечение рассеяния виртуальных фотонов на нуклонах связано с мнимыми частями рассматриваемых амплитуд:

$$\sigma_{1/2} \sim \text{Im} T_{1/2}; \quad \sigma_{3/2} \sim \text{Im} T_{3/2}$$

и спиновыми структурными функциями $G_1(x)$ и $G_2(x)$:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} &= \frac{4\pi^2\alpha}{v + Q^2/2M} [MvG_1(x) - Q^2G_2(x)]; \\ \sigma_{1/2} + \sigma_{3/2} &= \frac{8\pi^2\alpha}{M(v + Q^2/2M)} F_1(x). \end{aligned} \right\} \quad (115)$$

Функции $G_1(x)$ и $G_2(x)$ входят в выражения для сечения рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = & \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)} \left[W_2(x) + 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} (W_1(x) \pm \right. \\ & \left. \pm 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} (E + E' \cos(\theta/2)) M G_1(x) \pm \right. \\ & \left. \pm 8EE' \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2} G_2(x) \right]. \end{aligned} \quad (116)$$

Здесь знак «+» берется для антипараллельных спинов e и N ($\uparrow\downarrow$), а «-» для параллельных ($\uparrow\uparrow$); θ — угол рассеяния лептона; E , E' — энергия лептона в начальном и конечном состояниях; $W_1(x)$ и $W_2(x)$ — структурные функции, связанные с определенными выше [см. (85)] функциями $F_1(x)$ и $F_2(x)$:

$$v W_2(x) = F_2(x); \quad M W_1(x) = F_1(x).$$

Заметим, что отличная от нуля асимметрия возникает лишь тогда, когда нуклон поляризован в плоскости рассеяния лептонов. Если он поляризован перпендикулярно этой плоскости, то асимметрия рассеянных лептонов равна нулю — это следует из инвариантности относительно обращения времени.

Коэффициент асимметрии

$$A_{\parallel} = \frac{d^2\sigma(\uparrow\downarrow) - d^2\sigma(\uparrow\uparrow)}{d^2\sigma(\uparrow\downarrow) + d^2\sigma(\uparrow\uparrow)} \quad (117)$$

с помощью (116) можно записать в виде

$$A_{\parallel} = \frac{(E + E' \cos \theta) M G_1(x) + Q^2 G_2(x)}{W_1(x) + \frac{1}{2} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} W_2(x)}. \quad (118)$$

В кварк-партонной модели функции $G_1(x)$ выражается через функции $g_i^{\uparrow}(x)$, $g_i^{\downarrow}(x)$ — распределения кварков i -го сорта со спинами, параллельными и антипараллельными спину нуклона:

$$G_1(x) = \frac{1}{M^2 v} g_1(x); \quad g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 (q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x)),$$

где e_i — заряд кварка i -го аромата.

Правила сумм Бьёркена [91] связывают интеграл от $g_1(x)$ с отношением аксиальной и векторной констант связи G_A и G_V , измеряемых в β -распаде нуклона. С учетом КХД-поправок [92]:

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx (g_1^p(x) - g_1^n(x)) &= \frac{1}{6} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left(1 - \frac{\alpha_S}{\pi} \right) = \\ &= 0,191 \pm 0,002 \quad (\text{для } \alpha_S = 0,27 \pm 0,02). \end{aligned} \quad (119)$$

Для нейтрона и протона по отдельности Эллисом и Джаффе [93] были получены правила сумм, в которых используются $SU(3)$, алгебра токов и предположение о том, что море странных кварков неполяризовано:

$$\int_0^1 g_1^{p(n)}(x) dx = \frac{1}{12} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left[(\pm 1) + \frac{5}{3} \frac{3F-D}{F+D} \right]. \quad (120)$$

С учетом КХД-радиационных поправок и значений

$F/D = 0,632 \pm 0,024$ и $\left| \frac{G_A}{G_V} \right| = 1,254 \pm 0,06$ это дает

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx \simeq 0,189 \pm 0,005; \quad \int_0^1 g_1^n(x) dx \approx -0,002 \pm 0,005. \quad (121)$$

Результаты измерений $A_{||}^p$, проведенных в СЛАК и ЦЕРН, показаны на рис. 32. В области, где эксперименты перекрываются,

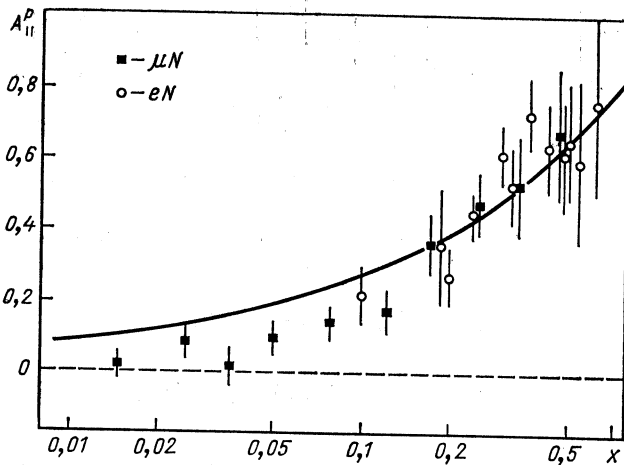


Рис. 32. Асимметрия в eN - и μN -рассеянии как функция x

имеется согласие данных обеих групп. Кривой показаны предсказания кварковой модели Карлитца — Каура [94], хорошо описывающие данные только при $x > 0,2$. Более подробное описание различных моделей приведено в [26]. Значения функции $xg_1^p(x)$, извлеченные из эксперимента [89], показаны на рис. 33. Там же

показаны значения интеграла $\int_{x_m}^1 g_1^p(x) dx$ как функции x_m , которые

при $x_m \rightarrow 0$ дают значение

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = 0,114 \pm 0,012 \text{ (st)} \pm 0,026 \text{ (syst)}. \quad (122)$$

Этот результат меньше, чем ожидается в различных теоретических моделях: $0,189 \pm 0,005$ — правила сумм Эллиса — Джаффе [93]; $0,17 \pm 0,03$ — правила сумм КХД [95]; $0,205$ — модель [94].

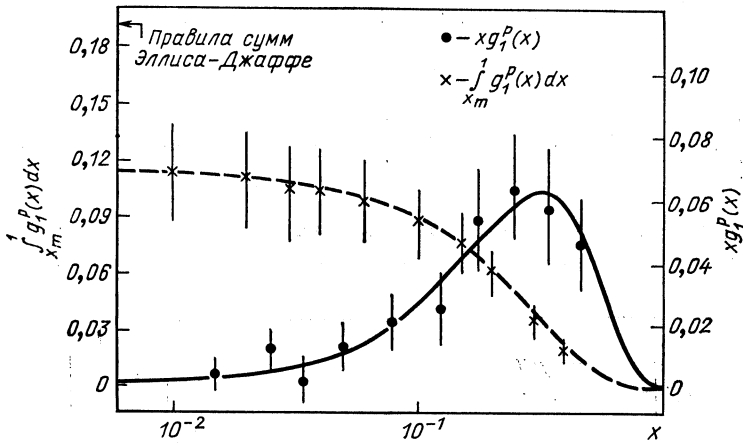


Рис. 33. Величина $xg_1^p(x)$ (правая ось, кружки) как функция x . Левая ось и крестики показывают величины $\int_{x_m}^1 g_1^p(x) dx$ как функции $x_m = x$

Используя (121) и (122), можно найти

$$\int_0^1 g_1^n(x) dx = -0,077 \pm 0,012 \text{ (st)} \pm 0,026 \text{ (syst)}, \quad (123)$$

что существенно больше, чем ожидается из правил сумм Эллиса — Джаффе. С помощью (122) и (123) в [89] были проведены оценки z -компоненты спина s_z -кварков различных ароматов в протоне с $s_z = +1/2$:

$$\left. \begin{aligned} \langle s_z \rangle_u &= \frac{1}{2} \Delta u = 0,348 \pm 0,023 \pm 0,051; \\ \langle s_z \rangle_d &= \frac{1}{2} \Delta d = -0,280 \pm 0,023 \pm 0,051 \end{aligned} \right\} \quad (124)$$

и

$$\langle s_z \rangle_{u+d} = +0,068 \pm 0,047 \pm 0,103 \quad (125)$$

Таким образом, только $(14 \pm 9 \pm 21)\%$ спина протона дают спины кварков. Остальная часть должна быть связана с глюонами или орбитальными моментами. Если предположить, что расхождение с предсказаниями правил сумм Эллиса — Джаффе обусловлено поляризацией моря странных кварков, то получим [89]:

$$\langle s_z \rangle_u = 0,373 \pm 0,019 \pm 0,39;$$

$$\langle s_z \rangle_d = -0,254 \pm 0,019 \pm 0,039;$$

$$\langle s_z \rangle_s = -0,113 \pm 0,019 \pm 0,039;$$

$$\langle s_z \rangle_{u+d+s} = 0,006 \pm 0,058 \pm 0,117.$$

Последнее означает, что кварки несут $(1 \pm 12 \pm 24)\%$ спина протона и поляризация моря странных кварков может быть неожиданно большой.

Сложившаяся ситуация была проанализирована в рамках различных теоретических моделей (см., например, [96]). Однако общего мнения относительно причин «спинового кризиса» в настоящее время нет.

Как уже говорилось выше, важную роль в понимании спиновой структуры нуклона и роли в ней различных составляющих могли бы сыграть эксперименты по глубоконеупругому рассеянию нейтрино на поляризованных нуклонах на УНК. В связи с этим создание поляризованных мишеней больших масс в настоящее время представляется настоятельно необходимым. Что касается поляризации нейтрино, то она обеспечивается самой природой этих частиц.

3. КОНЕЧНЫЕ АДРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Глубоконеупругое рассеяние нейтрино является эффективным способом изучения структуры адронных фрагментов партонных, выбиваемых из нуклона виртуальным промежуточным бозоном. При изучении конечных адронных состояний возникает большое разнообразие проблем и имеется ряд теоретических КХД-моделей описания явлений, нуждающихся в экспериментальной проверке.

Свойства конечной адронной системы зависят в общем случае от переменных x , y , Q^2 и W^2 -квадрата полной энергии адронов в системе покоя нуклона (см. рис. 19). Величина W^2 выражается формулой

$$\left. \begin{aligned} W^2 &= M_X^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2M\nu + q^2; \\ W^2 &= M^2 + 2M\nu - Q^2. \end{aligned} \right\} \quad (126)$$

Кинематические переменные отдельного адрона определяются следующим образом:

$$x_F = 2p_L^*/W$$

(звездочкой отмечается система центра масс адронного состояния); x_F — фейнмановская переменная; p_L^* — значение продольного им-

пульса адрона (на направление \mathbf{q} — рис. 34);

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

— быстрота;

$$z = E_h/\nu$$

— доля энергии, приходящаяся на отдельно взятый адрон; p_T — поперечный импульс частицы к направлению \mathbf{q} полного импульса

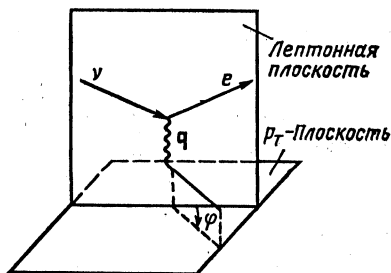


Рис. 34. Кинематические переменные, характеризующие адрон в конечном состоянии:

ϕ — азимутальный угол адрона относительно направления тока \mathbf{q} , $\phi = 0$ — в лептонной плоскости

адронной системы; ϕ — азимутальный угол адрона. Его определение показано на рис. 34.

Обнаруживаемые на эксперименте свойства адронных систем, рожденных в заряженных токах, близки к свойствам адронных систем, возникающих в адрон-адронных взаимодействиях. Наиболее существенной величиной, характеризующей адронную систему в конечном состоянии, является полная энергия W^2 , значение которой определяет свойства системы независимо от типа реакции, в которой возникла данная система. Однако в последнее время обсуждаются некоторые свойства множественного рождения частиц, зависящие также от Q^2 и азимутального угла ϕ [97].

Рассмотрим основные проблемы физики конечных адронных состояний.

Множественности и зарядовые распределения. Как и в адронных реакциях, средняя множественность в нейтринных процессах растет с ростом W , как это видно из рис. 35, где показаны результаты для нейтральных токов. Вне резонансов данные согласуются с линейной зависимостью [97]:

$$\langle n \rangle = a + b \ln W^2, \quad (127)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{для } \nu p: a = 1,50 \pm 0,16; b = 1,01 \pm 0,06 \\ \text{для } \bar{\nu} p: a = 1,85 \pm 0,29; b = 0,84 \pm 0,11 \end{array} \right\} \text{ для } h^+ + h^- \quad W > 2,7 \text{ ГэВ} \quad (\text{все } x_F).$$

Заметим, что наклон для заряженных токов в νp - и $\bar{\nu} p$ -реакциях больше: $b = 1,4$.

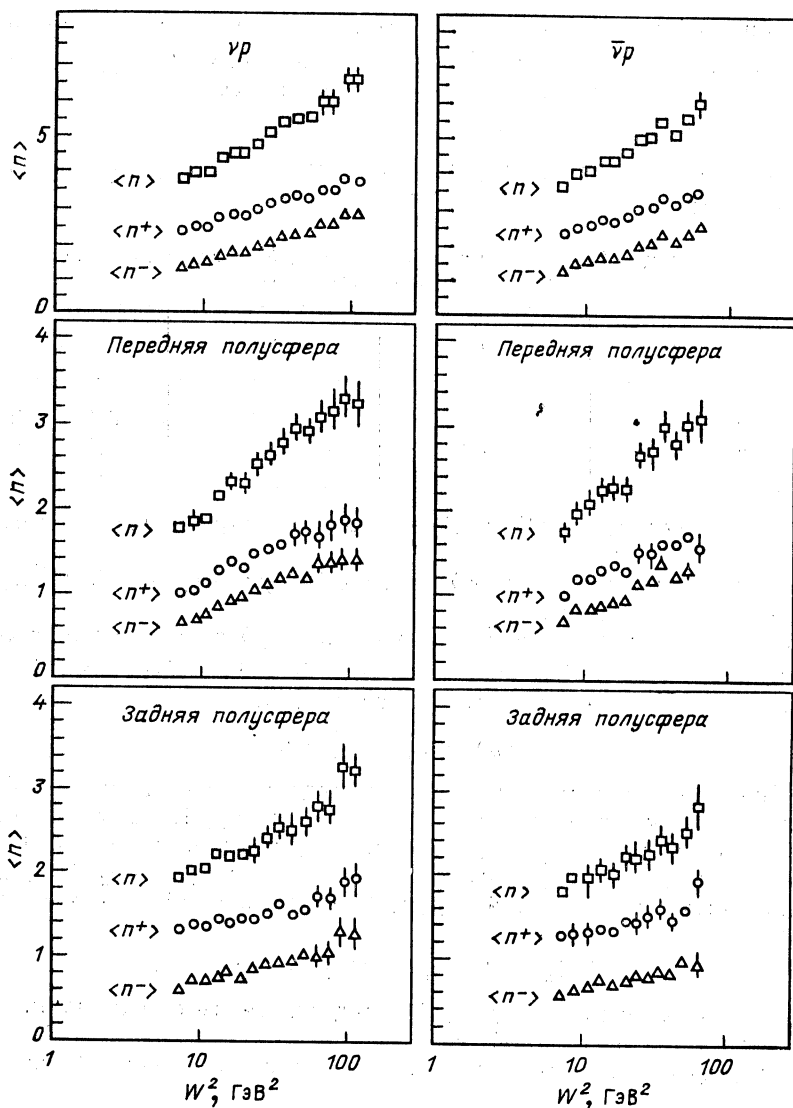


Рис. 35. Средние множественности в зависимости от W^2 в реакциях нейтральных токов νp и $\bar{\nu} p$:

□ — $(\eta^+ + \eta^-)$, ○ — η^+ , △ — η^- — в передней и задней полусферах

Распределения в переднюю и заднюю полусферу примерно одинаковы (рис. 35). Эти данные находятся в хорошем согласии с лундской моделью.

Обнаружена слабая зависимость средней множественности рождения π^+ , π^- -мезонов от Q^2 в νp -, $\bar{\nu} p$ -реакциях. Наилучшая подгонка к экспериментальным данным имеет вид

$$\langle n_{\pi^\pm} \rangle = a + b \ln W^2 + c \ln Q^2. \quad (128)$$

Так, для всех x_F , $W > 2,5$ ГэВ и всех Q^2 получены следующие значения коэффициентов a , b , c (табл. 14).

Таблица 14. Значения параметров a , b , c для процессов множественного рождения

Процесс	a	b	c
νp	$0,18 \pm 0,02$	$0,94 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,01$
$\bar{\nu} p$	$0,28 \pm 0,02$	$0,82 \pm 0,02$	$0,10 \pm 0,01$

Отсюда видно, что Q^2 - и W^2 -зависимости характеризуются отношением $c/b \sim 0,1$.

Изучение зависимости $\langle n \rangle$ от W^2 и Q^2 при энергиях УНК представляет большой интерес.

Средний заряд токовых фрагментов $\langle Q_F \rangle$ связан с зарядом e_q фрагментирующего кварка q соотношением, включающим еще вероятность рождения $q\bar{q}$ -пары i -го сорта [98]:

$$\langle Q_F \rangle = e_q - \sum \gamma_i e_i.$$

При этом абсолютное значение заряда кварка не может быть определено при изучении только мезонных струй, но может быть найдена разность $\langle Q \rangle_j - \langle Q \rangle_k = e_j - e_k$ зарядов кварков. Предполагая еще, что $e_u - e_d = e_u - e_s = 1$ и $\gamma_u + \gamma_d + \gamma_s = 1$, можно найти для мезонной струи, инициированной u - или d -кварком:

$$\langle Q \rangle_u = 1 - \gamma_u, \quad \langle Q \rangle_d = -\gamma_u.$$

Таким образом, результирующий заряд независим от заряда кварка и определяется величиной γ .

Ситуация меняется, если имеет место рождение барионов. Тогда:

$$\langle Q \rangle_u \approx (1 - P)(1 - \gamma_u) + P(3e_u - 4/3),$$

где P — вероятность рождения бариона. Для $P = 1/3$ $\langle a \rangle_u = e_u$.

Эксперименты показывают, что $\langle Q \rangle_F$ зависит от W . В экспериментах на УНК можно проверить ожидающееся [99] исчезновение этого эффекта $\sim 1/W$. Асимптотически должно выполняться соотношение

$$\Delta Q = \langle Q \rangle_F^{\nu} - \langle Q \rangle_F^{\bar{\nu}} = e_u - e_d.$$

Экстраполяция существующих данных ($1/W \rightarrow 0$) приводит к $\Delta Q = 0,98 \pm 0,15$ [100]. И последнее замечание. Глюонная эмиссия должна увеличивать $\langle n_{\text{зар}} \rangle$ с ростом Q^2 . В некоторых моделях это приводит к относительно быстрому росту выхода каонов, если канал $g \rightarrow s\bar{s}$ существен. Кроме того, глюонная фрагментация должна увеличивать мягкую компоненту. Этот эффект требует дальнейшего изучения.

Большой интерес представляют распределения по x_F и p_T , в которых проявляется эффект «лидирующего» заряда (π^+ для v и π^- для \bar{v}). Наблюдавшаяся до сих пор зависимость от p_T^2 имеет экспоненциальный характер (рис. 36), среднее значение p_T^2 растет с ростом W^2 , достигая, по-видимому, насыщения при $W^2 \gtrsim 200 \text{ ГэВ}^2$ (рис. 37). Эти характеристики множественного рождения и ряд других, включая эффекты струйности, интересно исследовать при больших энергиях и переданных импульсах на УНК.

Эффекты глюонной эмиссии. Значительный интерес представляет изучение поперечных импульсов p_T , адронов. Различные эффекты, влияющие на p_T , показаны на рис. 38. Мы видим, что поперечный импульс адрона зависит от поперечного импульса первичного кварка $\langle p_T \rangle_{\text{кв}}$, поперечного импульса глюона $\langle p_T \rangle_{\text{гл}}$, испущенного кварком, и, наконец, от поперечного импульса кварка $\langle p_T \rangle_{\text{фр}}$, фрагментирующего в адроны:

$$\langle p_T \rangle_{\text{адр}}^2 = \langle p_T^2 \rangle_{\text{фр}} + \langle p_T^2 \rangle_{\text{кв}} + \langle p_T^2 \rangle_{\text{гл}}.$$

В рамках лундской модели допускается возможность испускания кварком мягких глюонов, не фрагментирующих в адроны из-за малости энергии. Эти мягкие глюоны могут давать дополнительный вклад в поперечный импульс рассматриваемого адрона.

Направление тока \mathbf{q} , соответствующее импульсу виртуального W - или Z -бозона (см. рис. 34), фиксирует ось, относительно которой определяется поперечный импульс адрона. Следует подчеркнуть, что в экспериментах на УНК с нейтринным пучком узкого спектра, и в особенности с мечеными нейтрино, знание энергии начального нейтрино позволит существенно уменьшить систематические неопределенности в нахождении \mathbf{q} , свойственные современным измерениям. Компонента p_n поперечного и \mathbf{q} импульса p_T , лежащая вне лептонной плоскости, может быть определена из направлений движений v и конечного лептона (например, μ) и, таким образом, не подвержена влиянию неопределенностей в E_ν .

Излучение глюонов дает вклад

$$\langle p_T^2 \rangle_{\text{КХД}} \simeq k\alpha_S (Q^2) W^2,$$

где $k \approx 0,03 \div 0,04$, что открывает возможность определения α_S и $\Lambda_{\overline{MS}}$. Однако существующие данные не дают пока возможности различить зависимости типа $\langle p_T^2 \rangle \sim W^2$ или W [100].

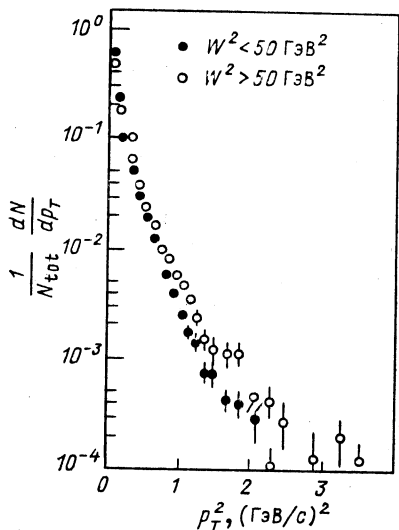


Рис. 36. Распределение по p_T заряженных адронов в двух интервалах W^2 . Данные получены в νD - и νD -экспериментах

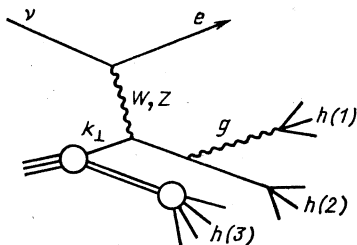


Рис. 38. Рождение адронов в ГНР νN : k_{\perp} — внутренний поперечный импульс кварка, на котором происходит рассеяние калибровочного бозона

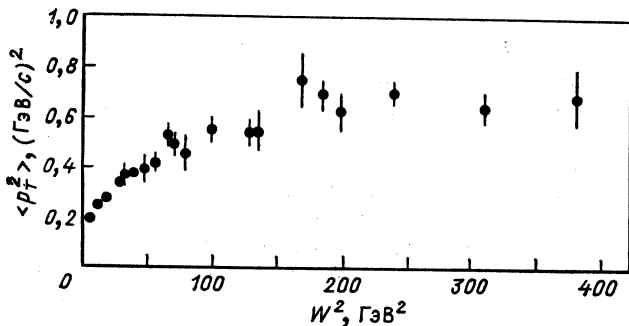


Рис. 37. Среднее значение квадрата поперечного импульса заряженных адронов как функция W^2 для $z > 0,4$. Данные получены в реакциях νD , μp и νNe

Если рост $\langle p_T^2 \rangle$ с W^2 целиком обусловлен эмиссией одного жесткого глюона, то событие должно иметь структуру, отражающую трехчастичность конечного состояния. Для идеального двухструйного события «сферичность» S и «апланарность» A исчезают, хотя в реальной ситуации этот результат размывается адронизацией. Таким образом, эффекты тормозного излучения глюонов можно искать, либо изучая W^2 - и Q^2 -зависимости S и A , либо исследуя события с трехструйной структурой. Чувствительным способом

проверки КХД является также измерение потока поперечной энергии адронов относительно направления переданного импульса [101]. Если выбитый партон не имеет компоненты импульса, поперечной к q , то две струи (в отсутствие глюонной) выстраиваются вдоль q и, следовательно, $\langle \cos \theta \rangle = \left\langle \sum_i \cos \theta_i \frac{E_i}{E} \right\rangle = 0$. Ненулевой поперечный импульс партона приводит к асимметрии, растущей с ростом относительного импульса нейтрино и партона. Кинематический анализ показывает [101], что это приводит к избытку событий, в которых мишенная струя лежит между конечным лептоном и токовой струей. На партонном уровне при $Q^2 \gg p_T^2$ имеем

$$\langle \cos \theta \rangle = - (p_T/Q) (1 - y) \pm 1/2,$$

где знак (+) берется для vq - и $\bar{v}q$ -, а знак (-) — для $\bar{v}q$ - и vq -взаимодействий.

При $\langle p_T \rangle = 0,3$ это должно давать $\langle \cos \varphi \rangle \approx -0,1$ при $E_\nu \approx 100$ ГэВ. С учетом испускания глюонной струи вклад в $\langle \cos \varphi \rangle$ имеет вид

$$\langle \cos \varphi \rangle = - \alpha_s (Q^2) f(x) (1 - y)^{\pm 1/2}$$

[где $f(x)$ — свертка структурных функций] и составляет приблизительно $-0,1$ [101]. Асимметрия, возникающая на партонном уровне, естественно, «замазывается» адронизацией и вторичными взаимодействиями, так что эффект уменьшается примерно в 5 раз. Измерения, проведенные во ФНАЛ [101], обнаружили статистически значимую асимметрию $\langle \cos \varphi \rangle = 0,016 \pm 0,003$. Однако ограничение области доступных Q^2 не позволило разделить эффекты внутреннего импульса p_T и КХД глюонной эмиссии. Подобное разделение может быть достигнуто в экспериментах на УНК.

Функции фрагментации. Сечения одночастичных инклюзивных реакций

$$(v, \bar{v}) + N \rightarrow \mu^\mp + h + X$$

можно записать в виде [102]:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu p}^h(\bar{\nu}, \nu)}{dx dz dQ^2} = \frac{G^2}{2\pi} \left[\left(1 - \frac{x_0}{x}\right) F_1^h + \frac{x_0^2}{2x^2} F_2^h \mp \left(\frac{x_0}{x} - \frac{x_0^2}{2x^2}\right) F_3^h \right], \quad (129)$$

где

$$F_i^h = F_i^h(x, z, Q^2); \quad Q^2 = 2ME_\nu xy; \quad x_0 = Q^2/2ME_\nu;$$

$z = E_h/E$ — доля партонной энергии, уносимая адроном.

Функции $F_i^h(x, z, Q^2)$ являются произведениями плотности партонов и функций фрагментации, причем

$$\sum_h \int_0^1 dz z F_i^h(x, z, Q^2) = F_i(x, Q^2),$$

где $F_i(x, Q^2)$ — обычные структурные функции ГНР. В КНМ функции $F_i^h(x, z, Q^2)$ имеют простую факторизованную форму. Так, для νp -рассеяния, пренебрегая вкладом антикварков и углом Кабибо, имеем: $F_1^h = F_2^h = -F_3^h$, и формула (129) перепишется в виде

$$\frac{d^3\sigma_{\nu p}^h}{dx dy dQ^2} = \frac{G^2}{\pi} d(x) D_q^h(z); \quad D_q^h(z) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dz}. \quad (130)$$

Конечно, эта примитивная модель модифицируется вкладами, связанными с глюонной эмиссией, в результате чего возникает Q^2 -зависимость $D(z, Q^2)$ и нарушается факторизация. Это нарушение удобно исследовать с помощью двойных моментов по x и z от $F_i^h(x, z, Q^2)$. Предсказания КХД особенно просты для несинглетных моментов (например, для разности $D_i^h - D_j^h$).

Эффекты высших твистов. В разд. 2 мы обсуждали влияние высших твистовых поправок на определение фундаментальных параметров теории электрослабых взаимодействий. Влияние твистовых

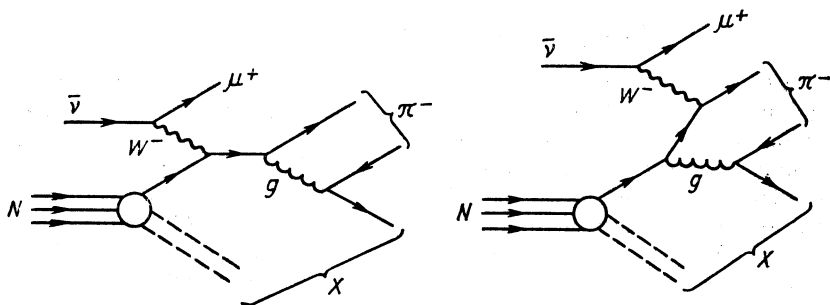


Рис. 39. Калибровочно-инвариантный набор диаграмм для процесса $\nu N \rightarrow \mu^+ \pi^- X$. Нужная диаграмма порождает твистовые поправки, так как глюон испускается кварком до взаимодействия с W -бозоном

поправок проявляется также при анализе конечных адронных состояний. Включение твистовых поправок нарушает факторизацию в формуле (130). Здесь твистовые поправки возникают от взаимодействия кварков, обусловленного обменом глюонами (рис. 39). Вклад твистовых поправок для реакций $\nu N \rightarrow \mu^+ \pi^- X$ и $\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \pi^- X$ был вычислен в [103]. Так, например, для $\bar{\nu} N$ -взаимодействия он учитывается последним членом в сечении

$$\frac{d^2\sigma(\bar{\nu} N \rightarrow \mu^+ \pi^- X)}{dx dy dz dQ^2} \sim \frac{(1-z)^2}{z} + \langle k_T^2 \rangle \frac{R(x, y, Q^2)}{z}, \quad (131)$$

где

$$R(x, y, Q^2) = \frac{4}{9} \frac{1-y}{Q^2} \frac{q(x) + \bar{q}(x)}{(1-y)^2 q(x) + \bar{q}(x)}.$$

Величина $\langle k_T^2 \rangle$ является независимым параметром. Анализ Q^2 -зависимости твистовых поправок показал, что она согласуется с ожидаемой по формуле (131). Однако ничего определенного нельзя сказать об y -зависимости.

Простейшие эксклюзивные реакции. Процессы рождения одиночных пионов

$$(\nu, \bar{\nu} + p \rightarrow \mu^{\mp} p \pi^{\pm})$$

являются простейшими эксклюзивными реакциями заряженного тока. Существующие для них данные относятся в основном к области малых W^2 , где преобладающим механизмом является резонансное возбуждение адронной системы. Из-за различия в изоспинах конечных состояний сечения ν - и $\bar{\nu}$ -реакций сильно различаются. Имеются детальные теоретические предсказания относительных вкладов различных резонансов, Q^2 - и угловой зависимости сечений в кварковых моделях и модели жестких пионов [104, 105]. К сожалению, существующая весьма бедная статистика не позволяет провести подробное сравнение с этими предсказаниями. Значения сечений рождения системы $(p\pi)$ при $W < 2$ ГэВ найдены [106] $\sigma(\nu p) \sim (68 \pm 7)10^{-40}$ см² и $\sigma(\bar{\nu} p) \sim (30 \pm 40) \cdot 10^{-40}$ см² в согласии с теоретическими предсказаниями. С ростом W угловое распределение пионов становится более направленным вдоль импульса тока, что свидетельствует о переходе к периферическому механизму рождения (рис. 40). Как видно из рис. 41, в обеих реакциях пион уносит почти всю энергию тока. Среднее значение $z_{\pi} \sim 0,9$, тогда как при $W < 2$ ГэВ $\langle z_{\pi} \rangle \simeq 0,6$. Таким образом, при больших W протон ведет себя как зритель [106].

Если обменивающийся нейтральный мезон M имеет определенную G -четность (и, следовательно, интерференция V и A отсутствует), то сечения, инициированные ν и $\bar{\nu}$, должны быть равны. В пределах погрешностей это подтверждается экспериментом. Сечение можно параметризовать в форме

$$\frac{d^3\sigma}{dQ^2 dW^2 dt} = \Gamma(E_{\nu}, Q^2, W^2) \frac{d\sigma}{dt}(Q^2, W^2, t),$$

где Γ — фактор потока виртуального бозона и $d\sigma/dt$ — сечение реак-

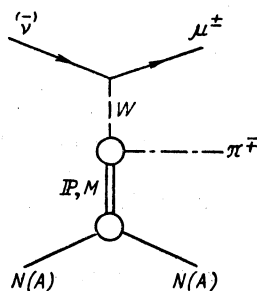


Рис. 40. Диаграмма периферического взаимодействия

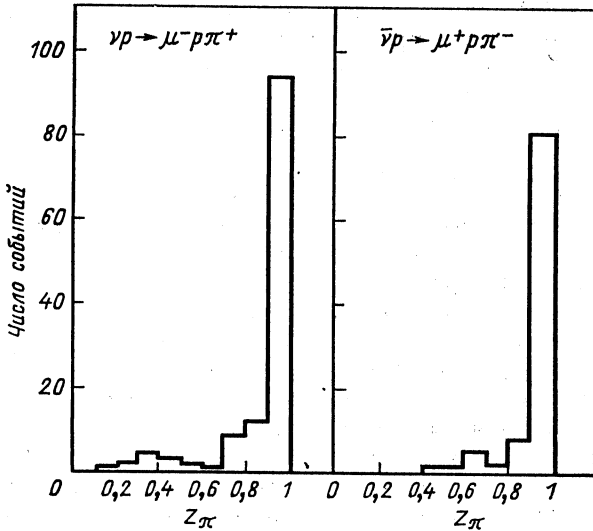


Рис. 41. Распределения по z_π в процессах $\nu_r \rightarrow \mu^- r \pi^+$ и $\bar{\nu}_r \rightarrow \mu^+ r \pi^-$ (-)

ции $W^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$. Если M — реджеон, то

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \beta(t, Q^2) s^{2[\alpha(t)-1]}.$$

На рис. 42 приведено сравнение предсказываемой W^2 -зависимости при $M = \pi, V$ и P с экспериментом. Данные явно исключают обмен помероном (P) и хорошо согласуются с π^0 -обменом.

Отсутствие дифракционного вклада неудивительно, поскольку энергии в эксперименте [106] достаточно низкие. Вместе с тем результат не согласуется с предсказанием [105] о преобладающей роли f -мезонного обмена.

Исследования на УНК в широкой области энергии позволяют более надежно исследовать механизм рождения, в частности роль дифракционных вкладов.

Предсказание модели Редже относительно сужения пика в t -распределении с ростом W^2 согласуется с экспериментом: наклон найден равным $1,7 \pm 0,2$ ГэВ² для $4 \leq W^2 \leq 8$ ГэВ² и $3,5 \pm 0,5$ для $W^2 > 8$ ГэВ² [106].

Измерение корреляции между ориентацией лептонной плоскости и плоскости, образованной начальным и конечным протонами, в системе покоя $\mu\pi$ (критерий Треймана — Янга) позволяет судить о спине системы. Эксперимент согласуется с $S_M = 0$.

Наиболее общая форма распределения по азимутальному углу имеет вид

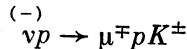
$$\frac{d\sigma}{d\varphi_\pi} = a + b \cos \varphi_\pi + c \cos 2\varphi_\pi + d \sin \varphi_\pi + e \sin 2\varphi_\pi.$$

Рис. 42. Распределение по W^2 в процессах $\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+$ и $\bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ p \pi^-$

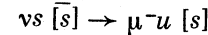
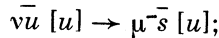
Недавние измерения [106] впервые обнаружили ненулевое значение $\langle \cos \varphi_\pi \rangle$ (определение φ — см. рис. 34) в эксклюзивных нейтринных реакциях ($c \simeq d \simeq e \simeq 0$), что свидетельствует об интерференции амплитуд с обменом W -бозоном, имеющим продольную и поперечную поляризации. Подобный эффект наблюдается в некоторых реакциях электророждения, тогда как в ГНР нейтрино F_L мало. Представляет интерес более детальное исследование этого явления, поскольку оно может дать ключ к пониманию поведения функции F_L в глубоконеупругом рассеянии.

Измерение коэффициентов при $\sin \varphi_\pi$ и $\sin 2\varphi_\pi$ позволило бы судить о T -нечетных вкладах, которые могут быть обусловлены взаимодействием в конечном состоянии.

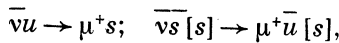
Рождение одиночной странной частицы в νp -взаимодействиях, например,



на кварковом языке соответствует переходам



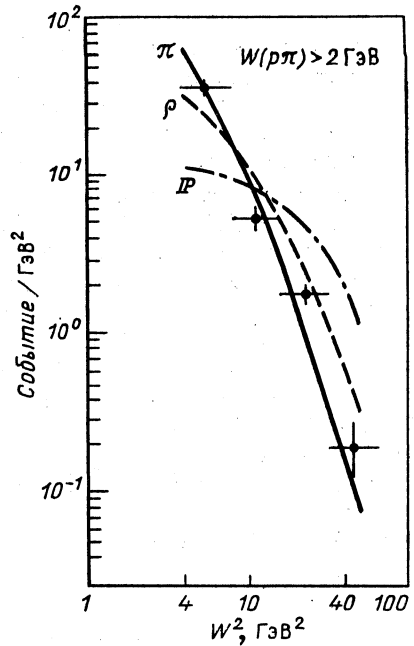
и



где скобка [] означает морского партнера-спектатора кварка (или антикварка), участвующего в реакции. Все эти реакции Кабибо-подавлены. Поэтому рождение одиночных каонов ожидается меньшим, чем пионов, по крайней мере на порядок. Кроме того, оно должно быть меньше в νp , чем в $\bar{\nu} p$.

Экспериментальное выделение рассматриваемых процессов затруднено как в связи с проблемой отделения K от π по кинематическим критериям, так и из-за влияния фоновых процессов

$\nu p \rightarrow \mu^\pm p \pi^\mp \pi^0$, имеющих значительно большее сечение.



Рождение резонансов. Детектируемые адроны могут быть рождены либо прямо во фрагментационном процессе, либо являются результатом распада более тяжелых резонансов. Для правильного понимания механизма фрагментации и особенностей конечной адронной системы важно экспериментально определить роль и характер резонансного рождения. Анализ рождения пар $\pi^+\pi^-$ в пучках ν , $\bar{\nu}$ показал, что среднее число ρ^0 на событие в заряженном токе составляет $0,222 \pm 0,014$ [107]. Отношение n_{ρ^0}/n_{π^0} и n_{ρ^-}/n_{π^-} оказывается малым при $z \approx 0$ и растет с увеличением z , достигая значения 0,6 при $z \sim 0,7$. Лундская модель предсказывает, что эти отношения должны выполняться для значений $\nu/p = 1$, что соответствует данным эксперимента WA-59 [97]. Обнаружено различие в зависимостях от x_F , z и p_{\perp}^2 для ρ^0 и π^- [107]. Последние сосредоточены при меньших x_F , z и p_{\perp}^2 , чем ρ^0 . Это указывает на то, что ρ^0 рождаются прямо, тогда как большинство π^- ($>60\%$) возникает от распада различных резонансов, в том числе и от ρ^0 .

В реакциях ν Ne и $\bar{\nu}$ Ne измерялась средняя множественность рождения ρ^0 -, ρ^+ - и ρ^- -мезонов в области $W > 1,5$ ГэВ (эксперимент WA-59). Эти данные сведены в табл. 15.

Таблица 15. Средняя множественность ρ^0 -, ρ^- - и ρ^+ -мезонов, рожденных в ν -, $\bar{\nu}$ -пучках

Мезон	$\bar{\nu}\text{Ne}, \langle W \rangle = 4,1$ ГэВ	$\nu\text{Ne}, \langle W \rangle = 5,3$ ГэВ
ρ^0	$0,11 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,03$
ρ^+	$0,05 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,04$
ρ^-	$0,18 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,03$

В рамках КПМ и при условии выполнения изоспиновой симметрии:

$$(u \rightarrow \rho^{\pm}) = (d \rightarrow \rho^{\mp}); (u \rightarrow \rho^0) = (d \rightarrow \rho^0)$$

(т. е. рождение ρ^{\pm} на u -кварке и т. д.) должны выполняться соотношения:

$$\langle n_{\rho^{\pm}} \rangle_{\nu} = \langle n_{\rho^{\mp}} \rangle_{\bar{\nu}};$$

$$\langle n_{\rho^0} \rangle_{\nu} = \langle n_{\rho^0} \rangle_{\bar{\nu}},$$

т. е. среднее значение числа рожденных ρ^{\pm} -мезонов на изоскалярной мишени в нейтринном пучке должно равняться среднему числу ρ^{\mp} -мезонов, рожденных в $\bar{\nu}$ -пучке. Как видно из табл. 14, эти соотношения хорошо выполняются. Из таких же простых качественных соображений можно утверждать, что рождение ρ^+ -мезонов легче идет на u -кварке ($u \rightarrow \rho^+ = u\bar{d}$), чем $\rho^- = d\bar{u}$. И наоборот, ρ^- -мезон легче рождается на d -кварке ($\rho^- = d\bar{u}$), чем ρ^+ . Эти соображения

ведут к неравенствам:

$$\begin{aligned} \langle n_{\rho^+} \rangle_{\nu} &> \langle n_{\rho^-} \rangle_{\nu}; \\ \langle n_{\rho^-} \rangle_{\bar{\nu}} &> \langle n_{\rho^+} \rangle_{\bar{\nu}}, \end{aligned}$$

что также подтверждается экспериментально (см. табл. 15).

На рис. 43 показано распределение по $\cos \theta$ для $\bar{\nu}\text{Ne} \rightarrow \rho^0 X$ -реакции, где θ — угол пиона в системе покоя ρ^0 и $\theta = 0$ соответствует направлению ρ^0 в WN с.п.м. [107]. Это первое измерение поляризации в инклюзивном глубоконеупругом нейтринорождении ρ^0 свидетельствует о предпочтительной продольной ($\lambda = 0$) поляризации ρ^0 -мезонов.

В эксперименте WA-21 [97] обнаружено нарушение четности в процессе ρ^0 -рождения в реакциях

$$\nu p \rightarrow \mu^- \rho^0 X; \quad \bar{\nu} p \rightarrow \mu^+ \rho^0 X; \quad (\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-).$$

Распределение ρ^0 -мезонов описывается вероятностью

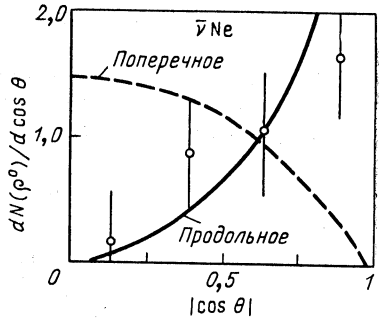


Рис. 43. Распределение по $\cos \theta$ в нейтринорождении ρ^0

$$\begin{aligned} W(\theta, \varphi) = & \frac{1}{4\pi} [1 - \eta(1 - 3 \cos 2\theta) - 3\sqrt{2} \sin \theta \cos \theta \cos \varphi \operatorname{Re}(\rho_{10} - \rho_{-10}) - \\ & - 3 \sin^2 \theta \cos 2\varphi \operatorname{Re} \rho_{1-1} + 3\sqrt{2} \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \operatorname{Im}(\rho_{10} - \rho_{-10}) + \\ & + 3 \sin^2 \theta \sin 2\varphi \operatorname{Im} \rho_{1-1}]. \end{aligned}$$

Здесь θ, φ — углы π^\pm -мезона при распаде ρ^0 в его системе покоя; ρ_{mn} — элементы спиновой матрицы плотности ρ^0 -мезона; $\eta = \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1)$, $\rho_{00} = 0,1$. Последние два члена в $W(\theta, \varphi)$ чувствительные к нарушению P -четности. В области $x_F > 0$, $z > 0,4$ и $W > 3$ ГэВ число ρ^0 -мезонов для $\sin 2\varphi < 0$ оказалось больше, чем в области $\sin 2\varphi > 0$. Мнимые части матричных элементов, ответственных за нарушение P -четности, оказались равными:

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(\rho_{10} - \rho_{-10}) &= \begin{cases} -0,20 \pm 0,10 & \text{для } \nu p; \\ -0,01 \pm 0,12 & \text{для } \bar{\nu} p; \end{cases} \\ \operatorname{Im} \rho_{1-1} &= \begin{cases} -0,17 \pm 0,08 & \text{для } \nu p; \\ -0,14 \pm 0,09 & \text{для } \bar{\nu} p. \end{cases} \end{aligned}$$

В нейтринных реакциях на уровне нескольких событий наблюдалось рождение cs -состояний: $F^{*'} (2547 \pm 60 \text{ МэВ})$ и $F^{*''} (2564 \pm \pm 4 \text{ МэВ})$, распадающихся на F^* и D^* (2010) + K соответственно (эксперимент E180). На УНК открываются более широкие перспек-

тивы исследования реакций подобного типа. Что касается барионных резонансов, то механизм этих процессов должен быть более сложным, так как барион может быть рожден либо от дикварка мишени, либо от $B\bar{B}$ -пары.

Азимутальная асимметрия в угловом распределении π^+ -мезонов. В эксперименте E546 [97] в реакции $\bar{\nu}Ne \rightarrow$ адроны наблюдалась лево-правая асимметрия по углу φ (см. рис. 34) для рождения положительных π^+ -мезонов [для $x_F > 0,1$ значение $\langle \cos \varphi \rangle = (-0,029 \pm 0,008)$] и не наблюдалось подобной асимметрии для отрицательных π^- -мезонов. Эта асимметрия не зависит от переменных y, Q^2, p_T , но чувствительна к переменной x . Пока нет ясной теоретической интерпретации наблюдаемого явления.

Когерентное рождение на ядрах. Когерентное рождение на ядрах широко используется для исследования конечных состояний в нейтринных реакциях. Эти процессы, идущие без развала ядра, харак-

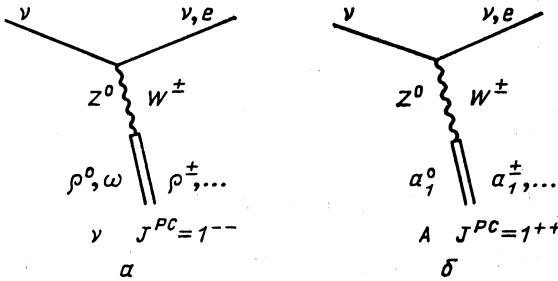


Рис. 44. Диаграммы векторной доминантности

теризуются малым переданным импульсом, вылетом частиц в основном вперед и отбором по квантовым числам.

Изучение реакции когерентного рождения одиночных мезонов позволяет исследовать изотопическую и пространственно-временную структуру слабого тока и проверить модель векторной доминантности (рис. 44) и гипотезу частичного сохранения аксиального тока [PCAC].

Гипотеза PCAC состоит в предположении, что при малых передачах Q^2 матричный элемент процесса

$$\nu + N \rightarrow l + X \sim \partial_\mu V^\mu + \partial_\mu A^\mu,$$

где V^μ — векторная часть слабого тока, а A^μ — аксиальная его часть. Закон сохранения векторного тока означает, что $\partial_\mu V^\mu = 0$, а гипотеза PCAC

$$\partial_\mu A^\mu = f_\pi m_\pi^2 \Phi_\pi, \tag{132}$$

где f_π — константа распада π -мезона; m_π — масса π -мезона, а Φ_π — волновая функция π -мезона.

В этом случае, например,

$$\frac{d^2\sigma(vN \rightarrow \mu X)}{dQ^2 dv} = \frac{G_F^2 f_\pi^2}{4\pi^2} \frac{2E_\mu}{vE} \sigma(\pi N \rightarrow X).$$

Когерентное рождение π^0 -мезонов в нейтральных токах является прямой «пробой» изовекторной аксиально-векторной части электро-слабого взаимодействия. Заметим, что этот процесс составляет главный источник фона в экспериментах по упругому рассеянию $\bar{\nu}_\mu$ на электронах. Когерентное рождение η^0 дает возможность исследовать изоскалярную аксиально-векторную часть электрослабого взаимодействия. В СМ она отсутствует, и до сих пор процессы когерентного рождения η^0 не наблюдались экспериментально. Следует, однако, заметить, что эффективность регистрации η^0 в экспериментах [108] была низкой. В недалеком будущем предполагается исследовать когерентное рождение D_{S^-} , $D_{S^*}^+$ -мезонов.

Сечение когерентного рождения π^0 -мезонов пропорционально фактору $[\varepsilon_A(u) - \varepsilon_A(d)]^2 \rho^2$, и, таким образом, имеется возможность экспериментального определения абсолютного значения разности аксиальных констант связи u - и d -кварков из измерения сечения этого процесса. Имеющиеся данные [108]

$$|\varepsilon_A(u) - \varepsilon_A(d)| = 1,10 \pm 0,23$$

не противоречат предсказанию СМ.

Преобладающий вклад в когерентное рождение одиночного пиона в соответствии с моделью мезонной доминантности ожидается от рассеяния продольной компоненты A_1 . При $Q^2 = 0$, согласно гипотезе Адлера [см. (132)], слабый ток ведет себя как пион и его связь с W -мезоном определяется константой f_π . Q^2 -зависимость задается пропагатором A_1 -мезона. Эти предсказания неплохо согласуются с экспериментом.

В работе [109] процесс когерентного рождения на ядрах одиночного адрона $h: \nu A \rightarrow \mu h A$ был рассмотрен для больших Q^2 . Авторы получили экстраполяцию соотношения Адлера в область $Q^2 \neq 0$ и выражение для вклада разреза, появляющегося из-за образования ρ -системы в промежуточном состоянии, который в области заметно больших передач Q^2 было бы некорректно аппроксимировать полюсом от A_1 -мезона. Проверка РСАС-гипотезы в области увеличивающихся Q^2 представляет большой интерес.

Когерентное рождение ρ -мезонов ожидается аналогичным фоторождению ρ : сечение процесса $W^- + A \rightarrow \rho^- + A$ может быть связано с сечением упругого ρA -рассеяния через векторную доминантность. Это предсказание также находится в разумном согласии с экспериментальными данными.

Инклюзивное рождение странных очарованных и прелестных частиц. В КПМ рождение странных, очарованных, прелестных

частиц обусловлено процессами ассоциативного и одиночного рождения соответствующих кварков.

Угловое распределение странных, очарованных и прелестных частиц, их относительные частоты рождения, их p_{\perp}^2 -распределения, частота появления в струях и т. д. — все эти характеристики важны для понимания структуры нуклона и природы фрагментации кварков различного сорта.

Рассмотрим для примера некоторые проблемы, связанные с рождением странных кварков. Возможны следующие реакции:

$$v + d_v \rightarrow \mu^- + u + s + \bar{s};$$

$$\bar{v} + u_v \rightarrow \mu^+ + d + s + \bar{s};$$

$$\bar{v} + v_v \rightarrow \mu^+ + s.$$

Вылетающий кварк фрагментирует в адроны в направлении «вперед» (токовая фрагментация), а оставшийся дикварк — спектатор — в адроны в направлении «назад» (мишенная фрагментация). Это приводит к предпочтительному испусканию Λ вперед, а K^0 — вперед и назад. Важным параметром моделей фрагментации, который может быть определен экспериментально, является отношение s/u вероятностей рождения $s\bar{s}$ - и $u\bar{u}$ -пар в процессе фрагментации. Очень удобно измерять s/u в области фрагментации тока в $\bar{\nu}p$ -рассеянии. Преобладающим процессом здесь является $\bar{\nu}u \rightarrow \mu^+d$, в котором кварк d испускается в переднюю полусферу. В зависимости от того, подхватывает ли d -кварк \bar{u} - или \bar{s} -кварк из $u\bar{u}$ - или $s\bar{s}$ -пар соответственно, может образоваться либо π^- , либо K^0 . Таким образом, отношение выхода числа частиц K^0/π^- при больших z прямо измеряет s/u [110]. К сожалению, существует ряд экспериментальных трудностей, связанных с низкой статистикой при больших z , фоном от $\bar{\nu}u \rightarrow \mu^+s$ и вкладом резонансов (в рождение π^-). Существующие данные указывают на значительное «подавление странности»: $s/u \sim 0,15 \div 0,20$ [110, 111]. Интересно, что фактор s/u практически не зависит от x , W и Q^2 , тогда как сечение рождения K^0 , \bar{K}^0 и π^- , а также отношение $\langle K^0 \rangle / \langle \pi^- \rangle$ зависят от этих переменных. Представляет несомненный интерес дальнейшее, более детальное изучение этого явления и, в частности, изучение возможной зависимости s/u от кинематических переменных z , p_T и от энергии струн.

Механизмы образования очарованных частиц рассматривались в ряде работ [112, 113]. Очарованные частицы могут рождаться, во-первых, в процессах рассеяния нейтрино на d - и s -кварках: $\nu d \rightarrow \mu c$, $\nu s \rightarrow \mu c$; во-вторых, они могут возникать в процессе разрушения виртуальных $c\bar{c}$ -пар, входящих в состав кваркового моря нуклона. Очевидно, что из-за малости доли $c\bar{c}$ -пар в составе моря

нуклонов этот вклад мал. Превращение цветных кварков в бесцветные адроны нельзя понять без учета конфайнмента. Поскольку эта проблема осталась нерешенной в КХД, процесс адронизации кварков описывается феноменологическими моделями с использованием функций распределения кварков в адроне, функций фрагментации кварков $F(z)$ и рекомбинации кварков.

В работе [113] в рамках партонных представлений были рассчитаны инклюзивные спектры очарованных D^{+-} , D^{-} , D^0 , \bar{D}^0 , F -мезонов и Λ_c^{+} , Σ_c^{++} -барионов, образующихся в $\nu\bar{\nu}$ -взаимодействиях. Зависимость от энергии полных сечений рождения очарованных адронов в относительных единицах приведена на рис. 45. Получены также зависимости сечений этих же частиц как функции пере-

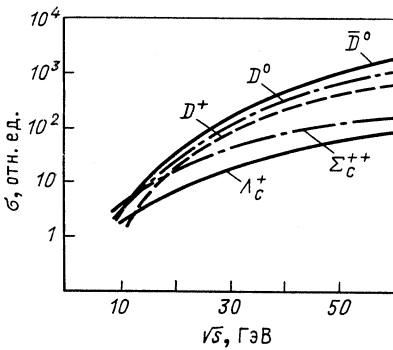


Рис. 45. Зависимость от энергии полных сечений рождения очарованных частиц

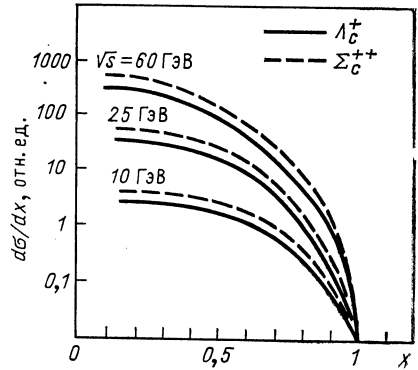


Рис. 46. Зависимость дифференциальных сечений $d\sigma/dx$ от переменной x (в отн. ед.)

менной x (рис. 46). «Жесткий» характер спектров Λ_c^{+} и Σ_c^{++} обусловлен формой трехчастичных функций распределений. Ясно, что трехчастичные модельные функции распределения содержат значительный теоретический произвол и нуждаются в серьезном экспериментальном обосновании.

В одной из недавних работ — эксперимент E531 [114] — в пучке нейтрино (широкого спектра) были измерены сечения рождения очарованных частиц. Данные получены для средней энергии нейтрино 22 ГэВ и приведены в табл. 16.

Оценено сечение квазиупругого процесса [114]:

$$\sigma(\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^{-} \Lambda_c^{*}) = 3,7_{-2,3}^{+3,7} \cdot 10^{-40} \text{ см}^2.$$

Не наблюдались случаи распада прелестных частиц и не найдены указания на изменяющие аромат нейтральные токи.

В эксперименте E514 [115] при среднем значении энергии нейтринного пучка $\langle E_{\nu} \rangle \sim 60$ ГэВ найдено следующее отношение сече-

Т а б л и ц а 16. Отношения сечений различных процессов

Отношение сечений	Доля, %
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow c\mu^{-}X)}{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^{-}X)}$	$4,9^{+0,7}_{-0,6}$
$\frac{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}N \rightarrow \bar{c}\mu^{+}X)}{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}N \rightarrow \mu^{+}X)}$	$5,8^{+2,9}_{-2,0}$
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^{-}\Lambda_c^{+})}{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^{-}X)}$	$0,3^{+0,3}_{-0,2}$
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow \nu_{\mu}ccX)^{*}}{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow \nu_{\mu}X)}$	$0,13^{+0,31}_{-0,11}$
$\frac{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow ccX)^{*}}{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow cX)}$	$0,8^{+1,9}_{-0,7}$

* Данные включают взаимодействие нейтрино и антинейтрино.

ний:

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^{-}cX)}{\sigma(\nu_{\mu}N \rightarrow \mu^{-}X)} = (8,3 \pm 2,3) \%$$

Относительное сечение рождения очарованных частиц приведено на рис. 47.

Таким образом, о процессах рождения очарованных частиц в нейтринных взаимодействиях нам известно пока очень мало. Прак-

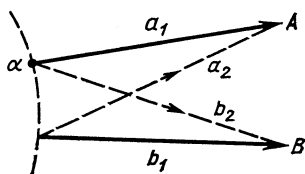
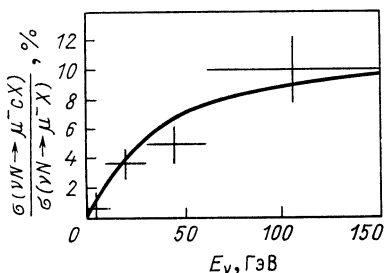


Рис. 47. Относительное сечение рождения очарованных частиц в заряженном токе (сплошная кривая взята из работы Brock R.//Phys. Rev. Lett., 1980. Vol. 44. P. 1027)

Рис. 48. Иллюстрация процесса интерференции пионных амплитуд

тически ничего не известно о сечениях рождения прелестных мезонов и барионов в нейтринных взаимодействиях.

Корреляции Бозе—Эйнштейна. Эффект корреляции Бозе—Эйнштейна (БЭ) состоит в увеличении вероятности эмиссии тожд-

дественных бозонов, испущенных с относительно малыми импульсами по сравнению с некоррелированным случаем [116]. Источник эффекта заключается в квантовомеханическом требовании симметризации волновой функции тождественных частиц. Так, амплитуда пиона, рожденного источником α (β) и попадающего в детектор A (B), интерферирует с амплитудой пиона, рожденного источником β (α) и зарегистрированного детектором A (B) — рис. 48:

$$A \sim e^{ik\alpha_1} e^{ikb_1} + e^{ik\alpha_2} e^{ikb_2} \\ \left(\begin{array}{c} \alpha \rightarrow A \\ \beta \rightarrow \beta \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \beta \rightarrow A \\ \alpha \rightarrow \beta \end{array} \right).$$

Коэффициент корреляции

$$C = \frac{\rho(\rho_1, \rho_2)}{\rho(\rho_1) \rho(\rho_2)}$$

может быть выражен через одно- и двухчастичные плотности:

$$\rho(\rho) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dp}; \quad \rho(\rho_1, \rho_2) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}$$

в виде

$$C = \frac{\sigma \frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2}}{\frac{d\sigma}{dp_1} \frac{d\sigma}{dp_2}},$$

где σ — полное сечение; $d\sigma/dp_1$ — одночастичное инклюзивное сечение; $d^2\sigma/dp_1 dp_2$ — двухчастичное сечение.

Изучение корреляций БЭ обеспечивает изучение размеров бозонного источника и времени его жизни.

Заметим, что не все теоретические модели предсказывают существование корреляций БЭ. Так, в дуальных моделях она почти полностью отсутствует [117]. Корреляции БЭ могут естественным образом возникать в струнной фрагментационной модели — лундской модели адронизации [118]. К сожалению, эту модель трудно проверить на эксперименте. Формализм струнной модели приложим к случаю, когда все частицы, рожденные при «распаде» цветных струн, стабильны. В действительности, в процессе соударения рождается много резонансов с определенным временем жизни и некоторой распадной длиной, которые сравнимы с соответствующим временем жизни и шкалой длины при распаде струны. Включение этих эффектов в струнную модель с целью выделения протяженности и времени жизни источника бозонов представляется весьма сложной расчетной проблемой.

Чтобы исключить кинематические и динамические корреляции, не связанные с эффектом БЭ, удобно использовать отношение между измеряемыми плотностями вероятности рождения пар пионов (као-

нов) одного знака и пар, не содержащих корреляций:

$$R = \frac{\rho(\rho_1\rho_2)}{\rho_0(\rho_1\rho_2)}.$$

Величина $R-1$ имеет смысл фурье-образа пространственно-временного распределения плотности потока частиц, испускаемых источником. Если $\Delta\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ — разность трехмерных импульсов двух тождественных частиц, тогда

$$R = |A|^2 \simeq 1 + \lambda \exp\{-\Delta p^2 r^2\},$$

где r^2 — среднеквадратичный радиус источника. Множитель λ учитывает, что интерференция по разным причинам может быть неполной. Иногда вводят множитель $[1 - (q_0\tau)^2]^{-1}$, где $q_0 = |E_1 - E_2|$, а τ учитывает время жизни источника (в одних моделях) или связывается с глубиной эмиссионного слоя (в других). Анализ, использующий описание источника лишь с помощью одной пространственной переменной r , реалистичен лишь в некоторых специальных ситуациях [119] и для несферической области дает некоторое усредненное описание. Чтобы изучить зависимость r от направления, можно использовать тот факт, что r фактически определяет «размер» системы, измеряемый вдоль $\Delta\mathbf{r}$. Поэтому можно исследовать зависимость корреляций от угла θ ($\Delta\mathbf{r}$) в с. ц. м. между осью столкновения и вектором $\Delta\mathbf{r}$. Кроме того, и это наиболее существенно, разность $\Delta\mathbf{r}$, равно как и «форма» источника, определяемая из анализа, зависят от системы отсчета, в которой они находятся.

Корреляция БЭ хорошо установлена в физике высоких энергий в процессах множественного рождения пионов [119, 120] и каонов [121, 122]. Данные для заряженных каонов были получены в $\alpha\alpha$ -, $p\bar{p}$ -, $p\bar{p}$ -соударениях на установке AFS (ЦЕРН, ISP). Измерялось отношение

$$R = \frac{(+ +)^S + (- -)^S}{(+ +)^D + (- -)^D},$$

где $(++)$ и $(--)$ в числителе, помеченные буквой S , означают полное число случаев с K -мезонами одинаковых знаков в некотором выбранном интервале $(\Delta p_T, \Delta p_L)$, где Δp_T — компонента $\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$, поперечная к $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$, Δp_L — компонента $\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2$, продольная к $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$, а $(++)^D$ и $(--)^D$ в знаменателе есть соответственное число событий с K -мезонами одинаковых знаков, не участвующих в корреляции.

Размер области испускания каонов $r \sim (2,4 \pm 0,4)$ фм. Была установлена корреляция БЭ между тождественными каонами. Для каонов подтверждены те же качественные особенности корреляции, которые были обнаружены и для пионов — пространственная область $r(KK)$ увеличивается с увеличением средней множественности заряженных частиц так же, как и для $r(\pi\pi)$ [122].

Предположение о сферической симметрии «источника» противоречит интуиции. Поэтому недавно была предпринята попытка на

большей статистике ($\sim 10^5$) изучить корреляции БЭ с учетом зависимости от угла θ (Δp) для тех же $\alpha\alpha$ -, pp - и $p\bar{p}$ -столкновений, но для пионов. Было найдено, что для pp - и $p\bar{p}$ -столкновений радиальный параметр r растет с ростом $|\cos \theta$ (Δp), т. е. протяженность области эмиссии пионов в направлении оси столкновения больше, чем в поперечном направлении (источник имеет «продольную» форму). Максимальное различие в размерах достигает порядка 2. При

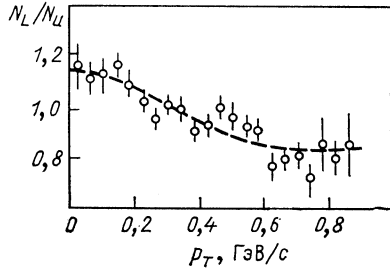


Рис. 49. Отношение числа N_L событий с одинаковыми знаками зарядов к числу N_u событий с разными знаками зарядов как функция p_T

этом рост множественности оказался связанным с ростом продольного размера источника. Для $\alpha\alpha$ -соударений результат оказался согласующимся со сферически-симметричной формой.

Измерения для нейтринных взаимодействий значительно беднее, чем для адронных. На рис. 49] приведено отношение N_L/N_u одинаковых и неодинаковых пар пионов в νD - и $\bar{\nu} D$ -реакциях, согласующихся со стандартными «размерами» $r \sim 0,8$ фм.

В свете приведенных выше рассуждений очевидно, что подобные измерения малоинформативны. Необходимо более глубокое исследование этого явления в нейтринных пучках УНК с высокой статистикой, улучшенной идентификацией частиц, хорошим импульсным разрешением на различных ядерных мишенях и в широкой кинематической области для того, чтобы исследовать корреляции БЭ в различных системах отсчета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков М. А. // Вопросы истории естествознания и техники. М., 1985. С. 20—32.
2. Glashow S.L. // Nucl. Phys. 1961. Vol. 22. P. 579—588; Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 1264—1266; Salam A. // Proc. 8th Nobel Symposium. Aspenäs garden, 1968/Eds. Almqvist and Wiksell. Stockholm, 1968. P. 367.
3. Bardeen W. A., Fritzsche H., Gell-Mann M. // Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics/Ed. R. Gatto. N.Y.: Wiley, 1973; Gross D. J., Wilczek F. // Phys. Rev. 1973. Vol. D8. P. 3633—3652; Gross D. J., Wilczek F. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. P. 1343—1346; Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 494—497.
4. Адо Ю. М. // УФН. 1985. Т. 145. Вып. 1. С. 87—112; Балбеков А. И., Васильев А. А., Воронцов Г. Л. и др. // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. Вып. 3. С. 568—580.
5. Myznikov K. P. // Proc. of the Workshop on the Experimental program at UNK. Serpukhov, 1988. P. 13—31.

6. Аммосов В. В., Васильев В. В., Гаркуша В. И., Денисов С. П. и др.// Там же. С. 31—42.
7. Царев В. А.// Там же. С. 118—144.
8. Бунятов С. А., Вовенко А. С.// Там же. С. 316—322.
9. Денисов С. П. и др.// Материалы рабочего совещания «Физические исследования на УНК ИФВЭ». Протвино, 1982. С. 167—179.
10. Аммосов В. В. и др. Материалы рабочего совещания «Физические исследования на УНК ИФВЭ». Протвино, 1983. С. 69—93.
11. Балакин В. Е., Скринский А. Н. Линейные встречные пучки — перспектива развития. М.: изд. МИФИ, 1984.
12. Царев В. А., Чечин В. А.// ЭЧАЯ. 1986. Т. 17. Вып. 3. С. 389—432; Царев В. А., Чечин В. А.// Физика Земли. 1986. Т. 9. С. 81.
13. De Rujula A., Glashow S. L., Wilson R. R., Charpak G.// Phys. Rep. 1983. Vol. 99. P. 341—396.
14. Бардин Д. Ю. Прецизионные проверки стандартной теории. Лекции для молодых ученых. Препринт ОИЯИ P2-88-189. Дубна, 1988.
15. Stuart R. G. Preprint CERN TH 4342/85.
16. Akhundov A. A., Bardin D. Yu., Rieman T.// Phys. Lett. 1986. Vol. B166. P. 111—119; Hollik W. Preprint DESY 88—188, Desember, 1988.
17. Amaldi U., Böhm A., Durkin L. S. e.a.// Phys. Rev. 1987. Vol. D36. P. 1385—1407.
18. Биленький С. М. Лекции по физике нейтрино и лептон-нуклонных процессов. М.: Энергоатомиздат, 1981. С. 215.
19. Panman J. Neutrino Interactions// Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Hamburg, 1987/Eds. K. Bartel, R. Rücke. Amsterdam: North-Holland, 1987. P. 553—580.
20. Sirlin A.// Phys. Rev. 1980. Vol. D22. P. 971—984; Marciano W. J., Sirlin A.// Phys. Rev. D. 1980. Vol. 22. P. 2695—2717; Sarantakos S., Sirlin A., Marciano W. J.// Nucl. Phys. 1983. Vol. B217. P. 84—97.
21. Bardin D. Yu., Dokuchaeva V. A.// Nucl. Phys. 1984. Vol. B246. P. 221—230.
22. Blondel A. Invited talk at the 22 Recontres de Mariond: Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, March 1987. Preprint CERN-EP/87-174, 1987.
23. Bardin D. Yu., Dokuchaeva V. A.// Nucl. Phys. 1987. Vol. B287. P. 839—851.
24. CHARM-Collaboration /F. Bergsma, J. Dorenbosch, M. Jonker e.a.// Phys. Lett. 1982. Vol. 117B. P. 272—278; Ahrens L. A., Aronson S. H., Connolly P. L. e.a.// Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 18—21.
25. Lackner K. S.// Nucl. Phys. 1979. Vol. B153. P. 505—525; P. 526—545.
26. Исаев П. С. Квантовая электродинамика в области высоких энергий. М.: Энергоатомиздат, 1984. Гл. 2, § 2.2. С. 262.
27. Okun L. B. Talk at «Neutrino-88». Boston, 1988.
28. Davis R., Evans F.// Proc. VI Leningrad Intern. Seminar Particles Acceleration and Nuclear Reactions in Outospace. Leningrad, 1974. P. 91.
29. Voloshin M. B., Vysotsky M. I. IТЕР preprint N1, 1986; Окунь Л. Б., Волошин М. Б., Высоцкий М. И.// ЯФ. 1986. Т. 44. P. 677—680; Duncan M. J., Grifols J. A., Mendez A., Uma Sanakar S.// Phys. Lett. 1987. Vol. 191B. P. 304—308.
30. Bardin D. Yu., Bilenky S. M., Pontekorvo B.// Phys. Lett. 1970. Vol. 32B. P. 68—70.
31. Kim J. E., Mathur V. S., Okubo S.// Phys. Rev. 1974. Vol. D9. P. 3050—3053.
32. Зельдович Я. Б.// ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1531—1533; Зельдович Я. Б., Переломов А. М.// ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1115—1125.
33. Kim J. E., Langacker P., Levine M., Williams H. H.// Rev. Mod. Phys. 1981. Vol. 53. P. 211—252; Abe K., Ahrens L. A., Amako K. e.a.// Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 1107—1111.
34. Kim J. E., Langacker P., Sarkar S.// Phys. Rev. 1978. Vol. D18. P. 123—134.

35. Ahrens L. A., Aronson S. H., Konnelly P. L. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. D35. P. 785—809.
36. Paschos F., Wolfenstein L.//Phys. Rev. 1973. Vol. D7. P. 91—95.
37. Geweniger C.//Proc. XI Intern. Conf. on Neutrino. Physics and Astrophysics, Nordrichen/Ed. K. Kleinknecht and F. Paschos. 1984. P. 265.
38. Gall P. D.//Fortschr. Phys. 1987. Vol. 35. P. 115—276.
39. Bardin D. Yu., Dokuchaeva V. A. Preprint JINR E2-86-260. Dubna, 1986.
40. Бедняков В. А., Златев И. С., Иванов Ю. П. и др.//ЯФ. 1984. Т. 40. Вып. 3(9). С. 770—776.
41. Kayser B., Garvey G. T., Fischbach E., Rosen S. P.//Phys. Lett. 1974. Vol. 52B. P. 385—388.
42. Kingsley R. L., Wilczek F., Zee A.//Phys. Rev. 1974. Vol. D10. P. 2216—2218.
43. Gourdin M.//Proc. Intern. Neutrino Conf. Aachen, 1976. P. 234 (Vieweg, Braunschweig); Kayser K.//Proc. Neutrino-78. Purdue, 1978. P. 979.
44. Wang K. C.//Proc. XI Intern. Conf. on Neutrino. Physics and Astrophysics, Nordkirchen, 1984. P. 322.
45. Winter K. Neutral weak current phenomena//Report on XIII Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics. Boston, Massachusetts, USA, 5—11 June, 1988 (Neutrino-88).
46. Кожушнер М. А., Шабалин Е. П.//ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 949—953; ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 310; Шабалин Е. П.//ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 175—180; Belusevic R., Smith J. Preprint Fermilab-Publ-87/124-T.
47. Bergsma F., Dorenbosch J., Jonkek M. e.a. (Charm-Collaborat)//Phys. Lett. 1983. Vol. 122B. P. 185—188.
48. Kobayashi M., Maskava T.//Progr. Theoret. Phys. 1973. Vol. 49. P. 652—657.
49. Sirlin A.//Nucl. Phys. 1974. Vol. B71. P. 29—52; Rev. Mod. Phys. 1978. Vol. 50. P. 573—617.
50. Maiani L.//Phys. Lett. 1976. Vol. B62. P. 183—186; Chan L. L., Keung W. Y.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1802—1805; Fritzsche H.//Phys. Rev. 1985. Vol. D32. P. 3058—3061.
51. Kleinknecht K. Weak Mixing, CP Violation and Rate Decays, Report on XXIV Intern. Conf. on High Energy Physics. Munich, August 4—10, 1988 (in print).
52. Schmidt-Parcefall W. International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy. Hamburg 27—31 July, 1987/Ed. by W. Bartel, R. Rücke. Amsterdam: North-Holland, 1987. P. 257—287.
53. Fogli C. L., Haidt D. Preprint BA-TH/2-88, January, 1988.
54. Jonher M., Panman J., Udo F. e.a.//Phys. Lett. 1981. Vol. B102. P. 67—72.
55. Окунь Л. Б.//ЯФ. 1985. Т. 41. P. 1272—1277.
56. Auios J. C., Appel J. A., Bracher S. B. e.a. Preprint Fermilab-Conf.-87/143-E.
57. Bryman D. A., Dubois R., Numao T. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 7—10.
58. Albajar C., Albrow M. C., Allkofer O. C. e.a.//Phys. Lett. B. 1987. Vol. 185. P. 233—240.
59. Gross D. J., Llewellyn-Smith C. H.//Nucl. Phys. 1969. Vol. B14. P. 337—348.
60. Adler S. L.//Phys. Rev. 1966. Vol. 143. P. 1144—1155.
61. Callan C. G., Gross D. J.//Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 22. P. 156—159.
62. Липатов И. Н.//ЯФ. 1974. Т. 20. С. 181—198; Altarelli G., Parisi G.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B126. P. 298—319.
63. Baulier L., Kounnas C.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B141. P. 423—431; Kodira J., Uematsu T.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B141. P. 497—506.
64. Altarelli G., Ellis R. K., Martinelli G.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B143. P. 521—545; Erratum. 1979. Vol. B146. P. 544.

65. Morfin J. G., Owens J. F.//Proc. Snow man «84», Colorado, 1984. Fermilab-Conf.-85/15.
66. Иванов Ю. П., Исаев П. С.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 744—755.
67. Georgy H., Politzer H.D.//Phys. Rev. 1976. Vol. D14. P. 1829—1848.
68. Ширков Д. В.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 541—545; ТМФ. 1981. Т. 49. С. 291—298.
69. Aguilar-Benitez M., Porter F.C., Hernandez J.J.e.a.//Particle Data Group. Phys. Lett. 1986. Vol. 170B. P. 1—350.
70. Quigg C., Reno H.H., Walker T.P. FNAL-Pub-86/50-AT, 1986.
71. Aubert J.J., Bassompierre G., Becks K.H.e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. B293. P. 740—786.
72. Abbot L.P., Atwood W.B., Baruett R.//Phys. Rev. 1980. Vol. D22. P. 582—593.
73. Исаев П. С., Коваленко С. Г.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 756—764; Isaev P.S., Kovalenko S.G.//Hadronic J. 1980. Vol. 3. P. 919—939; Златев И. С., Иванов Ю. П., Исаев П. С., Коваленко С. Г.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 454—463; Бедняков В. А., Златев И. С., Исаев П. С., Коваленко С. Г.//ЯФ. 1983. Т. 36. С. 745—754; Бедняков В. А., Златев И. С., Иванов Ю. П. и др.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 770—776.
74. Farrar G., Jackson D.//Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 1416—1420.
75. Giacomelli G. Proc. CERN-JINR School of physics. Urbino, Italy, 1985. P. 266—325.
76. Allasia D., Angelini C., Baldini A.e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 135B. P. 231—236.
77. Sloan T.//Proc. 17th Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, See-winkel, 1986. P. 290—325.
78. Иванов Ю. П.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 492—497.
79. Aubert J.J., Bassompierre G., Becks K.H.e.a. (EMC)//Phys. Lett. 1983. Vol. 123B. P. 123—126.
80. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами: Пер. с англ. М.: МИР, 1975.
81. Reya E.//Phys. Rep. 1981. Vol. 69. P. 195—333.
82. Nachtmann O.//Nucl. Phys. 1973. Vol. B63. P. 237—247.
83. Dasu S., de Barbaro P., Walker R.C.e.a. UR-991, Univ. of Rochester, 1987.
84. Buras A.J.//Rev. Mod. Phys. 1980. Vol. 52. P. 199—276.
85. Devoto A., Duke D.W., Owens J.F., Roberts R.G.//Phys. Rev. 1983. Vol. D27. P. 508—522; Иванов Ю. П., Коваленко С. Г.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 1277—1283.
86. Bergsma F., Dorenbosh T., Allaby J.V.e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 153 B. P. 111—115.
87. Царев В. А.//Материалы рабочего совещания по программе экспериментальных исследований на УНР. Серпухов, 1988. С. 118—143.
88. Baum G., Bergström M.R., Bolton P.R.e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 1135—1138.
89. Shman J.A., Badelek B., Baum G.e.a. (EMC collaboration) //Phys. Lett. 1988. Vol. B206. P. 364—370.
90. Sloan T.//Proc. Intern. Europhys. Conf. on High Energy Physics. Uppsala, 1987. Vol. 2. P. 857—883.
91. Bjorken J.D.//Phys. Rev. 1966. Vol. 148. P. 1467—1478; Ibid. 1970. Vol. D1. P. 1376—1379.
92. Kodaira J., Matsuda S., Muta T.e.a.//Phys. Rev. 1979. Vol. D20. P. 627—637; Kodaira J., Matsuda S., Sasaki K., Uematsu T.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B159. P. 99—124.
93. Ellis J., Jaffe R.L.//Phys. Rev. 1979. Vol. D9. P. 1444—1446; Erratum. 1974. Vol. D10. P. 1669.
94. Garlitz R., Kaur J.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 673—676; Kaur J.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B128. P. 219—251.
95. Belyaev V.M., Ioffe B.L., Kogan Y.I.//Phys. Lett. 1985. Vol. 151B. P. 290—294.

96. Jaffe R.L.//Phys. Lett. 1987. Vol. 193B. P. 101—104; Close F., Roberts R.G.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 1471—1474; Brodsky S.J., Ellis J., Karliner M.//Phys. Lett. 1988. Vol. B206. P. 309—315; Altarelli G., Ross G.G. CERN-TH 5082/88; Efremov A.V., Teryaev O. Dubna preprint E2-88-287; Fritzsche H. Max-Planck-Inst. Preprint. MPI-PAE/PYh 45/88; Lipkin H. ANL-HEP-RP-88-46; 88-48; Anselmino M., Ioffe B.L., Leader E. NSF-ITP-88-94.
97. Schmitz N. Hadron production in high energy νN collisions. Neutrino '88.
98. Feynman R., Field R.//Nucl. Phys. 1978. Vol. B136. P. 1—76.
99. Musgrave B.//Intern. Conf. on Neutrinos, Weak Interactions and Cosmology. Bergen, 1979. Vol. 2. P. 556—575.
100. Saitta B.//Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics. 1980, Erice, Sicily. P. 107—142.
101. Mukherjee A., Bofill J., Busza W.e.a. FNAL-Conf.-86/102-E.
102. Altarelli G., Ellis R.C., Martinelli G., Pi S.-Y.//Nucl. Phys. 1979. Vol. B160. P. 301—329.
103. Berger E.L., Brodsky S.J.//Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 940—944; Berger E.L.//Z. Phys. 1980. Vol. C4. P. 289—301; Phys. Lett. 1980. Vol. 89B. P. 241—245.
104. Бельков А. А., Зудин Ю. А., Клименко Л. А., Комаченко Ю. Я.//Материалы III Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. P-1,2-13-83-81. Дубна, 1983. С. 97—108.
105. Герштейн С. С., Комаченко Я. Ю., Хлопов М. Ю.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1663—1678.
106. Allen P., Grässler H., Chulte R.e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. B264. P. 221—242.
107. Allen P., Grässler H., Lanske D.e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. 194B. P. 373—385.
108. Bergsma F., Dorenbosch J., Allaby J.V.e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 157B. P. 469—474.
109. Бельков А. А., Копелиович Б. З.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 874—885.
110. Ammosov V., Amrakhov A.H., Denisov A.G.e.a.//Phys. Lett. 1980. Vol. 93B. P. 210—212.
111. Breakstone A., Buchanan C.D., Campanini e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 135B. P. 510—514.
112. Afek Y., Leroy C., Margolis B., Trischuk J.//Z. Phys. C. Particles and Fields. 1980. Vol. 6. P. 251—264; Картвелишвили В. Г., Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р.//ЯФ. 1979. Т. 28. С. 1315—1322; ЯФ. 1980. Т. 32. С. 236—245; ЯФ. 1981. Т. 33. С. 832—841; Лиходед А. К., Слабоспицкий С. Р., Суслов М. В.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 727—736.
113. Бедняков В. А., Бунятов С. А., Исаев П. С. Сообщения ОИЯИ P2-84-820. Дубна, 1984.
114. Ushida N., Kondo T., Tasaka S.e.a. (E-531 Collaboration)//Phys. Lett. 1988. Vol. B206. P. 375—379.
115. Бунятов С. А., Батусов Ю. А., Кузнецов О. М. и др. Препринт ОИЯИ Д-1-88-932. Дубна, 1988.
116. Goldhaber G., Goldhaber S., Lee W., Pais A.//Phys. Rev. 1960. Vol. 120. P. 300—318; Копылев Г. И., Подгорецкий М. И.//ЯФ. 1972. Т. 15. С. 392—400; ЯФ. 1973. Т. 18. С. 656—666; ЯФ. 1974. Т. 19. С. 434—446.
117. Giovannini A., Veneziano G.//Nucl. Phys. 1977. Vol. B130. P. 61—75.
118. Anderson B., Koffman W.//Phys. Lett. 1986. Vol. 169B. P. 364—368.
119. Bowler M.G.//Z. Phys. 1985. Vol. C29. P. 617—629.
120. Akesson T., Albrow M.G., Almehed S.e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 129B. P. 269—272; Aihara H., Alston M.-G., Bakken J.A.e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. D31. P. 996—1003.
121. Cooper A.M., Ganguli S.N., Malhotra P.K.e.a.//Nucl. Phys. 1978. Vol. 139B. P. 45—60.
122. Akesson T., Albrow M.G., Almehed S.e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 155B. P. 128—132.