

1-90-418

ГАВРИЩУК
Олег Петрович

УДК 539.171.018

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ПОЛЯРИЗАЦИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ
ОТ 17 ДО 62 ГэВ

Специальность: 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории Высоких Энергий и Серпуховском Научно-Экспериментальном Отделе Объединённого Института Ядерных Исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

ЗОЛИН
Леонид Сергеевич

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

СТРУНОВ
Леонид Николаевич

Кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

СОЛОВЬЯНОВ
Владимир Леонидович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт Экспериментальной и Теоретической Физики, г. Москва.

Защита диссертации состоится "___" _____ 1990 года в "___" часов на заседании Специализированного совета Д.047-01-02 при Лаборатории Высоких Энергий Объединённого Института Ядерных Исследований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория Высоких Энергий, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 1990 г.

Учёный секретарь
Специализированного совета

М.Ф. Лихачев

М.Ф. ЛИХАЧЕВ

Общая характеристика работы.

Актуальность темы. Несмотря на то, что многие закономерности инклюзивных процессов с рождением кумулятивных адронов изучены подробно, их теоретическая интерпретация остается неопределенной. Одна из трудностей обусловлена тем, что инклюзивный канал является интегральным каналом, в котором могут суммироваться вклады различных механизмов образования кумулятивных частиц. Для решения задачи необходимо комплексное изучение энергетических, корреляционных и спиновых зависимостей. Изучение спиновых эффектов дает полезную информацию при оценке конкурентоспособности различных теоретических подходов и выяснения механизмов ядерного взаимодействия.

К настоящему времени выполнено много экспериментов по исследованию поляризации кумулятивных протонов. Такие измерения проводились группами физиков в ОИЯИ [6], ЛЯФ [7], ИТЭФ [8] на протонных пучках с энергией до 10 ГэВ. Наиболее детально измерения проведены в области промежуточных энергий [6,7]. Набор данных в этой группе опытов не дает, однако, четкой картины поведения поляризации в области энергий 0.6-8.0 ГэВ. Так при энергии 1 ГэВ [7] была найдена близкая к нулю поляризация протонов при углах выхода от 59° до 145° , в то же время при 0.68 ГэВ отмечены значительные спиновые эффекты и наличие у них угловой и А-зависимостей [6].

Большой разброс измеренных значений величины поляризации затрудняет получение однозначного заключения о величине эффекта и его поведении. Однако, поскольку почти все эксперименты выполнены при неповторяющихся условиях, нельзя делать заявления о противоречивости данных, учитывая сложную зависимость поляризационных эффектов от динамических переменных.

Следует отметить, что при энергиях свыше 7.5 ГэВ измерений поляризации кумулятивных протонов не проводилось и что в последнее время получены новые доказательства о значительности спиновых эффектов при высоких энергиях [9].

Целью работы является экспериментальное определение поляризации кумулятивных протонов (P_p) и асимметрии рассеяния кумулятивных дейтронов (ϵ_d), рожденных под углами $\theta \geq 90^\circ$ л.с. на различных ядрах в пучке протонов с энергией $E \geq 10$ ГэВ в диапазоне импульсов вторичных частиц $q \geq 500$ МэВ/с.

Объединённый институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Научная новизна работы. Впервые получены экспериментальные данные о поляризации кумулятивных протонов и о асимметрии кумулятивных дейтронов, образованных под углами 95 и 158 градусов во взаимодействии протонов с энергией от 17 до 62 ГэВ с ядрами бериллия, углерода и молибдена в зависимости от импульсов кумулятивных частиц в диапазоне от 500 до 1200 МэВ/с.

Научная значимость и практическая ценность работы. Результаты диссертации по поляризации кумулятивных протонов и асимметрии рассеяния кумулятивных дейтронов приведены в докладе на IX-Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1988) и могут быть использованы для выбора теоретических моделей, описывающих спиновые явления при высоких энергиях особенно в процессах образования кумулятивных частиц.

Полученный опыт постановки эксперимента на внутренней мишени ускорителя облегчает планировку такого рода исследований в будущем на УНК ИФВЭ.

Апробация работы и публикации.

Результаты, изложенные в диссертации, обсуждались на научных семинарах Лаборатории Высоких Энергий, Лаборатории Теоретической Физики Объединенного Института Ядерных Исследований, были представлены на IX-Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1988).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-5], список которых приведен в конце автореферата.

Автор защищает:

1. Экспериментальные данные по поляризации кумулятивных протонов и асимметрии рассеяния кумулятивных дейтронов, рожденных в инклюзивных процессах протонами с энергией от 17 до 62 ГэВ на ядрах Be, C, Mo в интервале импульсов кумулятивных частиц от 500 до 1200 МэВ/с.

2. Технику измерения поляризации методом двойного рассеяния, выполненную на базе спектрометра кумулятивных адронов на внутренней мишени ускорителя У-70 (г. Серпухов).

3. Комплекс математических программ для обработки и анализа этих экспериментальных данных на ЭВМ.

4. Комплекс математических программ по моделированию процессов внутриядерного рассеяния протонов с целью оценки приобретенной ими поляризации в актах упругого нуклон-нуклонного рассеяния.

Содержание диссертации.

В первой главе диссертации вместе с общими характеристиками кумулятивного рождения частиц приведен анализ теоретических моделей, дан сводка экспериментальных результатов, отражающих ситуацию по исследованию поляризации кумулятивных частиц за последние 20 лет.

Во второй главе представлена схема поляриметра. Приведено описание детекторов, регистрирующей электроники и методики идентификации частиц магнитным спектрометром. Специфика опыта на внутренней мишени ускорителя отражена в приложении П.1.

Эксперименты выполнены на протонном синхротроне У-70 (Серпухов) в диапазоне первичного пучка протонов от 17 до 62 ГэВ. Конструкция поляриметра показана на рис.1. Геометрия опыта по двойному рассеянию применительно к данному случаю видна из рис.2. Поляриметр работал непосредственно на внутренней мишени ускорителя У-70, поэтому канал первичных частиц в обычном смысле отсутствовал, его заменял участок камеры ускорителя между 45-м и 46-м поворотными магнитами. По функциональному принципу в экспериментальной установке можно выделить "пучковую" и спектрометрическую части, а также анализатор вторичного рассеяния.

Пучковая часть поляриметра.

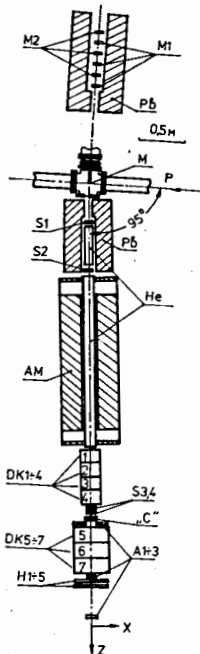
К пучковой части установки (рис.1) относятся мишенный узел (М), мониторные телескопы (М1, М2), контролирующие уровень сброса на мишень. Поскольку измерение поляризации проводилось в широком интервале энергий первичных протонов, то сброс протонов на мишень выполнялся на подъеме магнитного поля ускорителя при нарастании энергии протонов от 15 до 65 ГэВ.

Мишень (М) выполнена в виде подвески размером 4x4 мм² и толщиной 0.2-0.4 г/см². Ввод мишени в пучок осуществлялся с помощью стандартного для У-70 привода с управлением от пульта из домика экспериментатора. Вывод вторичного пучка частиц из камеры ускорителя производился через окно (О) из титановой фольги толщиной 50 мкм и поперечными размерами 35x38 мм².

Спектрометрическая часть установки.

Спектрометрическая часть установки состоит из анализирующего магнита АМ, дрейфовых камер ДК1-4 с размером 126x126 мм² и сцинтилляционных счетчиков СИ-4 с размером сцинтилляторов 26x30x0.8; 30x60x2.0; 50x80x3.5; и 28x74x1.5 мм² соответственно по X, Y и Z направлениям.

Рис.1. Конструкция поляриметра.



Анализирующий магнит имел размер рабочей апертуры 140x280 мм² и интеграл магнитного поля до 0.5 Тл/м. Эффективная длина магнитного поля (l_m) составляла 1640 мм. Вектор напряженности магнитного поля ориентирован горизонтально, т.е. вдоль оси X, и отклонение заряженных частиц происходило в вертикальной плоскости YZ.

Для снижения влияния многократного рассеяния на точность определения импульса в наиболее протяженные участки, свободные от детекторов, были вставлены боксы с гелием (He). Импульс частиц (q) восстанавливался по углу отклонения (θ_m) их траектории в анализирующем магните. Точность определения импульса не хуже 5% в интервале 500-1200 МэВ/с.

Идентификация частиц (π, p, d) осуществлялась по времени их пролета между счетчиками S1-S3 и S2-S3.

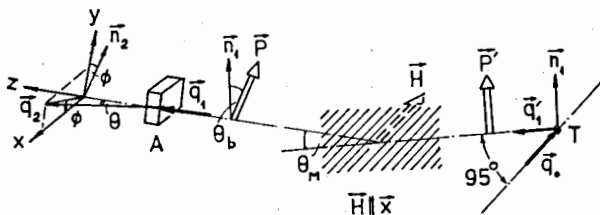


Рис.2. Схема опыта по двойному рассеянию.

Анализатор вторичного рассеяния.

Анализатор вторичного рассеяния состоял из углеродной мишени "С" толщиной 35-50 мм, дрейфовых камер DK5-7, установленных за

анализатором, и системы годоскопических НИ-5 и антисовпадательных сцинтилляционных счетчиков AI-3 (рис.1). Направление трека частиц, входящих в рассеиватель, фиксировались камерами DK1-4, каждая из которых состоит из четырех однокоординатных плоскостей (4X, 4Y, 4X, 4Y) размером 126x126 мм². Направление треков частиц после рассеивателя определялось дрейфовыми камерами DK5-7. Камеры DK5-7 состоят из пар X и Y плоскостей размером 256x256 мм², образующих координатный набор 2X+2Y, 2X+2Y, 2X+2Y.

Набор детекторов поляриметра завершался сборкой из 5 годоскопических счетчиков НИ-5, образующих две плоскости: 2 - вдоль оси X и 3 - вдоль оси Y. Элементы годоскопов включались в триггер по схеме "или" для обеспечения близкой к 100% эффективности регистрации рассеянных частиц.

Перед камерой DK5 располагался антисовпадательный счетчик кольцевого типа AI, который служил для подавления на уровне триггера части многотрековых событий. По оси поляриметра за камерой DK7 размещены счетчики антисовпадений A2,3 для подавления частиц с малым углом рассеяния ($\leq 6^\circ$). Включение счетчиков AI-3 уменьшало число запусков установки в 8 раз, обогащая таким образом триггер полезными событиями.

Электронная схема поляриметра и система сбора данных.

Электроника выполнена в стандарте КАМАК [10]. Сбор данных с аппаратуры КАМАК осуществлялся с помощью ЭВМ "Электроника-100-25", на которой была адаптирована система приема и обработки информации MES [11] (приложение П.1.3)

В третьей главе описаны методы обработки экспериментальных данных: обработка первичных событий, калибровка элементов поляриметра, определение ложной асимметрии, критерии отбора событий и измерение асимметрии рассеяния и поляризации частиц со спином 1/2 и 1.

1. Геометрическая реконструкция событий.

Измеряемая координата трека (X_1) частицы представляется следующим выражением:

$$X_1 = (\text{Код}_1 \cdot K_1 + T_1 + T_0) \cdot V_{др}, \quad (I)$$

где T_1, T_0 - индивидуальные и общая задержки ДК, K_1 - коэффициенты преобразования кода с камер (Код_1) во время, $V_{др}$ - скорость дрейфа. Для газовой смеси (70% Ar + 30% изобутан + 0.5% метилаль), используемой в камерах, величина $V_{др}$ определялась экспериментально по спектрам сигналов с анодных нитей камер и ее величина в среднем была равна 51.5 мм/мкс. Для дальнейшей работы методом наименьших квадратов

определяются а и b параметры треков ($X=a \cdot Z+b$) по отдельным камерам, а затем по всем камерам для XZ и YZ проекций.

Импульс частиц (q) определялся по углу отклонения (θ_m) трека в магнитном поле анализирующего магнита:

$$\theta_m = \text{Arctg}(a_1) - \text{Arctg}(a_2), \quad (2)$$

где a_1, a_2 - параметры треков до и после магнита. Значение импульса q (МэВ/с) для поля H (Тл) и эффективной длины магнита L_m (мм) равно:

$$q = 0.29979 \cdot H \cdot L_m / \text{Sin}(\theta_m) \quad (3)$$

Точность определения импульса для $q > 500$ МэВ/с составляет величину порядка 5%. На этом этапе обработки происходил отбор однотрековых событий, восстановленных как минимум по трем точкам в дрейфовой камере, с импульсом частиц в диапазоне от 100 до 2000 МэВ/с, углом рассеяния частиц после анализатора $> 3^\circ$.

2. Юстировка геометрии поляриметра производилась при работе без анализатора-рассеивателя, т.е. на "прямых" треках. В логике триггера при этом счетчики А-2,3 включались на совпадение. Последовательность выполняемых операций при юстировке была следующая:

- коррекция задержек (T_1) в каналах дрейфовых камер;
- выстройка углов $\theta'_{xy}, \theta'_{yz}, \theta''_{xy}, \theta''_{yz}$ блоков камер до и после анализатора;
- устранение линейных сдвигов (L_{xy}) этих камер в точке расположения рассеивателя.

Величина ложной асимметрии $d\varepsilon_1$ представлялась линейной аппроксимацией от соответствующих параметров (табл. I).

Таблица I.

Парам.	$dPar_1$ Точность	$\frac{d\varepsilon_1}{dPar_1}$	$d\varepsilon_1$ %	$d\varepsilon_{\text{сум}}$ %
T_1	4.0 нс	0.075 ± 0.036	0.30	0.58
L_{xy}	0.57 мм	0.311 ± 0.189	0.18	
θ'_{xz}	0.3 мрад	0.126 ± 0.378	0.27	
θ'_{yz}	1.3 мрад	-0.095 ± 0.381	-0.18	
θ''_{xz}	0.24 мрад	-0.041 ± 0.378	-0.34	
θ''_{yz}	1.3 мрад	0.095 ± 0.381	0.18	

$$d\varepsilon_{\text{сум}} = \sqrt{\sum d\varepsilon_1^2} \quad (4)$$

Значение величины ложной асимметрии за счет точности юстировки дрейфовых камер $d\varepsilon_{\text{сум}} = 0.006$.

3. Оценка ложной асимметрии поляриметра контролировалась путем измерения асимметрии (ε_π) рассеяния π -мезонов на анализаторе. Асимметрия ε_π представлялась в виде функции от полярного угла (θ_{xy}) и вводилась как поправка при определении протонной и дейтронной асимметрий с учетом ее статистической значимости.

$$\varepsilon_\pi(\theta_{xy}) = C_1 + C_2 \cdot \theta_{xy} + C_3 \cdot \theta_{xy}^2 \quad (5)$$

Значения параметров C_1 для различных серий измерений приведены в таблице 2.

Таблица 2.

C_1	${}^9\text{Be}, 158^\circ$	${}^{12}\text{C}, 158^\circ$	${}^{96}\text{Mo}, 158^\circ$	${}^{12}\text{C}, 95^\circ$
C_1	10.5 ± 19.7	34.7 ± 16.8	4.5 ± 22.8	21.8 ± 16.1
C_2	-2.40 ± 4.20	-6.40 ± 6.50	-0.60 ± 4.90	-4.20 ± 3.50
C_3	0.13 ± 0.23	0.29 ± 0.26	0.018 ± 0.26	0.192 ± 0.18
$\langle \varepsilon_\pi \rangle$	-0.001 ± 0.009	-0.02 ± 0.02	0.004 ± 0.01	0.009 ± 0.01

В целом пионная асимметрия небольшая и не превышает $(1.5 \pm 2.0)\%$.

4. Определение асимметрии рассеяния и поляризации частиц.

В опыте по двойному рассеянию дифференциальное сечение во втором рассеянии определяется соотношением:

$$\frac{dW}{d\Omega d\Omega d\phi} \approx (1 + P_1 \cdot P_2 \cdot \text{Cos}(\phi)), \quad (6)$$

где P_1 и P_2 - поляризации после первого и второго рассеяния, ϕ - угол между плоскостью первого и второго рассеяния. Если целью опыта является определение поляризации в первом рассеянии ($P = P_1$), то задача сводится к определению асимметрии во втором рассеянии (ε_p) по известной анализирующей способности анализатора (A_c):

$$P = \varepsilon_p / A_c \quad (7)$$

ε_p и A_c определяются как величины, взвешенные по совокупности событий в заданном интервале углов рассеяния θ_{xy} и ϕ .

Плоскость магнитного анализа (YZ) была вертикальной, вектор поляризации P вращался в магнитном поле в этой плоскости. Угол вращения (θ_v) вектора поляризации относительно нормали плоскости первичного рассеяния рассчитывался с учетом импульса протона и учитывался при вычислении исходного значения поляризации протонов.

$$\text{Sin}(\theta_v) = 2.79 \cdot \gamma \cdot \text{Sin}(\theta_m), \quad (8)$$

$\gamma = E/m$ - гамма фактор частицы с массой m и энергией E , θ_m - угол отклонения трека в магните (3). Максимальный угол поворота спина в магнитном поле составлял 40° (для $q = 550$ МэВ/с).

Критерии отбора полезных событий.

Рабочий интервал полярных углов θ_{xy} ограничивается в поляриметре снизу областью многократного кулоновского рассеяния. При толщинах анализатора 34-50 мм целесообразно принять $\theta_{min}=6^\circ$. θ_{max} определяется размерами рабочей площади дрейфовых камер ДК5-7 и, в зависимости от азимутального угла ϕ , θ_{max} колеблется от 11° до 14° .

Чтобы устранить влияние граничных условий на результаты измерений асимметрии, в анализ включались только те события, зеркальное отображение которых в плоскости ZY оставалось в пределах рабочей апертуры камер.

По координатам каждого события, в процессе off-line обработки, вычислялись координаты точки взаимодействия в анализаторе $T(X_0, Y_0, Z_0)$. В этой точке находилось расстояние (D_{xy}) между треками входящим и выходящим из анализатора-рассеивателя.

События, плоскость рассеяния которых составляла значительный угол с плоскостью первого рассеяния и которые имели, следовательно, малый вес при определении асимметрии рассеяния, также исключались из анализа путем ограничения азимутальных углов ϕ секторами $\pm 45^\circ$ около Y-направления. Таким образом, асимметрия рассеяния определялась как усреднение $\text{Cos}(\phi)$ по совокупности событий в отмеченных интервалах полярных и азимутальных углов

$$\epsilon_p = \frac{a}{N} \sum_{i=1, N} \text{Cos}(\phi_i) \quad (9)$$

($a=1.22$ для принятых пределов отбора по ϕ). Анализирующая способность подобным образом определялась взвешиванием в интервале $\theta_{min} < \theta < \theta_{max}$.

$$A_c = \frac{1}{N} \sum_{i=1, N} A_c(\theta_i, T_{p_i}). \quad (10)$$

Событие считалось полезным, если выполнялись следующие условия:

$$\begin{aligned} D &< D_{max} = 3 \sigma_D, \\ X_{min} &< X < X_{max}, \\ Y_{min} &< Y < Y_{max}, \\ \theta_{min} &< \theta < \theta_{max}. \end{aligned} \quad (11)$$

Анализирующая способность $A_c(\theta_i, T_{p_i})$ аппроксимировалась согласно рекомендации [12] в виде зависимости:

$$A_c = a_1 \cdot Pt / (1 + Ar_2 \cdot Pt^2 + Ar_3 \cdot Pt^3), \quad \text{где} \quad (12)$$

$$Ar_1 = a_{11} + a_{12} \cdot P_g + a_{13} \cdot P_g^2 + a_{14} \cdot P_g^3 + a_{15} \cdot P_g^4,$$

$$Ar_2 = a_{21} + a_{22} \cdot P_g + a_{23} \cdot P_g^2 + a_{24} \cdot P_g^3 + a_{25} \cdot P_g^4,$$

$$Ar_3 = a_{31} + a_{32} \cdot P_g + a_{33} \cdot P_g^2 + a_{34} \cdot P_g^3 + a_{35} \cdot P_g^4.$$

Значения параметров a_{ik} приведены в таблице 3. При $T_p > 140$ МэВ (энергия протонов в центре рассеивателя) точность аппроксимации оценивается в $\pm 2\%$ [12]. Выражения P_g и P_t определяются соотношениями:

$$P_g = 0.001 \cdot q \cdot \Delta C \cdot 0.22 / (q - 280), P_t = 13.922 \cdot P_g \cdot \text{Sin}(\theta_{xy});$$

q — импульс протона в [МэВ/с], а ΔC — толщина углеродного анализатора-рассеивателя в [мм].

По усредненным значениям A_c и ϵ_p (9,10) поляризация протонов определяется согласно соотношению (7).

Таблица 3.

$i \backslash k$	1	2	3	4	5
1	-1.4612	3.9771	4.5435	-14.698	7.9534
2	1.7526	-4.4892	2.6525	0.19632	0.0
3	0.31303	-2.498	6.5019	-6.7049	2.3974

В четвертой главе приведены результаты эксперимента, отражающие зависимости спиновых характеристик от энергии (E) первичного пучка частиц, от импульса (q) и угла (θ) образования вторичных частиц, а также от атомного номера (A) ядра-мишени. Для дейтронов представлена только асимметрия их рассеяния, поскольку необходимые данные об анализирующей способности углерода для дейтронов в нашем интервале импульсов отсутствуют.

I. Асимметрии рассеяния кумулятивных протонов и дейтронов, поляризация протонов с углом вылета 158° .

При обработке данных набранная статистика была распределена по 6 импульсным интервалам кумулятивных протонов и 3 интервалам по энергии первичных протонов. При анализе данных импульсный интервал для протонов ограничивался снизу значением 505 МэВ/с, поскольку ниже этой величины анализирующая способность углерода быстро падает. Нижняя граница по импульсу для дейтронов составляла 625 МэВ/с и определялась их пробегом в веществе анализатора и детекторов.

Диапазон по энергии ($E=17-64$ ГэВ) первичных протонов определялся режимом работы ускорителя, при котором возможно было осуществлять равномерный сброс пучка протонов на мишень. Для различных серий измерений границы рабочего диапазона отличались на ± 2 ГэВ.

Зависимость асимметрии (ϵ_p) рассеяния кумулятивных протонов от их импульса для ядер Be, C, Mo показана на рисунке 3. Поскольку нет существенного различия в импульсных зависимостях асимметрии для различной энергии первичных протонов, приводится результат

усреднения ϵ_{π} по полному E-интервалу. Энергетическая зависимость асимметрии для протонов в диапазоне их импульсов от 505 до 950 МэВ/с показана на рис.4. Аналогичные зависимости для асимметрии рассеяния (ϵ_d) дейтронов с импульсом $q=625-1100$ МэВ/с показаны на рис.5,6.

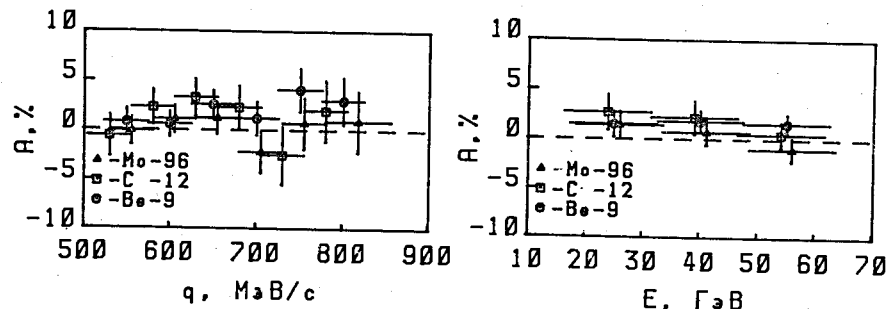


Рис.3. Импульсные зависимости асимметрии для протонов, образованных на ядрах Be(о), С(□), Мо (Δ) под углом 158° .

Рис.4. Энергетические зависимости асимметрии для протонов, образованных на ядрах Be(о), С(□), Мо (Δ) под углом 158° .

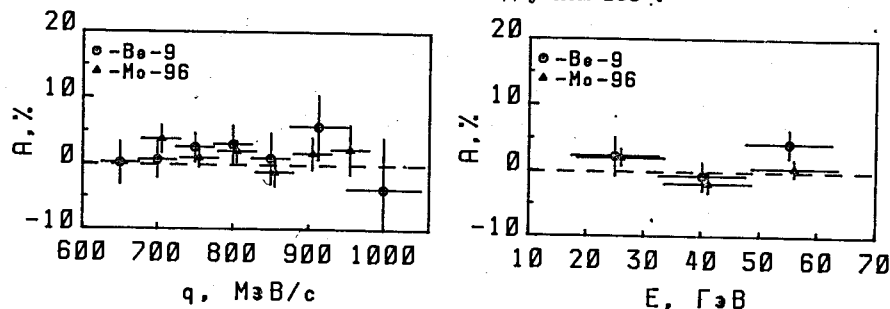


Рис.5. Импульсные зависимости асимметрии для дейтронов, образованных на ядрах Be(о), Мо(Δ) под углом 158° .

Рис.6. Энергетические зависимости асимметрии для дейтронов, образованных на ядрах Be(о), Мо(Δ) под углом 158° .

Ложная асимметрия поляриметра (ϵ_{π}), определенная при рассеянии на анализаторе π -мезонов, в отдельных экспозициях на ядрах Be, С и Мо соответственно равнялась: $\epsilon_{\pi} = -0.0012 \pm 0.0086$; -0.015 ± 0.02 и 0.0042 ± 0.010 .

Зависимость поляризации кумулятивных протонов от импульса, усредненной по энергетическому интервалу $E=17-62$ ГэВ, показана на рис.7. В импульсной зависимости поляризации явно выраженных особенностей не наблюдается.

Энергетическая зависимость поляризации (рис.8) для всех ядер выражена слабо и ее величина практически не изменяется в пределах коридора ошибок.

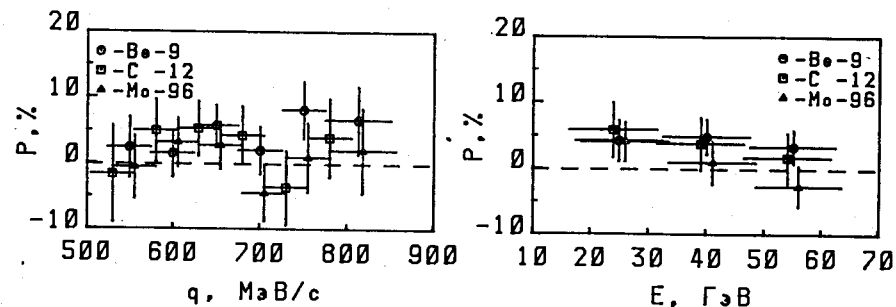


Рис.7. Импульсные зависимости поляризации для протонов, образованных на ядрах Be(о), С(□), Мо (Δ) под углом 158° .

Рис.8. Энергетические зависимости поляризации для протонов, образованных на ядрах Be(о), С(□), Мо (Δ) под углом 158° .

2. Поляризация протонов и асимметрия рассеяния дейтронов, образованных под углом 95° .

Диапазон по энергии первичных протонов E изменялся от 17 до 62 ГэВ при непрерывном наведении внутреннего пучка на тонкую углеродную мишень. Диапазоны анализа по импульсу составили: для протонов $q_p = (520-1120)$ МэВ/с, для дейтронов $q_d = (740-1220)$ МэВ/с. Для анализа импульсной и энергетической зависимостей набранная статистика распределялась по трем интервалам первичной энергии и 7 интервалам по импульсу. Ложная асимметрия, измеряемая экспериментально по асимметрии рассеяния π -мезонов, составляла в среднем $\epsilon_{\pi} = 0.009 \pm 0.010$. Измеренные величины асимметрии рассеяния протонов (ϵ_p) в зависимости от их импульсов показаны на рис.9. Средняя величина асимметрии протонов $\epsilon_p = (4.8 \pm 0.5)\%$ и практически не зависит от E (рис.10).

Для кумулятивных дейтронов (рис.9) величина лево-правой асимметрии рассеяния в пределах ошибок не отличается от нуля $\epsilon_d = (0.71 \pm 0.52)\%$. Представляется маловероятным наличие механизма, который может обусловить появление значительной векторной поляризации кумулятивных дейтронов, поэтому наблюдаемый нулевой эффект асимметрии рассеяния дейтронов можно расценивать, как естественный результат. В сравнении с ним значительная величина асимметрии рассеяния протонов воспринимается, как косвенное подтверждение реальности эффекта поляризации кумулятивных протонов с углом вылета 95° .

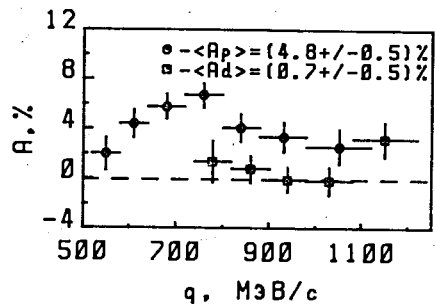


Рис.9. Импульсные зависимости асимметрии для протонов (о) и дейтронов (□), образованных на ядре ^{12}C под углом 95° .

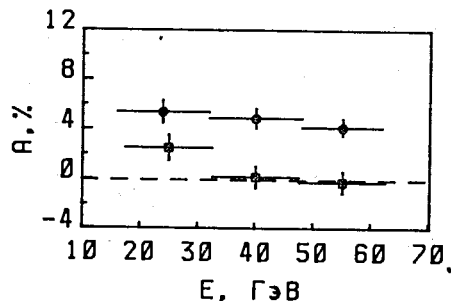


Рис.10. Энергетические зависимости асимметрии для протонов (о) и дейтронов (□), образованных на ядре ^{12}C под углом 95° .

Зависимость величины поляризации кумулятивных протонов от импульса q в различных E -интервалах показана на рис.11. В диапазоне $q=700-800$ МэВ/с наблюдается подъем поляризации, где ее величина составляет $P_p=(13.2 \pm 2.0)\%$.

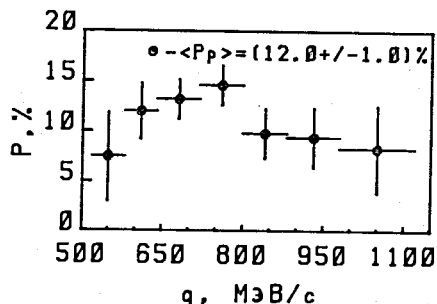


Рис.11. Зависимость поляризации от импульса (q), для протонов, образованных на ядре ^{12}C под углом 95° .

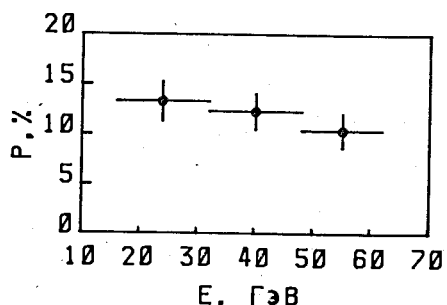


Рис.12. Энергетическая зависимость поляризации для протонов, образованных на ядре ^{12}C под углом 95° .

От энергии первичных протонов поляризация P_p практически не зависит (рис.12), ее изменение не выходит за пределы ошибок для всего диапазона $E=17-64$ ГэВ и в среднем $\langle P_p \rangle = (12.0 \pm 1.0)\%$.

3. Угловая и A -зависимости поляризации.

В угловой зависимости поляризации протонов отмечается ярко выраженный характер уменьшения ее величины с возрастанием угла от 95° до 158° . Сопоставление результатов для этих серий измерений позволяет сделать вывод о наличии угловой зависимости поляризации протонов в кумулятивном процессе: в случае углеродной мишени для C для угла 158° средняя величина поляризации $\langle P_p \rangle = (3.3 \pm 2.1)\%$, а для угла 95° - $\langle P_p \rangle = (12.0 \pm 1.0)\%$.

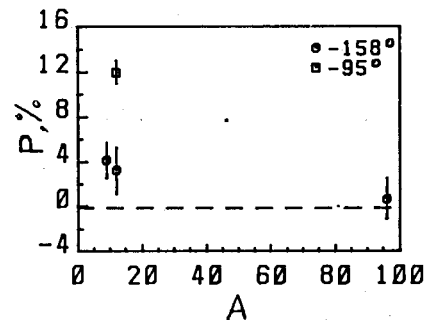


Рис.13. A -зависимость поляризации кумулятивных протонов.

A -зависимость поляризации кумулятивных протонов в настоящей работе представляется измерениями, выполненными под углом 158° . Несмотря на небольшую величину поляризации ($P_p(158^\circ)=2-4\%$), как видно из рисунка 13, можно отметить определенную тенденцию в A -зависимости, выраженную в уменьшении средней величины поляризации $\langle P_p \rangle$ с увеличением атомного номера ядра-мишени: $\langle P_p(\text{Be}) \rangle = (4.3 \pm 1.7)\%$, $\langle P_p(\text{C}) \rangle = (3.3 \pm 1.5)\%$ и $\langle P_p(\text{Mo}) \rangle = (1.6 \pm 1.9)\%$.

В пятой главе диссертации сделана оценка величины поляризации, возникающей в процессе упругого перерассеяния кумулятивных протонов на квазисвободных нуклонах ядра; проведено сравнение экспериментальных данных с расчетом. В приложении П.3 приводятся основные формулы, использованные в расчете.

Поляризация протонов на углероде для угла 95° , полученная в эксперименте и расчетным путем показана на рис.14.

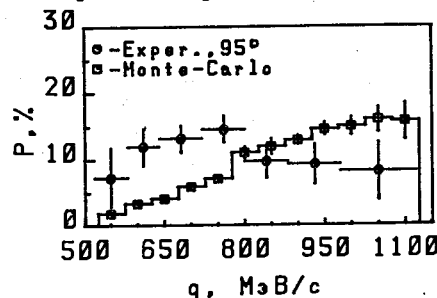


Рис.14. Импульсная зависимость поляризации кумулятивных протонов, образованных под углом 95° . Точки (о) - эксперимент, гистограмма - расчет.

Отсюда видно довольно хорошее согласие расчета и эксперимента только для частиц с импульсами $q \geq 800$ МэВ/с. С уменьшением импульса

рассогласование возрастает. Не исключено, что для угла 95° вклад в поляризацию может быть не только за счет спектаторного механизма, но и за счет, например, перерасеяния протонов отдачи, образованных во взаимодействии первичного пучка с нуклонами ядра.

Для угла 158° расчетное значение поляризации близко к нулю, что вполне удовлетворительно согласуется и с предполагаемым механизмом и с экспериментальными данными.

В шестой главе диссертации, заключительной, сформулированы основные результаты и выводы диссертации:

1. Поляризация кумулятивных протонов, образованных на ядре ^{12}C под углом 95° л.с. при энергии протонного пучка от 17 до 64 ГэВ, имеет незначительную ($\approx 10\%$), но достоверно отличную от нуля величину.

2. Поляризация кумулятивных протонов, образованных под углом 158° л.с. на ядрах ^9Be , ^{12}C , ^{96}Mo при энергии протонного пучка от 17 до 64 ГэВ, не нулевая (2-4%) во всех трех экспериментах, хотя отклонение от нулевой величины находится на уровне одного-двух стандартных отклонений. Близкое к нулю значение поляризации можно истолковать, как один из аргументов в пользу преобладающей роли механизмов образования кумулятивных протонов спектаторного типа или через рождение и распад высоковозбужденных барийных кластеров.

3. Из исследованных зависимостей поляризации (E, A, q, θ) наиболее сильно проявляется угловая; в случае для ядра углерода при изменении угла θ от 95° до 158° величина поляризации уменьшается втрое: $\langle P_p(C, 95^\circ) \rangle = (12.0 \pm 1.0)\%$ и $\langle P_p(C, 158^\circ) \rangle = (3.3 \pm 2.1)\%$; А-зависимость проявляется в уменьшении поляризации с возрастанием атомного номера мишени: $\langle P_p(\text{Be}, 158^\circ) \rangle = (4.3 \pm 1.7)\%$ и $\langle P_p(\text{Mo}, 158^\circ) \rangle = (1.6 \pm 1.9)\%$; энергетическая (E) и импульсная (q) зависимости выражены слабо в широком интервале значений E (17-62 ГэВ) и q (500-1100 МэВ/с).

4. Впервые измерена поляризация в жесткой части спектра кумулятивных протонов, рождаемых назад ($q \geq 900$ МэВ/с).

5. Впервые измерена поляризация кумулятивных протонов и асимметрия рассеяния кумулятивных дейтронов, образованных на ядрах Be, C, Mo под воздействием протонов с энергией от 17 до 62 ГэВ. В этом диапазоне энергий поляризация не меняется в пределах ошибок измерений ($\pm 2\%$).

6. Асимметрия рассеяния кумулятивных дейтронов, образованных на ядрах Be, C, Mo при углах 95° и 158° , в пределах ошибок измерений ($\approx 2\%$) равна нулю. Этот вывод можно распространить и на векторную поляризацию кумулятивных дейтронов, если соответствующая анализирующая способность углерода существенно отлична от нуля ($\geq 10\%$).

7. Наиболее достоверным механизмом, ответственным за наблюдаемую поляризацию кумулятивных протонов, представляется их

перерасеяние на квазисвободных нуклонах ядра. Выполненные в диссертации расчеты (глава 5) поляризации кумулятивных протонов, возникающей за счет актов упругого NN-рассеяния показывают, что угловая зависимость поляризации (величина эффекта порядка 12% для угла 95° и порядка 1-2% для угла 158°) хорошо согласуется с наблюдаемой в эксперименте. В жесткой части спектра (импульс $q \geq 800$ МэВ/с) имеется хорошее количественное согласие расчета и эксперимента, однако наблюдается различие в мягкой части спектра ($q < 800$ МэВ/с).

Рекомендации.

На основании сравнения экспериментальных данных и расчетов делается вывод, что для уточнения роли спектаторного механизма необходимы дополнительные прецизионные измерения ($\Delta P < 2\%$) по поляризации кумулятивных частиц с расширением спектра данных по A и θ , что даст возможность установить необходимость привлечения других механизмов для объяснения эффекта поляризации. Рекомендуется продолжить изучение поляризации кумулятивных адронов на пучках частиц высоких энергий с целью уточнения зависимости поляризации от атомного номера мишени, энергии и угла эмиссии исследуемых частиц, а также от частицы-снаряда.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] И.М.Беляев, Н.В.Власов, О.П.Гавришук и др.
Краткие сообщения ОИЯИ №2[28]-88, с.5, Дубна, 1988.
- [2] И.М.Беляев, Н.В.Власов, О.П.Гавришук и др.
IX-Международный семинар по проблемам физики высоких энергий Д-1, 2-88-265, т.1, с.267, Дубна, 1988.
- [3] И.М.Беляев, Н.В.Власов, О.П.Гавришук и др.
Сообщение ОИЯИ Р1-13-87-104, Дубна, 1988.
- [4] И.М.Беляев, Н.В.Власов, О.П.Гавришук и др.
Краткие сообщения ОИЯИ №1-[34]-89, с.5, Дубна, 1989.
- [5] И.М.Беляев, Н.В.Власов, О.П.Гавришук и др.
Сообщение ОИЯИ Р1-89-463, Дубна, 1989.

Цитируемая литература:

- [6] Р.Я.Зулькарниев, Р.Х.Кутуев - Препринт ОИЯИ Р1-83-402, Дубна, 1983; ЯФ, т.39, вып.4, 1984, с.785.
- [7] Белостоцкий С.Л., Вольнин Е.Н. и др. - Препринт ЛИЯФ N°1023, Ленинград, 1984; ЯФ т.42, с.1427, 1985.
- [8] Бургов Н.А., Власов М.К., Воробьев Л.С. и др. Писима в ЖЭТФ т.31, вып.11, с.700, 1980.
Воробьев Л.С., Гаврилов В.Б., Горяинов Н.А. и др. ЯФ т.41, вып.6, с.1541, 1985.
- [9] VI Международный симпозиум по спиновым явлениям в физике высоких энергий, Серпухов, ИФВЭ, 1987.
- [10] Басиладзе С.Г.- Быстродействующая ядерная электроника. М., Энергоиздат, 1982.
- [11] Горбунов Н.В., Карев А.Г., Ладыгин Е.А. и др. Сообщение ОИЯИ, Р10-85-955, Дубна, 1985.
- [12] Ransome R.D., Hollas C.L., Riley P.J. Nuclear Instruments and Methods, v.201, p.315, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1990 года.