

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР
(30—31 октября 1974 г.)**

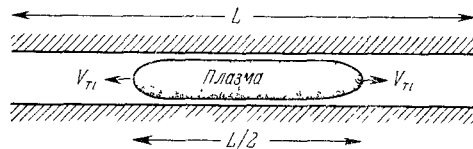
30 и 31 октября 1974 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Г. Б. Абдуллаев. Тонкопленочные переключающие приборы с управляемой электрической памятью на основе сложных кристаллических полупроводников.
2. Д. Д. Рютов. Управляемый термоядерный синтез в плотной квазистационарной плазме.
3. П. В. Сумарук, Я. И. Фельдштейн. Межпланетные магнитные поля и геомагнитные вариации в приполюсной области.
4. Р. А. Сюняев. «Черные дыры» и нейтронные звезды в двойных звездных системах.

Ниже публикуется краткое содержание двух докладов.

621.039.61(048)

Д. Д. Рютов. Управляемый термоядерный синтез в плотной квазистационарной плазме. В течение последних нескольких лет в Новосибирском институте ядерной физики ведутся исследования, целью которых является выяснение возможности создания термоядерного реактора на основе прямых систем с плотной плазмой¹. Приготавливая плазму в виде сгустка, отделенного вакуумными промежутками от обоих концов установки (см. рисунок), можно



обеспечить продольную термоизоляцию плазмы; для поперечного удержания можно использовать однородное продольное магнитное поле. Такая система очень проста, и нет сомнений в том, что она будет работать. Однако она обладает двумя серьезными недостатками. Во-первых, из-за того, что время продольного расширения плазмы L/V_{Ti} (L — длина установки, V_{Ti} — тепловая скорость ионов) должно быть больше лосоновского времени, установка должна быть очень длинной: L (см) $\gtrsim 2 \cdot 10^{22}/n$ (см⁻³) (n — плотность плазмы), т. е. даже при $n = 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ длина установки должна быть около 1 км. Во-вторых, для обеспечения магнитного удержания плотной плазмы требуется сильное магнитное поле ($H \gtrsim 3 \cdot 10^5$ эс), создание которого в большом объеме вызовет серьезные трудности.

Возможность значительного уменьшения длины установки была найдена в Новосибирском институте ядерной физики². Она состоит в переходе от однородного магнитного поля к так называемому «многопробочному» (установка превращается в последовательность пробкотронов, соединенных торцами). Длина отдельного пробкотрона должна быть меньше длины свободного пробега заряженных частиц, которая, в свою очередь, в плотной плазме мала по сравнению с длиной установки. Переход к многопробочному магнитному полю приводит к тому, что инерционный разлет плазмы

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1975 г.

превращается в медленное диффузионное расширение, а это позволяет существенно уменьшить длину установки. Построена количественная теория, описывающая течения плазмы в многопробочном магнитном поле³ и проведены модельные эксперименты на низкотемпературной щелочной плазме⁴, полностью подтвердившие теорию.

Что касается поперечной термоизоляции, то для плазмы с плотностью $n \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеется возможность перехода к т. н. «немагнитному удержанию» (см., например, 1, 5), при котором поперечное равновесие обеспечивается за счет непосредственного контакта плазмы со стенками рабочего объема, а роль магнитного поля сводится только к подавлению поперечной теплопроводности. Это позволяет перейти к относительно слабым магнитным полям $H \sim 10^6 \text{ гс}$ и снимать вторую из отмеченных выше трудностей. Проведенные к настоящему времени численные расчеты позволили найти время жизни плазмы при немагнитном удержании для широкого диапазона экспериментальных условий.

Гипотетический термоядерный реактор, построенный на основе изложенных выше принципов, мог бы иметь следующие параметры: число пробкотронов — 40, пробочное отношение — 3, полная длина установки — 30 м, средний радиус плазмы — 5 см, средняя напряженность магнитного поля — 100 кэс, плотность плазмы — $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, температура плазмы — 10 кэв, полное энергосодержание плазмы — 100 Мдж. Здесь средний радиус плазмы $R = 5 \text{ см}$ оценен в предположении, что коэффициент поперечной теплопроводности равен 1/30 бомовского коэффициента. Если бы поперечные потери были классическими, величина \bar{R} уменьшилась бы до 1,7 см, а полное энергосодержание плазмы — до 10^7 дж .

Для нагрева плазмы в установках рассматриваемого типа можно использовать мощные релятивистские электронные пучки (РЭП). Имеющаяся теория⁶ и проведенные эксперименты⁷ указывают на высокую эффективность взаимодействия РЭП с плазмой. В настоящее время уже имеются генераторы РЭП с полной энергией в импульсе до 1 Мдж⁸. Предложенный недавно⁹ и проверенный экспериментально¹⁰ метод увеличения электрической прочности жидких диэлектриков (используемых в накопителях энергии для генераторов РЭП) позволяет надеяться на появление более мощных источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер, обзорный доклад на VI Европейской конференции по физике плазмы и проблеме управляемых термоядерных реакций, Москва, 1973.
2. Г. И. Будкер, В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов, Письма ЖЭТФ 14, 320 (1971).
3. V. V. Mirnov, D. D. Ryutov, Nucl. Fusion 12, 627 (1972).
4. Г. И. Будкер, В. В. Данилов, Э. П. Кругляков, Д. Д. Рютов, Е. В. Шунько, ЖЭТФ 65, 562 (1973).
5. П. З. Чеботаев, Д. Д. Рютов, М. Д. Спектор, Г. Е. Векштейн, доклад на VI Европейской конференции по физике плазмы и проблеме управляемых термоядерных реакций, Москва, 1973.
6. V. N. Greizman, D. D. Ryutov, Nucl. Fusion 14, 873 (1974).
7. Ю. И. Абрашитов, В. С. Койдан, В. В. Конюхов, В. М. Лагунов, В. Н. Льюкьянов, К. И. Меклер, Д. Д. Рютов, ЖЭТФ 66, 1324 (1974).
8. V. Bernstein, I. Smith, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, 294 (1973).
9. Д. Д. Рютов, Ж. ПМТФ, № 4, 186 (1972).
10. В. В. Воробьев, В. А. Капитонов, Э. П. Кругляков, Письма ЖЭТФ 19, 95 (1974).

[523.14:538.12+550.38](048)

П. В. Сумарук, Я. И. Фельдштейн. Межпланетные магнитные поля и геомагнитные вариации в приполюсной области. Общеизвестно, что источником магнитных возмущений в околоземном космическом пространстве является Солнце. Плотность кинетической энергии солнечного ветра на орбите Земли более чем на порядок превышает плотность энергии замороженного в плазму магнитного поля. Однако первые измерения плотности, скорости, температуры солнечной плазмы не обнаружили значительных изменений, которые можно было бы считать ответственными за генерацию интенсивных магнитных возмущений и полярных сияний. Исследования нескольких последних лет выявили важную роль северо-южной составляющей (поперек плоскости эклиптики) межпланетного магнитного поля (ММП) в развитии интенсивных полярных магнитных возмущений, являющихся составной частью магнитосферных суббурь, охватывающих всю планету. Эта же компонента ММП оказалась связанной с высокоширотными вариациями магнитного поля типа DR2, обусловленных крупномасштабной конвекцией плазмы в хвосте магнитосферы.

Вместе с тем из исследований магнитной активности было известно появление интенсивных магнитных возмущений в дневные часы летнего сезона в приполюсной области, не связанных с магнитосферными суббурами. На существование в приполюсной области двух характерных типов вариаций, охватывающих одновременно северную и южную полярные шапки и тесно связанных с секторной структурой ММП (к Солнцу или от Солнца в плоскости эклиптики), было обращено внимание в работах ^{1, 2}. Определенный тип возмущений обычно существует несколько дней подряд, составляя группу. Группы имеют тенденцию к 27—29-ти дневной повторяемости, что указывает на солнечное происхождение источника возмущений. Однако в отдельные временные интервалы, составляющие иногда целые сутки, наблюдалось существенное расхождение между ожидаемыми, исходя из знака сектора ММП, вариациями поля в приполюсной области и наблюдаемыми в действительности. В исследованиях ^{3, 4} было показано, что такое расхождение устраняется, если полагать, что характер магнитных вариаций в приполюсной области контролируется не направлением секторной структуры ММП, а направлением и величиной азимутальной Y_{SE} восточно-западной компоненты ММП. Обозначим эту вариацию $DPC(Y_{SE})$. $DPC(Y_{SE})$ на магнитограммах приполюсных обсерваторий накладываются на изменения поля, обусловленные воздействием других параметров межпланетной среды, магнитосферы и ионосферы, а также (или) их вариаций. Выделение $DPC(Y_{SE})$ в чистом виде является достаточно сложной задачей и в литературе существует большое разнообразие в определении нулевого уровня отсчета, описывающего вариации поля, отличные от $DPC(Y_{SE})$ (см. ⁵). В ⁵ предложен метод выделения $DPC(Y_{SE})$ в трех составляющих вариации поля в приполюсной области на основе корреляционных зависимостей интенсивности вариаций от напряженности Y_{SE} . Вклад поля магнитосферных суббурь исключался отбором часовых интервалов с $AE < 150\gamma$. В табл. I приведены для каждого трехчасового

Т а б л и ц а I

Коэффициенты корреляции между значениями азимутальной составляющей межпланетного магнитного поля (Y_{SE}) и северной (горизонтальной) составляющей геомагнитного поля на приполюсных обсерваториях в июле—августе 1966 г.

Обсерватории	0—3	3—6	6—9	9—12
Алерт (X)	0,47±0,12	—	—	-0,45±0,12
Туле (H)	0,5±0,11	—	—	—
Резольют-Бей (X)	0,67±0,08	0,52±0,11	0,54±0,1	0,56±0,09
Моулд-Бей (X)	0,66±0,08	0,68±0,07	0,55±0,1	0,4±0,1
Годхавн (X)	0,65±0,08	0,5±0,1	0,61±0,08	0,7±0,07
Бейкер-Лейк (X)	—	—	0,4±0,13	0,4±0,11
Черчилл (X)	—	—	—	—
Обсерватории	12—15	15—18	18—21	21—24
Алерт (X)	-0,68±0,06	—	—	—
Туле (H)	0,6±0,07	0,7±0,05	0,7±0,07	0,69±0,07
Резольют-Бей (X)	—	0,48±0,09	0,8±0,05	0,8±0,05
Моулд-Бей (X)	—	0,67±0,06	0,85±0,04	0,91±0,02
Годхавн (X)	—	0,46±0,09	0,58±0,1	0,65±0,08
Бейкер-Лейк (X)	0,58±0,8	—	—	—
Черчилл (X)	—	0,4±0,1	—	—

интервала мирового времени коэффициенты корреляции (r) и их дисперсия (σ), на высокоширотных магнитных обсерваториях северного полушария летом 1966 г. для северной (горизонтальной) составляющей. На $80^\circ \leq \Phi' \leq 84^\circ$ довольно тесная корреляция существует в течение практически всех суток, вне этого интервала широт изменчивость поля от других источников позволяет выделить корреляцию только в дневные часы. В табл. II приведены уравнения линейной регрессии $X(H)$ на Y_{SE} и возможные погрешности соответствующих членов. Свободный член и его вариации в течении суток, сезона, цикла солнечной активности описывают изменения поля, не связанные с Y_{SE} составляющей ММП. Угловой коэффициент при Y_{SE} , восприимчивость $X(H)$ к азимутальной компоненте, существенно изменяется в течении суток, достигая максимальных значений в околополуденные часы. Аналогичные зависимости были получены и для вертикальной (Z) и восточной (Y) составляющих геомагнитного поля

Таблица II

Уравнения линейной регрессии между значениями северной (горизонтальной) составляющей магнитного поля на приполюсных обсерваториях и Y_{SE} ММП в июле — августе 1966 г.

Обсерватории	Алерт (X) (500 γ ±)	Туле (H) (3800 γ ±)	Резольют-Бей (X)
0—3 UT	$3,2 \pm 0,8 Y_{SE} + 240 \pm 1$	$3,0 \pm 0,7 Y_{SE} + 234 \pm 1$	$6,3 \pm 0,7 Y_{SE} + 146 \pm 1$
3—6	—	—	$3,3 \pm 0,7 Y_{SE} + 178 \pm 1$
6—9	—	—	$4,1 \pm 0,8 Y_{SE} + 196 \pm 2$
9—12	$-8,7 \pm 2,4 Y_{SE} + 202 \pm 9$	—	$5,6 \pm 0,9 Y_{SE} + 197 \pm 2$
12—15	$-6,0 \pm 0,9 Y_{SE} + 204 \pm 2$	$10,0 \pm 1,1 Y_{SE} + 150 \pm 4$	—
15—18	—	$17,0 \pm 1,0 Y_{SE} + 169 \pm 4$	$10,5 \pm 1,9 Y_{SE} + 136 \pm 5$
18—21	—	$11,1 \pm 1,1 Y_{SE} + 195 \pm 3$	$20,6 \pm 1,2 Y_{SE} + 111 \pm 4$
21—24	—	$5,7 \pm 1,4 Y_{SE} + 236 \pm 1$	$14,6 \pm 0,9 Y_{SE} + 129 \pm 1$
Обсерватории	Моулд-Бей (X) (900 γ ±)	Годхавн (H) (8600 γ ±)	
0—3 UT	$12,0 \pm 1,3 Y_{SE} + 139 \pm 3$	$3,0 \pm 0,4 Y_{SE} + 308 \pm 0$	
3—6	$4,9 \pm 0,5 Y_{SE} + 163 \pm 1$	$4,0 \pm 0,8 Y_{SE} + 297 \pm 2$	
6—9	$3,3 \pm 0,6 Y_{SE} + 182 \pm 1$	$4,0 \pm 0,5 Y_{SE} + 272 \pm 1$	
9—12	$3,4 \pm 0,8 Y_{SE} + 194 \pm 2$	$7,8 \pm 1,3 Y_{SE} + 229 \pm 3$	
12—15	—	—	
15—18	$12,8 \pm 1,2 Y_{SE} + 182 \pm 3$	$6,4 \pm 1,3 Y_{SE} + 310 \pm 3$	
18—21	$26,2 \pm 1,2 Y_{SE} + 143 \pm 3$	$8,9 \pm 1,5 Y_{SE} + 304 \pm 4$	
21—24	$28,0 \pm 1,2 Y_{SE} + 158 \pm 3$	$6,0 \pm 0,8 Y_{SE} + 295 \pm 1$	

всех высокоширотных обсерваторий. Практически всегда, после исключения магнитно-возмущенных интервалов, если существует корреляция между X , Z , Y и напряженностью компоненты Y_{SE} ММП, то она близка к линейной. Пользуясь полученными соотношениями можно вычислить величину вариаций поля на поверхности Земли при фиксированных значениях Y_{SE} . Принималось, что $z \leq 0,4$ означает отсутствие корреляции и соответствующая вариация на поверхности Земли равна нулю. На рис. 1 приведены в полярных координатах исправленная геомагнитная широта и местное геомагнитное время, распределение векторов магнитных вариаций в горизонтальной (стрелки) и вертикальной (цифры) плоскостях для $Y_{SE} = +6\gamma$. Шпильными линиями изображена эквивалентная токовая система в ионосфере. Между токовыми линиями $6 \cdot 10^4$ а. Сгущение токовых линий на дневной стороне на $\Phi' \approx 84^\circ$ можно интерпретировать как приполюсную электрострую, направление тока в которой определяется знаком Y_{SE} .

Модельные представления о генерации DPC (Y_{SE}) развиты в ⁶⁻⁸. В работе ⁷ показано, что поле трехмерной токовой системы, охватывающей магнитосферу и ионосферу, весьма похоже на поверхности Земли на приведенное на рис. 1. Результаты наблюдений позволили вычислить некоторые параметры модели: положение центральной линии, высоко и низкоширотные границы токовой струи ($\sim 78^\circ$ и $\sim 84^\circ$), количественно оценить эффективность проникновения электрического поля из солнечного ветра в полярную ионосферу ($\sim 10\%$). Согласно ⁷ интенсивность DPC (Y_{SR}) определяется интегральной проводимостью ионосферы (Σ) на широтах дневного каспа. В работе ⁹ определены вариации Σ на широтах дневного каспа при расположении его на $\Phi' = 78^\circ$ и $\Phi' = 81^\circ$: суточные в зависимости от мирового времени, сезонные и циклические. Эти расчеты показали, что наблюдаемые на порядок величины сезонные вариации интенсивности DPC (Y_{SE}) от летнего к зимнему солнцестояниям обусловлены изменениями проводимости ионосферы. Летом суточные (по UT) вариации составляют $\sim 20\%$, а циклические $\sim 60\%$ от очень интенсивного максимума 1957 г. к минимуму 1964 г. Результаты расчетов, позволяющие получить значения Σ для любого момента времени, можно использовать для диагностики среднечасовых значений Y_{SE} по данным наземных наблюдений за вариациями магнитного поля в приполюсной области. На рис. 2 изображены изолинии ΔZ (отклонения Z от Z_0 при $Y_{SE} = 6\gamma$), приведенные к значению $n_e = 10,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ($\Sigma_n \approx \Sigma_p = 8,2 \text{ мом}$), в координатах исправленная геомагнитная широта — местное время. Пользуясь этими данными можно по наблюдаемой на поверхности Земли в приполюсной области величине ΔZ определить величину и направление Y_{SE} .

Предложенная на рис. 1 токовая система с электроструями вдоль $\Phi' \sim 81^\circ$ на дневной стороне и изменением направления тока в зависимости от знака Y_{SE} хорошо согласуется с измерениями электрического поля в дневном касе на спутниках

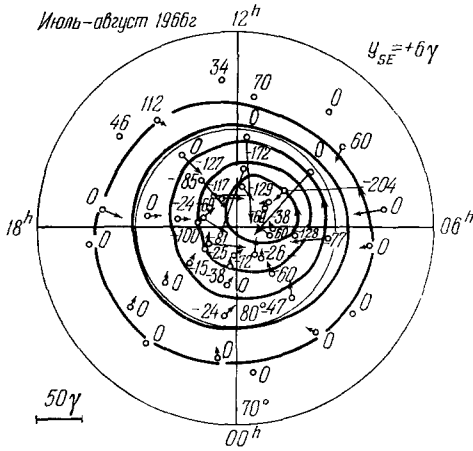


Рис. 1.

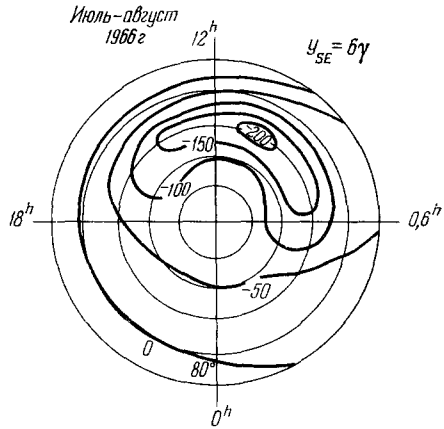


Рис. 2.

типа Космос и Инджун^{10, 11}. При учете квазистационарной конвекции с дневной стороны магнитосферы на ночную, что достигается изменением уровня отсчета поля, получающиеся токовые системы находятся в отличном согласии с результатами измерений электрических полей в северном полушарии в летний сезон на спутнике OGO-6 в плоскости утреннего-вечернего меридианов¹².

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Svalgaard, Geophys. Paper R-6, Danish Meteorological Institute, 1968.
2. С. М. Мансуров, Геомагнет. и аэронаом. М. 9, 622 (1969).
3. E. Friss-Christensen, K. Lassen, J. Wilhelm, J. M. Wilcox, W. Gonzales, D. S. Colburn, J. Geophys. Res. 77, 3371 (1972).
4. П. В. Сумарук, Я. И. Фельдштейн, Космич. исслед. 11, 155 (1973).
5. П. В. Сумарук, Я. И. Фельдштейн, Н. Ф. Шевнина. Геомагнет. и аэронаом. 14, 1069 (1974).
6. D. P. Stern, J. Geophys. Res. 78, 7292 (1973).
7. S. V. Leontyev, W. B. Lyatsky, Planet. and Space Sci. 22, 811 (1974).
8. М. И. Матвеев, Сборник «Исследования по геомагнетизму, аэронаомии и физике Солнца», вып. 30, Иркутск, 1974, стр. 71.
9. А. М. Ляцкая, Я. И. Фельдштейн, П. В. Сумарук, Н. Ф. Шевнина, Геомагнет. и аэронаом. 15 (1975).
10. Ю. И. Гальперин, Космич. исслед. 11, 88 (1973).
11. D. P. Cauffman, D. A. Gurnett, Space Sci. Rev. 13, 369 (1972).
12. J. P. Herrner, J. Geophys. Res. 77, 4877 (1972).

539.12(061.3)

ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

(по материалам XVII Международной конференции по физике высоких энергий, Лондон, 1—10 июля 1974 г.)

А. Б. Кайдалов, А. А. Мигал, П. В. Чувило

XVII Международная конференция по физике высоких энергий проходила в Лондоне, в здании Имперского колледжа с 1 по 10 июля 1974 г. В работе Конференции участвовало около тысячи ученых практически из всех научных центров мира, работающих в области физики высоких энергий. О масштабах Конференции и количестве результатов можно судить уже по числу представленных на Конференцию работ—

около 1200. Ниже будут изложены основные результаты экспериментальных и теоретических исследований по физике высоких энергий и элементарных частиц, находившиеся в центре внимания Конференции. К их числу следует отнести прежде всего такие экспериментальные результаты, как: а) обнаружение аномально больших (по сравнению с предсказаниями партонной модели) сечений образования лептонов (e^\pm, μ^\pm) с большими поперечными импульсами в NN -столкновениях, б) приближенное постоянство полного сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны при больших энергиях ($15 \leq s \leq 25 \text{ Гэв}^2$), отсутствие скейлинга в спектрах вторичных частиц и другие интересные явления в e^+e^- -аннигиляции, которые не укладываются в рамки существующих теоретических представлений, в) рост полных сечений взаимодействия адронов при энергиях $\geq 100 \text{ Гэв}$.

Среди теоретических подходов к описанию взаимодействий элементарных частиц наибольшее внимание уделялось попыткам построения калибровочных теорий слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий.

1. ДИНАМИКА СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И МАЛЫХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ

Исследование сильных взаимодействий при очень высоких энергиях по-прежнему остается одним из важнейших направлений физики элементарных частиц. Наиболее существенные результаты в последнее время были получены в экспериментах, проведенных на обладающих уникальными параметрами крупнейших ускорителях мира — встречных протонных кольцах ЦЕРН (ISR) с максимальной энергией протонов в Ц-системе $\approx 60 \text{ Гэв}$ (что эквивалентно $\approx 2 \cdot 10^8 \text{ Гэв}$ энергии в Л-системе), ускорителе в Батавии в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (ФНАЛ) с максимальной энергией в Л-системе $\approx 400 \text{ Гэв}$ и в Серпухове в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ) с максимальной энергией протонов в Л-системе $\approx 70 \text{ Гэв}$.

В первую очередь следует отметить экспериментальное обнаружение роста полных сечений $\sigma^{\text{tot}}(s)$ при очень высоких энергиях. Впервые указание на рост полных сечений взаимодействия адронов было получено в Серпухове несколько лет назад, где был обнаружен рост полного сечения K^+p -взаимодействия в интервале $20-70 \text{ Гэв}$. В течение последних двух лет в опытах на ISR было показано, что полные сечения pp -взаимодействия при энергиях $> 100 \text{ Гэв}$ начинают расти, увеличиваясь при $E \sim 2 \cdot 10^8 \text{ Гэв}$ на 4 мбн. На Конференцию были представлены новые данные о полных сечениях взаимодействия π^\pm, K^\pm, p и p с протонами и дейтонами в интервале энергий $50-200 \text{ Гэв}$, выполненные в ФНАЛ, которые показывают, что сечения всех перечисленных процессов (за исключением, может быть, pp) растут с увеличением энергии. Особенно сильный рост (\approx на 2 мбн) наблюдается в K^+p -взаимодействии. В то же время разности полных сечений π^+p и π^-p, K^+p и K^-p, pp и pp и др. убывают степенным образом — $\Delta\sigma^{\text{tot}} \sim (s)^{-\gamma}$, где γ для $\pi^\pm p$ взаимодействия равно $0,45 \pm 0,10$, а для других процессов $\gamma \approx 0,54$. Таким образом, новые данные подтверждают справедливость теоремы Померанчука об асимптотическом равенстве полных сечений взаимодействия частиц и античастиц.

На ускорителе в Батавии проведены также измерения дифференциальных сечений $d\sigma/dt$ реакций перезарядок $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ и $\pi^-p \rightarrow \eta^0n$ вплоть до энергии 100 Гэв . Новые данные о реакциях $\pi^-p \rightarrow \eta^0n, \pi^-p \rightarrow X^0n$ получены в ИФВЭ. Исследование $d\sigma/dt \pi^-p \rightarrow \pi^0n$ при $t=0$ совместно с $\Delta\sigma(\pi^\pm p)$ показывает, что экспериментальные данные находятся в согласии с изотопической инвариантностью и дисперсионными соотношениями без вычитаний (существовавшие ранее данные о $\Delta\sigma(\pi^\pm p)$ и $\frac{d\sigma}{dt}(\pi^-p \rightarrow \pi^0n)|_{t=0}$ указывали на возможность нарушения какой-либо из этих гипотез при энергиях $\sim 100 \text{ Гэв}$). Данные о $d\sigma/dt$ в реакциях $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ и $\pi^-p \rightarrow \eta^0n$ в диапазоне энергий от 6 до 100 Гэв , полученные в ЦЕРНЕ, ИФВЭ, ФНАЛ, подтверждают основные предположения модели полюсов Редже и позволяют определить траектории ρ и A_2 полюсов. Эти траектории вплоть до $|t| \sim 1,4 \text{ Гэв}^2$ оказываются практически линейными и могут быть представлены в виде $\alpha_\rho = 0,53 + 0,83t, \alpha_{A_2} = 0,45 + 0,7t$. Следует отметить, что эти траектории не полностью совпадают друг с другом, как это часто предполагалось в рамках гипотезы обменного вырождения или дуальных моделях.

На Конференцию были представлены также данные об исследовании дифференциальных сечений упругого $\pi^\pm p-, K^\pm p-, pp-$ и pp -рассеяния в интервале $0,07 < |t| < 1 \text{ Гэв}^2$, выполненные в ФНАЛ при энергиях 100 и 200 Гэв . Полученные результаты, в совокупности с данными при более низких энергиях, указывают, что в области малых t наклон дифракционного конуса во всех реакциях упругого рассеяния (за исключением pp) систематически возрастает с увеличением энергии. Логарифмический рост наклона дифракционного конуса при очень высоких энергиях был предсказан

много лет назад в рамках теории комплексных моментов. Наблюдаемый на опыте рост совместим с логарифмической зависимостью и соответствует наклону траектории Померанчука $\alpha_p \approx 0,3 G\epsilon^2$.

Изучение вещественной части амплитуды упругого π^-p -рассеяния на угол нуль, проведенное в ИФВЭ, в области энергий 30—60 $G\epsilon$ показывает, что величина $\alpha = \text{Re } T(s, 0)/\text{Im } T(s, 0)$ убывает по модулю с увеличением энергии и при $E = 60 G\epsilon$ близка к нулю. Такое поведение α согласуется с предсказаниями дисперсионных соотношений. Причем, если $\sigma_{\pi^-p}^{\text{tot}}$ растет, как указывает упомянутый выше эксперимент, то α должна менять знак при энергиях $\sim 100 G\epsilon$, как это уже было обнаружено в pp -взаимодействии.

Результаты исследований энергетической зависимости дифференциального сечения упругого pp -рассеяния в области 1—3 $G\epsilon^2$, выполненные на ISR, показывают, что минимум в $d\sigma/dt$ при $|t| \sim 1,4 G\epsilon^2$ с увеличением энергии смещается в область несколько меньших $|t|$, в то же время величина максимума в $d\sigma/dt$ при $|t| \sim 2 G\epsilon^2$ растет с ростом энергии.

Новые данные о поляризации в процессах упругого рассеяния при энергиях $\approx 40 G\epsilon$ получены в Серпухове. Они показывают, что поляризация убывает степенным образом с ростом энергии.

В обзорном докладе Баргера, посвященном механизму реакций при высоких энергиях, было отмечено, что многие характерные свойства упругого pp -рассеяния — такие, как приближенное постоянство отношений $\sigma_{11}/\sigma_{\text{tot}}$, B/σ_{tot} (где B — наклон дифракционного кокуса), а также энергетическая зависимость минимума и вторичного максимума в $d\sigma/dt$ могут быть описаны на основе модели «геометрического скейлинга», при котором амплитуда рассеяния в представлении прицельного параметра b зависит только от отношения $b/R(s)$, где $R(s)$ — эффективный радиус взаимодействия, квадрат которого логарифмически возрастает с увеличением энергии. Это соответствует простой геометрической картине, в которой протон рассматривается как шарик с определенной прозрачностью, не зависящей от энергии, а его радиус растет с энергией. Следует, однако, отметить, что ни одна из существующих теоретических моделей, описывающих процессы рассеяния при высоких энергиях, не обладает свойством «геометрического скейлинга».

Изучение двухчастичных реакций при энергиях, больших 6 $G\epsilon$, показало, что соотношения между наблюдаемыми величинами, основанные на использовании $SU(3)$ -симметрии и универсальности, а также модели кварков, выполняются с достаточной хорошей точностью.

Значительное внимание на Конференции было уделено исследованию дифракционных неупругих процессов. Получены новые интересные данные о дифракционной генерации частиц как в эксклюзивных реакциях $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+$ при $\sqrt{s} = 53 G\epsilon$, $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$ при $p_{\text{лаб}} = 205 G\epsilon/c$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-p$ при 100 и 300 $G\epsilon/c$, так и в инклюзивных процессах. Особо следует отметить данные о процессе $pd \rightarrow dX$, где X — произвольная система адронов, полученные в ФНАЛ совместной советско-американской группой. Результаты указанных выше экспериментов показывают, что при высоких энергиях происходит дифракционная диссоциация как в состоянии с небольшой массой ($\sim 1 G\epsilon$), где доминирует образование резонансов и «кинематических» максимумов, так и в состоянии с большими массами. Последние процессы хорошо описываются в рамках так называемой трехрежеонной модели и позволяют определить вершину трехмерного взаимодействия.

Понимание механизма двухчастичных процессов невозможно без детального исследования динамики неупругих процессов, составляющих основную долю полного сечения. Поэтому на Конференции интенсивно обсуждались данные, полученные в основном в ИФВЭ и ФНАЛ, о процессах множественного образования частиц при столкновении адронов высоких энергий. Здесь центр тяжести теоретических и экспериментальных исследований сместился с изучения одночастичных инклюзивных реакций $a + b \rightarrow c + X$ на исследование двухчастичных инклюзивных процессов $a + b \rightarrow c_1 + c_2 + X$, позволяющее определять корреляции между образующимися частицами. Эксперимент указывает на наличие близких корреляций. На Конференцию были представлены также данные о корреляционных функциях в полунклюзивных процессах (с фиксированным числом заряженных частиц в конечном состоянии). Для интерпретации данных о неупругих процессах наиболее широко используется мультипериферическая модель, которая позволяет объяснить основные закономерности эксперимента. Эта модель устанавливает также простую связь с моделью полюсов Редже, которая описывает двухчастичные процессы при высоких энергиях.

Основными направлениями теоретических исследований в области взаимодействия частиц очень высоких энергий являлись:

а) Построение в рамках мультипериферического подхода реалистической модели, позволяющей получить $\alpha_p(0) \approx 1$, т. е. приближенное постоянство полных

сечений. В обзорном докладе Холлидея отмечалось, что такая модель должна описывать экспериментальные данные о неупругих процессах вплоть до сравнительно больших $|t| \sim 1 \text{ Гэв}^2$.

б) Теория взаимодействия померонов. Предположение о том, что особенность Померанчука является простым полюсом Редже с $\alpha_P(0) = 1$, как известно, сталкивается с рядом трудностей — для того чтобы такая теория была самосогласованной, необходимо, в частности, чтобы все неупругие дифракционные процессы обращались в нуль при нулевых переданных импульсах. Однако эксперименты, упоминавшиеся выше, не дают указаний на существование такого эффекта. Поэтому были исследованы другие возможности для особенности Померанчука. В работах А. А. Мигдала, А. М. Полякова, К. А. Тер-Мартirosяна, а также Г. Абарбанела, Д. Бронзана, использовавших реджеонную диаграммную технику, развитую В. Н. Грибовым, было показано, что существует самосогласованное решение для особенности Померанчука, не приводящее к трудностям в неупругих дифракционных процессах. При существующих энергиях эта особенность с хорошей точностью совпадает с обычным полюсом Редже, а при сверхвысоких энергиях $\ln(s/m^2) \sim 10^2$, недоступных даже будущим ускорителям, структура особенности меняется благодаря взаимодействию померонов. В рамках такого подхода, в частности, полное сечение растет как $\sigma^{\text{tot}} \sim \{\ln(s/m^2)\}^\eta$ при $s \rightarrow \infty$ (η — константа $\sim 1/6$).

в) Объяснение наблюдаемого на опыте роста полных сечений. Заметим, что предасимптотический рост полных сечений был предсказан в рамках метода комплексных моментов на основе реджеонной техники Грибова еще в 1968 г. В этой теории он связывается с вымиранием вклада движущихся ветвлений, соответствующих эффектам экранировки и потому входящих в амплитуды упругого рассеяния со знаком минус. Другое объяснение роста полных сечений было предложено Дж. Чу и Копликом в работе, представленной на Конференцию, в которой рост полных сечений связывается в рамках мультиперферического подхода с ростом сечения образования $N\bar{N}$ -пар.

Обсуждалась также возможность описания роста сечений в рамках эйкональной модели Ченга и Ву. В этой модели при сверхвысоких энергиях амплитуда соответствует пределу Фруассара, т. е. полное сечение растет $\sim \ln^2(s/s_0)$. Такая модель, однако, не является вполне последовательной и приводит к нарушению условия унитарности для инклюзивных спектров.

Резюмируя основные результаты в исследовании сильных взаимодействий адронов при очень высоких энергиях и малых переданных импульсах, представленные на Конференцию, можно отметить следующее:

- 1) полные сечения взаимодействия адронов при энергиях $\gtrsim 100 \text{ Гэв}$ начинают расти;
- 2) исследование квазидвухчастичных реакций типа $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$, $\pi^-p \rightarrow \eta^0n$ и разностей полных сечений в широком диапазоне энергий подтвердило справедливость реджевского подхода и позволило наиболее точно определить параметры траекторий полюсов Редже;
- 3) детальное изучение процессов дифракционной диссоциации позволило определить трехмерное взаимодействие и другие важные характеристики этих реакций;
- 4) новые данные о корреляциях в процессах множественного образования частиц позволили получить важную информацию о механизме неупругих процессов при высоких энергиях и провести проверку ряда теоретических моделей.

2. ПРОЦЕССЫ С БОЛЬШИМИ ПЕРЕДАЧАМИ ИМПУЛЬСОВ

В центре внимания Конференции были новые данные о процессах взаимодействия частиц с большими передачами импульса. К этим процессам можно отнести реакции упругого рассеяния на большие углы при высоких энергиях, образование адронов и лептонов с большими поперечными импульсами при столкновении адронов, глубоко-неупругое образование адронов в eN^- , μN^- и νN^- -столкновениях и e^+e^- -аннигиляцию с большой энергией в Ц-системах. Значительный интерес, который проявляется в настоящее время к этим процессам, вполне естествен, так как их исследование дает важную информацию о характере взаимодействий элементарных частиц на очень малых расстояниях. Обычно реакции с большими передачами импульса обсуждаются с точки зрения партонной модели (партоны — точечные составляющие адронов; ими могут быть, например, кварки), которая оказалась весьма адекватной для понимания результатов, полученных ранее в процессе глубоко-неупругого электророжения. Однако, как будет видно ниже, новые экспериментальные данные о процессах с большими передачами импульса и e^+e^- -аннигиляция показывают, что партонная модель (по крайней мере в своей «наивной» форме) не является справедливой.

а) Двухчастичные процессы и форм-факторы при больших q^2 . Существенно новой экспериментальной информации о процессах

упругого рассеяния в области больших переданных импульсов ($|t| \sim s \gg m^2$) на Конференцию представлено не было, за исключением работы при 6,2 Гэв, в которой процессы упругого $\bar{p}p$ -рассеяния и реакция $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ исследованы в широком интервале углов.

В отличие от области малых $|t|$, где справедливо реджевское описание, дифференциальные сечения в области больших $|t|$, как показывает вся накопленная к настоящему времени информация, могут быть параметризованы в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = s^{-m} F(\theta), \tag{1}$$

т. е. при фиксированном угле рассеяния θ сечение убывает с энергией степенным образом. Для pp -рассеяния $m = 9,7 \pm 0,5$.

Простые соображения, основанные на анализе размерностей в «наивной» модели кварков, высказанные В. Матвеевым, Р. Мурадяном, А. Тавхелидзе и С. Бродским, Г. Фарраром, приводят к следующему выражению для m :

$$m = \sum_i n_i - 2, \tag{2}$$

где n_i — число элементарных составляющих кварков (или антикварков) в частице i , входящей в состав данной реакции. Для фотона n_γ равно 1. Такой подход дает для pp -рассеяния, $m = 10$, для $p\pi^-$, Kp -рассеяния, $m = 8$, для $\gamma p \rightarrow \pi^+n$, $m = 7$, и т. д. Все эти значения величин m согласуются с найденными из эксперимента. Для электромагнитного форм-фактора протона размерный анализ дает $F_p(t) \sim t^{-2}$, а для π -мезона $F_\pi(t) \sim t^{-1}$. Протонный форм-фактор, как известно, действительно убывает $\sim t^{-2}$ при больших $(-t)$. Новые данные о форм-факторе π -мезона в пространственно-подобной области, представленные на Конференцию, также согласуются с поведением t^{-1} при больших $(-t)$.

б) **И н к л ю з и в н ы е п р о ц е с с ы с б о л ь ш и м q_\perp .** Аномально большое рождение адронов с большими поперечными импульсами q_\perp в инклюзивных процессах явилось одной из «сенсаций» предыдущей Конференции 1972 г. в Батавии. Сейчас это явление изучено весьма подробно. На данной Конференции был представлен ряд экспериментальных работ, выполненных как на ISR, так и в ФНАЛ, посвященных разнообразным аспектам инклюзивного рождения адронов с большими q_\perp . Важными особенностями этих процессов являются:

1) рост инвариантного сечения $\rho = \omega d^3\sigma/d^3q$ ($\omega = \sqrt{q^2 + m^2}$) с увеличением начальной энергии при фиксированном значении q_\perp ;

2) увеличение относительных выходов тяжелых частиц, таких, как K -мезоны или антипротоны с увеличением q_\perp .

Первые результаты, полученные на ISR, стимулировали ряд теоретических работ, основанных на представлениях мультипериферической и партонной моделей. В рамках этих моделей сечение обычно можно представить в виде

$$\omega \frac{d^3\sigma}{d^3q} = \frac{1}{(q_\perp^2)^n} f(x_\perp, \theta), \tag{3}$$

где $x_\perp = 2q_\perp/\sqrt{s}$, θ — угол в Ц-системе. Различные варианты указанных моделей, а также анализ, основанный на размерностях, дают различные значения для величины n . Так, в рамках простейшего варианта партонной модели $n = 2$, а при обмене частицей со спином нуль $n = 4$. Данные ISR согласовались со значением $n = 4$. Однако новые данные, представленные на Конференцию группой Принстон — Чикаго, полученные в ФНАЛ, показывают, что величина n не является константой, а зависит от x_\perp . Это важный результат, указывающий на необходимость пересмотра простейших теоретических подходов, предложенных для объяснения этого явления.

Значительный интерес представляют также данные о корреляциях при образовании π -мезонов с большими q_\perp , полученные на ISR. Эти данные дают возможность изучить характеристики пучков частиц, рождающихся при образовании частицы с большим q_\perp . В частности, партонная модель предсказывает, что в таком процессе должны образовываться две, довольно сильно коллимированные струи частиц. Экспериментальные данные показывают, что множественность заряженных частиц, летящих в направлении противоположном движению частицы с большим q_\perp , значительно возрастает с ростом q_\perp . В то же время множественность частиц, летящих в ту же сторону, меняется слабо. Угловые распределения образующихся заряженных частиц показывают, что пучок является весьма широким, т. е. слабо коллимирован. Инте-

ресно, что имеется значительная положительная корреляция между π^0 -мезоном с большим q_{\perp} и частицей, летящей не только в противоположном ему направлении (что весьма естественно, хотя бы с точки зрения закона сохранения импульса), но и в том же направлении, что и π^0 -мезон.

в) Образование лептонов с большими q_{\perp} . На Конференцию были представлены новые данные по генерации лептонов с большими переданными им импульсами в протон-ядерных взаимодействиях в инклюзивных процессах типа $pN \rightarrow e^{\pm} (\mu^{\pm}) X$. Работы были выполнены в ИФВЭ (Серпухов) — генерация мюонов протонами с энергией 70 $Gэв$ — и во ФНАЛ при энергиях протонов 150 $Gэв$ и 300 $Gэв$, а также на ускорителе ISR. Экспериментальные трудности исследования таких процессов обусловлены крайне малыми значениями сечений (интервал $10^{-32} - 10^{-39} \text{ см}^2$ для универсальной функции $\omega d^3\sigma/d^3q$). Основные результаты этих работ можно суммировать следующим образом:

1) имеет место зарядовая симметрия выхода электронов и мюонов (например, при энергии 300 $Gэв$ $(N_{e^+} - N_{e^-}) / (N_{e^+} + N_{e^-}) = 0,0 \pm 0,2$), и данные подтверждают μe -универсальность. Эти результаты подтверждают предположение о том, что лептоны образуются парами за счет виртуального γ -кванта;

2) в широком интервале передач импульсов (q_{\perp} до 5,5 $Gэв/c$) с хорошей точностью выполняется отношение

$$\frac{p + N \rightarrow \mu^+ + X}{p + N \rightarrow \pi^+ + X} \approx 10^{-4}.$$

Это отношение при 300 $Gэв$ более чем в 20 раз превышает предсказания партоновой модели Дрелла — Яна и не находит пока теоретического объяснения. Попытка объяснить это явление за счет генерации векторных мезонов (ρ , ω , ϕ) и последующего $V - \gamma$ перехода считается неудовлетворительной, поскольку требует, чтобы сечение генерации ϕ -мезона было в 6 раз больше сечения генерации π -мезона.

г) Г л у б о к о н е у р у г и е μN -ст о л к н о в е н и я. Весьма интересные предварительные сведения о глубоконеупругих мюон-нуклонных взаимодействиях при энергиях 56 и 150 $Gэв$ были представлены экспериментальными группами, работающими во ФНАЛ. Исследовались взаимодействия мюонов с ядрами железа. В мюонном спектрометре использовались искровые камеры и намагниченные железные блоки, что позволяло обеспечить импульсное разрешение установки $\Delta p/p = 20\%$ при энергетическом разбросе в начальном пучке в 15%. В этих опытах наметились отклонения от спектров, ожидавшихся на основе соображений масштабной инвариантности и известных данных о глубоконеупругих электрон-протонных взаимодействиях при энергиях $\sim 18 Gэв$ в СЛАКе. Утверждается, что структурная функция исследуемой реакции при фиксированном значении скейлинговой переменной $\omega = 2mv/q^2$ уменьшается примерно линейно с ростом q^2 по крайней мере на 15% в интервале $5 \leq q^2 < 60 (Gэв/c)^2$. Если бы выполнялась масштабная инвариантность, то при больших q^2 структурная функция зависела бы только от переменной ω и зависимость от q^2 при фиксированном ω не должна была бы наблюдаться. Следует заметить, однако, что в этом интервале q^2 эффективность прибора также падает с ростом q^2 . Поэтому окончательные выводы еще не надежны.

д) e^+e^- -а н н и г и л я ц и я. Новые важные данные получены о e^+e^- -взаимодетствиях при энергиях до $q^2 = 25 Gэв^2$ экспериментальными группами, работающими на установках со встречными пучками (ADONE в Италии, SEA и SPEAR в США). Дальнейшей проверке подвергалась квантовая электродинамика в исследованиях процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Обычная процедура анализа этих данных с параметрами обрезания Λ в форм-факторах лептонных вершин или в фотонном пропагаторе привела, например, при однопараметрической подгоночной формуле к значению $\Lambda \geq 35 Gэв$ в фотонном пропагаторе, $\Lambda \geq 16 \div 24 Gэв$ по лептонным форм-факторам и $\Lambda \geq 6 Gэв$ по электронному пропагатору.

Но особое внимание было уделено изучению e^+e^- -аннигиляции в адронные состояния (*). Оказалось, что сечение этого процесса при $q^2 \approx 9 Gэв^2$ отклоняется от энергетической зависимости вида $1/q^2$ и сечение, начиная с $q^2 \approx 15 Gэв^2$, становится практически постоянным на уровне 20 nb . При этом величина R — отношение сечения аннигиляции в адроны к сечению процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, которое убывает $\sim 1/q^2$ при $q^2 > 9 Gэв^2$, начинает расти и при $q^2 \approx 25 Gэв^2$ достигает величины $R \approx 6$. (В рамках модели кварков величина $R = \sum_i e_i^2$, где e_i — заряды кварков, а сумма берется по всем

*) После Лондонской конференции в этой области произошли важные изменения. Были открыты новые узкие резонансы — ψ -частицы.

известным кваркам. В обычной кварковой модели $R = 2/3$. При введении цветных кварков $R = 2$.) Этот эффект не находил своего объяснения в совокушности с другими свойствами адронных конечных состояний, о которых известно, что

- 1) заряженные частицы уносят около половины всей энергии в интервале q^2 от 15 Гэв^2 до 25 Гэв^2 ;
- 2) средняя множественность заряженных частиц медленно растет с энергией;
- 3) наблюдается скейлинг для величины $q^2 d\sigma/dx$, где $x = 2E/q$ (E — энергия адрона в конечном состоянии), но только при $x > 0,5$. Для меньших значений x скейлинг резко нарушается;
- 4) угловое распределение адронов для $|\cos \theta| < 0,6$ в широком интервале энергий изотропно.

Кроме проблемы зависимости от энергии сечения e^+e^- -аннигиляции в адроны, наблюдается так называемый «энергетический кризис» — нейтральные частицы уносят очень большую долю энергии, что сейчас также не находит своего объяснения.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО С АДРОНАМИ

Важной особенностью современного этапа физики высоких энергий является широкое развитие экспериментальных программ по исследованиям взаимодействий нейтрино высоких энергий с нуклонами. Практически на всех крупнейших ускорителях осуществляются такие программы. Эти программы проводятся с большой интенсивностью и дали ряд важных научных результатов. Наиболее существенный из них — это получение указаний на наблюдение взаимодействий мюонных нейтрино с адронами без появления в качестве продуктов взаимодействия мюонов высоких энергий, что интерпретируется как открытие нейтральных токов в слабых взаимодействиях (NC). Представленные на Конференцию данные по отношению выходов $R = NC/CC$, где CC — число событий, соответствующих обычным заряженным токам, полученных для нейтрино (R_ν) и антинейтрино ($R_{\bar{\nu}}$), можно суммировать в табл. I. (Заметим, что

Таблица I

	R_ν	$R_{\bar{\nu}}$
ЦЕРН («Гаргамель»)	$0,23 \pm 0,03$	$0,46 \pm 0,09$
Калифорнийский технологический институт (ФНАЛ)	$0,22$	$0,33$
Гарвард — Пенсильвания — Висконсин (ФНАЛ)	$0,42 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,08$
Аргоннская национальная лаборатория	$0,58 \pm 0,15$	
ЦЕРН (новый анализ прежних данных)	$0,42 \pm 0,06$	
Брукхейвенская национальная лаборатория (то же)	$0,44 \pm 0,08$	

последние три цифры для R_ν получены из анализа определенных эксклюзивных каналов типа $\nu p \rightarrow \nu n \pi^+$, $\nu p \rightarrow \nu p \pi^0$.)

Действительно видно, что безмюонные события надежно наблюдаются и при этом величина $R_{\bar{\nu}}$ приблизительно вдвое больше величины R_ν . Следует, однако, заметить, что важнейшая в этих опытах проблема нейтронного фона еще до конца не решена, а что касается количественной стороны вопроса, то в силу неточностей (порядка 20%) в нормировках нейтринных потоков приведенные выше данные имеют пока смысл с точностью до фактора масштаба 2. Существование нейтральных токов было предсказано в рамках единого подхода к теории слабых и электромагнитных взаимодействий. Этот экспериментальный результат в свою очередь инициировал большую активность в развитии идей единого описания слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий частиц в рамках калибровочных теорий (см., например, обзор А. И. Вайнштейна и И. Б. Хрипловича, УФН 112, 685 (1974)). Однако такие подходы, изысканно работающие в случае частиц лептонного типа, встречаются со значительными трудностями; при включении в них адронов и носят пока модельный характер (см. ниже). Поэтому интерпретация приведенных выше данных весьма неопределенна в количественном плане. В качестве примера приведем вывод о величине параметра упомянутой единой теории $\sin^2 \theta_W$, который имеет по этим данным значение около 0,4. Дополнительным указанием на существование нейтральных токов в слабых взаимодействиях было сообщение о наблюдении в камере «Гаргамель» двух событий, которые можно рассматривать как упругое рассеяние мюонного нейтрино на электроны $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ с критериями отбора $E_e < 300 \text{ Мэв}$ и $\theta_e < 5^\circ$. Фон оценен в $0,18 \pm 0,12$ события. Теоретическое значение для сечения этого процесса зависит от величины параметра упомянутой

выше единой теории $\sin^2 \theta_W$, и его величина оценивается в пределах $(0,3 - 0,03)E \times 10^{-41} \text{ см}^2$, что согласуется с оценкой, основанной на указанных двух событиях реакции $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$.

Приведем теперь некоторые сведения о количественных характеристиках нейтринных процессов для обычных (заряженных) токов.

а) Установлена линейная зависимость полных сечений от энергии нейтрино-адронных и антинейтрино-адронных взаимодействий вплоть до энергий 150 Гэв:

$$\sigma^{\text{(tot)}} = \alpha E \cdot 10^{-38} \text{ см}^2,$$

причем $\alpha_\nu = 0,78 \pm 0,07$ и $\alpha_{\bar{\nu}} = 0,28 \pm 0,05$, т. е. $\alpha_{\bar{\nu}}/\alpha_\nu = 0,33 \pm 0,08$.

б) Первоначальные сведения о глубоконеупругих процессах типа $\nu N \rightarrow \mu X$ получены в терминах скейлинговых переменных $x = q^2/2mv$ и $y = E_h/E_\nu$, где E_h и q^2 — полная энергия и квадрат четырехмерного импульса, переданного адронному конечному состоянию. Они свидетельствуют о том, что на уровне точностей этих данных свойства таких процессов соответствуют ожидаемым на основе $V - A$ -теории слабых взаимодействий и известных данных о глубоконеупругих электромагнитных процессах.

в) Из данных об энергетической зависимости и дифференциальных сечениях реакции $\nu n \rightarrow \mu^- p$ при $E_\nu < 2 \text{ Гэв}$, извлеченных из анализа реакции $\nu d \rightarrow \mu^- p p_s$, при описании аксиального форм-фактора дипольной формулой вида

$$g_A = \frac{1,23}{[1 + (q^2/M_A^2)]^2}$$

следует, что $M_A = (0,9 \pm 0,1) \text{ Гэв}$. Было проделано также двухпараметрическое описание, давшее результат, что

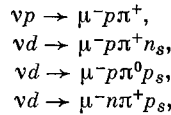
$$M_V = (0,70 \pm 0,19) \text{ Гэв}, \quad M_A = (1,14 \pm 0,25) \text{ Гэв},$$

а также описание монополюльной формулой с результатом

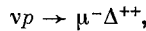
$$M_A = 0,54 \pm 0,08 \text{ Гэв}.$$

г) В опытах с камерой «Гаргамель» в ЦЕРНе оценена величина сечения генерации Λ^0 -гиперонов в реакции $\nu p \rightarrow \mu^+ \Lambda^0$. Оно оказалось равным $\sigma = (1,3_{-0,8}^{+1,0}) \times 10^{-40} \text{ см}^2$. В теории Кабиббо это сечение оценивается величиной $2,4 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2$.

д) В опытах с 15-футовой пузырьковой камерой в Аргоннской национальной лаборатории (США) изучается генерация изобары в реакциях:



где значок s указывает нуклон-спектатор. Сечение первой из этих реакций, когда она идет по каналу



оказывается быстро растущим с энергией от порога реакции, а при $E_\nu > 1,6 \text{ Гэв}$ оно становится постоянным и равным $(0,68 \pm 0,13) \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$. Оценка величины M_A из этих данных модельно зависима и получается в пределах $0,74 - 0,96 \text{ Гэв}$. Результат проверки зарядовых соотношений можно представить в виде табл. II.

Таблица II

Реакция	Число событий	Предсказание Δ -доминантности
$\nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+$	85 ± 10	9
$\nu n \rightarrow \mu^- p \pi^0$	29 ± 6	2
$\nu n \rightarrow \mu^- n \pi^+$	31 ± 6	1

Здесь, однако, пока не решены проблемы фона, особенно для второй реакции. е) Поскольку сечения реакций $\nu N \rightarrow \mu^- N$ и $\nu N \rightarrow \mu^- \Delta$ с энергией не растут, а полное сечение растет как $\sigma^{\text{(tot)}} = 0,78 E_\nu \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$, то очевидно, что быстро растут с ростом энергии сечения реакций генерации двух и большего числа пионов в нейтрино-нуклонных взаимодействиях.

Только приведенных данных достаточно для того, чтобы получить представление о прогрессе в физике нейтрино высоких энергий и о важности полученных здесь результатов. Теоретический анализ этих данных — пока еще не решенная задача. В рамках различных вариантов упомянутых выше идей единых калибровочных теорий слабого и электромагнитных взаимодействий предполагается наличие еще не обнаруженных частиц: либо лептонов с большими массами, либо частиц с новыми квантовыми числами (очарованные частицы). Поиски таких частиц пока не дали положительных результатов. Например, из результатов нейтринных опытов группы Калифорнийского технологического института во ФНАЛ следует, что не существует тяжелого мюона Y^+ с массой менее $7 G_{эв}$, если предполагать, что в 30% случаев он распадается по схеме $Y^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} \bar{\nu}_{\mu}$ и для константы связи G_Y имеет место условие, что $G_Y/G_F \approx 1$.

4. СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ (РАСПАДЫ ЧАСТИЦ)

Кроме программ нейтринных экспериментов продолжается большая активность в исследованиях и других аспектах слабых взаимодействий элементарных частиц. Из представленных на Конференцию экспериментальных работ прежде всего следует отметить результат новых прецизионных измерений времени жизни положительного мюона, выполненных в лаборатории ядерных проблем в ОИЯИ. Оно оказалось равным

$$\tau_{\mu} = (2,19711 \pm 0,00008) \cdot 10^{-6} \text{ сек.}^1$$

Тогда из соотношения

$$G_{\mu}^2 = \frac{192\pi^3 \hbar^7}{\tau_{\mu} m_{\mu}^5 c^4} \left(1 - 8 \frac{m_e^2}{m_{\mu}^2}\right) (1 + 2\delta)$$

получаем следующее значение для константы μ -распада:

$$G_{\mu} = (1,43383 \pm 0,00003) (1 + \delta) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3,$$

где через δ обозначены вклады электромагнитных поправок (в низшем порядке теории возмущений $\delta = (\alpha/4\pi) [\pi^2 - (25/4)]$), точность вычисления которых теперь необходимо повышать, чтобы получить сведения о действительном значении константы G_{μ} .

На Конференцию были представлены результаты ряда экспериментальных исследований, направленных на выяснение структуры матричных элементов полулептонных распадов барионов и проверку теории Кабиббо для этих процессов. Перечислим основные результаты этих работ. Матричный элемент распада $B \rightarrow B' e^{-} \bar{\nu}_e$ записывается в виде

$$M \sim \langle B' | (f_1 + g_1 \gamma_5) \gamma_{\alpha} + \frac{1}{m} (f_2 + g_2 \gamma_5) \sigma_{\alpha\beta} q_{\beta} + \frac{1}{m} (f_3 + g_3 \gamma_5) q_{\alpha} \| B \rangle j_{\alpha},$$

где j_{α} — лептонный ток $V - A$ -теории. В теории Кабиббо форм-факторы f_i и g_i являются линейными функциями вкладов сил F -типа и D -типа $SU(3)$ -симметрии. Полагается, что токи второго рода отсутствуют, т. е. $f_3 = g_3 = 0$. Кроме того, полагается, что имеет место гипотеза сохранения векторного тока, дающая связь форм-фактора f_2 с магнитными моментами, участвующими в распаде барионов, а также принимается обобщение теоремы Гольдбергера — Треймана, связывающее форм-факторы g_2 и g_1 .

а) По энергетическому спектру протонов в β -распаде нейтрона измерена величина коэффициента асимметрии в $e\nu$ -корреляциях, найденная равной $a = 0,096 \pm 0,013$. Из этого следует, что

$$\left(\frac{g_1}{f_1}\right)_{n \rightarrow pe\bar{\nu}} = 1,24 \pm 0,04.$$

б) Эта же величина определена вновь в распаде Λ -гиперона. В рамках описанных выше допущений получено, что

$$\left(\frac{g_1}{f_1}\right)_{\Lambda \rightarrow pe\bar{\nu}} = 0,64 \pm 0,1.$$

в) В Брукхейвенской национальной лаборатории разработана техника гиперонных пучков. В таком пучке проведены измерения энергетического спектра нейтронов в распаде $\Sigma^- \rightarrow ne\bar{\nu}$. Отсюда определена величина модуля отношения g_1/f_1 , оказавшаяся равной

$$\left|\frac{g_1}{f_1}\right|_{\Sigma^- \rightarrow ne\bar{\nu}} = 0,435 \pm 0,035.$$

г) В этой же серии исследований измерен спектр Λ^0 -гиперонов в распаде $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e \bar{\nu}$. Здесь в теории Кабиббо $f_1 = 0$. Опыт дает $f_1/g_1 = -(0,25 \pm 0,35)$, если $f_2 = 0$, и $f_1/g_1 = +(0,45 \pm 0,20)$, если согласно гипотезе сохранения векторного тока положить, что $f_2 = -1,9$. Определение констант распада $\Sigma^- \rightarrow ne\bar{\nu}$ дает возможность удобного определения констант F и D теории Кабиббо. Действительно, для этого распада

$$\frac{g_1}{f_1} = -(F - D).$$

С другой стороны, для распада нейтрона с $\Delta S = 0$

$$\frac{g_1}{f_1} = F + D.$$

Таким образом, только знание отношений g_1/f_1 для этих двух распадов дает возможность, не определяя угол Кабиббо ϕ , найти константы F и D . Знание же вероятности распада $\Sigma^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ с $\Delta S = 0$ дает возможность определения угла ϕ . Результат такого анализа выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \sin \phi &= 0,231 \pm 0,003, \\ \frac{D}{F+D} &= 0,658 \pm 0,007. \end{aligned}$$

Для последнего отношения $SU(6)$ -симметрия предсказывает значение, равное 0,6.

Обсуждался также вопрос о возможном вкладе токов второго рода. Известно, что суммарный анализ всех известных данных о полулептонных распадах барионов в рамках сформулированных выше положений теории Кабиббо свидетельствовал об их плохой совместимости в рамках такого подхода. Поэтому высказывалась точка зрения, что в распадах с $|\Delta S| = 1$, возможно, имеет место вклад токов второго рода, причем может быть, что $g_2/f_1 = 5 \div 8$. На данной Конференции приводились данные о распаде Ne^{19} , из которых получено, что $g_2/f_1 = 8,6 \pm 2,5$, но точность поправок от ядерных эффектов недостаточна, чтобы с уверенностью судить об этой цифре. Тем более, что сравнение характеристик бета-распадов ядер в триаде $\text{Li}^8, \text{Be}^8, \text{B}^8$ дает результат, что $g_2/f_1 = 1 \pm 8$.

Завершая раздел о распадных свойствах барионов, приведем результаты измерения в ЦЕРНе относительной вероятности распада $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$, которая оказалась равной

$$R_{\Xi} = \frac{\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma)}{\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 \pi^0)} = (2,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-3},$$

что можно сравнить с теоретической величиной, равной $1,6 \cdot 10^{-3}$.

Впервые по 15 событиям распада $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$ определен коэффициент асимметрии для этого распада. Для него получено значение

$$\alpha_{\Omega} = -0,66 \begin{matrix} +0,36 \\ -0,30 \end{matrix}.$$

Как и в вопросе о времени жизни K_s^0 -мезона, наступила некоторая неопределенность в величине времени жизни Λ^0 -гиперона. По результатам трех новых измерений оно равно $(2,624 \pm 0,014) \cdot 10^{-10}$ сек, что на $(4 \pm 1)\%$ больше табличного значения.

В проблеме феноменологического анализа нарушения CP -симметрии в распадах нейтральных K -мезонов существенно новых данных на Конференцию представлено не было. Известно, что в последнее время в ЦЕРНе проведены опыты, результаты которых отличаются от принятых табличных данных. Авторы продолжают настаивать на своем наборе параметров, который выглядит сейчас следующим образом:

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2,30 \pm 0,035) \cdot 10^{-3}, \\ \varphi_{+-} &= (45,9 \pm 1,6)^\circ, \\ \delta_e &= (3,41 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}, \\ \delta_{\mu} &= (3,13 \pm 0,29) \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Используя данные этой группы о

$$\Delta m = m_{K_L} - m_{K_S} = (0,534 \pm 0,003) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$$

и другие экспериментальные данные, тогда имеем следующий набор цифр в сравнении

с предсказанием модели сверхслабого взаимодействия (SW):

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &= (2,30 \pm 0,035) \cdot 10^{-3}, \\ \varphi_{+-} - \varphi_{SW} &= (2,2 \pm 1,9)^\circ, \\ \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| &= (1,013 \pm 0,046), \\ \varphi_{00} - \varphi_{+-} &= (3 \pm 13)^\circ, \\ \delta_2 - \delta_0 &= (55 \pm 5)^\circ, \\ |\varepsilon| &= (2,32 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}, \\ \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right| &= 0,007 \pm 0,015, \\ \varphi_\varepsilon - \varphi_{SW} &= (1,7 \pm 1,3)^\circ. \end{aligned}$$

Некоторые из этих цифр несколько отличаются от ранее принятых. Но качественный вывод остается прежним: эти данные соответствуют моделям нарушения CP -симметрии лишь в массовой матрице. Приведенное значение $\Delta\varphi = \varphi_\varepsilon - \varphi_{SW}$ в рамках соотношения унитарности Белла — Стайнбергера дает следующую оценку для верхнего предела параметра η_{000} в распаде $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$: $|\eta_{000}|^2 \leq 0,21$. Экспериментальная оценка этой величины получена в опытах с ксеноновой пузырьковой камерой в ИТЭФ и равна сейчас $|\eta_{000}|^2 \leq 1,1$. Уточнение величин φ_{00} и $|\eta_{000}|$ позволило бы проверить CPT -инвариантность и SW-модель. Также весьма важным является измерение величины электрического дипольного момента нейтрона до значений порядка 10^{-28} см. Сейчас известно, что $D_n < 5 \cdot 10^{-24}$ е.с.м.

На Конференции были сообщены результаты поиска распада $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$. В ЦЕРНе в пучке K^+ -мезонов с импульсом $2,5$ Гэв/с использовалась техника магнитного искрового спектрометра. По 24 событиям относительная вероятность этого распада была оценена равной $(2,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-7}$. Знание характеристик этого процесса важно для понимания проблемы несохраняющих странность нейтральных токов и слабо-электромагнитных процессов, а также некоторых вопросов в нарушении CP -симметрии в слабых взаимодействиях.

5. СПЕКТРОСКОПИЯ АДРОНОВ

На Конференцию были представлены результаты анализа новых многочисленных экспериментальных данных по двухчастичным и квазидвухчастичным реакциям с целью установления квантовых чисел резонансов. Методика состоит в совершенствовании техники фазового анализа и уточнении экспериментальных данных по дифференциальным сечениям и поляризационным эффектам в мезон-барионных реакциях типа «две частицы в две частицы»:

$$P + N \rightarrow M + B,$$

где P — псевдоскалярный мезон (π или K); мезон M и барион B сами могут в дальнейшем распадаться (например, ρ -мезон или Δ_{1236} -изобара). Существовавшие ранее указания на возможность существования барионных изобар со странностью $S = +1$ не подтвердились. Это следует и из новых данных по фазовому анализу упругого K^+p -рассеяния (состояния с изотопическим спином $I = 1$) и из новых данных о реакции $K_{LP}^0 \rightarrow K_{SP}^0$, дающих информацию о состоянии с $I = 0$.

Работами в СЛАК — Беркли, Лондон — Кембридже и Сакле уточнены данные фазового анализа реакций $\pi N \rightarrow \pi N$ на ансамблях в 20–40 тысяч событий, причем существенно лучше в канале $\Delta\pi$ и менее точные данные получены в канале ρN . Новые данные имеются и по реакциям $\pi N \rightarrow \Lambda K$, $\pi N \rightarrow \Sigma K$. Теперь картина для состояний с $S = 0$ более или менее прояснена до масс порядка 2000 Мэв. Интенсивно анализируются во многих лабораториях и состояния с $S = -1$ в реакциях типа $\bar{K}N \rightarrow MY$, где Y — барион с $S = -1$. Во всех работах получены хорошо совпадающие результаты о d -волновых амплитудах. Соответствие данных о s - и p -волновых амплитудах хуже даже для состояний с $m < 1800$ Мэв. Проблема состояний с массами более 1800 Мэв еще ждет своего решения. Считается, что имеется 57 твердо установленных (имеется) но еще неизвестны квантовые числа и вероятности распада по различным каналам) барионных резонансов, из которых 17 являются нуклонными состояниями, 10 — Δ -состояниями, 16 — Σ -состояниями и 14 — Λ -состояниями с различными J^P .

Существенно продвинулась проблема классификации барионных изобар. Основной классификации в рамках кварковых подходов принята $SU(6)$ -симметрия. Но для состояний с большими J необходимо введение новых квантовых чисел: типа орбитального L и главного — n . Тип симметрии по этим квантовым числам зависит от постулированной динамики взаимодействия кварков. Обсуждаются кварковые модели осцил-

ляторного или кеплеровского типов. Рассмотрение проводится в рамках симметрии типа $SU(6) \otimes O(3)$. В этом подходе классификация барионов состоит в отождествлении их с мультиплетами $SU(6)$ и $SU(3)$ симметрий следующим образом:

$$\{SU(6)\}_q L^P, [SU(3), 2S_q] + 1_n J^P,$$

где S_q — полный спин трех кварков в барионе. Тогда октет N (940), Λ (1115), Σ (1190) и Ξ (1320) есть $SU(3)$ -мультиплет $[8, 2]1/2^+$, декаплет Λ (1236), Σ (1380), Ξ (1520) и Ω (1670) есть $SU(3)$ мультиплет $[10, 4] 3/2^+$ и оба они образуют $SU(6)$ -мультиплет $\{56\}_0 L^P = 0^+$. Далее следует заполнение $SU(6)$ -мультиплета $\{70\}_1 L^P = 1^-$, состоящего из $SU(3)$ -мультиплетов $[8, 2]1/2^-$, $[8, 2]3/2^-$, $[10, 2]1/2^-$, $[10, 2]3/2^-$, $[8, 4]1/2^-$, $[8, 4]3/2^-$ и $[8, 4]5/2^-$, а далее рассматриваются мультиплеты с $L^P = 2^+$, 3^- и так далее. В такой систематике возникает огромное число резонансов. Но практически все известные нуклонные изобары с $M < 2000$ Мэв при этом отождествляются. Зато возникает потребность в большом числе новых изобар с $S = -1$ и $S = -2$. При этом имеется хорошее соответствие экспериментальных данных по распадам, особенно в каналах $N^* \rightarrow N\pi$ и $N^* \rightarrow N\gamma$, с расчетами в рамках симметричной кварковой модели осцилляторного типа с использованием преобразования Меллоша.

Что касается мезонной спектроскопии, то известно, что в таблицах приведены сведения приблизительно о 30 мезонах, но только для 20 из них хорошо известны квантовые числа. Здесь основное внимание уделяется проблеме фазового анализа упругих $\pi\pi$ - и $K\pi$ -рассеяний. Имеется значительный разброс в результатах определения длин $\pi\pi$ -рассеяния различными группами, однако, как правило, они значительно выше вычисленных теоретически Вайнбергом ($a_0^0 = 0,17/m_\pi$). Фазовый анализ $\pi\pi$ -рассеяния при энергиях выше 1 Гэв указывает на возможность существования резонансного состояния $\pi\pi$ -системы с $J = 4$ и массой около 2 Гэв.

Менее точны результаты по упругому $K\pi$ -рассеянию. По-видимому, более предпочтительными являются решения без κ (700)-мезона. На Конференцию были представлены новые данные Брукхейвенской национальной лаборатории о реакции $K^+p \rightarrow \rightarrow K^+\pi^-\Delta^{++}$ при 12 Гэв. Проводился анализ по моментам $\langle Y_{l,m} \rangle$ системы вплоть до $\langle Y_{8,0} \rangle$ и до $m_{K\pi} = 2,4$ Гэв. Здесь хорошо видны известные $K\pi$ -резонансы с массами 890 Мэв и 1,4 Гэв, а также имеются указания на $K\pi$ -резонанс с массой 1,8 Гэв, спин которого считается равным $J = 3$.

Много новых сведений получено о 3π - и $K\pi\pi$ -состояниях из реакций]

$$\pi p \rightarrow \pi\pi\pi N, K p \rightarrow K\pi\pi N.$$

Группа Иллинойского университета (США) провела анализ данных об образовании $\rho\pi$ -, $f\pi$ -, $K^*\pi$ -расстояний в πp - и $K p$ -взаимодействиях при энергиях до 16 Гэв. Аналогичным образом анализировались данные, полученные в совместном эксперименте ИФВЭ — ЦЕРН в Сердхове. Учитывались волны с $J \leq 3$ и использовалась факторизация для резонансных состояний. В 3π -состояниях единственно хорошо установленным является A_2 -резонанс с $J^P = 2^+$ (d -волна $\rho\pi$ -системы). Показано, что A_1 -резонанс скорее всего связан с эффектом Декка в 1^+ s -состоянии $\rho\pi$ -системы при 1100 Мэв. В этой системе фаза постоянна и равна около 180° . Такое же утверждение делается и об A_2 -резонансе ($f\pi$ -состояние 2^-s с фазой около 0°).

В $K^+\pi^-\pi^+$ -системах имеется Q -резонанс в $K^*\pi$ -системе в состоянии 1^+s , аналогичный по своим свойствам A_1 , особенности и L -резонанс в $K_{1420}^*\pi$ -системе в состоянии 2^-s , аналогичный A_2 -резонансу. Аналогом A_2 -резонанса здесь является K_{1420}^{**} -резонанс.

Что касается вопроса классификации мезонных состояний, то он решается так же, как и для барионных резонансов. Система кварк — антикварк обычно анализируется в рамках совместных симметрий $SU(6) \otimes O(3)$. Имеется возможность классификации мезонных резонансов в простейшем случае кварковой осцилляторной модели, в которой возникают состояния с квантовыми числами $J^{PC}: 0^+, 1^+, 2^+, 3^+$ и т. д. с $S_q = 0$ и состояния $0^{++}, 1^{++}, 1^{--}, 2^{++}, 2^{--}, 3^{++}, 3^{--}$ и т. д. с $S_q = 1$, где S_q — полный спин системы $q\bar{q}$. Этих состояний значительно больше, чем сегодня известно хорошо установленных семейств мезонных резонансов.

6. ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Новые подходы в теории элементарных частиц обсуждались на секции «теоретические теории». Такое название секции является, в общем, оправданным, так как эти новые направления в большинстве случаев находятся на чисто теоретическом уровне и еще далеки от сравнения с экспериментом.

Среди теоретических подходов особо следует выделить попытки развития единой теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий на основе калибровочных теорий поля. Модель Вайнберга, предложенная 7 лет назад, позволила получить перенормируемую схему слабых и электромагнитных взаимодействий. Однако вклю-

чение в нее адронов сталкивается с рядом трудностей. При таких обобщениях, как правило, возникают нейтральные токи, приводящие к адронным переходам с изменением странности, которые отсутствуют экспериментально. Для преодоления этой трудности необходимо вводить частицы с новыми квантовыми числами, так называемые суперзаряженные или «очарованные» («charmed») частицы, которые оказываются нужными в теории и при решении ряда других проблем. Поэтому экспериментальный поиск таких частиц (масса которых по оценкам $\sim 2-10 G_{\text{ев}}$) рассматривался на Конференции как одна из первоочередных задач физики элементарных частиц. Однако даже после введения новых частиц в теории остается ряд нерешенных вопросов. Так, в докладе С. Вайнберга на Конференции в качестве одной из наиболее сложных проблем калибровочных теорий была отмечена проблема η -мезона: во всех существующих вариантах теории масса $m_{\eta} < \sqrt{3}m_{\pi}$, что противоречит экспериментальным данным. Однако в целом доклад Вайнберга, так же как и обзорный доклад Иллиопулоса, был весьма оптимистическим. Оптимизм был главным образом связан с недавно открытым свойством асимптотической свободы в неабелевых калибровочных теориях поля. Этому были посвящены два доклада Д. Гросса, вызвавшие многочисленные дискуссии. Явление состоит в том, что квантовые флуктуации неабелевого калибровочного поля ослабляют взаимодействие на сверхмалых расстояниях, так что эффективная константа взаимодействия логарифмически стремится к нулю. Асимптотически свободные теории кажутся во всех отношениях адекватными для описания мира адронов.

Прежде всего, асимптотическая свобода могла бы объяснить успех наивной кварковой модели при описании глубоко неупругих лептон-адронных реакций — эти реакции протекают на малых расстояниях, где кварки почти свободны. Логарифмически малое взаимодействие кварков должно приводить к отклонениям от предсказаний наивной кварковой модели и, в частности, к отклонениям от известного закона подобия Бьоркена. Интересно, что отклонения представляют собой не добавки, а дополнительные множители, медленно меняющиеся с переданным импульсом (как степень логарифма).

Показатели степеней вычислены для различных вариантов калибровочной теории сильных взаимодействий и оказались достаточно велики, чтобы отклонения от скейлинга могли проявиться в экспериментах ближайших лет. Не менее важно другое возможное свойство неабелевых калибровочных теорий — инфракрасная катастрофа, приводящая к так называемой «торме для кварков». Ожидается, что силы взаимного притяжения кварков за счет калибровочного поля не будут убывать с расстоянием, как если бы кварки были скреплены упругими струнами. Это объяснило бы отсутствие кварков на эксперименте и растущий с угловым моментом спектр адронных резонансов.

В работах, представленных на Конференцию, и, главным образом, в кулуарах обсуждались различные проекты кварковой калибровочной теории. Для количественного решения этой проблемы нужно разработать новые методы калибровочной теории поля, не связанные с теорией возмущений. В этом направлении сейчас сосредоточены усилия многих теоретиков.

Другое интересное направление развития теории поля, возникшее в последний год, — это ферми-бозе-суперсимметрия (пионерские работы в этой области принадлежат советским ученым Ю. А. Гольфанду, Б. П. Лихтману, Ф. А. Березину, Г. И. Кацу, В. П. Акулову, Д. В. Волкову и др.). Это необычная группа симметрии объединяет в свои мультиплеты фермионы и бозоны. Элементами группы являются как матрицы, так и антикоммутирующие ферми-операторы.

В работах Зумино, Весса, Салама, Страдди и других предлагаются перенормируемые лагранжианы, обладающие ферми-бозе-суперсимметрией. Интересно, что в таких теориях сокращаются почти все расходимости, так что остается бесконечной только перенормировка волновой функции. Уже совсем недавно (весной 1974 г.) были обнаружены неабелевы калибровочные теории с ферми-бозе-суперсимметрией. Новая симметрия позволяет расширить класс асимптотически свободных теорий, включив в лагранжиан скалярные и псевдоскалярные поля. Обсуждаются вопросы спонтанного нарушения симметрии, проблемы массы векторных мезонов, проблемы голдстоуновских фермионов (гермионов) и др.

Все эти результаты были резюмированы в докладе Зумино.

Еще одно интересное направление в квантовой теории поля — это теория квазиклассических связанных состояний (Хуфт, Поляков, Зельдович, Кобзарев, Окунь и др.). Такие состояния возникают, когда симметрия спонтанно нарушается за счет феномена Хиггса — появления среднего поля в вакууме. Например, если поле Хиггса $\phi_i(\mathbf{r})$ является 3-вектором в пространстве внутренней симметрии, то состояние, в котором поле направлено вдоль радиус-вектора $\phi_i(\mathbf{r}) \sim r_i$, оказывается стабильным и описывает новую частицу (еж).

Оказалось, что ежи возникают в некоторых калибровочных моделях слабо-электромагнитных взаимодействий (например, в модели Джорджи — Глешоу) и обладают магнитными зарядами. Масса такого нелокального монополя должна быть порядка $437m_W$, где m_W — масса векторного мезона.

Квазиклассические объекты другого типа — вихревые нити — предлагались ранее Нильсоном и Ольсенем в качестве модели адронов. Если будет доказано существование нитевидных связанных состояний в теории сильных взаимодействий, то это может обосновать модели релятивистской струны, используемые сейчас для феноменологического описания спектра и взаимодействия мезонов.

Другой, более радикальный подход к теории адронов — это теория квантового мешка (Джонсон, Вайскопф, Джаффе и др.). В этой теории свободные, или почти свободные, поля (партоны) заключены в ограниченную полость — мешок, координаты стенок которого также являются динамическими переменными и дрожат из-за квантовых флуктуаций. Партоны сдерживаются внутри давлением и не могут проникать наружу в отличие от лептонов, по отношению к которым стенки прозрачны. Такой «пузырь», действительно, неплохо имитирует как спектр резонансов, так и партоновую модель в глубоко неупругих лептон-адронных реакциях, но если не будет найдено более веских теоретических оснований, то его постигнет обычная судьба мыльных пузырей.

Вообще, в тысяче работ, представленных на Конференцию, содержится много смелых, интересных, но, к сожалению, взаимно противоречивых идей. Возможно, что одна из них послужит основой будущей теории.

Во всяком случае, Конференция показала, что физика частиц переживает интереснейший период развития и в ближайшие годы можно ожидать фундаментальных открытий.

Этот вывод нашел свое подтверждение в важных результатах, полученных после Конференции, — в обнаружении новых узких резонансов — ψ -частиц. Открытие этих резонансов открывает новую страницу в изучении и классификации элементарных частиц.