ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2004–13
ОЭФ

В.В. Абрамов

СПИНОВАЯ ФИЗИКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Доклад, представленный на сессии секции ЯФ ОФН РАН 2 марта 2004 г., ИТЭФ, Москва.

Направлено в ЯФ

Протвино 2004

УДК 539.171.12 М-24

Аннотация

Абрамов В.В. Спиновая физика при взаимодействии адронов высоких энергий: Препринт ИФВЭ 2004 –13. – Протвино, 2004. – 23 с., 29 рис., 1 табл., библиогр.: 60.

Обсуждаются данные по односпиновой асимметрии ($\mathbf{A_N}$) в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях. Данные классифицируются по типу пучка и мишени. Рассмотрена зависимость $\mathbf{A_N}$ от кинематических переменных и квантовых чисел частиц, участвующих в реакции. Обсуждаются данные с установок ПРОЗА и ФОДС, работающих на пучках ускорителя ИФВЭ. Кратко рассмотрены теоретические модели, предложенные для объяснения большой односпиновой асимметрии.

Abstract

Abramov V.V. Spin Physics at High Energy Hadron Interactions: IHEP Preprint 2004-13. – Protvino, 2004. – p. 23, figs. 29, table 1, refs.: 60.

The single-spin asymmetry ($\mathbf{A_N}$) data in hadron-hadron collisions at high energies are discussed. The data are classified according to the beam and target type. The dependence of $\mathbf{A_N}$ on kinematical variables and quantum numbers of particles, participating in the reaction is reviewed. The data from PROZA and FODS experimental setups, which are using the IHEP accelerator beams, are discussed. The models, which have been proposed to explain large single-spin asymmetry, are briefly considered.

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий, 2004

Введение

Спин является одной из фундаментальных квантовых характеристик микромира. Он проявляется на уровне атомов, ядер и элементарных частиц. Тип статистики частиц – Бозе-Эйнштейна либо Ферми-Дирака – также определяется величиной спина. Наблюдение большой односпиновой асимметрии **(A_N)** и поперечной поляризации гиперонов **(P_N)** в адрон-адронных соударениях является определенным вызовом для теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики (КХД). Теория возмущений КХД предсказывает малую величину поляризационных эффектов в этих реакциях как следствие векторной природы глюонов и малой массы токовых кварков [1]. В пределе нулевой массы кварков имеет место сохранение спиральности, поскольку лагранжиан КХД в этом случае обладает киральной симметрией.

Основные эксперименты по изучению односпиновой асимметрии при высоких энергиях перечислены в таблице.

Таблица.. Эксперименты по изучению поперечной односпиновой асимметрии.

№	Реакция	P, ГэВ/с	Эксперимент	Год публ.
1	$\pi^{\pm} + p^{\uparrow} \to \pi^{\pm} + X$	8	[2] CERN, L. Dick	1975
2	$p^{\uparrow} + p \to p + X$	6	[3] ANL, D.S. Ayres	1977
3	$p + p^{\uparrow} \to \pi^{\pm} + X$	7,9	[4] CERN, D. Aschman	1978
4	$p^{\uparrow} + p \to c + X, c=\pi^{\pm}, K^{\pm}, p$	11,75	[5] ANL, W.H. Dragoset	1978
5	$p + p^{\uparrow} \to \pi^{0} + X$	24	[6] CERN, J. Antille	1980
6	$p^{\uparrow} + p \to c + X, c=\pi^{\pm}, K^{\pm}, p$	13,3 -18.5	[7] BNL, S. Saroff	1990
7	$p^{\uparrow} + p \to c + X, c=\pi^{\pm}, K^{0}_{S}, \Lambda$	13,3 -18.5	[8-9] BNL, B.E. Bonner	1988-1990
8	$\pi^{-} + p^{\uparrow}(d) \to \pi^{0} (\eta) + X$	40	[10-14] ИФВЭ, ПРОЗА	1989-2003
9	$p + p^{\uparrow} \to \pi^{0} + X$	70	[15-16] ИФВЭ, ПРОЗА	2003-2004
10	$p^{\uparrow} + p \to c + X, c=\pi^{\pm}, K^{\pm}, p, \tilde{p}$	40	[17] ИФВЭ, ФОДС-2	1997
11	$p^{\uparrow} + A \to c + X, c=\pi^{\pm}, K^{\pm}, p, \tilde{p}$	40	[18] ИФВЭ, ФОДС-2	2004
12	$p^{\uparrow}(\tilde{p}) + p \to c + X, c=\pi^{\pm}, \pi^{0}, \eta, \Lambda$	200	[19-25] FNAL, E704*	1991-1998
13	$p^{\uparrow} + p(C) \to c + X, c=\pi^{\pm}, p$	21,6	[26-27] BNL, E925*	1999-2002
14	$p^{\uparrow} + p^{\uparrow} \to c + X, c=\pi^{0}, \gamma, n$	21298	[28-30] RHIC, STAR*	2002-2003
15	$p^{\uparrow} + p^{\uparrow} \to h^{\pm} + X$	21298	[31-32] RHIC, PHENIX*	2003

*Звездочкой отмечены эксперименты с участием ИФВЭ.

Большая часть данных в этой области физики получена с участием физиков ИФВЭ. Наиболее ярко свойства односпиновой асимметрии проявились в эксперименте E704 [19-25], где в силу достаточно высокой энергии поляризованного пучка и высокой точности измерений данные обладают простой зависимостью от кинематических переменных и проявляют SU(6) и зарядовую симметрию. Полученные недавно данные на установках ПРОЗА [10-16] и ФОДС-2 [17-18], а также первые данные с установок STAR [28-30] и PHENIX [31-32] на коллайдере RHIC в BNL при энергии $\sqrt{s}$=200 ГэВ существенно расширили кинематическую область для изучаемых реакций. Указанные эксперименты планируют получение новых, более точных данных для различных реакций и в различных кинематических областях (центральная область, область фрагментации пучка и мишени). Это позволит продвинуться в понимании механизма возникновения большой поперечной односпиновой асимметрии.

Мы будем придерживаться следующего плана изложения. В разделе 1 определены изучаемые реакции. В разделе 2 вводится понятие односпиновой асимметрии. В разделе 3 рассматриваются точные свойства односпиновой асимметрии, вытекающие из свойств симметрии сильных взаимодействий. В разделе 4 рассмотрено поведение асимметрии в pp-соударениях при высоких и средних энергиях, где наиболее отчетливо проявляются различия в зависимости от кинематических переменных. Здесь же сформулированы основные характеристики односпиновых реакций, полученные при анализе всех имеющихся экспериментальных данных. Разделы 5 и 6 посвящены экспериментам ПРОЗА и ФОДС-2 на пучках ускорителя ИФВЭ. В разделе 7 рассмотрены теоретические модели, предложенные для объяснения односпиновых поляризационных эффектов. В разделе 8 сформулированы основные выводы.

1. Изучаемые реакции

Рассматриваются три класса реакций:

$$\mathbf{A}^{\uparrow} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{C} + \mathbf{X}, \tag{1}$$

$$\mathbf{A} + \mathbf{B}^{\uparrow} \rightarrow \mathbf{C} + \mathbf{X}, \tag{2}$$

$$\mathbf{A} + \mathbf{B} \rightarrow \mathbf{C}^{\uparrow} + \mathbf{X}. \tag{3}$$

В первом классе реакций используются поляризованные пучки (протонные или антипротонные) частиц $\mathbf{A}^{\uparrow}$. Частицы $\mathbf{A}^{\uparrow}$ поперечно поляризованы в их системе покоя. Поляризованные протоны (антипротоны) получают либо путём их ускорения (коллайдер RHIC в BNL), либо (как в экспериментах E704 и ФОДС) при распаде **Λ**-гиперонов. В последнем случае поляризация возникает при нарушающем сохранение четности слабом V–A-распаде. Образующиеся при распаде **Λ**-гиперонов протоны поляризованы вдоль направления их движения в системе покоя **Λ.** Поперечная поляризация достигается в результате отбора протонов, вылетающих под углами близкими к 90° по отношению к направлению пучка в системе покоя **Λ**-гиперонов. Диаграмма процесса инклюзивного образования адрона в соударении поперечно поляризованного пучка с неполяризованной мишенью показана на **рис. 1**.

Во втором классе реакций используются поляризованные мишени, содержащие поляризованные протоны. В случае использования так называемых “замороженных” поляризованных мишеней (эксперимент ПРОЗА) поляризация протонов достигается в результате динамической высокочастотной накачки поляризации. Мишень находится в однородном магнитном поле при низкой температуре. В качестве рабочего вещества используется пропандиол ($C_3H_8O_2$),

в котором поляризованные протоны составляют 11% от общего числа нуклонов мишени. Обзор имеющихся данных по односпиновой поперечной асимметрии в реакциях (1) и (2) можно найти в [34–36].

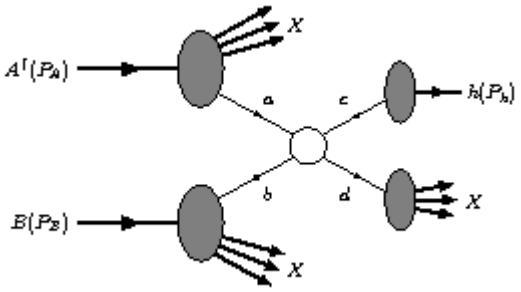

Рис.1. Диаграмма образования одиночного адрона поперечно поляризованным пучком.

В третьем классе реакций сталкивающиеся адроны **A** и **B** не поляризованы, а поляризация частицы $\mathbf{C}^{\uparrow}$ (обычно гиперон) определяется по угловому распределению продуктов её распада. В реакциях (3) регистрировались адроны Λ, $\Sigma^{\pm}$, Σ^{0}, Ξ^{0}, Ξ^{-}, Ω^{-}, **p**, $\tilde{\Lambda}$, $\tilde{\Sigma}^{-}$ и $\tilde{\Xi}^{+}$. Обзор имеющихся данных по поперечной поляризации адронов в реакциях (3) можно найти в [36, 37]. Особый интерес здесь вызывает поляризация антибарионов. Во многих моделях она должна отсутствовать, однако в ряде экспериментов получена значительная поляризация. Для прояснения вопроса требуются новые, высокоточные измерения.

Преимуществом экспериментов с поляризованным пучком по сравнению с экспериментами на поляризованной мишени является более высокая измеряемая (“сырая”) асимметрия, поскольку отсутствует фактор разбавления взаимодействий на поляризованных протонах более многочисленными взаимодействиями с ядрами рабочего вещества мишени. Другими преимуществами экспериментов с поляризованными пучками являются возможность быстрого реверса поляризации пучка (для уменьшения систематических ошибок измерений) и возможность использовать различные (твердые ядерные и криогенные водородные) мишени. Поляризованная мишень позволяет работать с различными, в том числе мезонными, пучками, что интересно с физической точки зрения.

2. Односпиновые асимметрии в адрон-адронных взаимодействиях

Сечение образования частицы **C** в реакциях (1) или (2), которое является скаляром, может быть выражено через два аксиальных вектора $\mathbf{S}^{\uparrow}$ и $\mathbf{n}^{\uparrow}$, направленных вдоль вектора поляризации одной из сталкивающихся частиц ($\mathbf{A}^{\uparrow}$ или $\mathbf{B}^{\uparrow}$) и вдоль нормали к плоскости реакции, соответственно. Определим единичный аксиальный вектор $\mathbf{S}^{\uparrow}$, направленный вдоль спина $\mathbf{s}^{\uparrow}$ поляризованного нуклона, и нормаль к плоскости реакции $\mathbf{n}^{\uparrow} = [\mathbf{p}^{\uparrow}_{A} \times \mathbf{p}^{\uparrow}_{C}]/|\mathbf{p}^{\uparrow}_{A} \times \mathbf{p}^{\uparrow}_{C}|$, где $\mathbf{p}^{\uparrow}_{A}$ и $\mathbf{p}^{\uparrow}_{C}$ – импульсы частиц **A** и **C**. Тогда дифференциальное сечение образования частицы **C** можно выразить следующим образом:

$$\sigma^{C} \equiv Ed^{3}\sigma/d^{3}p = \sigma_{0} + \mathbf{S}^{\uparrow} \cdot \mathbf{n}^{\uparrow}\, \sigma_{1} = \sigma_{0}(1 + \cos\varphi \cdot \sigma_{1}/\sigma_{0}) = \sigma_{0}(1 + A_{N} \cdot \cos\varphi), \qquad (4)$$

где φ – азимутальный угол между аксиальными векторами $\mathbf{S}^{\uparrow}$ и $\mathbf{n}^{\uparrow}$, а $\mathbf{A_N}$ – односпиновая асимметрия реакции (см. **рис. 2**). Если степень поляризации пучка или мишени отлична от единицы и равна **P**, то вместо формулы (4) имеем

$$\sigma^C = \sigma_0(1 + A_N \cdot P \cdot \cos\varphi), \tag{5}$$

где σ_0, σ_1 и A_N являются, в общем случае, функциями трёх независимых кинематических переменных, например известных переменных Мандельстама:

$$s = (p_A + p_B)^2, \quad t = (p_A - p_C)^2 \quad \text{и} \quad u = (p_B - p_C)^2. \tag{6}$$

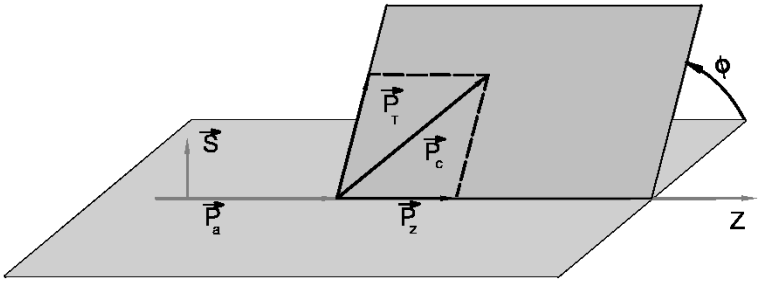

Рис. 2. Кинематика в односпиновых реакциях.

Экспериментальная (“сырая”) асимметрия определяется как

$$\begin{aligned} A_N^{raw} &= [N(\uparrow) - N(\downarrow)]/[N(\uparrow) + N(\downarrow)] = \\ &= [\sigma^C(\varphi) - \sigma^C(\pi-\varphi)]/[\sigma^C(\varphi) + \sigma^C(\pi-\varphi)] = A_N \cdot P \cdot \cos\varphi, \end{aligned} \tag{7}$$

где $N(\uparrow)$ $(N(\downarrow))$ – число зарегистрированных частиц **C**, нормированное на число прошедших через мишень пучковых частиц $\mathbf{A}^{\uparrow}$ со спином вверх (вниз). Таким образом, в односпиновых реакциях (1), (2) имеет место азимутальная асимметрия (5) [33]. В простейшем случае $\varphi = 0$ или $\varphi = \pi$, когда нормаль к плоскости реакции направлена вдоль спина $\mathbf{s}^{\uparrow}$, мы имеем дело с лево-правой асимметрией реакции. В дальнейшем мы будем полагать, согласно Базельской конвенции, что $A_N > 0$, если при спине $\mathbf{s}^{\uparrow}$ пучковых частиц $\mathbf{A}^{\uparrow}$, направленном вверх, и $\varphi = 0$ больше частиц **C** образуется слева в плоскости реакции, определяемой импульсами частиц $\mathbf{A}^{\uparrow}$ и **C** (см. рис. 2).

Для реакции (3) поперечная поляризация вторичной частицы $\mathbf{C}^{\uparrow}$ направлена вдоль единственного аксиального вектора – нормали $\mathbf{n}^{\uparrow}$ к плоскости реакции [33].

Мы не будем рассматривать в данной работе двуспиновые асимметрии, а также реакции с участием лептонов, обзор по которым можно найти в [36].

3. Точные свойства односпиновой асимметрии

Точные свойства односпиновой асимметрии, следующие из симметрии сильных взаимодействий, перечислены ниже:

- В сильных взаимодействиях не может быть продольной поляризации вторичных частиц в реакции (3). Наличие продольной поляризации $\mathbf{P_L} \propto \mathbf{S^{\uparrow}_C}\ \mathbf{p^{\uparrow}_C}$ привело бы к нарушению четности.
- В сильных взаимодействиях односпиновая асимметрия для продольной поляризации пучка (или мишени) в реакциях (1) (или (2)) равна нулю. Наличие корреляции вида $\mathbf{A_L} \propto \mathbf{S^{\uparrow}_A}\ \mathbf{p^{\uparrow}_A}$ привело бы к нарушению четности. По этой причине в адрон-адронных взаимодействиях изучаются поперечные односпиновые асимметрии. Продольная асимметрия или поляризация в реакциях (1), (2) или (3) может возникнуть как проявление нарушающих четность слабых взаимодействий.
- Асимметрия $\mathbf{A_N}$ и поляризация $\mathbf{P_N}$ равны нулю при $\mathbf{p^C_T} = 0$ (угол $\boldsymbol{\theta}^{\mathbf{C}} = 0$), так как нет выделенного направления – нормали $\mathbf{n^{\uparrow}}$ к плоскости реакции.
- Для соударений тождественных неполяризованных частиц ($\mathbf{A} \equiv \mathbf{B}$) в реакции (3) $\mathbf{P_N(-x_F) = -\ P_N(x_F)}$ в силу инвариантности при вращения системы координат на 180° относительно нормали $\mathbf{n^{\uparrow}}$ к плоскости реакции. Как следствие, $\mathbf{P_N(x_F = 0) = 0}$.

В реакциях (1) или (2) при соударениях тождественных частиц, одна из которых поперечно поляризована, асимметрия $\mathbf{A_N(x_F = 0)}$ может быть отлична от нуля, поскольку начальное состояние не полностью симметрично относительно перестановки частиц **A** и **B**. Тем не менее, равенство $\mathbf{A_N(x_F = 0) = 0}$ не противоречит свойствам симметрии для сильных взаимодействий и в отдельных реакциях, как мы увидим ниже, может реализоваться.

Перечисленные выше точные свойства односпиновой асимметрии накладывают ограничения на возможную форму ее зависимости от кинематических переменных. Дальнейшие ограничения возникают из рассмотренных ниже экспериментально установленных свойств односпиновой асимметрии.

4. Свойства односпиновых поляризационных эффектов при высоких и средних энергиях

В эксперименте E704 при энергии 200 ГэВ свойства односпиновой асимметрии имеют особенно простую зависимость от квантовых чисел и кинематических переменных. На **рис. 3** показана зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ для реакций $p^{\uparrow} + p \rightarrow \pi^{\pm,0} + X$ [19, 21]. Асимметрия $\mathbf{A_N}$ для π^+- и π^--мезонов при энергии 200 ГэВ в пределах ошибок зеркально симметрична. Для π^0-мезонов $\mathbf{A_N}$ положительна и составляет примерно половину от её величины для π^+-мезонов. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ в области $\mathbf{x_F} \geq 0{,}25$ близка к линейной. На **рис. 4** показана зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ для реакций $\tilde{p}^{\uparrow} + p \rightarrow \pi^{\pm,0} + X$ [20, 25]. Здесь асимметрии для π^+- и π^--мезонов поменяли свой знак по сравнению с рис. 3, тогда как для π^0-мезонов $\mathbf{A_N}$ остаётся положительной. Такое поведение $\mathbf{A_N}$ согласуется с SU(6)-симметрией кварков в нуклонах и зарядовой симметрией.

Более сложная картина зависимости асимметрии $\mathbf{A_N}$ от квантовых чисел и кинематических переменных наблюдается при средних энергиях. В работе [5] при импульсе протонного пучка 11,75 ГэВ/с знак асимметрии в области малых $\mathbf{p_T}$ для π^+-мезонов отрицательный, а для π^--мезонов – положительный (см. **рис. 5** и **6**.). В отличие от других экспериментов, в работе [5] изучена зависимость $\mathbf{A_N}$ от двух независимых переменных – $\mathbf{p_T}$ и $\mathbf{x_F}$. В большинстве экспериментов измерения $\mathbf{A_N}$ выполнены при одном – двух фиксированных лабораторных углах $\boldsymbol{\theta}^{\mathbf{C}}$ вылета вторичных частиц, что затрудняет разделение $\mathbf{p_T}$- и $\mathbf{x_F}$-зависимостей. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ при различных значениях поперечного импульса $\pi^{\pm}$-мезонов показана на **рис. 7** и **8** [5]. При малых поперечных импульсах знак и зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ отличаются от их поведения при высоких энергиях (см. рис. 3 и 4.). Если отбирать события с $\mathbf{p_T} \geq 0{,}7$ ГэВ/с, то в этом случае зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ близка к тому, что мы наблюдаем при энергии 200 ГэВ. Более подробный анализ зависимости от кинематических переменных можно найти в [34, 35].

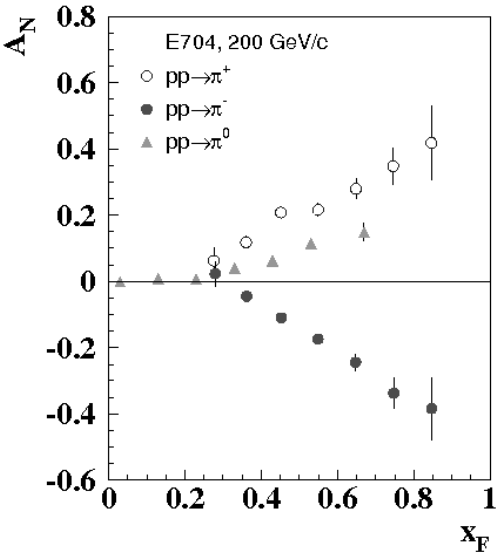

Рис. 3. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ для реакций $p^{\uparrow} + p \to \pi^{\pm,0} + X$ [19,21].

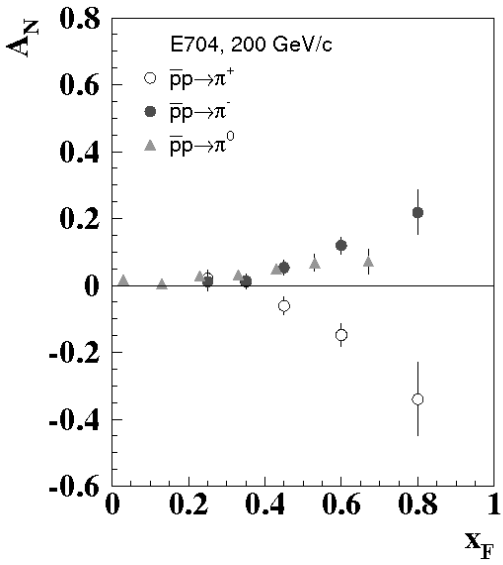

Рис. 4. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ для реакций $\tilde{p}^{\uparrow} + p \to \pi^{\pm,0} + X$ [20,25].

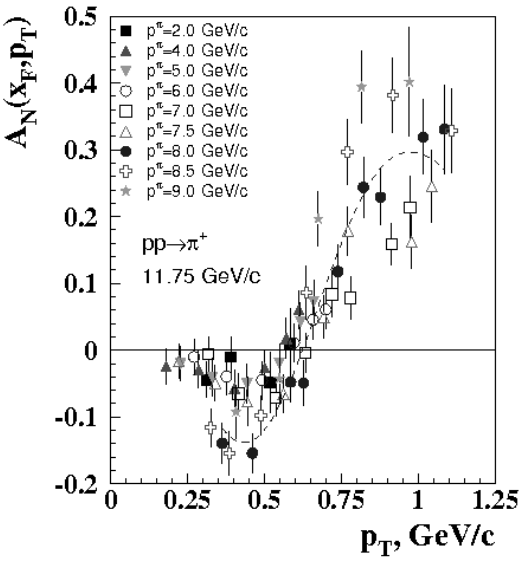

Рис. 5. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакций $p^{\uparrow} + p \to \pi^{+} + X$ [5].

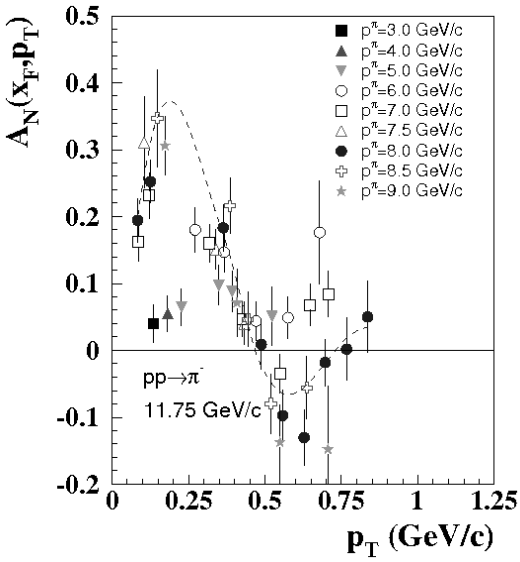

Рис. 6. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакций $p^{\uparrow} + p \to \pi^{-} + X$ [5].

Поперечная поляризация гиперонов в реакциях (3) проявляет многие свойства, характерные для односпиновой асимметрии, что может говорить о сходстве механизмов возникновения поляризационных эффектов. На **рис. 9** показана зависимость поляризации **Λ**-гиперонов от $\mathbf{x_F}$ [38-40]. Поляризация **Λ**-гиперонов отрицательная, растёт по абсолютной величине при увеличении $\mathbf{x_F}$ и не зависит в пределах точности данных от энергии пучка. Более подробный анализ зависимости от кинематических переменных можно найти в [36, 37].

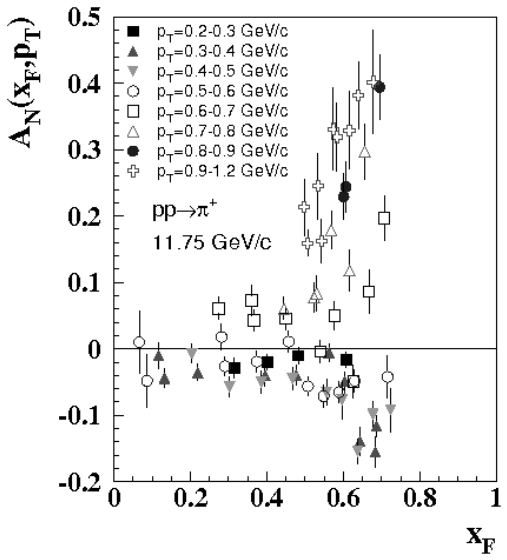

Рис. 7. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ для реакций $p^{\uparrow} + p \to \pi^+ + X$ [5].

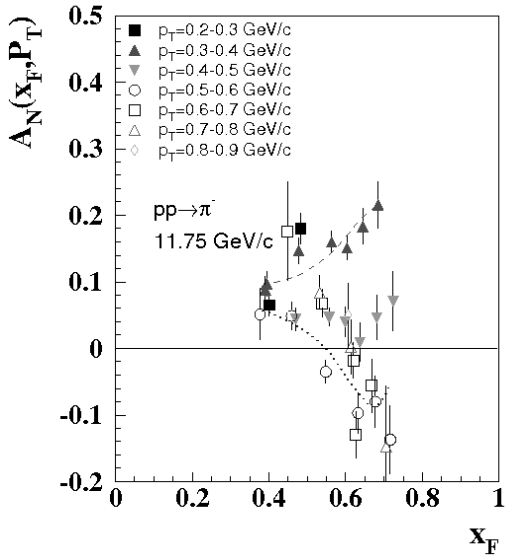

Рис. 8. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ для реакций $p^{\uparrow} + p \to \pi^- + X$ [5].

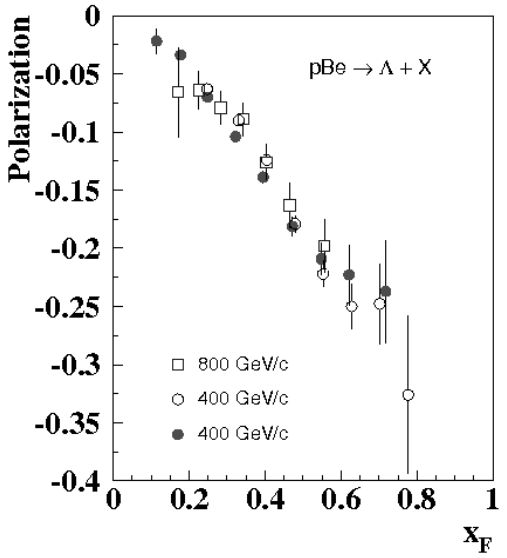

Рис. 9. Зависимость поляризации Λ-гиперонов от $\mathbf{x_F}$ для реакции $p + Be \to \Lambda + X$ в области фрагментации протона при энергиях 400 ГэВ [38, 39] и 800 ГэВ [40].

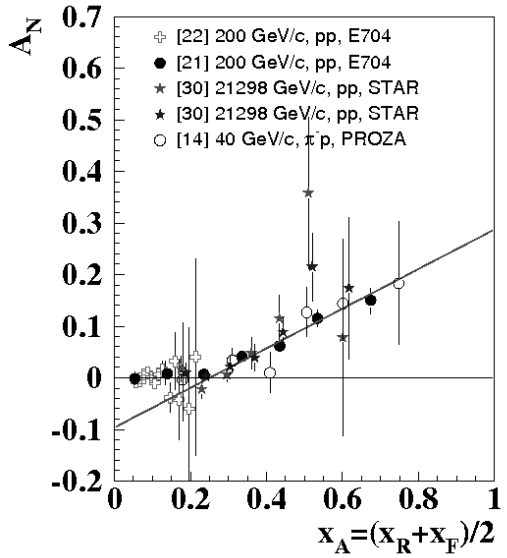

Рис. 10. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_A}$ для реакций $p^{\uparrow} + p \to \pi^0 + X$ [21, 22, 30] и $\pi^- p^{\uparrow} + p \to \pi^0 + X$ [14] в области фрагментации поляризованного протона. Прямая линия – результат фита данных STAR [30].

Из рис. 3–9, а также из данных других экспериментов, указанных в таблице, можно сделать следующие выводы о зависимости $\mathbf{A_N}$ и поляризации гиперонов от кинематических переменных:

1) Асимметрия $\mathbf{A_N}$ и поляризация $\mathbf{P_N}$ растут с увеличением поперечного импульса частицы **C** в области $\mathbf{p^C_T \le p^0_T \approx 0{,}2\text{-}2}$ **ГэВ/с** [35, 36]. Явно стремление к нулю $\mathbf{A_N}$ при уменьшении $\mathbf{p^C_T}$ видно на рис. 5 и 6.

2) Как правило, в области фрагментации поляризованной частицы (под малыми углами $\boldsymbol{\theta^C}$ в с.ц.м.) асимметрия $|\mathbf{A_N}|$ растёт с увеличением фейнмановской переменной $\mathbf{x_F = p^C_Z / p^C_{MAX}}$, где импульсы $\mathbf{p^C_Z}$ и $\mathbf{p^C_{MAX}}$ определены в с.ц.м. Аналогично, поляризация $|\mathbf{P_N}|$ в области фрагментации неполяризованных протонов пучка, как правило, растёт с увеличением $\mathbf{x_F}$ [36, 37].

3) Для поляризации гиперонов имеет место приближённый скейлинг (масштабная инвариантность) в области фрагментации адронов пучка [36, 37]. Поляризация $\mathbf{P_N}$ в общем случае есть функция трех независимых переменных, например s, t и u. В случае выполнения скейлинга $\mathbf{P_N}$ зависит только от двух переменных, например $\mathbf{p_T}$ и $\mathbf{x_F}$, но не зависит от энергии пучка. Именно такой приближенный скейлинг $\mathbf{P_N\,(s,t,u) \approx P_N\,(p_T, x_F)}$ наблюдается в области фрагментации для **Λ**-гиперонов на рис. 9. Поскольку $\mathbf{P_N}$ и $\mathbf{A_N}$ являются безразмерными, ограниченными по абсолютной величине наблюдаемыми, можно предположить, из соображений размерности, что они (в случае выполнения скейлинга) зависят от ограниченных безразмерных переменных $\mathbf{x_A = -u/s}$ и $\mathbf{x_B = -t/s}$, а также, в силу свойства, указанного в пункте 1, от $\mathbf{p_T / p^0_T}$, где $\mathbf{p^0_T}$ – некоторый размерный параметр, характерный для реакции. При высоких энергиях приближенно $\mathbf{x_A = (x_R + x_F)/2}$ и $\mathbf{x_B = (x_R - x_F)/2}$, где $\mathbf{x_R = p^C / p^C_{MAX}}$ – радиальная переменная (в с.ц.м.). Переменные $\mathbf{x_A}$ и $\mathbf{x_B}$ удобны для описания области фрагментации адронов **A** и **B** соответственно, где они меняются в пределах от 0 до 1. В центральной области ($\mathbf{x_F=0}$) $\mathbf{x_A = x_B = x_R/2 \le 0{,}5}$. В общем случае, как показывает анализ данных, для односпиновой асимметрии и поляризации гиперонов приближенно выполняется соотношение $\mathbf{A_N\,(s,t,u) \approx A_N\,(p_T\,, x_A, x_B)}$, в котором симметрия вкладов адронов **A** и **B** представлена в явном виде [37].

4) Асимметрия $\mathbf{A_N}$ в области фрагментации поляризованных протонов слабо зависит от квантовых чисел мишени **B**. Это может рассматриваться как указание, что односпиновые поляризационные эффекты возникают именно в процессе фрагментации (адронизации) кварков после их жесткого рассеяния при соударении адронов. Авторы эксперимента ПРОЗА выдвигают гипотезу о независимости асимметрии $\mathbf{A_N}$ в области фрагментации поляризованных протонов от сорта неполяризованной частицы, что является более сильным утверждением, чем приведенное в пункте 4. Конкретная формулировка данной гипотезы может иметь скейлинговый или нарушающий скейлинг вид. На **рис. 10** показаны данные экспериментов E704 [21, 22] ($\mathbf{p_A}$ = 200 ГэВ/с) для реакции $\mathbf{p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X}$ в зависимости от $\mathbf{x_A}$ и данные эксперимента ПРОЗА [14] для реакции $\mathbf{\pi^- + p^\uparrow \rightarrow \pi^0 + X}$ ($\mathbf{p_A}$ = 40 ГэВ/с), в последнем случае в области фрагментации поляризованного протона ($\mathbf{B \equiv p^\uparrow}$). Там же показаны данные эксперимента STAR [30] с коллайдера RHIC для реакции $\mathbf{p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X}$ при $\sqrt{\mathbf{s}}$ = 200 ГэВ, что соответствует, в системе покоя **B**, $\mathbf{p_A}$ = 21 ТэВ/с. Данные по $\mathbf{A_N}$, в пределах ошибок, описываются единой функцией $\mathbf{x_A}$. Для определения значения $\mathbf{x_A = x_0}$, при котором $\mathbf{A_N}$ обращается в нуль, данные [30] были аппроксимированы линейной функцией $\mathbf{A_N = A_0 \cdot (\,x_A - x_0\,)}$. Фит дал значение $\mathbf{A_0}$= 0,38±0,13 и $\mathbf{x_0}$ = 0,251±0,023, что соответствует энергии E_0 $\boldsymbol{\pi^0}$-мезонов в с.ц.м. порядка 25 ГэВ для $\sqrt{\mathbf{s}}$ = 200 ГэВ. Столь большая величина E_0 находится в некотором противоречии с гипотезой, выдвинутой в работе [41], об универсальном значении пороговой энергии E_0 = 1,5-2 ГэВ для **π**-мезонов. Из рис. 10 видно хорошее согласие с независимостью $\mathbf{x_0}$ от энергии пучка в широком диапазоне, от 40 ГэВ до 21 ТэВ. Для заряженных $\boldsymbol{\pi^+}$-мезонов также наблюдается описание $\mathbf{A_N}$ единой функцией переменной $\mathbf{x_A}$ при условии отбора частиц с $\mathbf{p_T} \ge$ 0,7 ГэВ/с (см. **рис. 11**). При таком отборе событий, обеспечивающем достаточную “жёсткость” процесса, единой

зависимостью от $\mathbf{x_A}$ описываются данные в диапазоне энергий от 8 до 200 ГэВ, в том числе данные ФОДС-2 [17] в центральной области $\mathbf{x_F} \approx 0$ [34, 35].

Следует отметить, что отбор событий с $\mathbf{p_T} \geq 0{,}7$ ГэВ/с соответствует расстояниям $r \leq r_0 = 0{,}3$ Фм, где r_0 – порядка размера составляющего кварка. Таким образом, можно говорить, что скейлинг в поведении односпиновой асимметрии проявляется, когда мы начинаем различать внутреннюю структуру адронов.

5) При сравнении величины и знака $\mathbf{A_N}$ для $\boldsymbol{\pi^+}$-, $\boldsymbol{\pi^-}$- и $\boldsymbol{\pi^0}$-мезонов в области фрагментации поляризованных протонов (антипротонов) следует иметь в виду, что основной вклад в образование $\boldsymbol{\pi^+}$ дают валентные **u**-кварки, а для $\boldsymbol{\pi^-}$ – **d**-кварки. Для $\boldsymbol{\pi^0}$-мезонов доминируют также **u**-кварки. Согласно SU(6)-симметрии **u**-кварки в протоне поляризованы положительно, а **d**-кварки – отрицательно. Отсюда следует ожидать положительной асимметрии при фрагментации $\mathbf{p \to \pi^+}$, $\mathbf{p\ (\tilde{p}) \to \pi^0}$ и $\mathbf{\tilde{p} \to \pi^-}$. Аналогично следует ожидать отрицательной асимметрии для фрагментации $\mathbf{\tilde{p} \to \pi^+}$ и $\mathbf{p \to \pi^-}$. Также из SU(6)-симметрии для кварков и зарядовой симметрии следует ожидать приближённого выполнения соотношений $\mathbf{A_N(p \to \pi^+) \approx -A_N(p \to \pi^-)}$, $\mathbf{A_N(p \to \pi^+) \approx A_N(\tilde{p} \to \pi^-)}$, $\mathbf{A_N(p \to \pi^0) \approx A_N(\tilde{p} \to \pi^0)}$. Как видно из рис. 3 и 4, указанные выше соотношения действительно, в пределах ошибок, выполняются [19, 20, 25].

Прежде чем продолжить обсуждение общих характеристик экспериментальных данных по односпиновой асимметрии, рассмотрим подробнее результаты с установок ПРОЗА и ФОДС-2, работающих на пучках ускорителя ИФВЭ.

5. Эксперименты на установке ПРОЗА

За последние 15 лет на установке ПРОЗА выполнены измерения односпиновой асимметрии ($\mathbf{A_N}$) инклюзивного образования $\boldsymbol{\pi^0}$- и $\boldsymbol{\eta}$-мезонов в различных кинематических областях с использованием $\boldsymbol{\pi^-}$-пучка с энергией 40 ГэВ [10-14] и протонного пучка с энергией 70 ГэВ [15-16].

Основными элементами установки являлись поляризованная водородная мишень замороженного типа с пропандиолом в качестве рабочего вещества со средней поляризацией 80% и временем релаксации порядка 1000 часов. Накачка поляризации (одновременно с реверсом) занимала около четырех часов и происходила, в среднем, один раз за двое суток. Для вычитания событий на неполяризованных сложных ядрах мишени проводятся фоновые измерения с углеродной мишенью, имеющей геометрические размеры и вес, эквивалентные основной мишени. В последних экспериментах фактор D “разбавления” мишени вычислялся с учетом измеренных ранее спектров частиц на различных мишенях. Величина фактора D растет от 8,1 до 10,2 при увеличении p_T.

Для регистрации γ-квантов от распада $\boldsymbol{\pi^0}$-мезонов использовался электромагнитный калориметр, состоящий из счётчиков-радиаторов из свинцового стекла ТФ-1 размерами 38x38x450 мм^3. Черенковский свет от электромагнитных ливней регистрируется ФЭУ-84 с торца каждого радиатора. В различных модификациях установки ПРОЗА использовались один или два электромагнитных калориметра. Энергетическое разрешение калориметров составляло 2,5% при энергии электронов 26,6 ГэВ. На **рис. 12** показана одна из последних конфигураций установки ПРОЗА-М для измерения A_N в реакции $p + p^{\uparrow} \to \pi^0 + X$ в центральной области при энергии пучка 70 ГэВ. Помимо мишени и калориметров на 480 и 144 канала, она включает в себя пучковые счётчики и годоскопы. Количество падающих на мишень пучковых частиц определялось тремя сцинтилляционными счётчиками S1-S3. Координата падающих на мишень частиц определялась двумя годоскопами H1 и H2.

При измерении асимметрии одноплечевым детектором может возникнуть дополнительная ложная асимметрия, связанная с дрейфом электроники триггера, просчетами монитора либо

другими причинами. С учетом этого измеренная асимметрия является суммой реальной асимметрии π^0-мезонов и асимметрии фона:

$$A^{meas}(2\gamma) = k \cdot A^{raw}(\pi^0) + A_{BG}, \tag{8}$$

где k – относительное число π^0-мезонов, зависящее от массы пары γ-квантов. Для того чтобы избавится от ложной асимметрии, был разработан метод, основанный на допущении, что физическая асимметрия фона вне массового пика π^0-мезонов равна нулю [14]. Основанием для такого допущения служат результаты ранее проведенных экспериментов ПРОЗА-М и E704. Пример вычисления $A^{raw}(\pi^0)$ показан на **рис. 13**.

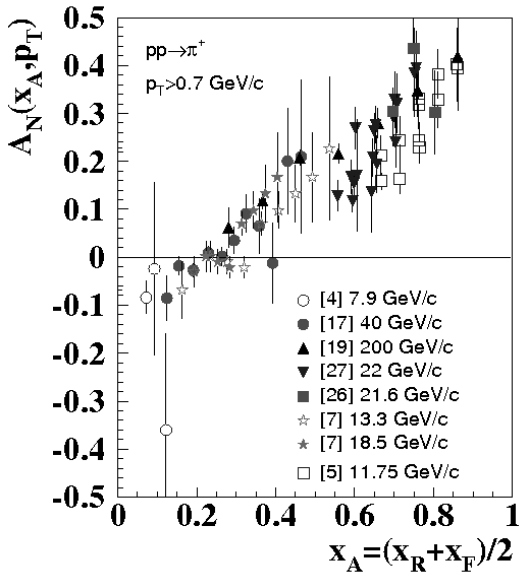

Рис. 11. Зависимость A_N от x_A для реакций $p^{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$. Отобраны частицы с $p_T \geq 0{,}7$ ГэВ/с.

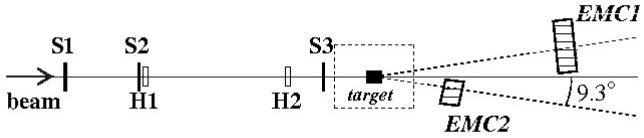

Рис. 12. Схема экспериментальной установки ПРОЗА: S1-S3 – сцинтилляционные счётчики полного потока; H1 -H2 – годоскопы; target – поляризованная мишень; EMC – электромагнитный калориметр.

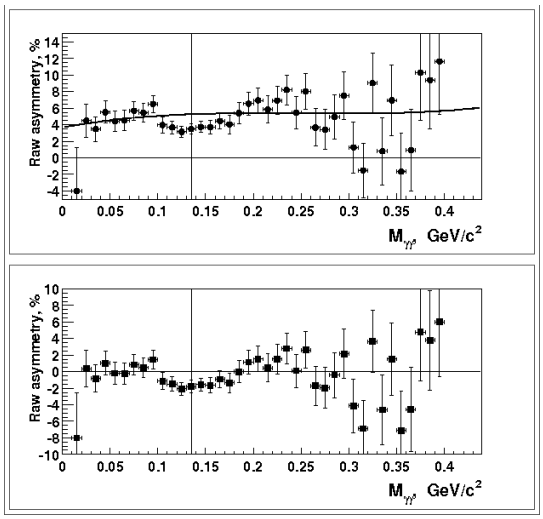

Рис. 13. Сырая асимметрия в зависимости от массы пары γ-квантов (сверху) и результат после вычитания ложной асимметрии фона.

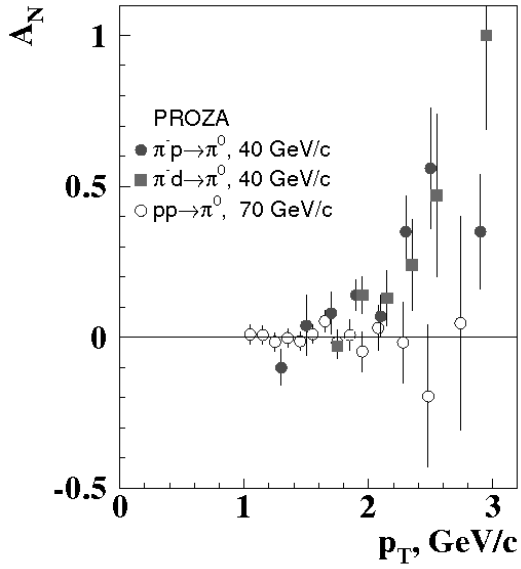

Рис. 14. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакций $\pi^- p(d)^{\uparrow} + p \to \pi^0 + X$ [12-13] и $p + p^{\uparrow} \to \pi^0 + X$ [15] в центральной области.

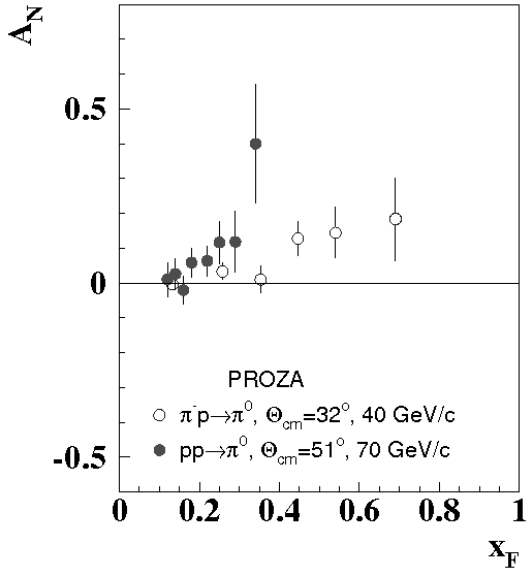

Рис. 15. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ для реакций $\pi^- p^{\uparrow} + p \to \pi^0 + X$ [14] и $p + p^{\uparrow} \to \pi^0 + X$ [16] в области фрагментации поляризованного протона.

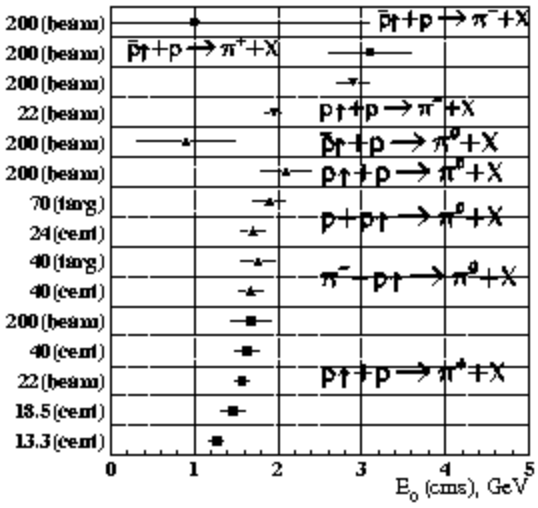

Рис. 16. Величина $\mathbf{E_0}$ **(с.ц.м.)** для реакций $p(\tilde{p})^{\uparrow} + p \to \pi^{\pm,0} + X$ и $\pi^- p^{\uparrow} + p \to \pi^0 + X$ из работы [41].

5.1. Измерение A_N в реакции $\pi^- + p^\uparrow(d) \to \pi^0 + X$ в центральной области при энергии 40 ГэВ

Пары фотонов от распада π^0-мезонов детектировались двумя электромагнитными калориметрами по 144 канала каждый, располагавшимися под углом 12,3° по обе стороны от пучка. Энергетическое разрешение калориметров составляло $\Delta E/E = 15\%/\sqrt{E}$.

Измерение $\mathbf{A_N}$ в реакции $\pi^- + p^\uparrow(d) \to \pi^0 + X$ при энергии 40 ГэВ показало наличие большой (до 40-50%) асимметрии при $-0{,}2 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}2$ и поперечных импульсах $1{,}6 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}2$ ГэВ/с [12-13]. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ показана на **рис. 14**. Знак асимметрии и $\mathbf{x_F}$ здесь и на последующих рисунках приведен с соответствие с рис. 2, где ось z направлена вдоль импульса поляризованного протона в с.ц.м. реакции. На рис. 14 показаны также данные на поляризованной дейтериевой мишени. Наблюдается небольшое различие между данными на водородной и дейтериевой мишенях, обусловленное, в основном, точкой при $\mathbf{p_T} = 1{,}7$ ГэВ/с. Среднее значение асимметрии $\mathbf{A_N} = 14{,}5 \pm 3{,}3\%$ при $1{,}7 \le \mathbf{p_T} \le 2{,}9$ ГэВ/с на водородной мишени и $\mathbf{A_N} = 5{,}8 \pm 3{,}0\%$ на дейтериевой мишени. В этой реакции π^0-мезон образуются, в основном, из валентного $\tilde{u}$-кварка π^--мезона пучка и валентного поляризованного u-кварка из протона мишени. В поляризованном дейтроне со спином 1 u-кварк в нейтроне поляризован отрицательно, а в протоне – положительно, что и приводит к уменьшению асимметрии на дейтроне по сравнению с протоном.

5.2. Измерение A_N в реакции $p + p^\uparrow \to \pi^0 + X$ в центральной области при энергии 70 ГэВ

Односпиновая асимметрия в реакции $p + p^\uparrow \to \pi^0 + X$ при $-0{,}2 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}2$ измерена независимо двумя электромагнитными калориметрами, располагавшимися под углом 9,3° по обе стороны от пучка (см. рис. 12). Протоны с энергией 70 ГэВ выводились при помощи изогнутого монокристалла. Величина $\mathbf{A_N}$ равна нулю в пределах ошибок в диапазоне поперечных импульсов $1{,}0 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}0$ ГэВ/с [15]. Это согласуется с результатами, полученными в FNAL при энергии 200 ГэВ [22]. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ показана на рис. 14. Сравнивая представленные результаты с измерениями в той же кинематической области при 40 ГэВ, но при рассеянии π^--мезонов, можно сделать вывод, что асимметрия в центральной области зависит от сорта взаимодействующих частиц.

5.3. Измерение A_N в реакции $\pi^- + p^\uparrow \to \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при энергии 40 ГэВ

Пары фотонов от распада π^0-мезонов детектировались одним электромагнитным калориметром на 720 каналов, располагавшимся под углом 40° справа от пучка. Среднее значение асимметрии $\mathbf{A_N} = 13{,}8 \pm 3{,}8\%$ при $0{,}4 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}8$ и $1 \le \mathbf{p_T} \le 2$ ГэВ/с [14]. При $0{,}1 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}4$ и $0{,}5 \le \mathbf{p_T} \le 1{,}5$ ГэВ/с асимметрия совместима в пределах ошибок с нулем. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$ показана на **рис. 15**. Сходное поведение $\mathbf{A_N}$ наблюдается в области фрагментации поляризованного протона для этой реакции и для данных экспериментов E704 и STAR (реакция $p^\uparrow + p \to \pi^0 + X$) при эквивалентной энергии поляризованного пучка 200 ГэВ [21] и 21 ТэВ [28, 30], соответственно. Таким образом, можно сделать вывод о слабой зависимости $\mathbf{A_N}$ от энергии и от квантовых чисел неполяризованной сталкивающейся частицы. Резким контрастом является поведение этих двух реакций в центральной области, где, как отмечалось выше, для реакции $\pi^- + p^\uparrow \to \pi^0 + X$ наблюдается большое значение асимметрии при $\mathbf{x_F} \approx 0$ [12-13].

5.4. Измерение A_N в реакции $p + p^{\uparrow} \to \pi^0 + X$ в области фрагментации поляризованной мишени при энергии 70 ГэВ

Асимметрия измерялась в кинематической области $0{,}1 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}4$ и $0{,}9 \le \mathbf{p_T} \le 2{,}5$ ГэВ/с. Пары фотонов от распада π^0-мезонов детектировались одним электромагнитным калориметром на 720 каналов, располагавшимся под углом 21,5° справа от пучка. Асимметрия близка к нулю в области $0{,}1 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}2$, растёт по модулю при увеличении $\mathbf{x_F}$ и достигает 10,6 ± 3,2% при $\langle \mathbf{x_F} \rangle \approx 0{,}3$ [16]. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{x_F}$, показанная на рис. 15, согласуется, в пределах экспериментальных ошибок, с поведением $\mathbf{A_N}$, которое наблюдается в области фрагментации поляризованного протона для других энергий и реакций [14, 21, 30]. Следует иметь в виду различие в угле в с.ц.м. для двух реакций, показанных на рис. 15. В данной области планируется выполнить более точные измерения.

Эксперименты на установке ПРОЗА показали, что $\mathbf{A_N}$ в области фрагментации поляризованного протона слабо зависит от квантовых чисел неполяризованной сталкивающейся частицы. В центральной области наблюдается резкое различие в величине $\mathbf{A_N}$ для реакций $\pi^- + p^{\uparrow} \to \pi^0 + X$ и $p + p^{\uparrow} \to \pi^0 + X$. Авторы отмечают, что для различных реакций $\mathbf{A_N}$ начинает возрастать по абсолютной величине при одной и той же величине E_0 энергии π-мезона в с.ц.м. в диапазоне 1,5-2,0 ГэВ [41]. На **рис. 16** показаны значения энергии E_0 для различных экспериментов как в центральной области, так и в области фрагментации поляризованного протона. Гипотеза о независимости величины E_0 от энергии пучка имеет, видимо, ограниченную по энергии область применимости и явно нарушается при энергии коллайдера RHIC (см. рис. 10), где $E_0 = 25$ ГэВ.

6. Эксперименты на установке ФОДС-2

Установка ФОДС-2 создана для исследования жестких процессов на протонном и π^--мезонном пучках. Схема установки показана на **рис. 17**. Основными элементами установки являются спектрометрический магнит, система дрейфовых камер для определения направления треков после магнита, спектрометр колец черенковского излучения (СКОЧ) для идентификации заряженных адронов ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p и $\tilde{p}$), сцинтилляционные счётчики и адронные калориметры для выработки триггера на адрон высокой энергии. Дополнительно, для идентификации, используются пороговые черенковские счетчики, работающие на атмосферном воздухе и расположенные внутри магнита. Внутри магнита помещён также поглотитель из меди и вольфрама для поглощения частиц пучка, прошедших через мишень без взаимодействия. Установка имеет два плеча, которые могут поворачиваться вокруг расположенной перед магнитом мишени для изменения угла регистрации вторичных частиц. Для перемещения магнита и детекторов предусмотрены направляющие и рельсы. На **рис. 18** показан спектрометр СКОЧ, основными оптическими элементами которого являются сферическое зеркало диаметром 1100 мм, конический зеркальный отражатель, 24 цилиндрические линзы для фокусировки черенковского света на фотокатоды 24 годоскопических фотоумножителей (ГФЭУ). Измерение скорости частицы в СКОЧе и импульса в магнитном спектрометре позволяет определить квадрат массы частицы M^2. Типичное распределение по M^2 показано на **рис. 19** для частиц с импульсами от 2 до 27 ГэВ/с. В качестве радиатора в СКОЧе используется газ фреон-13 при абсолютном давлении 8 атм.

В 1994 г. на установке ФОДС-2 начаты исследования односпиновой асимметрии ($\mathbf{A_N}$) в инклюзивном образовании заряженных адронов на водородной и ядерных мишенях. Установка ФОДС-2 расположена на 22-м канале, куда с помощью медленного вывода выводится из ускорителя ИФВЭ до 10^{13} протонов за сброс при энергии 60-70 ГэВ. Для формирования поляризованного пучка в голове 22-го канала установлена первичная мишень T, в которой образуются **Λ-**гипероны и другие частицы (см. **рис. 20**). Очищающий магнит MH1 отклоняет

все заряженные частицы в поглотитель P2. Поляризованные протоны от распада **Λ**-гиперонов отбираются по импульсу и фокусируются на вторичную мишень T1 установки ФОДС-2. Поперечная поляризация достигается отбором с помощью коллиматора K4 протонов, летящих под углом ≈90° к пучку в системе покоя **Λ**-гиперонов. В конце 22-го канала имеются два корректирующих магнита MV1,2, компенсирующих смещение пучка для двух значений поляризации пучка (см. **рис. 21**). Там же находятся различные мониторы интенсивности и положения пучка на основе ионизационных камер и сцинтилляционных годоскопов. На пучке расположены два пороговых черенковских счётчика C1 и C2 для идентификации частиц. На входе магнита имеются годоскопы H_F для измерения вертикальной координаты летящих из мишени частиц.

Номинальный импульс поляризованных протонов составляет 40 ГэВ/с, $\Delta p/p = \pm 4{,}5\%$, средняя поляризация пучка $39\,^{+1}_{-3}\%$, интенсивность до $3\cdot 10^7$ протонов за сброс, смена поляризации происходит каждые 18 минут в течение 30 сек.

Измерения асимметрии $\mathbf{A_N}$ для заряженных адронов при малых $\mathbf{x_F}$ на водородной мишени проводились в сеансе 1994 г. [17]. Ниже эти данные сравниваются с данными на ядерных мишенях и данными других экспериментов.

Измерения асимметрии $\mathbf{A_N}$ на ядерных мишенях (C и Cu) проводились в двух сеансах 2003 г. В данной работе представлены предварительные данные, основанные на части (55%) статистики, полученной в центральной области, и совсем не представлены данные из других кинематических областей, которые в настоящее время обрабатываются. Кинематическая область, перекрываемая этими измерениями, показана на **рис. 22**. Измерения в области $0{,}15 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}2$ и $1 \le \mathbf{p_T} \le 4$ ГэВ/с выполнены при симметричном положении плеч установки под углом 160 мрад. (область 2 на рис. 22). Результаты с двух плеч были усреднены, что привело к частичной компенсации систематических ошибок, связанных с изменением положения пучка в вертикальном направлении, дрейфом мониторов интенсивности пучка и аппаратуры в плечах спектрометра. Во втором положении установки левое плечо было установлено под углом 70 мрад. (область 3 на рис. 22), а правое – под углом 250 мрад. (область 1 на рис. 22). На рис. 22 область 3 соответствует $0{,}05 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}8$ и $0{,}8 \le \mathbf{p_T} \le 2$ ГэВ/с, а область 1 соответствует $-0{,}25 \le \mathbf{x_F} \le -0{,}05$ и $1{,}4 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}2$ ГэВ/с.

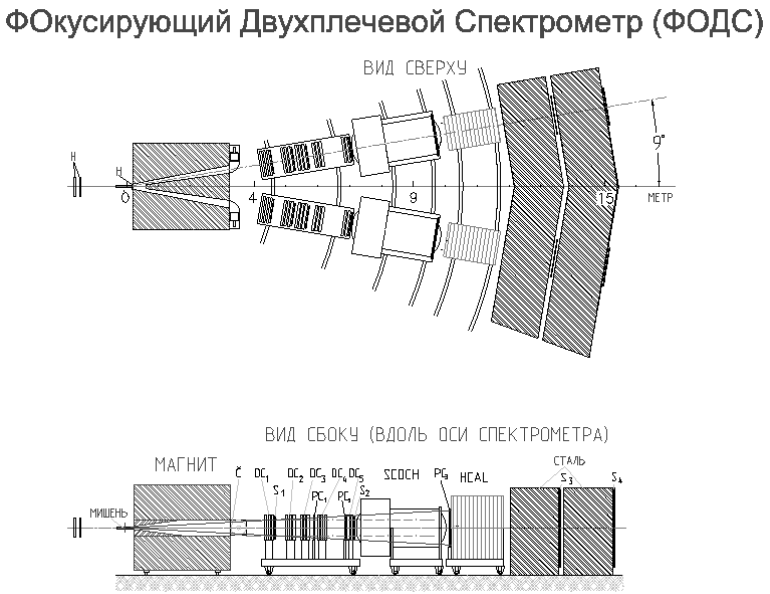

Рис. 17. Схема экспериментальной установки ФОДС-2.

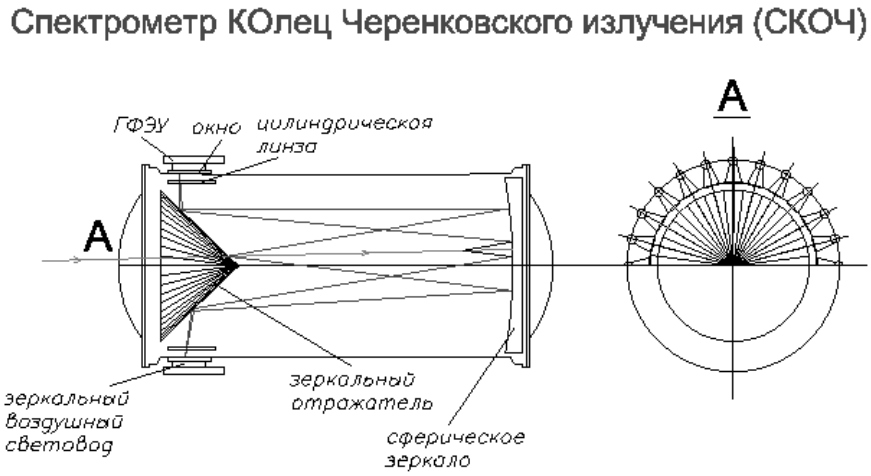

Рис. 18. Оптическая схема спектрометра СКОЧ.

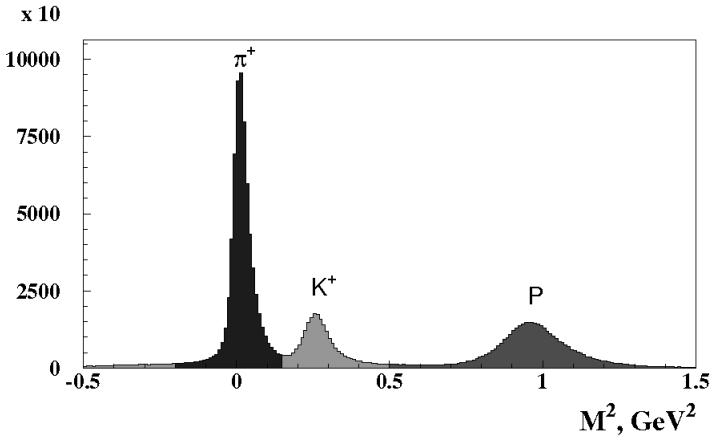

Рис. 19. Распределение по $\mathbf{M^2}$ в спектрометре СКОЧ.

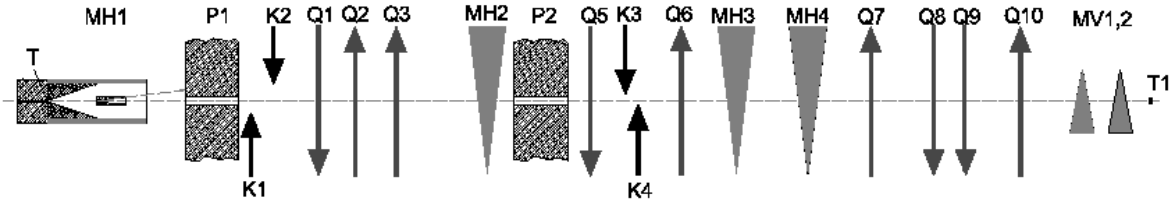

Рис. 20. Схема канала поляризованных протонов.

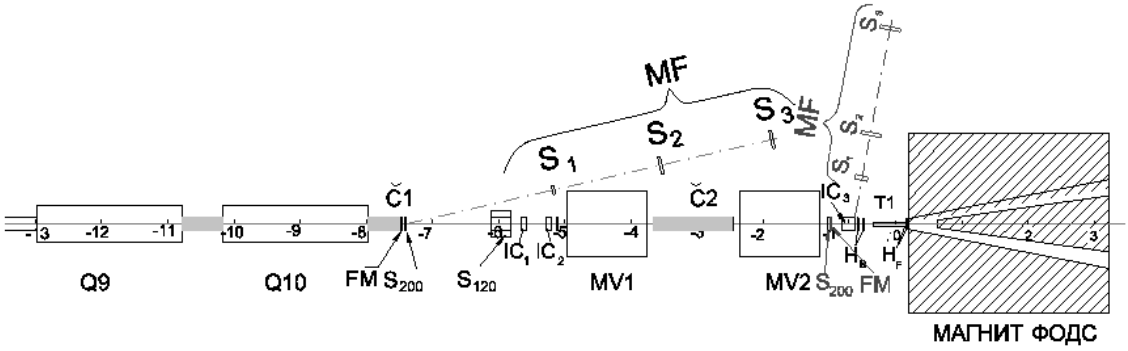

Рис. 21. Схема идентификации и мониторирования пучка 22-го канала.

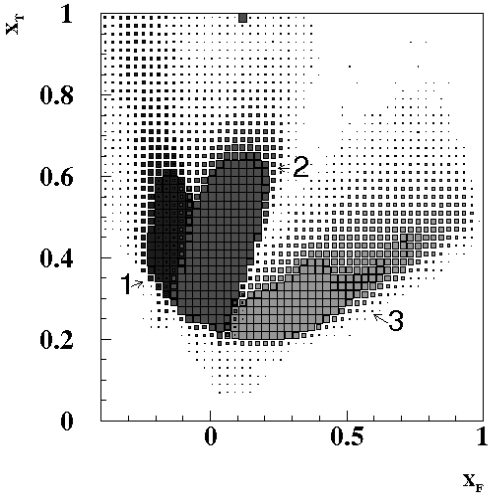

Рис. 22. Распределение по $\mathbf{x_T}$ и $\mathbf{x_F}$ для двух положений ФОДС-2.

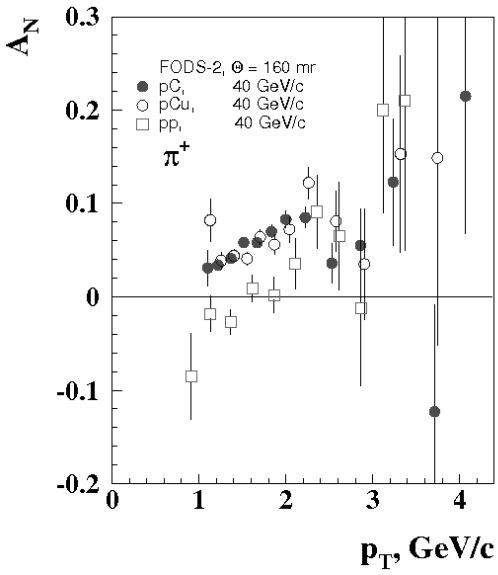

Рис. 23. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакции $p^{\uparrow} + p \rightarrow \pi^+ + X$.

6.1. Измерение A_N в реакции $p^{\uparrow} + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$

На **рис. 23** показана асимметрия $\mathbf{A_N}$ в области $-0{,}15 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}2$ и $1 \le \mathbf{p_T} \le 4$ ГэВ/с для pp-, pC- и pCu-соударений. В пределах ошибок не наблюдается отличия $\mathbf{A_N}$ для двух мишеней (C и Cu). Средняя асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}7 \le \mathbf{p_T} \le 4$ ГэВ/с составляет: 5,8±0,4% (C) и 6,2±0,6% (Cu). Асимметрия на ядерных мишенях в области $1 \le \mathbf{p_T} \le 2$ ГэВ/с примерно на 5% выше, чем на водородной мишени. Для центральной области такое различие может быть связано меньшей долей **u**-кварков в ядерной мишени, содержащей нейтроны. Вклад в сечение дает как фрагментация $\mathbf{u \rightarrow \pi^+}$ **u**-кварков из поляризованных протонов пучка, так и фрагментация **u**-кварков из мишени. Поскольку мишень не поляризована, её значительный вклад в сечение в центральной области уменьшает измеренную асимметрию. На ядерной мишени, где **u**-кварков меньше, асимметрия уменьшается меньше. В области больших $\mathbf{x_F}$, где доминирует фрагментация пучковых **u**-кварков, различия асимметрии в pp- и pA-соударениях

не ожидается. Другой возможной причиной различий в величине $\mathbf{A_N}$ являются коллективные эффекты в ядре, в том числе Ферми-движение нуклонов в ядре, что приводит к большей эффективной величине $\mathbf{x_F}$ в системе покоя A+C сталкивающихся нуклонов. Перерассеяние кварков в ядре может привести к уменьшению асимметрии $\mathbf{A_N}$.

6.2. Измерение A_N в реакции $p^{\uparrow} + p(A) \to \pi^- + X$

На **рис. 24** показана асимметрия $\mathbf{A_N}$ в области $-0{,}15 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}2$ и $1 \le \mathbf{p_T} \le 4$ ГэВ/с для pp-, pC- и pCu-соударений. В пределах ошибок не наблюдается отличия $\mathbf{A_N}$ для двух мишеней (C и Cu). Средняя асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}7 \le \mathbf{p_T} \le 4$ ГэВ/с составляет: -0,4±0,8% (C) и -0,9±0,7% (Cu). Асимметрия на ядерных мишенях в области $1 \le \mathbf{p_T} \le 1{,}5$ ГэВ/с примерно на 5% выше, чем на водородной мишени. Для центральной области такое различие может быть связано большей долей **d**-кварков в ядерной мишени, содержащей нейтроны. Основной вклад в сечение дает фрагментация $\mathbf{d \to \pi^-}$ **d**-кварков из поляризованных протонов пучка и мишени. Для π^--мезонов в pp-соударениях наблюдается отрицательная асимметрия. Поскольку мишень не поляризована, её значительный вклад в сечение в центральной области смещает асимметрию в положительную сторону.

6.3. Измерение A_N в реакции $p^{\uparrow} + p(A) \to K^+ + X$

На **рис. 25** показана асимметрия $\mathbf{A_N}$ в области $-0{,}04 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}17$ и $1{,}2 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}2$ ГэВ/с для pp-, pC- и pCu-соударений. В пределах ошибок не наблюдается заметного отличия $\mathbf{A_N}$ для двух мишеней (C и Cu). Средняя асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}7 \le \mathbf{p_T} \le 4{,}0$ ГэВ/с составляет: 6,5±0,7% (C) и 7,7±1,1% (Cu). Асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}2 \le \mathbf{p_T} \le 1{,}8$ ГэВ/с примерно на 7% выше, чем на водородной мишени. Причина здесь может быть та же, что и в случае π^+-мезонов.

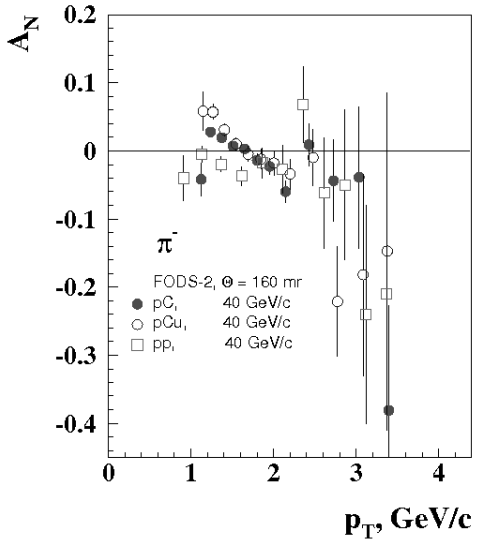

Рис. 24. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакции $p^{\uparrow} + p \to \pi^- + X$.

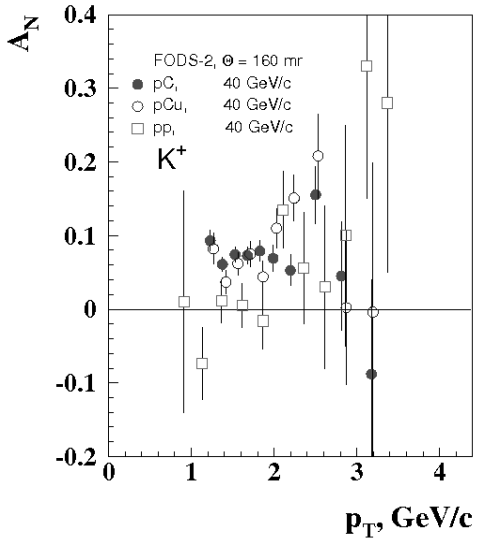

Рис. 25. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакции $p^{\uparrow} + p \to K^+ + X$.

6.4. Измерение A_N в реакции $p^{\uparrow} + p(A) \to K^- + X$

На **рис. 26** показана асимметрия $\mathbf{A_N}$ в области $-0{,}04 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}17$ и $1{,}2 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}2$ ГэВ/с для pp-, pC- и pCu-соударений. В пределах ошибок не наблюдается заметного отличия $\mathbf{A_N}$ для всех трёх мишеней (p, C и Cu). Средняя асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}7 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}0$ ГэВ/с близка к нулю: 2,3±1,6% (C) и 2,2±2,2% (Cu). В ряде моделей ожидается близкая к нулю асимметрия для $\mathbf{K^-}$-мезонов, поскольку они не имеют в своём составе валентных кварков из поляризованного протона.

6.5. Измерение A_N в реакции $p^{\uparrow} + p(A) \to p + X$

На **рис. 27** показана асимметрия $\mathbf{A_N}$ в области $-0{,}09 \le \mathbf{x_F} \le 0{,}22$ и $1{,}2 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}7$ ГэВ/с для pp-, pC- и pCu-соударений. Асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}2 \le \mathbf{p_T} \le 1{,}8$ ГэВ/с примерно на 7% выше, чем на водородной мишени. В пределах ошибок не наблюдается заметного отличия $\mathbf{A_N}$ для ядерных мишеней (C и Cu). Средняя асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}7 \le \mathbf{p_T} \le 3{,}7$ ГэВ/с близка к нулю: 2,2±0,4% (C) и 3,2±0,5% (Cu). В других экспериментах в центральной области также наблюдается близкая к нулю асимметрия [4, 7, 25]. В эксперименте PHENIX в области фрагментации поляризованных протонов наблюдалась значительная асимметрия нейтронов: $\mathbf{A_N}$ = -10,8±0,9% [32]. Знак и масштаб $\mathbf{A_N}$ для нейтронов тот же, что и для протонов в pp-соударениях (см. рис. 27).

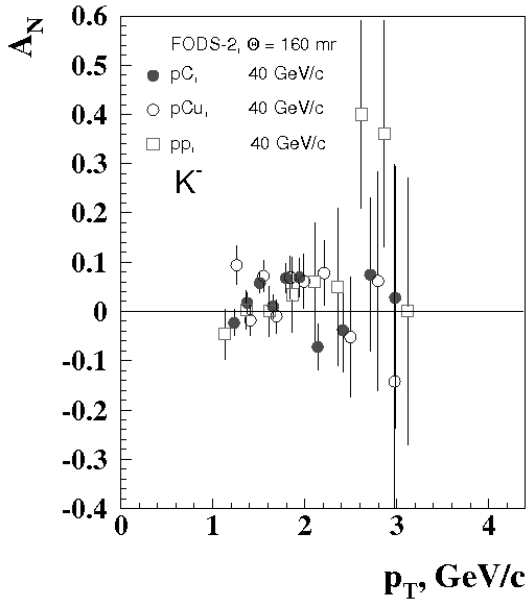

Рис. 26. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакции $p^{\uparrow} + p \to K^- + X$.

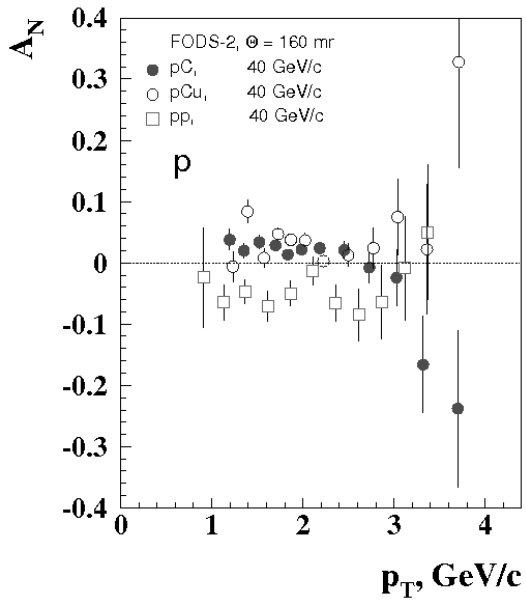

Рис. 27. Зависимость $\mathbf{A_N}$ от $\mathbf{p_T}$ для реакции $p^{\uparrow} + p \to p + X$.

6.6. Измерение A_N в реакции $p^{\uparrow} + p(A) \to \tilde{p} + X$

На **рис. 28** показана асимметрия A_N в области $-0{,}09 \le x_F \le 0{,}19$ и $1{,}2 \le p_T \le 3{,}1$ ГэВ/с для pp-, pC- и pCu-соударений. В пределах ошибок не наблюдается заметного отличия A_N для всех трёх мишеней (p, C и Cu). Средняя асимметрия на ядерных мишенях в области $1{,}2 \le p_T \le 3{,}1$ ГэВ/с близка к нулю: 0,8±1,5% (C) и 2,9±1,3% (Cu). В ряде моделей ожидается близкая к нулю асимметрия для $\tilde{p}$, поскольку они не имеют в своём составе валентных кварков из поляризованного протона. Обычно предполагается, что морские кварки в поляризованном протоне не поляризованы. На сегодняшний день асимметрия A_N измерена для антипротонов только на установке ФОДС-2. Близкая к нулю измеренная асимметрия антипротонов и K^--мезонов может служить верхней оценкой возможной ложной асимметрии в данном эксперименте (≤4%).

Измеренная односпиновая асимметрия для $\pi^{\pm}$-мезонов в центральной области по абсолютной величине существенно ниже, чем в области фрагментации поляризованных протонов [19, 25]. Тем не менее, в отличие от π^0-мезонов, π^+- и K^+-мезоны имеют в центральной области отличную от нуля асимметрию, что, видимо, связано с доминирующим вкладом u-кварков в их образование. Асимметрия на двух ядерных мишенях (C и Cu) не отличается в пределах экспериментальных ошибок. Для адронов, в состав которых входят валентные кварки поляризованного протона, наблюдается различие в величине A_N порядка 5-7% для водородной и ядерной мишени. Различие подобного масштаба наблюдалось и для данных ПРОЗЫ, полученных на водородной и дейтериевой мишенях [12-13]. Асимметрия A_N для K^--мезонов и антипротонов, не имеющих валентных кварков из поляризованного протона, в среднем равна нулю. Измерения A_N для антипротонов выполнены впервые.

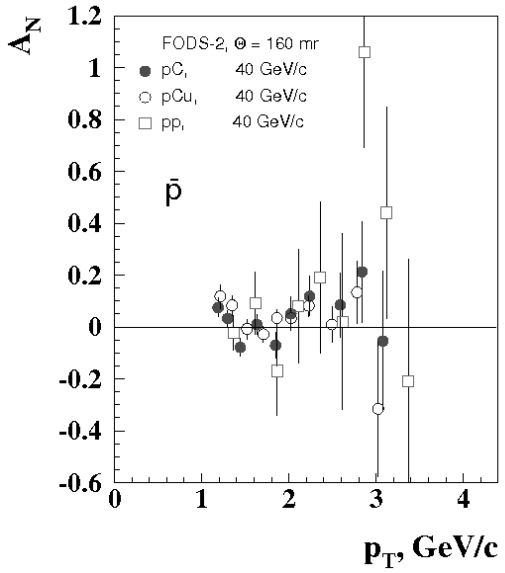

Рис. 28. Зависимость A_N от p_T для реакции $p^{\uparrow} + p \to p\nabla + X$.

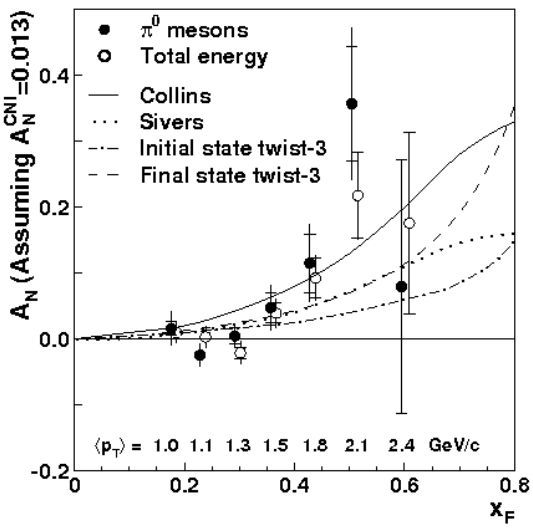

Рис. 29. Зависимость A_N от x_F для реакции $p^{\uparrow} + p \to \pi^0 + X$ [30]. Кривые соответствуют предсказаниям моделей Коллинза, Сиверса и twist-3.

7. Модели и возможное происхождение односпиновой асимметрии

Как уже отмечалось выше, в рамках теории возмущений КХД односпиновые асимметрии малы [1]. Величина односпиновой асимметрии пропорциональна

$$\mathbf{A_N \sim Im(F_{nf} \cdot F^*_f)}, \tag{9}$$

где $\mathbf{F_{nf}}$ – амплитуда без изменения спиральности, а $\mathbf{F_f}$ – амплитуда с изменением спиральности. При этом, как видно из (9), должны отличаться фазы амплитуд $\mathbf{F_{nf}}$ и $\mathbf{F_f}$. Как показано в работе [1], в КХД амплитуда с изменением спиральности имеет величину порядка m/E_q, где m – масса кварка, а $E_q \sim p_T$ – энергия взаимодействия кварков в с.ц.м. Наличие разности фаз требует рассмотрения второго (фактор α_S) и более высоких порядков теории возмущений. Всё это вместе дает

$$\mathbf{A_N \sim \alpha_S \cdot m/p_T}, \tag{10}$$

где α_S – константа сильного взаимодействия [58]. Асимметрия (10) имеет исчезающе малую величину для токовой массы кварков $m \sim 6$ МэВ и $p_T \sim 1$ ГэВ/с.

За последние десять лет, во многом благодаря результатам экспериментов ПРОЗА-М [10-16], E704 [19-25] и ФОДС-2 [17] с участием физиков ИФВЭ, были разработаны модели, в которых большие односпиновые асимметрии объясняются следующими механизмами**:**

- введением дополнительного поперечного импульса кварка $\mathbf{k_T}$**:**
  - в *начальном состоянии* – несимметричность относительно поляризации протона плотности распределения кварков (механизм Сиверса) [42]-[44];
  - в *конечном состоянии* – несимметричность относительно поляризации протона функций фрагментации кварков (механизм Коллинза) [45]
- вкладом высших твистов [46]-[51];
- влиянием орбитального момента**:**
  - валентных кварков (Берлинская модель) [52, 53];
  - токовых кварков в составляющем кварке (модель U-матрицы) [54];
- взаимодействием хромомагнитного момента кварка с хромомагнитным полем [55, 34];
- образованием резонансов или возбужденных состояний [56].

Обзоры данных моделей приведены в работах [36, 57, 58]. В модели высших твистов, а также в моделях Сиверса и Коллинза подразумевается факторизация жёстких процессов рассеяния кварков и глюонов и мягких процессов, связанных со структурными функциями и функциями фрагментации. Схематически вклад высших твистов можно представить в виде

$$d\sigma^{\uparrow} - d\sigma^{\downarrow} = \sum \{ \Phi^{(3)}_{a/p} \otimes f_{b/p} \otimes H \otimes D_{\pi/c} + \tag{11}$$

$$+ h_1^{a/p} \otimes \Phi^{(3)}_{a/p} \otimes H^{I} \otimes D_{\pi/c} + h_1^{a/p} \otimes f_{b/p} \otimes H^{II} \otimes D^{(3)}_{\pi/c} \},$$

где $\mathbf{\Phi^{(3)}}$ и $\boldsymbol{D^{(3)}}$ – партонные корреляции высших твистов и $\boldsymbol{H}$ обозначает сечение элементарного взаимодействия. Величина $\boldsymbol{h_1}$ – так называемое распределение поперечности (transversity), которое имеет вид

$$h_1^{a/N}(x, Q^2) \equiv f_{a\uparrow/N\uparrow}(x, Q^2) - f_{a\downarrow/N\uparrow}(x, Q^2). \tag{12}$$

Следует отметить, что вид функций, соответствующих вкладу высших твистов либо зависящих от спина функций распределения и фрагментации в моделях Сиверса и Коллинза, не известен [58]. Для их оценок в рамках моделей используются приближенные выражения, параметры которых определяют из аппроксимации экспериментальных данных. Полученные затем выражения используют для предсказаний односпиновых асимметрий в других кинематических областях. Пример предсказаний различных моделей для эксперимента STAR при энергии $\sqrt{s}$ = 200 ГэВ показан на **рис. 29** [28]. Точность существующих данных не позволяет пока сделать однозначный выбор в пользу той или иной модели или механизма. Модели необходимо сравнивать не с одним особо точным экспериментом, а со всей имеющейся совокупностью данных [59].

Заключение

Экспериментальные данные по односпиновым эффектам в инклюзивном образовании а д-ронов в адрон-адронных соударениях показывают, как часто бывает со спином, очень удивительные и непредвиденные результаты. Хотя динамика жёсткого рассеяния с учётом спина довольно проста, эксперименты показали неожиданную и богатую картину физических явлений, которые должны быть поняты [59]. Сформулируем основные выводы из приведенного выше анализа экспериментальных данных.

- Односпиновые поляризационные эффекты остаются одного порядка при энергиях в с.ц.м. от 6 до 200 ГэВ, указывая на наличие приближённого скейлинга: $\mathbf{A_N(s,t,u) \approx A_N\ (p_T, x_A, x_B)}$ в области $\mathbf{p_T} \geq 0{,}7$ ГэВ/с [37]. Следует отметить, что переменная подобного типа $\mathbf{x = E_C/E_A}$ была использована ранее для описания открытых на ускорителе ИФВЭ свойств масштабной инвариантности дифференциальных сечений образования вторичных адронов (π, K, p̃, ñ). Скейлинг по переменной $\mathbf{x = E_C/E_A}$ рассматривался как проявление кварк-партонной структуры адронов в области $\mathbf{x \geq 0{,}6\text{-}0{,}7}$ [60].
- Односпиновая асимметрия в области фрагментации поляризованных протонов слабо зависит от квантовых чисел неполяризованной сталкивающейся частицы.
- В центральной области $\mathbf{A_N}$ зависит от квантовых чисел неполяризованной сталкивающейся частицы.
- При достаточно высоких энергиях (E704, $\sqrt{s}$ = 19,4 ГэВ) зависимость односпиновой асимметрии от квантовых чисел участвующих в реакции частиц и кинематических переменных приобретает особенно простой вид – линейная зависимость от $\mathbf{p_T}$ и $\mathbf{x_F}$ и приближённое выполнение соотношений $\mathbf{A_N(p \to \pi^+) \approx -A_N(p \to \pi^-)}$, $\mathbf{A_N(p \to \pi^+) \approx A_N(\tilde{p} \to \pi^-)}$, $\mathbf{A_N(p \to \pi^0) \approx A_N(\tilde{p} \to \pi^0)}$. Данные соотношения можно ожидать из зарядовой симметрии и SU(6)-симметрии.
- В центральной области не наблюдается существенной зависимости $\mathbf{A_N}$ от атомного номера ядра мишени. Между данными на водородной и ядерными мишенями есть различие в величине $\mathbf{A_N}$ порядка 5–7%. Последнее может быть связано с различием кваркового состава протона и ядер.
- Односпиновая асимметрия $\mathbf{A_N}$ и поляризация гиперонов имеют много общего в зависимости от кинематических переменных и квантовых чисел адронов, что может указывать на общий механизм происхождения этих поляризационных эффектов.
- Для однозначного выбора в пользу конкретного механизма происхождения односпиновой асимметрии необходимы новые, более точные данные в широкой кинематической области и для различных реакций.
- Измерение односпиновых поляризационных эффектов в адрон-адронных соударениях при высоких энергиях позволит уточнить структуру адронов и динамику взаимодействия

структурных составляющих – кварков и глюонов, – в том числе в области конфайнмента, где теория сильных взаимодействий – КХД – ещё не имеет законченного вида.

Автор выражает глубокую благодарность А.М. Зайцеву и В.И. Крышкину за постоянное внимание к работе, П.И. Гончарову, А.В. Кораблёву, В.В. Талову за помощь в обработке данных, А.Н. Васильеву и В.В. Мочалову за полезные обсуждения этой работы.

Список литературы

[1] Kane G., Pumplin J. and Repko W., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1689.
[2] Dick L. et al., Phys. Lett. B57 (1975) 93.
[3] Ayres D.S. et al., Phys. Rev. D15 (1977) 1826.
[4] Aschman D.G. et al., Nucl. Phys. B142 (1978) 220.
[5] Dragoset W.H. et al., Phys. Rev. D18 (1978) 3939.
[6] Antille J. et al., Phys. Lett. B94 (1980) 523.
[7] Saroff S. et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 995.
[8] Bonner B.E. et al., Phys. Rev. D38 (1988) 729.
[9] Bonner B.E. et al., Phys. Rev. D41 (1990) 13.
[10] Апокин В.Д. и др. ЯФ 49 (1989) 156.
[11] Апокин В.Д. и др. ЯФ 49 (1989) 165.
[12] Амаглобели Н.С. и др. ЯФ 50 (1989) 695.
[13] Apokin V.D. et al., Phys. Lett. B243 (1990) 461.
[14] Васильев А.Н. и др. Препринт ИФВЭ 2003-21, Протвино, 2003; hep-ex/0312014.
[15] Васильев А.Н. и др. Препринт ИФВЭ 2003-22, Протвино, 2003; hep-ex/0312009.
[16] Васильев А.Н., Гришин В.Н., Давиденко А.М. и др., данные представлены Абрамовым В.В. на конференции секции ЯФ ОФН РАН, март 2004.
[17] Abramov V.V. et al., Nucl. Phys. B492 (1997) 2; hep-ex/0110011.
[18] Абрамов В.В., Гончаров П.И., Крышкин В.И. и др., данные представлены Абрамовым В.В. на конференции секции ЯФ ОФН РАН, март 2004.
[19] Adams D.L. et al., Phys. Lett. B264 (1991) 462.
[20] Adams D.L. et al., Phys. Lett. B261 (1991) 201.
[21] Adams D.L. et al., Z. Phys. C56 (1992) 181.
[22] Adams D.L. et al., Phys. Rev. D53 (1996) 4747.
[23] Adams D.L. et al., Nucl. Phys. B510 (1998) 3.
[24] Bravar A. et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3073.
[25] Bravar A. et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 2626.
[26] Krueger K. et al., Phys. Lett. B459 (1999) 412.
[27] Allgower C.E. et al., Phys. Rev. D65 (2002) 092008.
[28] Bland L.C., SPIN Physics at RHIC, proceeding of 15th Inter. Spin Physics Symposium (SPIN 2002), Long Island, New York, 9-14 Sep. 2002; hep-ex/0212013.
[29] Bazilevsky A. et al., SPIN Physics at RHIC, proceeding of 15th Inter. Spin Physics Symposium (SPIN 2002), Long Island, New York, 9-14 Sep. 2002; published in AIP Conference Proceeding, V675, Issue 1, p. 584, 2003.
[30] Adams J. et al., hep-ex/0310058, submitted to Phys. Rev. Lett.
[31] Okada K., SPIN Physics at RHIC, proceeding of 15th Inter. Spin Physics Symposium (SPIN 2002), Long Island, New York, 9-14 Sep. 2002; published in AIP Conference Proceeding, V675, Issue 1, p. 395, 2003.

[32] Bunce G. – The RHIC SPIN Program Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003.
[33] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Квантовая механика. - М., Наука, 1974, с. 663.
[34] Abramov V.V., Preprint IHEP 98-84, Protvino, 1998; hep-ph./0110152.
[35] Abramov V.V., Eur. Phys. J. C14 (2000) 427.
[36] Leader E.. Spin in Particle Physics. Vol. 15 (2001) p. 382. Cambridge University Press, Cambridge.
[37] Abramov V.V., Preprint IHEP 2001-13, Protvino, 2001; hep-ph./0111128.
[38] Heller K. et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 607.
[39] Lundberg B. et al., Phys. Rev. D40 (1989) 3557.
[40] Ramberg E.J. et al., Phys. Lett. 338B (1994) 403.
[41] Mochalov V.V., Vasiliev A.N. and Troshin S.M., Presence of the universal substructures in the hadron – constituent quarks, Presented at X International Workshop on High Energy Spin Physics SPIN-2003, Dubna, September 16-20, 2003. hep-ex/0310224; hep-ex/0312007; hep-ex/0312010.
[42] Sivers D., Phys. Rev. D41 (1990) 83.
[43] Sivers D., Phys. Rev. D43 (1991) 261.
[44] Chou T.T. and Yang C.N., Nucl. Phys. B107 (1976) 1.
[45] Collins J.C., Nucl. Phys. B396 (1993) 161.
[46] Efremov A.V. and Teryaev O.V., Sov. J. Nucl. Phys. 36 (1982) 140. [ЯФ 36 (1982) 242]; Phys. Lett. 150B (1985) 383; Sov. J. Nucl. Phys. 36 (1982) 557; 39 (1984) 962 [ЯФ 36 (1982) 950; 39 (1984) 1517].
[47] Efremov A.V., Korotkiyan V. and Teryaev O., Phys. Lett. B348 (1995) 577.
[48] Qiu J.W. and Sterman G., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 2264; Nucl. Phys. B378 (1992) 52.
[49] Schafer A., Mankiewicz L., Gonicki P. and Gullenstern S., Phys. Rev. D47 (1993) 1.
Ehrnsperger B., Schafer A., Greiner W. and Mankiewicz L., Phys. Lett. B321 (1994) 121.
[50] Qiu J.W. and Sterman G., ITP-SB-98-28, BNL-HET-98-17, Jun 1998;
Phys. Rev. D59 (1999) 014004; hep-ph/9806356.
[51] Kanazawa Y. and Koike Y., Phys. Lett. B490 (2000) 99; hep-ph/0007272.
[52] Meng Ta-Chung, in Proc. Of the 4th Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1991.
[53] Zuo-tang Liang and C. Boros – Int. J. Mod. Phys. A15 (2000) 927-928; hep-ph/0001330.
[54] Troshin S.M., Tyurin N.E. – Phys. Rev. D52 (1995) 3862; D54 (1996) 838.
[55] Ryskin M.G., Sov. J. Nucl. Phys. 48 (1988) 708; D'yakanov D.I. and Petrov V.Yu., Sov. Phys. JETP 62 (1985) 204.
[56] Musulmanbekov G. and Tokarev M. – in Proc. of the Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, Russia, 1995, p. 132.
[57] Anselmino M. et al., Talk given at 3rd Circum-Pan-Pacific symposium on High Energy Spin Physics (SPIN 2001), Beijing, China, 8-13 Oct. 2001; hep-ph/0201076.
[58] Anselmino M., Lectures given at Advanced Study Institute on Symmetries and Spin (PRAHA SPIN 2001), Prague, Czech Republic, 15-28 Jul. 2001. hep-ph/0201150.
[59] Ratcliffe P.G., AIP Conf. Proc. V675 (2003) 176; hep-ph/0211232.
[60] Bushnin Yu. et al., Phys. Lett. 29 (1969) 48.

Рукопись поступила 9 марта 2004 г.

В.В. Абрамов
Спиновая физика при взаимодействии адронов высоких энергий.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы *Word.*
Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 10.03.2004. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 2, 875. Уч.– изд.л. 2,3. Тираж 130. Заказ 224. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 2004-13, ИФВЭ, 2004