

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

1-84-788

И.М.Граменицкий, С.В.Левонян,¹ К.С.Медведь,
Н.П.Новокшанов,² В.И.Рудь,² Л.А.Тихонова²

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ $\bar{d}p$ -ЭКСПЕРИМЕНТА
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 12 ГэВ/с

¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева
АН СССР, Москва

² Научно-исследовательский институт ядерной
физики, МГУ

ВВЕДЕНИЕ

Создание сепарированного пучка антидейтронов на канале №9 ускорителя ИФВЭ /Серпухов/ открыло возможность проведения широкой программы исследований $\bar{d}p$ - и $\bar{d}d$ -взаимодействий при импульсе 12 ГэВ/с на установке "Людмила".

В качестве первого этапа этих исследований было получено 100 тыс. стереофотографий с $\bar{d}p$ -взаимодействиями.

Настоящая работа посвящена методическим вопросам $\bar{d}p$ -эксперимента, в основном, проблеме надежного выделения неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий в присутствии адронного фона в пучке антидейтронов. Наличие быстрого антипротона-спектатора с характерным импульсным распределением позволило выделить достаточно чистый набор $\bar{p}p$ -взаимодействий с примесью менее 6%. Правильность выделения событий с антипротоном-спектатором подтверждена сравнением импульсных и угловых распределений спектаторов с расчетом в рамках импульсного приближения при использовании известных волновых функций дейтрона.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА АНТИДЕЙТРОНОВ

Для получения $\bar{d}p$ -взаимодействий двухметровая жидководородная пузырьковая камера "Людмила" облучалась сепарированным пучком антидейтронов с импульсом 12,2 ГэВ/с. Поскольку выход антидейтронов при энергиях серпуховского ускорителя составляет $\sim 10^{-6}$ от выхода π^- -мезонов^{/1/}, была применена двухступенчатая схема ВЧ-сепарации^{/2/}, позволившая на два порядка повысить коэффициент подавления фоновых частиц, который в стандартной схеме не превышает 10^4 .

В рамках настоящего эксперимента для сравнения с $\bar{d}p$ -данными было получено также 12 тыс. стереофотографий $d\bar{p}$ -взаимодействиями при той же энергии. Параметры пучка $d(d)$ определялись с помощью программы HUGEOVB^{/3/} путем геометрической реконструкции пучковых треков длиной более 100 см. Характеристики пучка для различных экспозиций приведены в табл.1 вместе с соответствующей статистикой. Средние значения $\langle P_B \rangle$, $\langle \lambda_B \rangle$, $\langle \phi_B \rangle$ и матрица ошибок закладывались затем в качестве титульных значений в программу кинематического анализа.

Основная методическая сложность данного эксперимента заключается в наличии достаточно высокой примеси адронов (π^- , \bar{p}) в

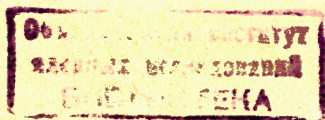


Таблица 1

Характеристики пучка антидейтронов /дейтронов/ и статистика, полученные в различных экспозициях настоящего эксперимента

Экспозиция	Пучок	Число кадров	$\langle \Delta P \rangle, \%$	$\langle P \rangle$ (ГэВ/с)	$\bar{d}(d)$ кадр	Примесь (%) в пучке	Число взаи.	$N_{неупр.}$ ($\bar{p}p/\bar{n}p$)
305	\bar{d}	50 000	$\pm 1,0$	12,28	$0,7 \pm 0,1$	$32,7 \pm 3,3$	11000	3000
306	\bar{d}	25 000	$\pm 1,0$	12,19	$0,4 \pm 0,1$	44 ± 6	5000	1100
307	\bar{d}	25 000	$\pm 1,0$	12,32	$0,3 \pm 0,1$	53 ± 11	4000	750
Σ	\bar{d}	100 000	$\pm 1,0$	12,26	$0,5 \pm 0,1$	39 ± 3	20000	4850
408	d	12 000	$\pm 0,25$	12,2	$3,2 \pm 0,2$	< 3	8000	3000

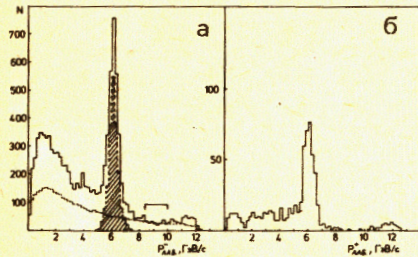


Рис.1. а - Распределение по импульсу самой быстрой отрицательной частицы в лабораторной системе для $\bar{d}p$ -событий /сплошная линия/ и $\bar{p}p$ -событий /пунктир/. Стрелками указана область нормировки. Заштрихованное распределение - события $\bar{d}p \rightarrow p_s + (\bar{p}p)_{неупр.}$ выделенные описанным в тексте методом. б - Распределение по импульсу самой быстрой положительной частицы в лабораторной системе для d -событий.

пучке антидейтронов. Оценка доли фоновых взаимодействий среди всех первичных звезд проводилась на основании сравнения с нашими d -данными, практически не содержащими примеси /см. табл.1/, а также с данными $\bar{p}p$ при 12 ГэВ/с*.

На рис.1а приведено распределение по величине лабораторного импульса самой быстрой отрицательной частицы в событии. Характерный максимум в районе $P_{lab}/2$ дают антипротоны-спектаторы. В случае d -данных /рис.1б/, в которых отсутствует примесь фоновых взаимодействий, видно, что существует область больших P_{lab} , в ко-

* Эти данные были любезно предоставлены в наше распоряжение сотрудничеством Амстердам-Ливерпуль-Стокгольм-Хельсинки.

торую события практически не попадают. Выбирая границы этой области /8,4-10,0 ГэВ/с/ так, чтобы вклад со стороны малых импульсов от протонов-спектаторов и со стороны больших импульсов от когерентных процессов был мал / $\leq 1\%$ /, можно считать, что все события, попавшие в эту область, являются фоновыми. Нормируя распределение частиц из $\bar{p}p$ -взаимодействий при 12 ГэВ/с на наши $\bar{d}p$ -данные в выбранной таким образом области, мы получили долю фоновых взаимодействий в предположении, что примесь от антипротонов и π^- -мезонов ведет себя в этом отношении примерно одинаково. Результаты приведены в табл.1.

Дополнительной проверкой правильности оценки фона может служить доля событий с антипротоном-спектатором среди всех неупругих $\bar{d}p$ -взаимодействий. С учетом определенного нами значения примеси в пучке получаем $N(\bar{p}_s) / N_{in}(\bar{d}p) = 0,41 \pm 0,04$, что согласуется с величиной $0,40 \pm 0,03$, следующей из $\sim 20\%$ доли перерассейаний в $\bar{p}d$ -взаимодействиях^{4/}.

2. ОБРАБОТКА СОБЫТИЙ

Схема обработки $\bar{d}p$ -взаимодействий приведена на рис.2.

На первом этапе проводились два независимых просмотра, разногласия между которыми устранялись при сверке. Эффективность двукратного просмотра составила в среднем $99,1 \pm 0,2\%$.

Найденные при просмотре события измерялись на автомате НРД и полуавтоматических приборах ПУОС, после чего обсчитывались по адаптированной версии созданных в ЦЕРНе программ ГИДРА ГЕОМЕТРИЯ и ГИДРА КИНЕМАТИКА - НГЕОКИН^{3/}. В программу были заложены три

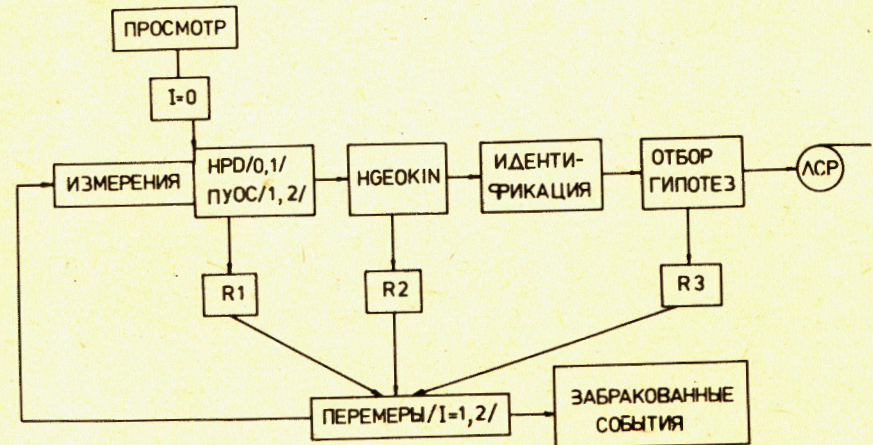


Рис.2. Схема обработки данных $\bar{d}p$ -эксперимента при 12 ГэВ/с. R1÷R3 - забракованные события, поступающие на перемер.

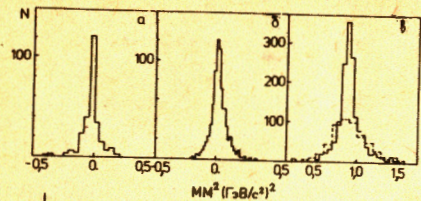


Рис.3. Распределение по квадрату недостающей массы в $\bar{d}p$ -событиях: а - для 4С-событий, б - для 1С-событий $\bar{d}p \rightarrow \pi^0 + X$, в - для 1С-событий $\bar{d}p \rightarrow \bar{p} + X$ /сплошная линия/ и $\bar{d}p \rightarrow p + X$ /пунктир/.

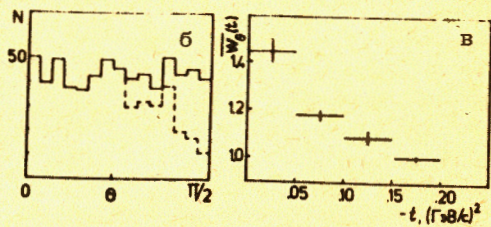
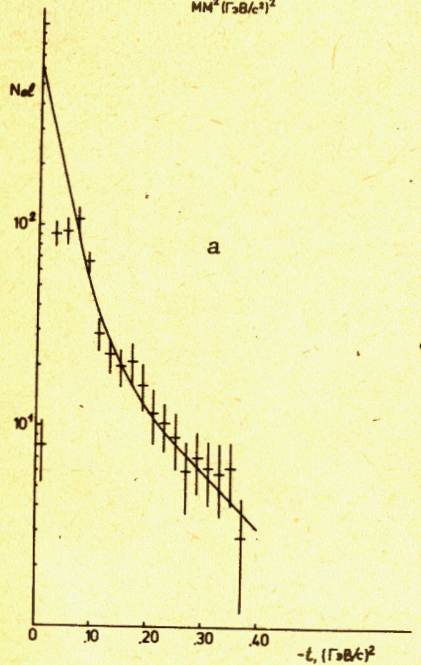


Рис.4. а - Распределение по квадрату переданного протону мишени четырехимпульса в событиях упругого рассеяния. б - Распределение по азимутальному углу вылета протонов отдачи в событиях упругого рассеяния. Сплошная линия - после коррекции, пунктир - до коррекции. в - Зависимость среднего веса \bar{w}_θ от квадрата переданного протону мишени четырехимпульса t .

массовые гипотезы для пучковой частицы: \bar{d} , \bar{p} и π^- . Для вторичных заряженных частиц проверялись массы π^\pm , p^\pm и \bar{d} , т.е. не учитывалось возможное образование заряженных К-мезонов.

При фитировании событий в кинематической части программы использовались следующие ограничения для вероятностей: $P(4C) > 0,1\%$, $P(1C) > 0,5\%$. После идентификации медленных частиц $P_{\text{гвб}} < 1,4$ ГэВ/с/ по ионизации отобранные гипотезы записывались на ленту суммарных результатов /ЛСР/. При этом все неоднозначности типа (4С, 1С)/0С решались в пользу /4С, 1С/-гипотез. На рис.3 приведены распределения по квадрату недостающей массы MM^2 для 4С-событий /а/ и 1С-событий $\bar{d}p \rightarrow \bar{p}(n) + X$ /в/ и $\bar{d}p \rightarrow \pi^0 + X$ /б/. Средние значения для этих групп событий равны соответственно $(MM^2)_{4C} = -0,0060 \pm 0,0011$ /ГэВ/с²/ и $(MM^2)_{\pi^0}^{1/2} = /0,937 \pm 0,005$ /ГэВ/с², $(MM^2)_{\bar{p}}^{1/2} = /0,966 \pm 0,014$ /ГэВ/с², $(MM^2)_{\bar{p}}^{1/2} = /0,144 \pm 0,017$ /ГэВ/с².

События, забракованные на какой-либо стадии обработки, перемерялись до двух раз, после чего оставшиеся невосстановленными взаимодействия исключались из дальнейшего анализа и вводился весовой коэффициент, учитывающий эти потери.

Основным видом потерь являлись потери упругих событий с малыми переданными импульсами. Это хорошо видно на рис.4а, где приводится распределение по квадрату переданного протону мишени четырехимпульса. При малых $|t|$ эти потери чувствительны к азимутальному углу вылета θ протонов отдачи /рис.4б/. Требуя изотропности распределений по θ для всех t , мы получили вес $w_\theta(t)$, учитывающий потери упругих событий с короткими крутыми треками отдачи /рис.4в/.

В распределении $d\sigma/dt$ для упругих событий четко видны два сильно различающихся наклона, что объясняется присутствием фона в пучке антинейтронов*. Аппроксимируя дифференциальное сечение упругого рассеяния выражением

$$\frac{d\sigma}{dt} = \sigma_1 b_1 (1-a) e^{b_1 t} + \sigma_2 b_2 a e^{b_2 t},$$

мы получили для b_1 и b_2 значения $b_1 = /36 \pm 7$ /ГэВ/с⁻² и $b_2 = /6,5 \pm 1,3$ /ГэВ/с⁻², которые в пределах ошибок согласуются с известными параметрами наклона для упругих $\bar{p}d$ -при 5,5 ГэВ/с^{1/5} и π^-p -при 12 ГэВ/с^{1/6} взаимодействий соответственно. Это позволяет заключить, что примесь в пучке состоит, в основном, из π^- -мезонов. Используя значения $\sigma_{el}(\pi^-p) = /4,3 \pm 0,1$ мб^{1/7} и $\sigma_{el}(\bar{d}p) = \sigma_{el}(\bar{p}d) = /20,4 \pm 4,5$ мб^{1/5}, можно оценить величину этой примеси: $a = /34 \pm 8$ %, что не противоречит оценкам, приведенным в табл.1. Поскольку статистика в области малых $|t|$ недостаточна, при определении a мы фиксировали значение $b_1 = 30,5$ /ГэВ/с⁻² /5/.

3. ВЫДЕЛЕНИЕ НЕУПРУГИХ $\bar{p}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Главной целью данного эксперимента является изучение $\bar{p}p$ -взаимодействий. Несмотря на значительную примесь в пучке, события этого класса можно достаточно чисто выделить по наличию антинейтрона-спектратора среди вторичных частиц. Однако в инклюзивном подходе кроме наличия примеси от пучкового фона возможна некоторая примесь в 0С-каналах от событий с антинейтроном-спектратором: $\bar{d}p \rightarrow \bar{p}_s + X$.

* Как и ожидалось, кинематический анализ не позволяет разделить гипотезы с различными пучковыми частицами для упругих событий, т.к. первичный импульс достаточно велик.

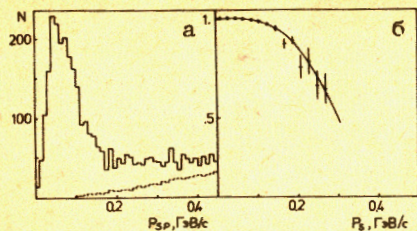


Рис.5. а - Распределение самой медленной в системе покоя антидейтрона отрицательной частицы. Сплошная линия - $\bar{d}p$ -данные, пунктир - $\bar{p}p$ -данные при 12 ГэВ/с. б - Отношение числа событий с \bar{p} -спектатором к полному числу событий в зависимости от импульса "спектатора". Кривая - аппроксимация выражением /2/.

Таблица 2

Результаты аппроксимации данных выражением /2/ и примесь от пучкового фона в $\bar{p}p$ -взаимодействиях после введения веса $w_{\bar{p}p}$

Экспозиция	w_0	P_0 (ГэВ/с)	β	χ^2/ND	Примесь от пучкового фона, %			
					$p_s < 0,1$	$p_s < 0,2$	$p_s < 0,25$	$p_s < 0,3$
305	$1,0^{+0,0}_{-0,0002}$	$0,34 \pm 0,02$	$3,6 \pm 0,3$	10/13	0,29	1,8	3,1	4,6
306	$,9991 \pm ,0006$	$0,28 \pm 0,03$	$3,8 \pm 0,4$	9/8	0,79	5,0	8,3	12,4
307	$,9989 \pm ,0009$	$0,23 \pm 0,03$	$4,0 \pm 0,5$	8/6	1,04	5,4	9,1	13,5
Σ	$1,0^{+0,0}_{-0,0002}$	$0,31 \pm 0,02$	$3,75 \pm 0,22$	11/15	0,44	2,78	4,6	6,9

Стандартным критерием правильности выделения событий

$$\bar{d}p \rightarrow \bar{p}_s + X \quad /1/$$

является согласие импульсных и угловых распределений спектатора с рассчитанными в рамках импульсного приближения, в котором предполагается, что нуклон-спектатор никак не влияет на процесс взаимодействия.

Для выделения антипротонов-спектаторов в ОС-каналах отбирались события, у которых самая близкая к $P_s/2$ частица в лабораторной системе /что соответствует самой медленной в системе покоя \bar{d} / была отрицательно заряженной. Затем эти частицы с массой \bar{p} переводились в систему покоя антидейтрона. Та же процедура проводилась и для $\bar{p}p$ -данных при 12 ГэВ/с. Сопоставление соответствующих спектров на рис.5а показывает, что примесь от пучкового фона сосредоточена в области больших $P_{алаб}$. На рис.5б приведены значения отношений $N(\bar{d}p \rightarrow \bar{p}_s + X)/N_{tot}$, аппроксимированные в области $P_{алаб} \equiv P_s = /0, -0,3/$ ГэВ/с эмпирическим выражением

$$w_{\bar{p}p}(p_s) = w_0 \cdot e^{-(p_s/P_0)^\beta} \quad /2/$$

Результаты аппроксимации приведены в табл.2. В дальнейшем каждому событию реакции /1/ приписывался вес /2/. В табл.2 приведены также значения величины примеси в реакцию /1/ в зависимости от границы обрезания на импульс "спектатора". Для анализа мы отбирали только события с $P_s \leq 0,2$ ГэВ/с; при этом примесь от пучкового фона не превышает 3%.

Упругие $\bar{p}p$ -взаимодействия надежно выделялись в программе кинематики как события из канала $\bar{d}p \rightarrow \bar{p}p$.

Доля фитированных событий среди отобранных таким образом неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий составила: 7% (4С) и 34% (1С).

В качестве сечения неупругих $\bar{p}p$ -взаимодействий мы использовали полное неупругое сечение СР-симметричной реакции $\bar{p}n$: $\sigma_{in}(\bar{p}p) = \sigma_{in}(\bar{p}n) = \sigma_T(\bar{p}n) - \sigma_{el}(\bar{p}n) = /58,7 \pm 1,0/ - /15,0 \pm 2,1/ = /43,7 \pm 2,3/$ мб. Значения $\sigma_T(\bar{p}n)$ и $\sigma_{el}(\bar{p}n)$ брались из экстраполяции $\bar{p}n$ -данных.

Оценка примеси событий с антинейтроном-спектатором, т.е. $\bar{p}p$ -взаимодействий при 6 ГэВ/с, приведена в следующем разделе.

4. ИМПУЛЬСНЫЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ \bar{p} -СПЕКТАТОРОВ

Для проверки качества выделения $\bar{p}p$ -взаимодействий мы приводим импульсные и угловые распределения антипротонов-спектаторов, отобранных по описанной выше процедуре. Импульсные распределения сравниваются с рассчитанными при использовании волновой функции Гартенхауза-Моравчика^{/9/}, а также релятивистской волновой функции Хюльтена^{/10/}:

$$\psi_{HM}(\vec{p}) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} C_{HM} \cdot \sum_{i=1}^8 \frac{(-1)^{i+1}}{(a_i^2 + p^2)}, \quad /3а/$$

$$\psi_{RH}(x, p_T^2) = C_R \left[\frac{p_T^2 + m^2}{x(1-x)} - a_R \right]^{-1} \cdot \left[\frac{p_T^2 + m^2}{x(1-x)} - \beta_R \right]^{-1}. \quad /3б/$$

Здесь $x = (E + P_{||})^{sp} / (E + P_{||})^{\bar{d}}$ - переменная светового фронта, $a_R = \frac{M_{\bar{d}}}{m} (2m^2 - a_{NR}^2)$; $\beta_R = \frac{M_{\bar{d}}}{m} (2m^2 - \beta_{NR}^2)$; значения $a_{NR} = 0,046$ ГэВ/с

и $\beta_{NR} = 0,26$ ГэВ/с взяты из^{/11/}. Значения же параметров a_i, C_{HM} в /3а/ приведены в^{/9/}.

Из рис.6а,б видно, что релятивистская функция несколько лучше описывает данные в области до 0,2 ГэВ/с. На рис.6в приведено распределение по величине $x_{sp}^{LAB} = (E + P_{||})^{sp} / [(E + P_{||})^{\bar{d}} + m]$, которая связана с переменной светового фронта соотношением

$$x = x_{sp}^{LAB} \left(1 + \frac{m}{(E + P_{||})^{\bar{d}}} \right).$$

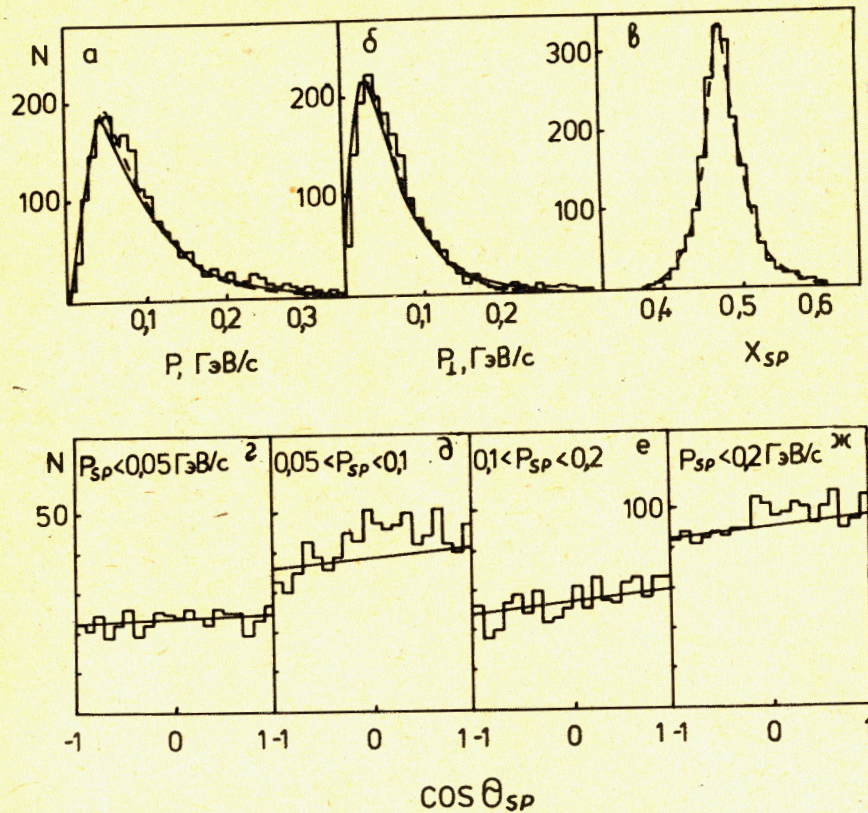


Рис. 6. а - Распределение по импульсу \bar{p} -спектров в системе покоя б. б - Распределение по поперечному импульсу \bar{p} -спектров. Сплошные линии - расчет с использованием волновой функции /3а/, пунктир - /3б/. в - Распределение по величине x^{LAB} . Кривая - расчет с использованием волновой функции /3б/. г-ж - Угловые распределения \bar{p} -спектров для различных областей P_{sp} . Линии - расчет по формуле /4/ с использованием /3а/.

Максимум в x^{LAB} -распределении хорошо совпадает с расчетным значением для импульса антинейтрона 12,2 ГэВ/с:

$$x_{sp}^{max} = \left[2 \left(1 + \frac{m}{(E + P_{||})^d} \right) \right]^{-1} = 0,481.$$

Угловые распределения спектров в системе покоя антинейтрона для различных интервалов импульсов P_{sp} приведены на рис. 6г-ж. В рамках импульсного приближения эти распределения должны быть

изотропны. Учет влияния фактора потока и зависимости сечений от энергии может приводить к некоторому отличию от изотропии /11/:

$$\frac{dN}{d \cos \theta_{sp}} = \int_{P_1}^{P_2} |\psi(\vec{p})|^2 \cdot F(p_a, p, \cos \theta_{sp}) \cdot \sigma_{np}(s_{NN}) d\vec{p}. \quad /4/$$

Видно, что расчетное поведение /4/ в целом хорошо согласуется с данными. Некоторое превышение над кривой в области малых $\cos \theta_{sp}$ для интервала $0,05 < P_{sp} < 0,10$ ГэВ/с объясняется примесью событий, в которых спектром является невыделенный кинематической антинейтрон. Этот факт проявляется и в импульсных распределениях. Из рис. 6ж можно оценить величину этой примеси: $2,7 \pm 0,4\%$.

Таким образом, принятая процедура выделения \bar{p} -взаимодействий позволяет получить неупругие \bar{p} -события с примесью \bar{p} -взаимодействий менее 3%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены методические вопросы, связанные со спецификой $\bar{d}p$ -эксперимента при импульсе 12 ГэВ/с.

Определен качественный и количественный состав пучка.

Разработанная процедура выделения неупругих \bar{p} -взаимодействий, несмотря на значительную примесь π^- -мезонов в пучке, позволяет выделить достаточно чистый образец событий с общей примесью менее 6%: примесь от пучкового фона составляет $2,8 \pm 0,02\%$, а примесь от 0С-событий с антинейтроном-спектром - $2,7 \pm 0,4\%$.

В работе проведено сравнение импульсных и угловых распределений антинейтронов-спектров с расчетом при использовании известных волновых функций антинейтрона.

В заключение авторы выражают благодарность коллаборации Амстердам-Ливерпуль-Стокгольм-Хельсинки за предоставленную возможность работать с $\bar{p}p$ -данными при 12 ГэВ/с, физикам сотрудничества "Людмила" за полезные обсуждения, сотрудникам ЛВТА В.Г.Иванову и А.Дирнеру за консультации, В.И.Молоствовой за содействие в работе с программами обработки данных, а также группе измерителей ЛВТА.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антипов Ю.М. и др. ЯФ, 1971, 13, с. 135.
2. Васильев В.В. и др. Препринт ИФВЭ, 80-66, ОП, Серпухов, 1980.
3. Дирнер А. ОИЯИ, P10-81-631, Дубна, 1981.

4. Braun H, et al, Proc. of the IV Europ. Antiproton Symp., 1979, p. 331.
5. Braun H, et al, Nucl. Phys., 1973, B54, p. 61.
6. Burq et al. Phys. Lett., 1982, 109B, p. 124.
7. Compilation of $\pi^{\pm}p$ cross-sections, CERN-HERA, 83-01, 1983.
8. Compilation of $p^{\pm}p$ cross-sections, CERN-HERA, 84-03, 1984.
9. Moravcsik M. Nucl. Phys., 1958, 7, p. 113.
10. Аладашвили Б.С. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 1275.
11. Fridman A. Fort. der Phys., 1975, 23, p. 243.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. *Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649, Дубна, 1984,*

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, D13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 декабря 1984 года.

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Граменицкий И.М. и др. 1-84-788
Методические вопросы $\bar{d}p$ -эксперимента при импульсе 12 ГэВ/с

Описана методика обработки $\bar{d}p$ -событий, полученных на установке "Людмила" с целью изучения $\bar{p}p$ -взаимодействия при импульсе 6 ГэВ/с. Определен качественный и количественный состав пучка. Приводятся распределения по квадрату недостающей массы и по вероятности для различных каналов реакции $\bar{d}p$ -взаимодействия. В качестве критерия чистоты выделения $\bar{p}p$ -взаимодействий используются импульсные и угловые распределения антипротонов-спектаторов в событиях $\bar{d} + p \rightarrow \bar{p}_{sp} + (\bar{p})_{неупр.}$, которые сравниваются с расчетом в рамках импульсного приближения с использованием известных волновых функций дейтрона. Показано, что выделенные события неупругого $\bar{p}p$ -взаимодействия содержат менее 6% примеси от других взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Gramenitskij I.M. et al. 1-84-788
Methodical Study of $\bar{d}p$ -Experiment at 12 GeV/c

Methods of studying $\bar{p}p$ -interactions at 6 GeV/c in $\bar{d}p$ -experiment on "Ludmila" HBC is considered. Qualitative and quantitative composition of the beam are determined. Momentum and angular distributions of \bar{p} -spectators in the $\bar{d} + p \rightarrow \bar{p}_s + (\bar{p})_{inelast.}$ are presented. These are compared with the distributions obtained from the spectator model calculations. It is shown that the selected events of inelastic $\bar{p}p$ -interaction contain less than 6% admixture due to other interactions.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984