

**Объединенный
Институт
Ядерных
Исследований
Дубна**

P4-86-695

М.Г.Сапожников

ИССЛЕДОВАНИЯ С АНТИПРОТОНАМИ НА LEAR

Направлено в Оргкомитет III Всесоюзной
школы по малочастичным и кварк-адрон-
ным системам, Паланга, октябрь 1986 г.

1986

Летом 1986 года был проведен последний сеанс по набору статистики для изучения взаимодействий медленных антипротонов на антипротонной "фабрике" LEAR^x в ЦЕРНе. Более трех лет в 16 экспериментах, выполнявшихся на LEAR, исследовались различные аспекты антипротонной физики низких энергий. И хотя обработка экспериментального материала во многих группах еще не завершена, уже появилось много исключительно интересных результатов, которые заставили нас по-новому взглянуть на ряд вопросов физики антипротонов.

В этой лекции мне хотелось бы рассказать только о нескольких новых явлениях, обнаруженных на LEAR при исследовании характеристик элементарного акта $\bar{N}N$ -взаимодействия. Более подробную информацию о других экспериментальных и теоретических результатах можно найти в трудах конференций по тематике LEAR в Эрше (1982), Дарэме (1984) и Тине (1985). В заключении рассмотрены основные направления экспериментов на LEAR, которые планируются в будущем.

I. Современный статус бариония

Одной из важных физических задач, которую собирались в первую очередь решить с помощью уникальных возможностей LEAR, был поиск бариония. Имелось большое количество теоретических предсказаний о существовании обширного семейства бариониев, которые интерпретировались либо как связанные или резонансные уровни в системе ($\bar{N}N$), либо как экзотические многокварковые мезоны типа, например, ($2q, 2\bar{q}$). Были выполнены несколько десятков экспериментов, в которых наблюдались состояния бариония с различными массами в диапазоне от 1200 до 3600 МэВ. Однако еще в доLEARовскую эру появились эксперименты, в которых существование бариония было поставлено под сомнение. Рассмотрим экспериментальную ситуацию, которая сложилась в настоящее время с поисками бариония.

а) узкие состояния в полном сечении $\bar{N}N$ -рассеяния

Наиболее известным кандидатом на роль бариония был так называемый S -мезон с массой 1936 МэВ, который впервые был обнаружен как узкий пик в полном сечении $\bar{p}p$ -рассеяния при энергии налетающего антипротона ~ 120 МэВ (импульс $p_L \sim 500$ МэВ/с)^{1/1}. Современ-

^x LEAR - Low Energy Antiproton Ring (далее - LEAR).

ная ситуация по измерению параметров S -мезона показана в таблице I.

Таблица I. Сводка экспериментальных результатов по поиску S (I936)-мезона в измерениях полного сечения $\bar{p}p$ -рассеяния

Год	Экспериментальная группа	p_L (МэВ/с)	Масса (МэВ) m	Сила резонанса $\Gamma \cdot c$ (мб·МэВ)	Ширина (МэВ) Γ	Комментарий
1974	Carroll et al. [1]	475	1932 ± 2	162 ± 25	$9 \begin{smallmatrix} +4 \\ -3 \end{smallmatrix}$	есть
1976	Chaloupka et al. [2]	491	1936 ± 1	93 ± 22	$8,8 \begin{smallmatrix} +4,3 \\ -3,2 \end{smallmatrix}$	есть
1977	Brückner et al. [3]	505	1939 ± 3	$\leq 36 \pm 9$	≤ 4	есть
1979	Sakamoto et al. [4]	489	1936 ± 1	41 ± 23	$2,8 \pm 1,4$	есть
1980	Hamilton et al. [5]	505	1939 ± 2	66 ± 24	22 ± 6	есть
1980	Kamae et al. [6]			≤ 39	≤ 3	нет
1982	Sumiyoshi et al. [7]			≤ 10	≥ 10	нет
1984	Nakamura et al. [8]			≤ 24	≤ 4	нет
1984	Clough et al. [9]			≤ 2	$\leq 3,5$	нет
1986	Armstrong et al. [10]			≤ 40 -180	$\leq 0,08$ -6,7	нет

Видно, что после 1980 года экспериментаторы перестали видеть какие-либо структуры в полном сечении $\bar{p}p$ -рассеяния в районе $p_L \sim 500$ МэВ/с. Не были они обнаружены и в самом последнем эксперименте, выполненном на LEAR^{9/}, хотя он специально предназначался для поиска узких состояний и полное сечение в районе 500 МэВ/с было тщательно измерено с шагом 5 МэВ/с. Недавние измерения полного сечения $\bar{p}p$ -рассеяния, выполненные в $\beta N L$ ^{10/}, также не показали существования каких-либо узких состояний с шириной $\leq 6,7$ МэВ. Отметим, что в этом эксперименте была впервые получена информация о поведении $\bar{p}p$ -полных сечений при очень малых энергиях вблизи $\bar{N}N$ -порога.

б) узкий пик в сечении $\bar{p}p$ -аннигиляции

Некоторая структура в районе S (I936) наблюдалась и в экспериментах по измерению аннигиляционного сечения $\bar{p}p$ -взаимодействия. Имеющиеся на сегодняшний день результаты показаны в таблице 2.

Таблица 2. Сводка экспериментальных данных по измерению параметров S -мезона в сечениях аннигиляции протон-антипротон (из работы^{14/})

Год	Экспериментальная группа	Масса (МэВ) m	Ширина (МэВ) Γ	Сила резонанса (мб·МэВ) $c \cdot \Gamma$	Разрешение по массе (МэВ)	Комментарий
1976	Chaloupka et al. [2]	1936	9	28 ± 20	1,5	есть
1977	Brückner et al. [3]	1939	≤ 4	26 ± 6	$\sim 2,0$	есть
1980	Hamilton et al. [5]	1937	21	225 ± 127	1,5	есть
1982	Amsler et al. [11]	1935-1941			0,4	есть
1981	Jastrzemski [12]		≤ 4	≤ 12	1,5	нет
1981	Lowenstein et al. [13]		≤ 4	≤ 16	2,5	нет
1985	Brando et al. [14]	1910-1940	верхний предел	≤ 8	2,0	нет
		1940-1960	"	≤ 8 -12	2,6	нет

Видно, что в ранних экспериментах пик с массой ~ 1936 наблюдался, тогда как более поздние опыты не подтверждают его существование. Однако положение здесь несколько сложнее, поскольку структура в районе 1936 МэВ наблюдалась в эксперименте^{11/}, который обладал рекордным разрешением по измерению масс $\sim 0,4$ МэВ. На рис. 1^{11/} показаны сечения аннигиляции, измеренные в разных опытах.

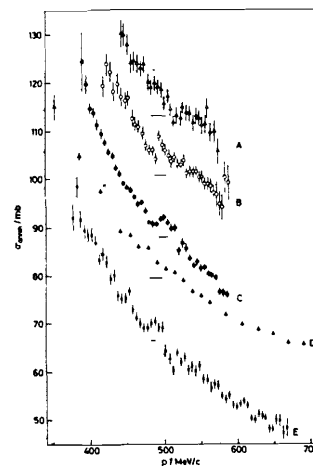


Рис. 1. Сечения $\bar{p}p$ -аннигиляции, измеренные разными экспериментальными группами:

A - /13/, B - /12/, C - /3/,
D - /5/, E - /11/.

Для удобства восприятия спектры сдвинуты по оси y : A - на +20 мб, B - на +10 мб, C - 0 мб, D - -10 мб, E - -20 мб. Черточками при $p_L \sim 500$ МэВ/с показано энергетическое разрешение в каждом эксперименте.

На LEAR прецизионные измерения $\sigma^{ann}(\bar{p}p)$ были сделаны по программе эксперимента P S -173, однако обработка этих результатов еще не окончена.

в) поиск узких линий в спектрах протония

Одним из наиболее неопровержимых доказательств существования бариония было бы обнаружение узких монокроматических линий в спектре γ -квантов, образующихся при переходах из состояний $(\bar{p}p)$ -атома - протония - на низколежащие уровни бариония, характерная глубина которых по расчетам могла достигать нескольких сотен МэВ:

$$(\bar{p}p)_{at\ rest} \rightarrow \gamma + B. \quad (1)$$

С экспериментальной точки зрения поиск монокроматических линий в процессах типа (1) необычайно сложен, поскольку необходимо выделить слабый сигнал перехода в низколежащее состояние на фоне огромного числа γ -квантов от распадов аннигиляционных π^0 -мезонов. Статистика в таких экспериментах набиралась годами. Поэтому когда в 1983 году группа Базель-Карлсруэ-Стокгольм-Страсбург-Тессалоники (BKSSST) по окончании многолетних экспериментов заявила об обнаружении по крайней мере 4 узких линий в спектре γ -квантов протония^{/15/}, то это было воспринято как почти окончательное доказательство существования бариония. Веским подтверждением результатов BKSSST стало также обнаружение узких линий в спектрах γ -квантов при остановках антипротонов в ${}^4\text{He}$ ^{/16/}.

Положение кардинально изменилось после выполнения первых экспериментов на LEAP, в которых изучались более вероятные, чем (1), процессы рождения бариония в сильных взаимодействиях:

$$(\bar{p}p)_{at\ rest} \rightarrow \pi^\pm + B^\mp. \quad (2)$$

С очень хорошей статистической достоверностью было продемонстрировано отсутствие в энергетическом спектре π -мезонов каких-либо узких состояний в диапазоне масс 1100-1670 МэВ (см. таблицу 3). Причем изучались остановки антипротонов как в газовой мишени^{/19/}, где аннигиляция происходит преимущественно из P-состояний, так и в жидкой мишени^{/22/}, где доминирует аннигиляция из S-состояний.

Однако в процессах (2) должны возникать только барионии с изоспином $I = 1$, для поиска бариония с изоспином $I = 0$ лучше всего годится процесс $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + X$. Его изучает на LEAP группа BKSSST, и, по предварительным сведениям, никаких иррегулярностей не обнаружено^{/20/}.

Таблица 3. Сводка экспериментальных результатов по поиску узких состояний в спектрах γ -квантов и π -мезонов при аннигиляции остановившихся антипротонов

Год	Экспериментальная группа	Масса (МэВ)	Относительная вероятность $(BR \cdot 10^{-3})$	Статистическая значимость (σ)	Комментарий
1980	Richter et al. [15]	γ I77I	$1,6 \pm 0,9$	3,6	есть
1984	Brando et al. [17]	γ I77I	$6,0 \pm 2,0$	3,3	есть
1986	Chiba et al. [18]	γ I77I	$\leq 0,5$	2	нет
1980	Richter et al. [15]	γ I694	$1,6 \pm 0,9$	3,1	есть
1986	Chiba et al. [18]	γ I694	$\leq 0,5$	2	нет
1980	Richter et al. [15]	γ I638	$3,0 \pm 1,1$	2,7	есть
1986	Chiba et al. [18]	γ I638	$\leq 0,5$	2	нет
1980	Richter et al. [15]	γ I210	$0,9 \pm 0,3$	3	есть
1986	Chiba et al. [18]	γ I210	$\leq 0,5$	2	нет
1985	Ahmad et al. [19]	π^\pm I100-I670	$\leq 2,0$	5	нет
1983	Tauscher et al. [20]	π^0 I650	≤ 80	3	нет
1985	Angelopoulos [21]	π^\pm I510-I660	$0,2-0,6$	1,8	нет
1985	Mandelkern [22]	π^\pm I450-I692	$\leq 0,3$	3	нет
		K^\pm I138-I300	≤ 1	3	нет
1986	Angelopoulos [56]	γ I000-I800	$0,22-0,96$	2,7	нет

Надо отметить, что из анализа энергетических спектров π -мезонов сложно получить ограничения на состояния бариония вблизи порога. Это связано с трудностями измерения низкоэнергетического участка спектра. Поэтому вопрос о существовании двух монокроматических линий в спектре γ -квантов, которые соответствовали массам I77I и I694 МэВ, оставался открытым до недавнего времени, когда появились данные группы КЕК (Япония)^{/18/}. Этот эксперимент базировался на статистике в 10 раз большей, чем в опытах группы BKSSST, никаких узких линий в спектре γ -квантов протония обнаружено не было на уровне $0,5 \cdot 10^{-3}$ от полной вероятности $\bar{p}p$ -аннигиляции.

г) широкие $\bar{N}N$ -резонансы

На фоне драматических событий, связанных с открытием и закрытием узких бариониев, как-то сравнительно незаметной оставалась судьба широких резонансов, обнаруженных еще в 1970 году в районе

$p_L \sim 1,3-1,8$ ГэВ/с. Впервые они были найдены в эксперименте^{/23/}, где с очень хорошей точностью измерялись полные сечения $\bar{p}p$ -и $\bar{p}d$ -рассеяния. Это обстоятельство позволило определить сечения в отдельных изоспиновых состояниях с $I=0$ и $I=1$.

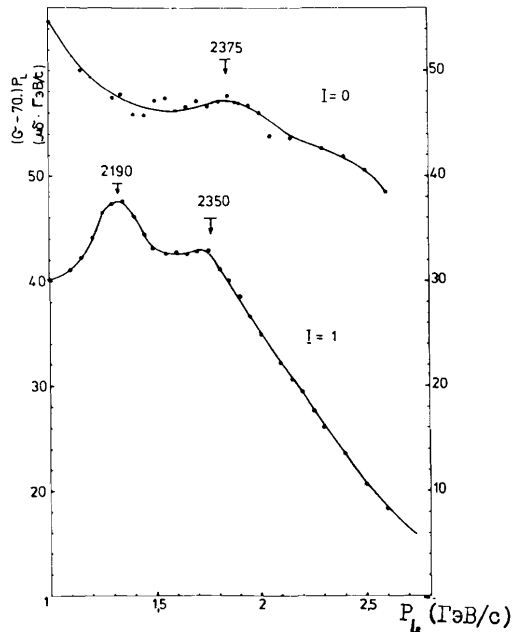


Рис. 2. Сечения $\bar{N}N$ -взаимодействия в состояниях с изоспином $I=0$ и $I=1$, измеренные в районе $p_L = 1-3$ ГэВ/с^{/23/}. Для более явного выделения резонансных структур по оси ординат отложена комбинация $(\sigma - 70) \cdot p_L$ (мб·ГэВ/с). Справа по оси y отложен масштаб для $\bar{N}N$ ($I=0$).

Как видно из рис. 2, отчетливо наблюдаются два широких пика в энергетической зависимости σ ($I=1$) и широкий пик в σ ($I=0$). Параметры их приведены в таблице 4.

Таблица 4. Характеристики широких $\bar{N}N$ -резонансов (из работы^{/27/})

Год	Группа	Реакция	Масса (МэВ)	Ширина (МэВ)	Изоспин
1970	Abrams et al. [23]	$\bar{p}p$	2190	85	1
		$\bar{p}d$	2350	140	1
		σ_{tot}	2375	190	0
1973	Alspector et al. [24]	$\bar{p}p, \sigma_{tot}$	2193	98	-
			2359	165	-
1976	Coupland et al. [25]	$\bar{p}p, \sigma_{el}$	2155	135	-
			2345	135	-
1978	Cutts et al. [26]	$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n, \sigma_{CEX}$	2160	-	-
			2360	-	-

Впоследствии подобные структуры были обнаружены в аннигиляционных сечениях^{/24/}, упругом рассеянии^{/25/} и в реакции перезарядки^{/26/}. Правда, параметры резонансов, измеренные в разных экспериментах, несколько отличались друг от друга (см. таблицу 4), но для широких резонансов это не удивительно. Поиски подобных состояний в эксклюзивных каналах $\bar{p}p$ -аннигиляции не увенчались успехом, за исключением двухчастичных каналов $\bar{p}p \rightarrow \bar{\pi}^+ \pi^-$ и $\bar{\pi}^0 \pi^0$, где фазовый анализ^{/28,29/} показал наличие нескольких резонансных состояний в разных парциальных волнах (например, в области 2190 МэВ резонируют $^3D_1^-$, $^3F_2^-$, $^3D_3^-$ -волны). Фазовый анализ системы $(\bar{p}p)$, образующейся в реакции $\bar{\pi}^- p \rightarrow (\bar{p}p)n$, показал ряд резонансных состояний в области масс 2000-2500 МэВ^{/30/}. Однако неоднозначности фазовых анализов достаточно велики, чтобы можно было сделать определенные выводы.

В настоящее время на LEAP в эксперименте P \bar{S} -172 проводятся измерения упругого $\bar{p}p$ -рассеяния в интервале 350-2000 МэВ/с специально для того, чтобы выяснить вопрос о существовании широких резонансов, сильно связанных с упругим каналом.

д) ИТОГИ И ВЫВОДЫ

Экспериментальную ситуацию, сложившуюся с поисками бариония, можно суммировать следующим образом:

- поиски узких структур в области \bar{S} (I936) дают отрицательный результат,
- отсутствуют монохроматические линии в спектре γ -квантов или $\bar{\pi}^-$ -мезонов при аннигиляции покоящихся антипротонов,

- не исключена возможность существования широких $\bar{N}N$ -резонансов с ширинами $\Gamma = 100-200$ МэВ и массами в районе 2000-2500 МэВ.

Степень категоричности каждого из этих утверждений отнюдь не абсолютна. Например, сторонники существования узких бариониев могут апеллировать к результатам эксперимента по $(\bar{p}p)$ -аннигиляции $^{111/}$ или к недавнему эксперименту по определению сечения реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-/^{31/}$, в котором обнаружен узкий пик ($\Gamma \leq 40$ МэВ) с массой 1940 ± 20 МэВ, интерпретируемый авторами как глобальный или гибридный ($q\bar{q}g$)-мезон. Недостаточно хорошо изучена область энергий вблизи порога $\bar{N}N$, где можно, в принципе, ожидать появления бариониевых состояний. Наконец, "бермудский треугольник" в антипротонной физике - область в районе $p_L \sim 500$ МэВ/с - по-прежнему отклоняет экспериментальные точки от плавных кривых. На рис. 3 показаны недавние измерения реакции перезарядки, выполненные на ЛЕАР $^{32/}$ (незаштрихованные кружки), а также данные более раннего эксперимента $^{33/}$ (заштрихованные кружки). Авторы обоих экспериментов делают выводы об отсутствии S -мезона, однако "на глаз" зависимость σ_{CEX} от энергии выглядит довольно подозрительно.

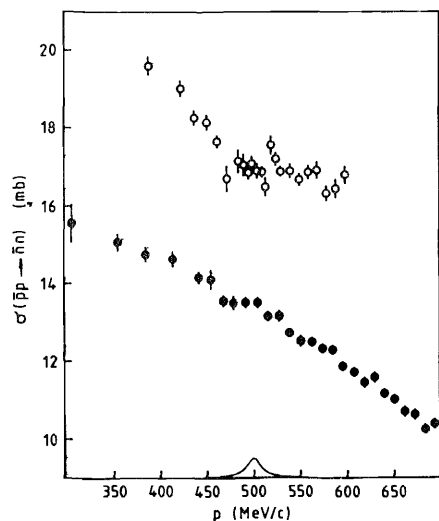


Рис.3. Сечения перезарядки, измеренные в экспериментах $^{33/}$ - \bullet и $^{32/}$ - \circ (предварительные данные, авторы не уверены в правильности своих измерений при $p_L > 500$ МэВ/с).

Однако, как бы то ни было, эксперименты последних лет очень сильно подорвали веру в существование узких бариониев. Наиболее предпочтительные на сегодняшний день кандидаты в барионии - это широкие резонансы с массами в районе 2000-2500 МэВ.

2. Новые результаты по рассеянию антипротонов при низких энергиях

Интересные и во многом неожиданные результаты были получены при изучении упругого рассеяния антипротонов при низких энергиях ($T \sim 20-50$ МэВ). В первую очередь это относится к обнаружению весьма нетривиальной энергетической зависимости параметра ρ , определяемого как отношение реальной части амплитуды упругого $\bar{p}p$ -рассеяния на нулевой угол к мнимой части:

$$\rho = \frac{\text{Re } f(0)}{\text{Im } f(0)}. \quad (3)$$

Результаты ранних экспериментов по определению ρ показали, что хотя амплитуда упругого $\bar{p}p$ -рассеяния в основном мнимая и параметр ρ в интервале $p_L \sim 500-700$ МэВ/с намного меньше (приблизительно в 5 раз), чем в pp -рассеянии, тем не менее реальная часть амплитуды упругого рассеяния имеет непростую энергетическую зависимость и в районе $p_L \sim 500$ МэВ/с меняет свой знак.

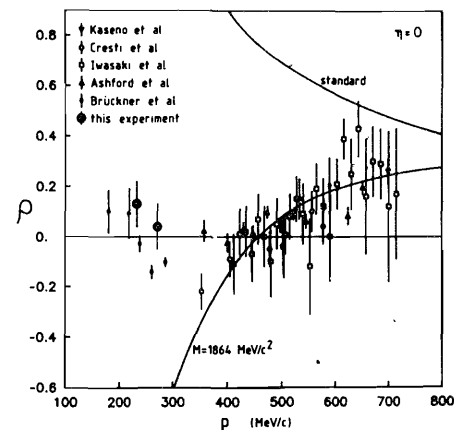


Рис. 4. Энергетическая зависимость отношения ρ (из работы $^{32/}$). Сплошные линии - результат расчета по дисперсионным соотношениям $^{34/}$.

Такое поведение ρ (см. рис. 4) резко противоречит предсказаниям расчетов по дисперсионным соотношениям^{/34,35/}, которые при малых энергиях приводят к большим положительным значениям ρ . Изменение знака ρ можно воспроизвести в рамках дисперсионных соотношений, если предположить существование ниже порога $\bar{N}N$ полюса с массой 1864 ± 12 МэВ^{/34/}. Однако результаты экспериментов на ЛЕАР показали, что в районе $p_L \sim 200-300$ МэВ/с параметр ρ вновь меняет свой знак и становится положительным^{/32,36/}. Вместе с тем анализ данных по сдвигам и ширинам состояний протония свидетельствует о том, что на пороге величина ρ должна быть большой и отрицательной $\rho(0) = -1,42$ ^{/37/}. Значит, при совсем малых энергиях ($\sim 5-10$ МэВ) ρ должно еще раз изменить знак. Такая сложная энергетическая зависимость ρ не воспроизводится ни одним феноменологическим $\bar{N}N$ -потенциалом^{/38,39/}. Все расчеты в таких подходах приводят к плавному возрастанию ρ от больших отрицательных значений к положительным.

Надо отметить, что в оригинальных работах^{/32,36/} для определения ρ использовалась довольно упрощенная параметризация для амплитуды рассеяния, которая бралась в следующем виде:

$$f(\theta) = \frac{k}{4\sigma} \sigma_{tot} (i + \rho) \exp(-\frac{B}{2} t), \quad (4)$$

где k -импульс в с.ц.м., $t = 2k^2(1 - \cos\theta)$ - переданный импульс, σ_{tot} - полное сечение $\bar{p}p$ -рассеяния. Спиновую структуру амплитуды рассеяния учитывали приближенным образом, полагая одинаковую t - зависимость амплитуд с переворотом спина и без переворота спина. Тогда можно показать^{/39/}, что учет спиновых членов сводится к умножению соответствующего дифференциального сечения на фактор $(1 + \zeta^2)$:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_N = \frac{\sigma_{tot}}{16\sigma} (1 + \rho^2) (1 + \zeta^2) \exp(-Bt), \quad (5)$$

где ζ - отношение амплитуды рассеяния на нулевой угол с переворотом спина к такой же части амплитуды без переворота спина. Таким образом, дифференциальное сечение определяется четырьмя параметрами: σ_{tot} , ρ , ζ и B . Кроме того, величина ρ зависит и от выбранной параметризации амплитуды рассеяния (4), что выступает как бы пятым параметром. Применимость простой экспоненциальной зависимости (4) при таких малых энергиях в 20-50 МэВ отнюдь не очевидна. Как показывают детальные исследования^{/32,40/}, существует довольно сильная корреляция между всеми параметрами амплитуды (4). Поэтому определить точное значение ρ - задача далеко не простая. По крайней мере нужны независимые измерения полно-

го сечения σ_{tot} и спиновых характеристик $\bar{p}p$ -амплитуды в районе $p_L \sim 100-300$ МэВ/с. Это позволит существенно уменьшить модельную зависимость значения ρ .

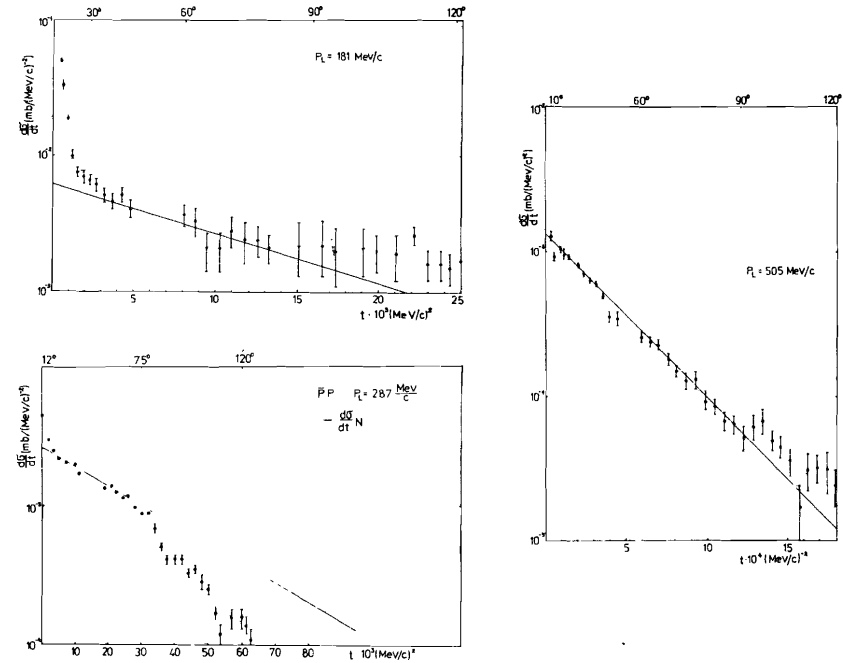


Рис. 5. Дифференциальное сечение упругого $\bar{p}p$ -рассеяния, измеренное в эксперименте^{/43/}. Сплошной линией нанесен результат расчета чистого ядерного сечения (5) с параметрами из работы^{/36/}.

Однако, как можно убедиться из рис. 5, где приведена зависимость дифференциального сечения упругого $\bar{p}p$ -рассеяния от переданного импульса t , простая экспоненциальная зависимость типа (4) довольно удовлетворительно работает в области небольших углов рассеяния ($\theta \leq 80-90^\circ$). Кроме того, фазовый анализ данных^{/36/}, выполненный во всем угловом диапазоне, подтверждает вывод об осцилляции ρ в районе $p_L \sim 200-300$ МэВ/с.

Полное объяснение физических причин, обуславливающих осцилляции ρ , в настоящее время отсутствует. Имеются соображения о том, что этот эффект можно объяснить, исходя из порогового поведения S -, P - и D -парциальных волн^{/37/}, или за счет

влияния на упругое $\bar{p}p$ -рассеяние открывающегося при 100 МэВ/с канала перезарядки $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ /41,42/. Возможно, что подобные осцилляции ρ обусловлены существованием околопороговых $\bar{N}N$ -резонансов, однако не исключена возможность, что это есть артефакт, возникающий из-за неправильного учета спиновых эффектов в $\bar{p}p$ -рассеянии (нельзя ограничиваться добавлением в (5) простого множителя $(1 + k^2)$).

Эксперименты по упругому рассеянию антипротонов при низких энергиях (20–200 МэВ), выполненные на ЛЕАР, позволили выявить еще одну интересную особенность антипротонной динамики. Известно, что в упругом pp -рассеянии при низких энергиях доминирует S -волновое рассеяние, которое при $T \sim 50$ МэВ составляет $\sim 90\%$ всего сечения. В упругом же рассеянии антипротонов на протонах при той же энергии картина совсем другая: S -волновое рассеяние составляет около 50%, рассеяние в P -волне дает $\sim 40\%$, а в D -волне $\sim 10\%$ от упругого сечения /43/. Причем обнаружено, что наклон дифференциального сечения рассеяния на малые углы довольно велик и возрастает по мере уменьшения энергии налетающего антипротона. На рис. 6 показана энергетическая зависимость параметра наклона B , определяемого соотношениями (4) – (5).

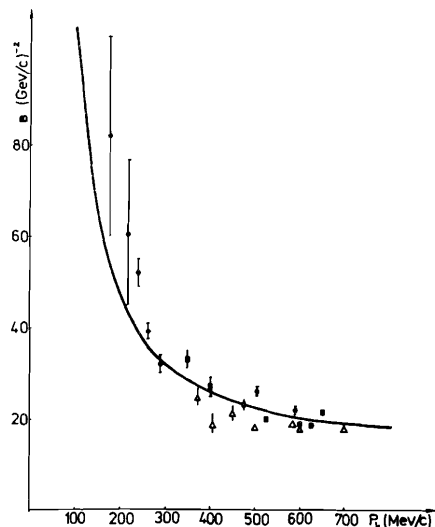


Рис. 6. Энергетическая зависимость параметра наклона конуса B в дифференциальном сечении $\bar{p}p$ -упругого рассеяния. Сплошная линия – результат подгонки по формуле $B = 0,25 \cdot (C + A/k)^2$, где $C = 1,34$ ф.д.м., $A = 0,691$, k – (ГэВ/с) импульс в с.ц.м. /49/.

Для сравнения напомним, что в pp -рассеянии даже при $T \sim 1$ ГэВ величина B составляет "всего лишь" $B \sim 6$ (ГэВ/с)⁻², тогда как в $\bar{p}p$ -рассеянии при $T \sim 180$ МэВ $B \sim 24$ (ГэВ/с)⁻².

Конечно, при очень малых энергиях ($T \leq 50$ МэВ) аномально большие значения B ($\sim 40-80$ (ГэВ/с)⁻²) вряд ли имеют столь же большой физический смысл, поскольку, как видно из рис. 5, дифференциальные сечения упругого рассеяния можно аппроксимировать одной экспонентой только в ограниченной области по t . Но при более высоких энергиях вполне можно говорить о конусе в $d\sigma/d\Omega$, по крайней мере в области углов рассеяния, меньших $90-120^\circ$. При дальнейшем увеличении угла рассеяния поведение $d\sigma/d\Omega$ начинает заметно отличаться от экспоненциального.

Интересное объяснение физических причин роста B при малых энергиях было предложено Б.З.Копелиовичем /44/, который предположил, что в $\bar{p}p$ -рассеянии при низких энергиях реализуется ситуация, которая напоминает картину рассеяния адронов при энергиях коллайдера $S\bar{p}pS$, когда амплитуда рассеяния в представлении прицельного параметра b имеет не гауссовскую форму, а более сложный вид, состоящий из центрального плато и экспоненциального падения при больших b . В $\bar{p}p$ -рассеянии при низких энергиях, как отмечает Б.З.Копелиович, гауссовская параметризация амплитуды рассеяния типа (4) также некорректна, поскольку профильная функция от амплитуды (4), имеющая следующий вид:

$$\omega(b) = \frac{\sigma_{tot} i (1 + \rho)}{4\sigma B} \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right), \quad (6)$$

уже при $p_L < 10$ ГэВ/с становится больше единицы, нарушая тем самым унитарность. Формальная причина этого – быстрый рост полного сечения при переходе к малым энергиям. В /44/ показано, что если унитаризовать полную амплитуду $\tilde{F}(b)$, используя соотношение

$$\tilde{F}(b) = i [1 - \exp(i\omega(b))], \quad (7)$$

а затем зафиксировать энергетическую зависимость $\omega(0)$ из хода полных сечений σ_{tot} $\bar{p}p$ -рассеяния (предполагается, что $\rho \approx 0$), то тогда можно очень хорошо воспроизвести наблюдаемый в эксперименте рост параметра B при низких энергиях. Удаётся также воспроизвести величину и энергетическую зависимость σ_{el} и удовлетворительно описать дифференциальные сечения упругого $\bar{p}p$ -рассеяния вплоть до углов $\Theta \sim 90^\circ$. Таким образом, согласно /44/ динамическая причина роста B – это следствие унитаризации амплитуды рассеяния, которое приводит к росту радиуса "черного диска".

То есть если рассматривать амплитуду рассеяния $F(\beta)$ в представлении прицельного параметра, то по мере уменьшения энергии не происходит увеличения $F(\beta)$ при малых β (это уже запрещено унитарностью), а растет протяженность центрального плато.

Тем не менее в этой стройной картине есть один изъян: амплитуда упругого $\bar{p}p$ -рассеяния в^{/44/} считалась чисто мнимой.

Это предположение можно рассматривать только как первое приближение. На самом деле, как обсуждалось ранее, реальная часть амплитуды упругого рассеяния имеет весьма нетривиальную энергетическую зависимость и учет ее необходим.

Эксперименты на ЛЕАР при низких энергиях предоставили информацию об очень важной величине — радиусе аннигиляции. Можно говорить о существовании двух характерных масштабов в $\bar{p}p$ -рассеянии. Первый — это расстояние, на котором происходит однобозонный обмен. Оно определяется, в основном, протяженностью реальной части потенциала взаимодействия $\bar{p}p$. Второй масштаб — это характерный радиус, на котором происходит аннигиляция. Реальную часть $V_{\bar{N}N}$ можно определить на основе потенциала однобозонного обмена, описывающего нуклон-нуклонное рассеяние, с помощью преобразования G -четности:

$$Re V_{\bar{N}N} = \sum_i (-1)^{G_i} V_{NN}. \quad (8)$$

Каждый член в сумме (8) соответствует обмену мезоном i с G -четностью G_i (см. подробнее^{/45,46/}). Поэтому радиус $Re V_{\bar{N}N}$ должен быть таким же, как и радиус потенциала однобозонного обмена V_{NN} , то есть $\sim 1,5-2$ фм. И действительно, как показано в^{/47/}, подгонка дифференциального сечения $\bar{p}p$ -упругого рассеяния с потенциалом, реальная часть которого бралась в вуд-саксоновской форме, дает для радиуса потенциала величину $R = 1,9$ фм.

Однако для описания $\bar{p}p$ -рассеяния существенную роль играет мнимая часть $V_{\bar{N}N}$, отвечающая за мощный аннигиляционный канал. В работе^{/47/} определена вероятность поглощения антипротона из упругого канала:

$$P_e^{abs}(\tau) = \frac{2}{h} Im V(\tau) R_e^*(\tau) R_e(\tau) \tau^2, \quad (9)$$

где $Im V(\tau)$ — мнимая часть $V_{\bar{N}N}$, параметры которой определялись из подгонки по $d\sigma/d\Omega$ упругого $\bar{p}p$ -рассеяния, а $R_e(\tau)$ — радиальная часть волновой функции, описывающей рассеяние на комплексном потенциале $V(\tau)$ в состоянии с угловым моментом ℓ . Оказалось, что независимо от конкретной формы потенциала вероятность поглощения $P_e^{abs}(\tau)$ имеет ярко выраженный максимум, кото-

рый и в S - и в P -волне приходится при $\tau \sim 1,2$ фм. Вполне естественно соотнести эту величину с характерным расстоянием, на котором происходит аннигиляция. Заметим, что близкую величину ~ 1 фм для радиуса аннигиляции предсказывают и расчеты вероятности аннигиляции в моделях мешков^{/48/}.

К сожалению, авторы^{/47/} приводят результаты расчета только при $P_L = 287$ МэВ/с, но можно предположить, что с увеличением энергии максимум вероятности аннигиляции будет смещаться в область меньших τ . Это будет соответствовать уменьшению наклона в дифференциальных сечениях упругого рассеяния на малые углы. Рассеяние же на большие углы должно, в основном, быть обусловлено дальнедействующей реальной частью $\bar{N}N$ -потенциала.

3. Физическая программа экспериментов на ЛЕАР в будущем

В конце 1987 года планируется закончить реконструкцию АА — антипротонного аккумулятора в ЦЕРНе, которая позволит на порядок повысить интенсивность пучков антипротонов низких энергий и довести ее до уровня $\geq 6 \cdot 10^7$ $\bar{p}/с$. В 1988 году начнутся физические исследования на установках нового поколения — мощных $4\sqrt{t}$ — детекторах, предназначенных для прецизионных измерений различных эксклюзивных каналов $\bar{N}N$ -взаимодействия. Рассмотрим вкратце основные пункты программы некоторых будущих экспериментов.

Опыты с мечеными каонами^{/50/}

Высокая интенсивность пучков антипротонов позволяет осуществить большой комплекс измерений параметров нарушения CP в реакциях с K^0 и \bar{K}^0 , образующихся в редких процессах аннигиляции:

$$(\bar{p}p)_{at rest} \rightarrow \bar{K}^0 K^+ \pi^-, \quad (I0)$$

$$\rightarrow K^0 K^- \pi^+, \quad (II)$$

вероятность которых составляет всего лишь $\sim 0,2\%$ от полной вероятности аннигиляции. Знак заряженного каона однозначно указывает, произошло ли образование K^0 или \bar{K}^0 . Идентификация импульсов и энергий K_{\pm}^{\pm} и π^{\pm} — мезонов позволяет определить соответствующие характеристики K^0 (\bar{K}^0) — мезонов.

Такая методика "мечения" каонов исключительно удобна для опытов по измерению параметров нарушения CP, поскольку K^0 и \bar{K}^0 содержат одинаковую примесь K_{S^-} и K_L — состояний. В обычных экспериментах K^0 получают в pA -столкновениях и до детектора долетают в основном K_L — мезоны, причем происходят ли они от распада K^0 или \bar{K}^0 неизвестно.

В этом эксперименте планируется впервые измерить нарушение CP в трехпионных распадах $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, выполнить прямое определение параметров нарушения T-инвариантности, сравнивая скорости переходов $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ и $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$, посредством детектирования цепочки распадов

$$\bar{p} p \rightarrow K^- \pi^+ K^0 \xrightarrow{L} \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e \quad (I2)$$

и

$$\bar{p} p \rightarrow K^+ \pi^- \bar{K}^0 \xrightarrow{L} K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e \quad (I3)$$

Измеряя относительные частоты переходов (I2)-(I3) в зависимости от времени, можно проверить также справедливость CPT-инвариантности и выполнение правила $\Delta S = \Delta Q$ ^{150/}.

В таблице 5 приведены ожидаемые точности измерения параметров нарушения CP, T- и CPT-инвариантности.

Таблица 5

Параметр	Нарушение	Настоящий предел	Предполагаемый предел
$ \epsilon'/\epsilon $	CP	$(-3 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$ \eta_{+-0} $	CP	$< 1,2 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-4}$
$ \eta_{000} $	CP	$< 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-4}$
$Re x$	$\Delta S = \Delta Q$	$< 2 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-4}$
$Im x$	$\Delta S = \Delta Q$	$< 2,6 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-4}$
$\frac{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}{\bar{K}^0 \rightarrow K^0}$	T, CPT или $\Delta S = \Delta Q$	-	$6,4 \cdot 10^{-2}$

Примечание: ϵ, ϵ' - параметры нарушения CP в стандартной модели за счет токов с $\Delta S = 2$ и $\Delta S = 1$ соответственно.

$$|\eta| = \left| \frac{\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H | K_S^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | H | K_L^0 \rangle} \right| - \text{отношение амплитуды запрещенного к разрешенному по CP-распаду.}$$

$$x = \frac{\langle \pi^- e^+ \nu | H | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^- e^+ \nu | H | K^0 \rangle} - \text{отношение амплитуды запрещенного по } \Delta S = \Delta Q \text{ к разрешенному распаду.}$$

Проект JETSET /51/

Предполагается использовать технику газовой струйной мишени для измерения на первой стадии эксперимента $d\sigma/d\Omega$ и поляризации в процессах

$$\bar{p} p \rightarrow \Phi \Phi \rightarrow K^+ K^- K^+ K^- \quad (I4)$$

$$\rightarrow K_S^0 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \quad (I5)$$

Основная физическая цель - поиск глоболов в реакции (I4) и исследование механизма аннигиляции с рождением странных кварков в процессе (I5).

Установка Crystal Barrel /52/

Мощный 4 π -детектор, специально предназначенный для поиска экзотических состояний в эксклюзивных каналах аннигиляции с образованием нейтральных частиц. Для надежной регистрации γ -квантов от распадов нейтральных частиц мишенная часть детектора окружена "ежом" из 1380 модулей с кристаллическим CsI. Основные направления исследований:

- поиск глоболов и гибридных мезонов,
- изучение редких радиационных распадов мезонов,
- поиск монохроматических линий в спектрах γ и π^0 при аннигиляции протония,
- изучение динамики аннигиляции из S- и P-атомных состояний.

Проект OBELIX /53/

Установка OBELIX предназначена для исследований аннигиляции \bar{p} и \bar{n} на различных газовых мишенях ($H_2, D_2, ^3He, ^4He, Ne, Kr, Ar, Xe$ и др.). Детектор имеет 4 π -акцептанс, высокое разрешение по импульсам ($\sim 2\%$ при 1 ГэВ/с) и углам заряженных частиц ($\Delta\alpha \sim 3 \text{ mrad}$), трехмерное реконструирование ливней от γ -квантов. Конструкция мишенной части позволяет детектировать нуклоны-спектаторы с весьма малыми импульсами.

Основное отличие проекта OBELIX для мезонной спектроскопии состоит в тщательной проработке способов определения квантовых чисел исследуемых систем. Так, например, полный угловой момент начального состояния аннигиляции планируется определять по спектрам γ -квантов протония, изоспин системы - по измерениям \bar{p} -и \bar{n} -аннигиляции. Есть надежда, что можно будет проводить изучение спиновых эффектов, используя то обстоятельство, что в реакции перезарядки $\bar{p} p \rightarrow \bar{n} n$ на поляризованной протонной мишени получаются почти полностью поляризованные антинейтроны.

Другая отличительная черта проекта *OBELIX* – это единственный эксперимент на ЛЕАР, где будет изучаться антипротон-ядерное рассеяние. Планируется поиск экзотических реакций аннигиляции, которые не могут происходить на свободном нуклоне, типа

$$\bar{p} + d \rightarrow \bar{\pi}^- + p, \quad (I6)$$

$$\bar{p} + {}^3\text{He} \rightarrow p + n. \quad (I7)$$

На возможность такого рода процессов было впервые указано в 1956 г. Б.М.Понтекорво^{/54/}. Интерес к этим реакциям обусловлен тем, что в них должны обязательно участвовать несколько нуклонов и возможна аннигиляция непосредственно на многокварковом образовании^{/55/}.

На установке *OBELIX* можно выполнять поиск резонансов в реакциях подхвата типа

$$\bar{p} d \rightarrow (\bar{p} n) p, \quad (I8)$$

а также поиск Н-дигиперона в реакции

$$\bar{p} A \rightarrow \Lambda + \Lambda + X. \quad (I9)$$

Намечена большая программа исследований рождения странных частиц на тяжелых ядрах с целью изучения свойств высоковозбужденной ядерной материи.

Антипротонная физика низких энергий не ограничивается исследованиями в ЦЕРНе, усиленно обсуждаются планы строительства в Лаборатории им. Ферми (США) небольшого кольца типа ЛЕАР, мощные и высокоинтенсивные пучки антипротонов предполагается иметь на каонных фабриках. Так что будущее антипротонной физики низких энергий выглядит довольно перспективно и многообещающе.

Я хотел бы поблагодарить Л.А.Кондратюка, Б.О.Керожкова и Б.З.Копелиовича за ту пользу и удовольствие, которое доставили мне многочисленные совместные обсуждения.

Литература

1. Carroll A.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, v.32, p. 247.
2. Chaloupka V. et al. Phys.Lett., 1976, v.61B, p. 487.
3. Brückner W. et al. Phys.Lett., 1977, v. 67B, p. 222.
4. Sakamoto S. et al. Nucl.Phys., 1979, v. 158B, p. 410.
5. Hamilton R. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, v. 44, p. 1182.
6. Kamae T. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, v. 44, p. 1439.
7. Simiyoshi T. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, v.49, p. 628.

8. Nakamura K. et al. Phys.Rev., 1984, v.D29, p. 349.
9. Clough A. et al. Phys.Lett., 1984, v. 146B, p. 299.
10. Armstrong T. et al. Phys.Lett., 1986, v. 175B, p. 383.
11. Amsler C. et al. preprint CERN-EP/82-93, Geneva, 1982.
12. Jastrzembski J. et al. Phys.Rev., 1981, v.D23, p. 2784.
13. Lowenstein D.I. et al. Phys.Rev., 1981, v.D23, p. 2788.
14. Brando T. et al. Phys.Lett., 1985, v. 158B, p. 505.
15. Richter B. et al. Phys.Lett., 1983, v. 126B, p. 284.
16. Adiels L. et al. Phys.Lett., 1984, v.138B, p. 235.
17. Brando T. et al. Phys.Lett., 1984, v.139B, p. 133.
18. Chiba M. et al. KEK preprint, 86-10, Tsukuba, 1986.
19. Ahmad S. et al. Phys.Lett., 1985, v. 152B, p. 135.
20. Tausher L. et al. Proc.Third LEAR Workshop, 1985, Tignes, p.359.
21. Angelopoulos A. et al. Phys.Lett., 1985, v. 159B, p. 210.
22. Mandelkern M. Proc.Third LEAR Workshop, 1985, Tignes, p. 361.
23. Abrams R. et al. Phys.Rev., 1970, v. D1, p. 1917.
24. Alspector J. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, v. 30, p. 511.
25. Coupland E. et al. Nucl.Phys., 1976, v. B113, p. 1.
26. Cutts D. et al. Phys.Rev., 1978, v. D17, p. 16.
27. Kamae T. Nucl.Phys., 1982, v. A374, p. 25c.
28. Martin A., Pennington M. Nucl.Phys., 1980, v. B169, p. 216.
29. Martin B.R., Morgan D. Nucl.Phys., 1980, v. B176, p. 355.
30. Rozanska M. et al. Nucl.Phys., 1980, v. B612, p. 505.
31. Tanimori T. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, v. 55, p. 1835.
32. Linssen L. Ph.D.Thesis, NIKHEF-H, Amsterdam, 1986.
33. Hamilton R. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, v.44, p.1179.
34. Iwasaki H. et al. Nucl.Phys., 1985, v. A433, p. 580.
35. Grein W. Nucl.Phys., 1977, v. B131, p. 255.
36. Brückner W. et al. Phys.Lett., 1985, v. 158B, p. 180.
37. Kerbikov B.O., Simonov Yu.A. preprint ITEP-38, Moscow, 1986.
38. Timmers P. et al. Phys.Rev., 1984, v. D29, p. 1928.
39. Lacombe M. et al. Phys.Lett., 1983, v. 124B, p. 443.
40. Ashford V. et al. Phys.Rev.Lett., 1985, v. 54, p. 518.
41. Dalkarov O.D., Protasov K.V. preprint Lebedev Phys.Inst. - 34, Moscow, 1986.
42. Kudrjavitsev A.E., Markushin V.E. preprint ITEP-179, Moscow, 1985.
43. Brückner W. et al. Phys.Lett., 1986, v. 166B, p. 113.
44. Kopeliovich B.Z. preprint JINR, E2-86-471, Dubna, 1986.
45. Shapiro I.S. Phys.Rep., 1978, v. 35C, p. 129.
46. Dover C. Nucl.Phys., 1984, v. A416, p. 313c.
47. Povh B., Walcher Th. Comm.on Nucl.Part.Phys., 1986, v. 16, p. 85.
48. Tegen R., Mizutani T., Myhrer P. Phys.Rev., 1985, v. 32D, p.1672.

49. Kondratyuk L.A., Sapozhnikov M.G. preprint JINR, E4-86-487, Dubna, 1986.
50. Adiels L. et al. CERN preprint, EP/86-04, Geneva, 1986.
51. Bassompierre G. et al. CERN preprint, PSCC/84-23, Geneva, 1986.
52. Aker E. et al. CERN preprint, PSCC/85-56, Geneva, 1985.
53. Armenteros R. et al. CERN preprint, PSCC/86-4, Geneva, 1986.
54. Pontecorvo B.M. ZhETF, 1956, v. 30, p. 947.
55. Kondratyuk L.A., Sapozhnikov M.G. Proc. Few Body Systems-XI, Tokyo, 1986, p. 144.
56. Angelopoulos A. et al. Phys.Lett., 1986, v. 178B, p. 441.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 октября 1986 года.

Сапожников М.Г.

P4-86-695

Исследования с антипротонами на LEAR

Обсуждаются результаты экспериментов по исследованию взаимодействий антипротонов низких энергий, выполненных на антипротонной фабрике LEAR в ЦЕРНе. Подробно рассматривается экспериментальная ситуация с поисками резонансов и связанных состояний в системе нуклон-антинуклон. Обсуждается физическая программа экспериментов, которые планируется осуществлять на LEAR в будущем.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Sapozhnikov M.G.

P4-86-695

Investigations with Antiprotons at LEAR Facility

Experimental results on the investigation of low energy antiproton interaction at LEAR facility at CERN are discussed. Status of the experimental searches for the resonances and bound states in $\bar{N}N$ system is described. The outline of physical program of the future LEAR experiments is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986