ИССЛЕДОВАНИЕ РЕДКИХ РАСПАДОВ ГИПЕРОНОВ

А.А.Воробьев, Н.К.Терентьев, В.А.Щегельский

Введение

Экспериментальное исследование гиперонов получило мощный импульс в своем развитии в начале 80-х годов в связи с созданием интенсивных гиперонных пучков высоких энергий на протонных ускорителях ЦЕРН и ФНАЛ. Доля гиперонов, рождающихся во взаимодействии протонов с ядрами, растет с энергией налетающих протонов. Более того, благодаря лоренцевскому увеличению наблюдаемого времени жизни гиперонов с ростом их энергии, импульсы заряженных гиперонов и продуктов их распада могут быть измерены с помощью обычных магнитных спектрометров. Существенным преимуществом гиперонных пучков ФНАЛ является их значительная поляризация, направлением и величиной которой можно управлять. Это позволяет прецизионно определять асимметрию в распадах гиперонов, а также поляризацию и магнитные моменты самих гиперонов, обеспечивая при этом минимальную систематическую погрешность.

Начало сотрудничества ПИЯФ–ФНАЛ относится к 1981 году. Основой сотрудничества стало предложение ПИЯФ о постановке эксперимента по изучению β-распада Σ^--гиперона в связи со странной ситуацией, сложившейся в исследовании этого процесса. Существовавшие тогда экспериментальные данные по асимметрии распада поляризованного Σ^--гиперона находились в резком противоречии с предсказанием модели Кабиббо, в то время как β-распад других членов барионного октета хорошо описывался этой моделью. Основная трудность в изучении реакции $\Sigma^- \to ne^-\tilde{\nu}_e$ состояла в отделении этой реакции от в тысячу раз более интенсивной реакции $\Sigma^- \to n\pi^-$. Для преодоления этой трудности группа ПИЯФ предложила использовать детектор переходного излучения, чувствительный к электронам и мало чувствительный к π-мезонам. Это предложение не было тривиальным, поскольку до этого такие детекторы практически не использовались в подобных экспериментах. Тем не менее, предложение было принято. Эксперимент получил официальное название: "Эксперимент E715, Прецизионное измерение β-распада поляризованных Σ^--гиперонов". Начало эксперимента было приурочено к запуску СЭЙВЕРа – первого в мире ускорителя протонов высокой энергии на сверхпроводящих элементах.

Запуск СЭЙВЕРа был назначен на 1 октября 1983 года. В ту пору в мире было немало скептиков, сомневавшихся в работоспособности такого ускорителя. Многочисленные трудности (в основном, политические) возникли и на пути подготовки нашего эксперимента. Последняя из них (сбитый 1 сентября 1983 года корейский самолет) чуть было не погубила эксперимент. И только твердая позиция Президента АН СССР А.П.Александрова и директора ФНАЛ Л.Ледермана помогла выправить положение. Эксперимент был подготовлен точно в срок. Также точно в срок состоялся и запуск СЭЙВЕРа. Уже через месяц мы имели вполне качественный пучок и приступили к измерениям. Эксперимент завершился успешно. Кроме основной программы (исследование β-распада Σ^--гиперона), было выполнено также весьма деликатное измерение магнитного момента Σ^--гиперона.

В ходе эксперимента E715 сформировался достаточно сильный объединенный коллектив (ФНАЛ-ПИЯФ-Университеты США). По инициативе ПИЯФ эта коллаборация выступила в 1986 году с новым предложением. Предлагалось попытаться разрешить еще одну проблему в физике гиперонов. Существовавшие в то время данные указывали на сильную асимметрию в радиационном распаде $\Sigma^+ \to p\gamma$, и этот факт не могла объяснить ни одна из многочисленных теорий. Однако экспериментальные данные были основаны на исключительно малой статистике (около 300 событий), и были серьезные сомнения в правильности этих результатов. В новом эксперименте (эксперимент E761) предполагалось не только многократное увеличение статистики, но, главное, надежное выделение реакции $\Sigma^+ \to p\gamma$ на фоне интенсивной реакции $\Sigma^+ \to p\pi^0 \to p2\gamma$ с помощью специально разработанного для этих целей детектора переходного излучения.

Эксперимент E761 оказался исключительно успешным. Измерения были выполнены в 1990 году. Была не только надежно исследована реакция $\Sigma^+ \to p\gamma$, но и получен целый ряд других интересных результатов. В данной статье дан краткий обзор результатов, полученных в экспериментах E715 и E761.

Измерение коэффициентов асимметрии в бета-распаде поляризованного Σ^--гиперона и определение формфакторов амплитуды распада. Эксперимент E715

Полулептонные распады барионов описываются в рамках модели Кабиббо (N.Cabibbo, Phys.Rev.Lett., 10 (1963) 531), предполагающей, что во взаимодействии участвует только левый лептонный ток, а векторный и аксиально-векторный адронные токи являются членами SU(3) октетов. Для распада $\Sigma^- \to n\, e^-\, \tilde{\nu}_e$ эта модель предсказывает следующее отношение аксиально-векторного формфактора к векторному: $g_1/f_1 = -\,0.28 \pm 0.02$, что соответствует большой отрицательной электронной асимметрии $\alpha_e = -\,0.51 \pm 0.04$.

Абсолютная величина этого отношения была определена в ряде экспериментов с неполяризованными Σ^--гиперонами с суммарной статистикой около 10000 событий: $|\,g_1/f_1\,| = 0.36 \pm 0.04$. Это значение удовлетворительно согласуется с предсказанием модели Кабиббо. Для определения знака отношения g_1/f_1 было выполнено четыре эксперимента по измерению асимметрии вылета электронов в распаде поляризованного Σ^--гиперона. Результаты этих экспериментов резко противоречили предсказаниям модели Кабиббо: $\alpha_e^{эксп} = +\,0.26 \pm 0.19$. Даже знак асимметрии оказался противоположным ожидаемому. Однако суммарная статистика в этих экспериментах составила всего лишь 352 события, что не давало возможности надежно контролировать величину систематических ошибок.

Эксперимент E715 позволил провести исследование β-распада Σ^--гиперона на качественно новом уровне. Схема эксперимента приведена на рис.1. Пучок протонов с энергией 400 ГэВ падал на мишень T на входе магнита M1, отбирающего вторичные частицы с импульсом 250 ГэВ/с. Угол падения протонов на мишень мог меняться так, что вектор поляризации вторичных частиц мог быть ориентирован вверх, вниз, вправо, влево. С помощью пропорциональных камер PWC1-PWC4 и магнита M1 измерялся импульс пучковых частиц. Продукты их распада регистрировались в магнитном спектрометре, включающем в себя отклоняющий магнит M2 и шесть дрейфовых камер DC1-DC6. Детектор переходного излучения TRD располагался между магнитным спектрометром и сцинтилляционными счетчиками SM1-SM4. Электромагнитный калориметр LG, собранный из блоков свинцового стекла, использовался вместе с TRD для идентификации электронов. В нейтронном калориметре NC измерялись энергия и положение точки входа нейтрона. Одновременное использование TRD и LG обеспечило детектирование реакции $\Sigma^- \to ne\tilde{\nu}_e$ с эффективностью 94% при факторе подавления реакции $\Sigma^- \to n\pi^-$ более 50000. Измерялись импульсы всех детектируемых частиц $\vec{P}_{\Sigma^-}, \vec{P}_n, \vec{P}_{e^-}$, что позволило полностью восстановить кинематику β-распада. Впервые оказалось возможным определить в одном эксперименте все коэффициенты асимметрии $(\alpha_e, \alpha_n, \alpha_{\tilde{\nu}})$, а также проанализировать энергетические спектры электронов и нейтронов в системе покоя Σ^--гиперона. Было однозначно восстановлено около 50000 событий β-распада Σ^--гиперона. Одновременно регистрировались события адронного распада $\Sigma^- \to n\pi^-$ (более 10^6 событий). Подробное описание установки и анализа данных приведено в работах [1,2].

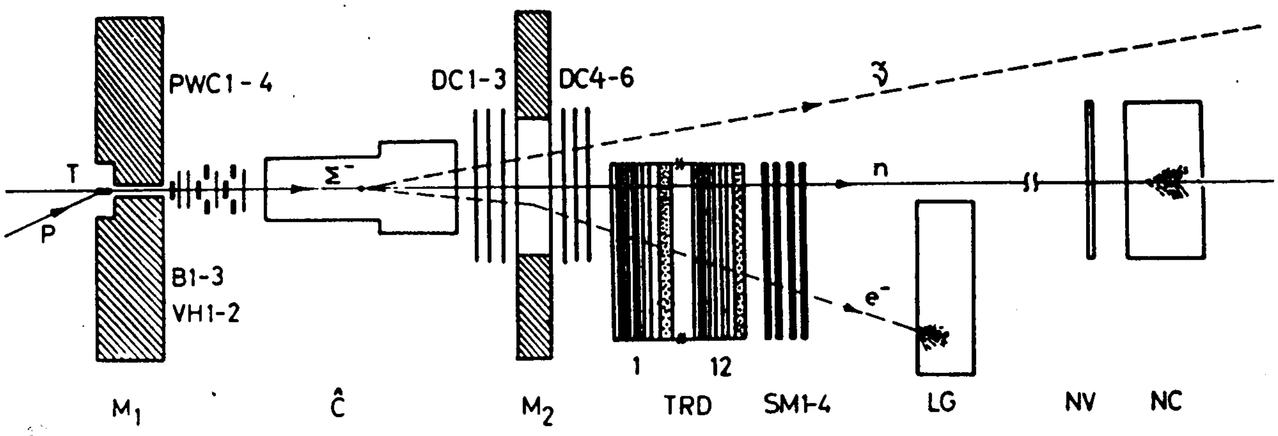

Рис.1. Расположение оборудования на гиперонном канале ФНАЛ в эксперименте E715.

На рис.2 представлены угловые распределения π^--мезонов из распада $\Sigma^- \to n\,\pi^-$, а также электронов, нейтронов и антинейтрино из распада $\Sigma^- \to n\,e^-\,\tilde{\nu}_e$. Определяемые непосредственно из этих распределений коэффициенты A_i есть произведение $A_i = \alpha_i\,P_\Sigma$, где P_Σ – величина поляризации гиперонного пучка. Считая величину α_π известной из других экспериментов ($\alpha_\pi = +\,0.068 \pm 0.008$) и используя измеренное значение A_π, можно было определить величину поляризации $P_\Sigma = +\,0.236 \pm 0.043$. Далее, с этим значением P_Σ были найдены величины коэффициентов асимметрии в β-распаде Σ^--гиперона:
$\alpha_e = -\,0.519 \pm 0.104$; $\alpha_n = +\,0.509 \pm 0.102$; $\alpha_{\tilde{\nu}} = -0.230 \pm 0.061$.
Как видно, измеренная величина электронной асимметрии находится в отличном согласии с предсказанием модели Кабиббо ($\alpha_e = -0.51 \pm 0.04$). Таким образом, существовавшее в течение длительного времени противоречие между экспериментом и теорией было разрешено в пользу модели Кабиббо.

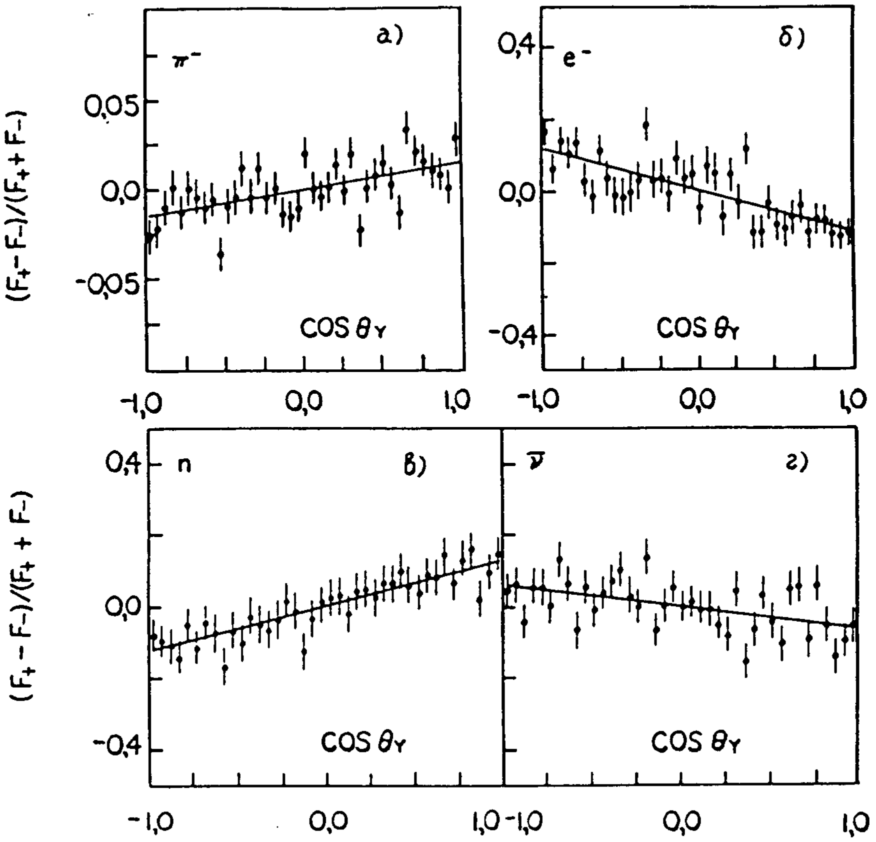

Рис.2. Угловые распределения в системе покоя Σ^--гиперона:
а) пионов из распада $\Sigma^- \to n\,\pi^-$, б), в), г) электронов, нейтронов и антинейтрино, соответственно, из распада $\Sigma^- \to n\,e^-\,\tilde{\nu}_e$.
$F_+(F_-)$ – доля событий с данным $\cos\theta_y$, где θ_y — угол между импульсом частицы и направлением оси Y в системе покоя Σ^--гиперона. Знак +(–) относится к данным, полученным при ориентации вектора поляризации пучка Σ^- по оси Y (и в противоположном направлении, соответственно). Ось Y направлена вертикально вверх. Прямые линии — результат фитирования распределений формулой $(F_+ - F_-)/(F_+ + F_-) = A_i \cos\theta_y$.

Из анализа энергетических спектров нейтронов и электронов можно было также найти формфакторы амплитуды β-распада Σ^--гиперона. В обычных предположениях (g_2=0, дипольная q^2-зависимость формфакторов) было получено:

$$g_1(0)/f_1(0) = -0.328 \pm 0.019,$$
$$f_2(0)/f_1(0) = -0.96 \pm 0.15.$$

Здесь f_2 и g_2 есть слабые магнитный и электрический формфакторы. Анализ существовавших данных в рамках модели Каббибо при ненарушенной SU(3)-симметрии предсказывает для β-распада Σ^--гиперона:

$$(g_1(0)/f_1(0))^{теор} = -0.28 \pm 0.02,$$
$$(f_2(0)/f_1(0))^{теор} = -1.30.$$

При нарушении SU(3)-симметрии в первом порядке по величине $\Delta = (m_\Sigma - m_n)/m_\Sigma$ формфакторы g_1 и f_1 сохраняются, а величина f_2 меняется следующим образом: $(f_2(0)/f_1(0))^{теор} = -0.910 \pm 0.034$. Сравнение показывает, что результаты анализа данных E715 согласуются с ожидаемым эффектом нарушения SU(3)-симметрии.

Исследование радиационных распадов гиперонов. Эксперимент E761

Ситуация с изучением радиационных распадов гиперонов в конце 80-х годов была чрезвычайно интересна в связи с загадкой распада $\Sigma^+ \to p\gamma$. Известная теорема Хара (Y.Hara, Phys.Rev.Lett., 12 (1964) 378) утверждает, что, в предположении CP-инвариантности и существования левых токов слабого взаимодействия, коэффициенты асимметрии в радиационных распадах $\Sigma^+ \to p\gamma$ и $\Xi^- \to \Sigma^-\gamma$ в пределе точной SU3-симметрии равны нулю. Имевшиеся к тому времени экспериментальные результаты трех работ, напротив, указывали на существование большой отрицательной асимметрии в распаде $\Sigma^+ \to p\gamma$. Трудность измерения этой реакции состоит в том, что имеется в 400 раз более интенсивный адронный канал распада $\Sigma^+ \to p\pi^0$, кинематика которого подобна кинематике исследуемого распада, а в конечном состоянии образуются такие же частицы. Более того, коэффициент асимметрии в фоновом распаде $\Sigma^+ \to p\pi^0$ как раз имеет большую отрицательную величину, $\alpha_\pi = -0.980 \pm 0.016$, которая может имитировать наблюдаемую асимметрию в распаде $\Sigma^+ \to p\gamma$. В трех предыдущих экспериментах была набрана весьма ограниченная статистика (около 300 событий), что мешало оценить вклад систематических погрешностей.

Другая характеристика радиационного распада $\Sigma^+ \to p\gamma$, парциальная вероятность, была измерена в ряде экспериментов и составила неожиданно большую величину $B(\Sigma^+ \to p\gamma) = (1.25 \pm 0.07) \times 10^{-3}$. Эти факты были и остаются предметом теоретического рассмотрения. К сожалению, ни одна из исследуемых моделей не может дать взаимосогласованное описание всех наблюдаемых радиационных распадов гиперонов, которое включало бы в себя большую отрицательную асимметрию и большую вероятность распада $\Sigma^+ \to p\gamma$.

Основной задачей эксперимента E761 было измерение параметров распада $\Sigma^+ \to p\gamma$ с хорошей статистической точностью и малой систематической погрешностью. Экспериментальное оборудование представлено на рис.3. Пучок протонов с энергией 800 ГэВ фокусировался на мишень из меди, находящуюся в начале гиперонного магнита M1. Угол падения в горизонтальной и вертикальной плоскостях мог регулироваться в пределах $\pm$ 5 мрад относительно направления гиперонного пучка. Гиперонный пучок с энергией 375 ГэВ формировался из вторичных частиц с помощью узкого канала гиперонного магнита. Интенсивность Σ^+-компоненты пучка была около 2000 1/с, при этом их доля в пучке составляла 1.3% (остальные частицы были протоны и π^+-мезоны). Измерения проводились при двух вертикальных направлениях вектора поляризации Σ^+-гиперонов (спин вверх и спин вниз), что способствовало взаимной компенсации вклада ложной асимметрии. Абсолютная величина поляризации Σ^+-гиперонов была равна 12%.

Импульсы гиперонов и протонов распада измерялись с помощью двух магнитных спектрометров, в состав которых, кроме магнитов M2 и M3, входили микрострипові кремниевые детекторы SSD1,2,3 и пропорциональные камеры PWCA,B,C,D. Они обеспечивали высокое разрешение по квадрату массы недостающей нейтральной частицы (рис.4). Энергия

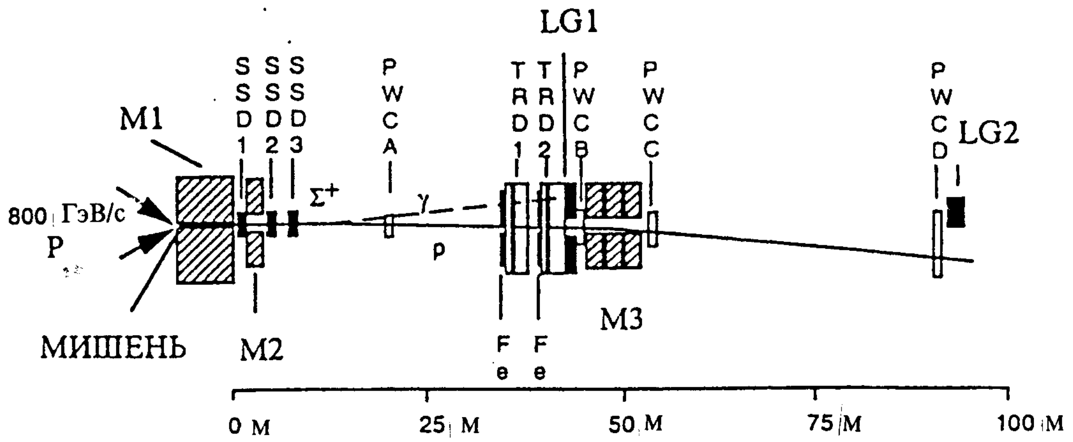

Рис.3. Схема размещения аппаратуры в эксперименте E761:
M1,2,3 – магниты, SSD1,2,3 – станции Si микростриповых детекторов, PWCA,B,C,D – станции пропорциональных камер, LG1,2 – электромагнитные калориметры, TRD1,2 – модули детектора переходного излучения, Fe – стальные конверторы.

фотона измерялась в калориметрах из свинцового стекла LG1 и LG2. В эксперименте регистрировались также и координаты фотонов. С этой целью в новом качестве использовался детектор переходного излучения TRD. Детектор был дополнен стальным конвертором фотонов и регистрировал координату наиболее энергичной заряженной компоненты электромагнитного ливня, которая ориентирована преимущественно в направлении падающего на конвертор фотона. Эта же координата может быть предсказана, если известны положение точки распада Σ^+-гиперона и векторы импульсов Σ^+-гиперона и протона. Для события радиационного распада $\Sigma^+ \to p\gamma$ следует ожидать совпадения предсказанной и измеренной координат. В случае фонового распада $\Sigma^+ \to p\pi^0$ фотоны из распада π^0-мезонов в большинстве случаев не следуют предсказанному направлению. Критерий отбора полезных событий использовал этот факт. Подробное описание установки и анализ данных можно найти в работе [3]. Как видно из рис.4, сочетание магнитного спектрометра, калориметра и детектора переходного излучения способствовало надежному выделению радиационного распада $\Sigma^+ \to p\gamma$ на фоне адронного распада $\Sigma^+ \to p\pi^0$.

В результате анализа примерно 35000 событий радиационного распада $\Sigma^+ \to p\gamma$ была получена следующая величина параметра асимметрии распада: $\alpha_\gamma = -0.720 \pm 0.086$(стат.) $\pm$ 0.045(сист.), и на основе анализа примерно 32000 событий — величина вероятности распада $B(\Sigma^+ \to p\gamma) = (1.20 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ (указана суммарная ошибка). Данные эксперимента E761 показывают, что асимметрия в радиационном распаде Σ^+-гиперона действительно большая и отрицательная, а наблюдаемая вероятность распада не содержит вклада от примеси событий интенсивной адронной моды распада $\Sigma^+ \to p\pi^0$.

Параллельно с данной работой, теоретиками ПИЯФ была развита модель, в которой на основе правил сумм КХД были воспроизведены экспериментальные характеристики радиационного распада $\Sigma^+ \to p\gamma$ [4]. Однако остается неясным, насколько строгим является это описание. Пока что сравнение проведено только в случае $\Sigma^+ \to p\gamma$. Важно было бы распространить это сравнение и на другие радиационные распады.

В этом же эксперименте были получены новые данные по радиационным распа-

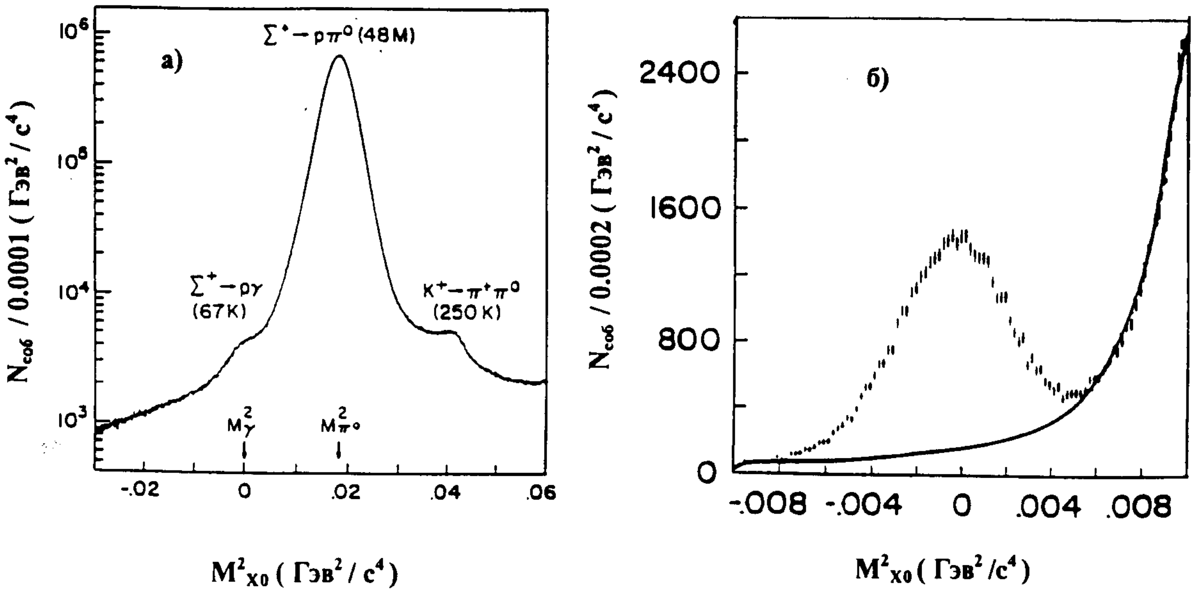

Рис.4. Распределение событий по квадрату массы недостающей нейтральной частицы $M^2_{X^0}$ в гипотезе $\Sigma^+ \to pX^0$:
а) без отбора по энергии и координате фотона, б) с отбором по энергии и координате фотона, измеренным с помощью калориметров LG1, LG2 и детектора TRD.

дам $\Xi^- \to \Sigma^- \gamma$ [5] и $\Omega^- \to \Xi^- \gamma$ [6]. Существовавшее единственное измерение вероятности распада $\Xi^- \to \Sigma^- \gamma$ (всего лишь 11 событий) дало величину $B(\Xi^- \to \Sigma^- \gamma) = (0.23 \pm 0.10) \times 10^{-3}$, что было значительно выше, чем предсказывали модели с однокварковым переходом, и на два порядка больше, чем оценки, учитывающие вклад так называемых пингвин-диаграмм. Доминирующий в других радиационных распадах вклад двухкварковых переходов с обменом W^--бозоном запрещен в радиационных распадах Ξ^- и Ω^- из-за отсутствия валентного u-кварка в начальном состоянии. В эксперименте E761 было идентифицировано 211 событий радиационого распада $\Xi^- \to \Sigma^- \gamma$. Распределение событий по квадрату недостающей массы, вычисленному в гипотезе $\Xi^- \to \Sigma^- X^0$, представлено на рис.5. Фон, в основном, был обусловлен распадом антигиперонов $\bar{\Sigma}^- \to \bar{p}\,\pi^0$. Полученное значение вероятности радиационного распада составило величину $B(\Xi^- \to \Sigma^- \gamma) = (0.122 \pm 0.023(\text{стат.}) \pm 0.006(\text{сист.})) \times 10^{-3}$, что очень близко к теоретической оценке нижней унитарной границы $B_{унит.}(\Xi^- \to \Sigma^- \gamma) = 0.1 \times 10^{-3}$.

Изучение радиационного распада $\Omega^- \to \Xi^- \gamma$ представляет особую трудность как для эксперимента, так и для теории. По сравнению с остальными гиперонами, Ω^- составляют наименее интенсивную часть в гиперонных пучках и, в дополнение, теория предсказывает наименьшую вероятность для их радиационного распада: $B(\Omega^- \to \Xi^- \gamma) \simeq 10^{-5}$. Теоретическое описание усложнено тем, что среди радиационных распадов гиперонов распад $\Omega^- \to \Xi^- \gamma$ представляет собой единственный переход из SU(3)-декуплета со спином 3/2 в октет. Существующая экспериментальная оценка верхнего предела вероятности распада дает $B(\Omega^- \to \Xi^- \gamma) < 2.2 \times 10^{-3}$. В данной работе был получен новый верхний предел: $B(\Omega^- \to \Xi^- \gamma) < 4.6 \times 10^{-4}$.

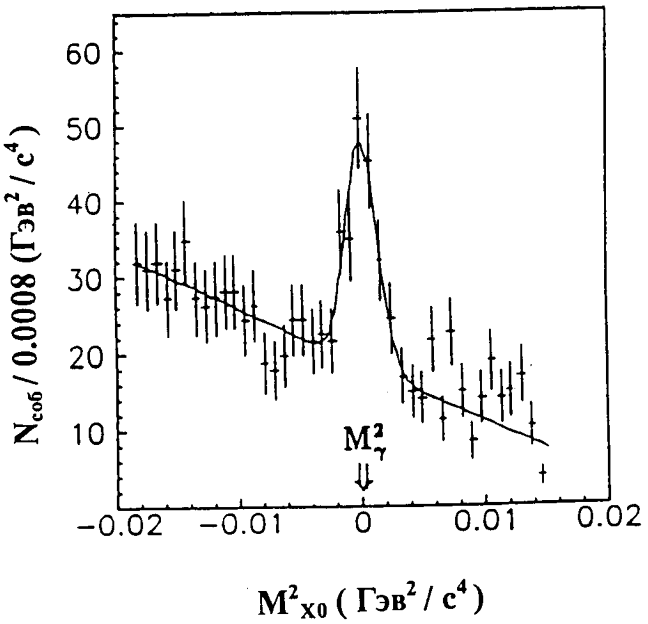

Рис.5. Распределение событий по квадрату массы недостающей нейтральной частицы $M^2_{X^0}$ в гипотезе $\Xi^- \to \Sigma^- X^0$.

Поляризация гиперонов

Поляризация гиперонов, рождающихся во взаимодействии протонов высокой энергии с ядрами, наблюдалась в опытах на гиперонном пучке ФНАЛ еще около 20 лет назад. При энергии протонов 400 ГэВ и поперечном импульсе $P_t \approx 1$ ГэВ/с поляризация Λ^0-гиперонов составила величину около 20%, в то время как $\bar{\Lambda}^0$-гипероны в той же кинематической области оказались неполяризованными. Факт значительной поляризации Λ^0-гиперонов, сам по себе неожиданный при высоких энергиях, был качественно объяснен в то время эффектом лидирования, когда валентный кварк налетающего протона подхватывает странный морской кварк и формирует поляризованный гиперон. В такой картине поляризация гиперонов должна уменьшаться с ростом числа кварков, подхваченных из моря, что подтвердили последующие измерения поляризации $\Sigma^\pm$-, Ξ^--, Ξ^0-, Ω^-- и $\bar{\Lambda}^0$-гиперонов. В частности, тот факт, что $\bar{\Lambda}^0$- и Ω^--гипероны рождаются практически неполяризованными, объяснялся тем, что они не содержат ни одного кварка из налетающего протона.

Однако результаты недавнего измерения поляризации Ξ^- и $\bar{\Xi}^+$ во ФНАЛ подвергли серьезному сомнению выводы этой модели. Обе частицы, гиперон Ξ^- и антигиперон $\bar{\Xi}^+$, оказались поляризованными, причем величина поляризации и ее знак были одинаковы для частицы и античастицы. Такое поведение существенно отличалось от картины поляризации в системе $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$ и ставило вопрос о величине поляризации в системе $\Sigma^+/\bar{\Sigma}^-$.

Ответ на этот вопрос был получен в эксперименте E761 [7,8]. Измерение поляризации Σ^+- и $\bar{\Sigma}^-$-гиперонов было проведено в ходе основного сеанса эксперимента E761. Угол падения пучка протонов с энергией 800 ГэВ на медную мишень изменялся в пределах ± 5 мрад как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях. При этом вектор поляризации гиперонов был, соответственно, параллелен или перпендикулярен вертикальному направлению магнитного поля гиперонного магнита M1. Импульс гиперонов равнялся 375 ГэВ/с. Выбор знака заряда гиперонов и продуктов их распада осуществлялся изменением направления тока магнитов. Для анализа поляризации использовались распады $\Sigma^+ \to p\pi^0$ и $\bar{\Sigma}^- \to \bar{p}\pi^0$, имеющие большой параметр асимметрии $\alpha_\pi = -0.980 \pm 0.016$.

Измеренные величины поляризации в зависимости от P_t представлены на рис. 6. Четко видно, что как Σ^+- , так и $\bar{\Sigma}^-$-гипероны рождаются поляризованными, причем при одинаковых P_t поляризации имеют один и тот же знак, но несколько различаются по величине. Вместе с данными по поляризации системы $\Xi^-/\bar{\Xi}^+$, имеющими такой же характер, результаты эксперимента E761 говорят о том, что поляризация антигиперонов является общим явлением. При этом возникает вопрос, почему $\bar{\Lambda}^0$-гипероны рождаются неполяризованными?

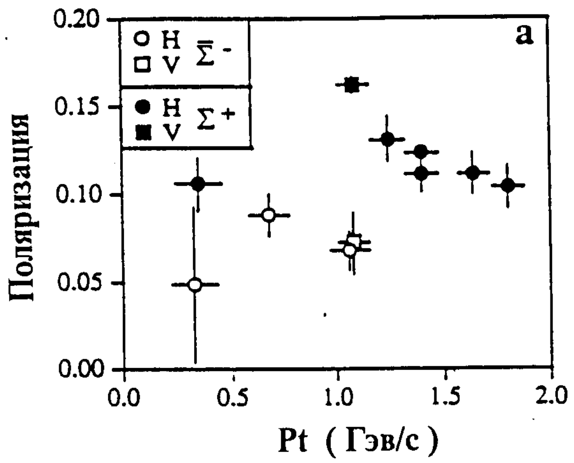

Рис.6. Зависимость поляризации Σ^+- и $\bar{\Sigma}^-$-гиперонов от поперечного импульса P_t.

В связи с этими наблюдениями мы вынуждены констатировать, что явление поляризации гиперонов в адронных столкновениях не имеет сегодня даже качественного теоретического объяснения. Вместе с тем, уже накоплен богатый экспериментальный материал (в том числе и результаты экспериментов E715 и E761), который мог бы быть использован при разработке теории поляризации. Здесь мы отметим некоторые из наблюдаемых закономерностей, характеризующие сложность процесса поляризации:

- Знак поляризации.
  Поляризация Σ^--, Σ^+-, $\bar{\Sigma}^-$-гиперонов положительна, поляризация Λ^0-, Ξ^--, $\bar{\Xi}^+$-гиперонов отрицательна, поляризация $\bar{\Lambda}^0$-гиперонов равна нулю.

- Зависимость от энергии.
  С ростом энергии поляризация Σ^+-гиперонов уменьшается, поляризация Ξ^--гиперонов растет, а поляризация Λ^0-гиперонов остается неизменной.

- Зависимость от переменной Феймана, X_f.
  С ростом X_f при фиксированном P_t поляризация Σ^+- и Λ^0-гиперонов растет, а поляризация
  Ξ^--гиперонов остается неизменной.

- Зависимость от P_t.
  С увеличением P_t поляризация возрастает, достигая максимума в районе $P_t \simeq$ 1 ГэВ/с. Затем поляризация Σ^-- и Λ^0-гиперонов выходит на плато, прослеженное до $P_t \simeq 2$ ГэВ/с. В случае Σ^+-гиперонов наблюдается уменьшение поляризации при $P_t > 1$ ГэВ/с.

Объяснение этих закономерностей составляет, безусловно, непростую задачу для теории.

Магнитные моменты гиперонов

Поляризованные высокоинтенсивные гиперонные пучки Тэватрона ФНАЛ предоставляют уникальную возможность прецизионных измерений магнитных моментов гиперонов и антигиперонов методом прецессии спина в магнитном поле. В ходе экспериментов E715 и E761, в дополнение к основной программе, были проведены измерения магнитных моментов Σ^-–, Σ^+–, $\bar{\Sigma}^-$- и Ξ^--гиперонов.

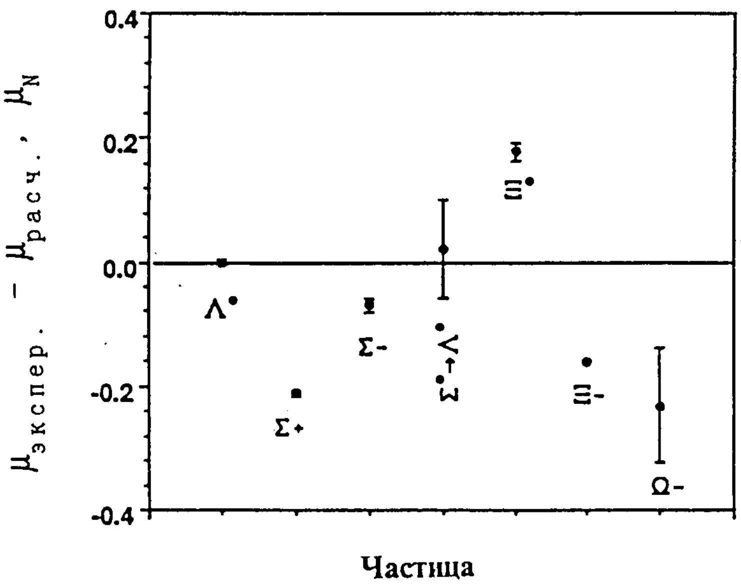

Рис.7. Сравнение экспериментальных значений магнитных моментов с вычисленными в рамках составной кварковой модели.

Конфигурация аппаратуры была та же, что и в основных измерениях, но угол падения протонного пучка на мишень выбирался в вертикальной плоскости в пределах ± 5 мрад. При этом вектор поляризации гиперонов лежал в горизонтальной плоскости, что обеспечивало максимальную прецессию спина в вертикально направленном поле магнита. Для определения угла поворота спина и последующего извлечения величины магнитного момента анализировались горизонтальные компоненты (A_x и A_z) асимметрий в угловом распределении распадов. Использовались следующие каналы распада:

$$\begin{array}{lll}
\Sigma^- \to n\pi^- & \alpha = +0.07 & \mathrm{B} = 99.8\% \\
\Sigma^- \to ne^-\tilde{\nu}_e & \alpha_e = -0.51 & \mathrm{B} = 10^{-3} \\
\Sigma^+ \to p\pi^0 & \alpha = -0.98 & \mathrm{B} = 51\ \% \\
\bar{\Sigma}^- \to \bar{p}\pi^0 & \alpha = -0.98 & \mathrm{B} = 51\ \% \\
\Xi^- \to \Lambda^0\pi^- & \alpha = -0.46 & \mathrm{B} = 99.9\ \%.
\end{array}$$

Особое внимание было уделено точному измерению интеграла магнитного поля, в котором происходит прецессия спина частиц. Он был измерен с точностью 0.1%. В результате были получены следующие значения магнитных моментов гиперонов:

$$\mu_{\Sigma^-} = (-1.166 \pm 0.014 \pm 0.010)\mu_N \ [9]$$
$$\mu_{\Sigma^+} = (2.4613 \pm 0.0034 \pm 0.0040)\mu_N \ [10]$$
$$\mu_{\bar{\Sigma}^-} = (-2.428 \pm 0.036 \pm 0.007)\mu_N \ [10]$$
$$\mu_{\Xi^-} = (-0.661 \pm 0.036 \pm 0.036)\mu_N \ [11].$$

Здесь μ_N-ядерный магнетон.

Измерения магнитного момента $\bar{\Sigma}^-$-гиперона выполнено впервые. Другие результаты превосходят существовавшие ранее измерения по точности.

Результаты E761, вместе с недавно измеренной во ФНАЛ величиной магнитного момента Ω^--гиперона, знаменуют завершение целого этапа точных измерений магнитных моментов барионного октета и декуплета. Магнитные моменты Σ^+-, Λ^0- и Ξ^--гиперонов измерены с точностью лучше 1%, для остальных гиперонов, включая Ω^-, погрешность измерений составляет несколько процентов. На рис.7 приведено сравнение экспериментальных значений магнитных моментов гиперонов с вычисленными в рамках простой составной кварковой модели. В этой модели магнитный момент бариона определяется суммой магнитных моментов валентных кварков, описываемых SU(6)-волновыми функциями, а для фиксирования значений собственных моментов кварков используются магнитные моменты Λ^0-гиперона, протона и нейтрона. Видно, что имеется значимое, около 10%, расхождение теории и эксперимента (для магнитного момента Ξ^--гиперона эта разность достигает 30%). Дальнейший прогресс в этой области требует развития более точной теории магнитных моментов.

Заключение

Опыт выполнения совместных экспериментов E715 и E761 показал, насколько плодотворным является объединение опыта и возможностей различных лабораторий. В настоящее время сотрудничество ПИЯФ–ФНАЛ продолжается. Уже подготовлен новый эксперимент E781 по исследованию C-барионов. Измерения будут начаты в середине 1996 года и продлятся более года. Кроме того, ПИЯФ стал членом коллаборации D0, готовящей эксперименты нового поколения на $p\bar{p}$-коллайдере ФНАЛ. Эти эксперименты начнутся в 1999 году после завершения реконструкции коллайдера и коллайдерных детекторов.

E715 collaboration

А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, А.С.Денисов, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов,
Н.К.Терентьев, И.И.Ткач, В.А.Щегельский,
S.Y.Hsueh, D.Muller, J.Tang, R.Winston, G.Zapalac[1], E.C.Swallow[2],
J.P.Berge, A.E.Brenner, P.Grafström, E.Jastrzembski, J.Lach, J.Marriner, R.Raja, V.J.Smith[3],
E.McCliment, C.Newsom[4], E.W.Anderson[5], P.S.Cooper, P.Razis, L.J.Teig[6]

1) Enrico Fermi Institute, The University of Chicago, Illinois, USA
2) Departmnet of Physics, Elmhurst College, Elmhurst, Illinois, USA
3) Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, USA
4) Department of Physics, University of Iowa, Iowa, USA
5) Department of Physics, Iowa State University, Iowa, USA
6) J.W.Gibbs Laboratory, Yale University, New Haven, Connecticut, USA

E761 collaboration

Н.Ф.Бондарь, А.А.Воробьев, А.С.Денисов, А.В.Добровольский, В.Л.Головцов, В.Т.Грачев, Н.П.Куропаткин, В.М.Самсонов, Н.К.Терентьев, И.И.Ткач, Л.Н.Уваров, А.В.Ханзадеев, В.А.Щегельский
R.Carrigan, P.S.Cooper, H.Gottschalk, J.Lach, A.Morelos[1)],
Li Yunshan, Tang Fukun, Lang Pengfei, Li Chengze, Shi Huanzhang, Zhao Wenheng, Dai Lisheng, Zheng Shuchen, Zhong Yuanyuan, Yan Jie[2)],
П.А.Горичев, М.А.Кубанцев, В.Н.Лебеденко[3)],
T.Dubbs, E.McCliment, C.Newsom[4)],
I.F.Albuquerque, C.Escobar, P.Gouffon, J.Mahon[5)],
M.Foucher[6)], *A.M.F.Endler*[7)], *M.C.Pommot Maia*[8)], *D.Chen*[9)], *V.J.Smith*[10)]

1) Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, USA
2) Institute of High Energy Physics Beijing, PRC
3) Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия
4) Department of Physics, University of Iowa, Iowa, USA
5) University of Sao Paulo, Brazil
6) J.W.Gibbs Laboratory, Yale University, New Haven, Connecticut, USA
7) Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas Rio de Janeiro, Brazil
8) Conselho Nacional De Pesquisa CNPg, Brazil
9) State University of New York, USA
10) H.H.Wills Physics Laboratory University of Bristol, United Kingdom

Список литературы

[1] *В.А.Андреев, А.А.Воробьев, Г.Е.Гаврилов, В.Т.Грачев, П.Графстрем, А.С.Денисов, А.Г.Крившич, П.Купер, Дж.Лах, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов, Н.К.Терентьев, И.И.Ткач, В.А.Щегельский.* Препринт ЛИЯФ–1186, Гатчина, 1986. 42 с.

[2] *E715 collaboration.* // Phys.Rev.D, 1988. V.38. P.2056.

[3] *E761 collaboration.* // Phys.Rev.D, 1995. V.51. P.4638.

[4] *I.I.Balitsky, V.M.Braun, and A.V.Kolesnichenko.* // Nucl.Phys., 1989. V.B312. P.509.

[5] *E761 collaboration.* // Phys.Rev.Lett., 1994. V.72. P.808.

[6] *E761 collaboration.* // Phys.Rev.D, 1994. V.50. P.18.

[7] *E761 collaboration.* // Phys.Rev.Lett. 1993. V.71. P.2172.

[8] *E761 collaboration.* // Phys.Rev.D, 1995. V.52. P.3777.

[9] *E715 collaboration.* // Phys.Rev.Lett., 1986. V.57. P.1526.

[10] *E761 collaboration.* // Phys.Rev.Lett., 1993. V.71. P.3417.

[11] *E715 collaboration.* // Phys.Rev.D, 1989. V.40. P.1703.