



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2008–24
ОЭФ

В.В. Абрамов

**ФЕНОМЕНОЛОГИЯ
ОДНОСПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ
В ОБРАЗОВАНИИ АДРОНОВ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Направлено в *ЯФ*

Протвино 2008

Аннотация

Абрамов В.В. Феноменология односпиновых эффектов в образовании адронов при высоких энергиях: Препринт ИФВЭ 2008–24. – Протвино, 2008. – 25 с., 10 рис., 6 табл.

В рамках феноменологической модели анализируются экспериментальные данные по поперечной односпиновой асимметрии (A_N) и поляризации (P_N) адронов для 68 различных инклюзивных реакций в hh -, hA -, AA - и ℓN -взаимодействиях. Рассматривается механизм происхождения односпиновых эффектов, в основе которого лежит взаимодействие хромомагнитного момента массивных составляющих кварков с эффективным неоднородным хромомагнитным полем КХД струн, образующихся после начальной цветовой перезарядки адронов. Учитывается прецессия спина кварка в хромомагнитном поле. Получены оценки динамических масс и аномальных хромомагнитных моментов для составляющих u -, d -, s -, c - и b -кварков.

Abstract

Abramov V.V. Phenomenology of Single Spin Effects in Hadron Production at High Energies: IHEP Preprint 2008–24. – Protvino, 2008. – p. 25, figs. 10, tables 6.

Experimental data on transverse single-spin asymmetry (A_N) and hadron polarization (P_N) in 68 different inclusive reactions in hh -, hA -, AA - and ℓN -interactions have been analyzed in the framework of a phenomenological model. A mechanism for the origin of single spin effects is considered, which takes into account the interaction of massive constituent quarks via their chromomagnetic moment with an effective non-uniform chromomagnetic field of gluon strings, produced after initial color exchange. Quark spin precession in the chromomagnetic field is taken into account. Dynamical masses and anomalous chromomagnetic moments for the constituent u -, d -, s -, c - and b -quarks are estimated.

Введение

Интерес к односпиновым асимметриям обусловлен наблюдением больших спиновых эффектов и их потенциальной связью со спиновой структурой адронов и цветовыми силами между кварками. В настоящее время наиболее широко обсуждаемыми механизмами, предложенными для объяснения рассматриваемых поляризационных эффектов, являются механизмы Сиверса [1] и Коллинза [2]. В основе этих подходов лежит предположение о существовании спин-зависимых функций распределения кварков [1] в поляризованном протоне, либо функций фрагментации поляризованных кварков в адроны [2]. В каждой из этих моделей подразумевается наличие корреляции между направлением спина и поперечным импульсом. Современное состояние этих моделей обсуждается в [3]. Обзоры экспериментальных данных по односпиновым эффектам в адрон-адронных соударениях представлены в работах [4, 5, 6].

В настоящей работе рассматривается механизм, основанный на взаимодействии массивных составляющих кварков (валоннов) с эффективным хромомангнитным полем трубок цветового потока (струн) [7]. Похожие идеи, но в ином подходе, использованы в модели Рыскина [8]. В работе учитывается конфигурация цветовых полей струн, наличие динамических масс и аномальных хромомангнитных моментов кварков, прецессия их спинов в хромомангнитном поле, зависимость эффективных хромомангнитных полей от кваркового состава адронов, атомного веса ядер и кинематических переменных [9].

Обсуждаемая ниже модель эффективного цветового поля служит инструментом для поиска закономерностей в поведении экспериментальных данных и для качественного объяснения этих закономерностей, а также для выявления кинематических областей, в которых возможно наблюдение значительных спиновых эффектов. Формулировка модели и выводы из нее носят предварительный, качественный характер, поскольку модель находится в состоянии развития, а ее конкретная реализация мотивирована поведением самих данных.

В глобальном анализе в рамках модели рассматриваются данные по односпиновой асимметрии и поляризации адронов в 68 различных инклюзивных и полуинклюзивных реакциях в hh -, hA -, AA -, eA - и μA -соударениях. Зависимость поведения этих данных от различных переменных в широком диапазоне энергий оказывается весьма необычной и, видимо, связана с обсуждаемым ниже механизмом.

1. Происхождение односпиновых эффектов

В рассматриваемой модели подразумевается, что после цветовой перезарядки в первичном адрон-адронном взаимодействии возникает эффективное цветное поле, которое имеет хромомангнитную и хромозлектрическую компоненты [7]. Каждый кварк или антикварк, который не является валентным кварком наблюдаемого адрона C в реакции

$$A^\dagger + B \rightarrow C + X, \quad (1)$$

вносит, с некоторой вероятностью, вклад в эффективное цветное поле, которое действует на кварки адрона C . Кварки из адрона C мы будем рассматривать как тестовые частицы (пробники), измеряющие эффективное цветное поле. Как показано в [7], между кварком и антикварком возникает струна, которая имеет продольное хромозлектрическое поле \mathbf{E}^a и циркулярное хромомангнитное поле \mathbf{B}^a . Поле \mathbf{B}^a струны подобно магнитному полю проводника с током

$$B_\varphi^{(2)} = -2\alpha_s \nu_A r / \rho^3 \exp(-r^2/\rho^2), \quad (2)$$

где r — расстояние от оси струны; $\rho = 1,25R_c = 2,08 \text{ ГэВ}^{-1}$ и R_c — радиус конфайнмента; индекс (2) в $B_\varphi^{(2)}$ обозначает цвет; ν_A — число кварков на концах струны; α_s — бегущая константа связи в КХД и φ — азимутальный угол.

Рассматриваемый в данной работе механизм происхождения односпиновых эффектов связан с непertубативными, мягкими процессами с малыми передачами импульса, где бегущая константа связи α_s велика. Решение данной проблемы было предложено Ширковым в его аналитической теории возмущений (АТВ), в которой эффективная бегущая константа связи α_s описывается в пространственно-подобной области переданных импульсов аналитическим выражением, используемым в настоящей работе [10]. В анализе данных характерная величина $\alpha_s \approx 1,1$, что соответствует условиям динамического нарушения киральной симметрии КХД [11].

Неоднородное поле \mathbf{B}^a действует на хромомангнитный момент кварка

$$\mu_Q^a = s g_Q^a g_s / 2M_Q, \quad (3)$$

где $g_s = \pm\sqrt{4\pi\alpha_s}$ — это цветовая константа связи для кварка или антикварка соответственно; g_Q^a — цветовой гиромангнитный фактор; s — спин в единицах \hbar ; M_Q — динамическая масса составляющего кварка Q .

Силы типа Штерна–Герлаха зависят от средних проекций хромомангнитного момента и производных поля \mathbf{B}^a по соответствующим координатам:

$$f_x = \mu_x^a \partial B_x^a / \partial x + \mu_y^a \partial B_y^a / \partial x, \quad (4)$$

$$f_y = \mu_x^a \partial B_x^a / \partial y + \mu_y^a \partial B_y^a / \partial y, \quad (5)$$

что сообщает кварку дополнительный поперечный импульс и может быть причиной большой односпиновой асимметрии [8]. Неабелевый характер взаимодействия и конфайнмент учитываются в предположении о наличии трубок цветового потока с радиусом порядка R_c , в которых сосредоточены хромозлектрическое и хромомангнитное поля.

Важное явление, которое не учитывается в [8], это Ларморова прецессия [12] средней величины вектора спина кварка ξ в цветовых полях \mathbf{B}^a и \mathbf{E}^a :

$$d\xi/dt = a[\xi\mathbf{B}^a] + b(\mathbf{v}\mathbf{B}^a)[\xi\mathbf{v}] + d[\xi[\mathbf{E}^a\mathbf{v}]], \quad (6)$$

$$a = g_s(g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q, \quad (7)$$

$$b = g_s[(2 - g_Q^a)E_Q/(E_Q + M_Q)]/2M_Q, \quad (8)$$

$$d = g_s[g_Q^a - 2E_Q/(E_Q + M_Q)]/2M_Q, \quad (9)$$

где E_Q — энергия кварка.

Вторым и третьим слагаемыми в (6) мы в дальнейшем пренебрегаем, поскольку при высоких энергиях в области фрагментации частицы A скорость кварка \mathbf{v} направлена преимущественно вдоль импульса адрона A , $d\xi/dt = a[\xi\mathbf{B}^a]$.

Условием применения квазиклассического подхода является незначительное изменение импульса частицы на расстоянии порядка де-бройлевской длины волны $2\pi\hbar/p$ [13, 14]. В частности, Ларморов радиус траектории частицы в поле \mathbf{B}^a должен быть велик по сравнению с длиной волны $R = p/g_s B^a \gg \hbar/p$, откуда $p \gg \sqrt{2g_s\alpha_s\nu_A}/\rho \sim 0,6$ ГэВ/с. Поле не должно меняться значительно на расстоянии порядка \hbar/p , откуда для импульса кварка получаем $p \gg 1/\rho \sim 0,5$ ГэВ/с. Указанные выше условия выполняются для рассматриваемых процессов в области высоких энергий $\sqrt{s} \geq 2$ ГэВ.

В КХД возникновение масс и аномальных хромагнитных моментов составляющих кварков и адронов связано с механизмом спонтанного нарушения киральной симметрии [15]. Большая отрицательная величина аномального хромагнитного момента $\Delta\mu^a = (g^a - 2)/2 \approx -0,2$ была предсказана в рамках инстантонной модели [16]. Значительно большая величина $\Delta\mu^a \approx -0,744$ была получена в [15].

При высоких энергиях $E_Q \gg 2M_Q/|g_Q^a - 2|$ частота прецессии спина кварка $\Omega_s \sim aB$ почти не зависит от его энергии ввиду большой величины $|g_Q^a - 2|$ в (7). Эволюция вектора спина кварка в поле \mathbf{B}^a может быть представлена в матричном виде $\xi(t) = M\xi^0$, где

$$M = \frac{1}{B^2} \begin{pmatrix} B_y^2 \cos(\phi) + B_x^2 & B_x B_y [1 - \cos(\phi)] & -B_y B \sin(\phi) \\ B_x B_y [1 - \cos(\phi)] & B_x^2 \cos(\phi) + B_y^2 & B_x B \sin(\phi) \\ B_y B \sin(\phi) & -B_x B \sin(\phi) & B^2 \cos(\phi) \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где $\phi = aB^a S/v$ есть угол прецессии спина кварка за время $t = S/v$; S — длина его траектории в поле; ($dS = vdt$) и v — его скорость. Цветовой индекс в (10) и ниже опущен. Вектор ξ^0 определяет начальное значение поляризации кварка. Если первоначально кварк поляризован вертикально (вдоль оси y), $\xi^0 = (0, \xi_y^0, 0)$, то после прохождения через поле

$$\xi = \frac{\xi_y^0}{B^2} \begin{pmatrix} B_x B_y [1 - \cos(\phi)], & B_x^2 \cos(\phi) + B_y^2, & -B_x B \sin(\phi) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

После усреднения вектора ξ по поперечному сечению струны получаем только одну отличную от нуля компоненту среднего вектора поляризации кварка:

$$\xi_y = \xi_y^0 \left[\frac{B_x^2}{B^2} \cos(\phi) + \frac{B_y^2}{B^2} \right]. \quad (12)$$

Рассмотрим простой случай линейной зависимости циркулярного хромоманнитного поля от расстояния r от оси струны и равенства поля нулю при $r > \rho$:

$$B_x = -B_0 y / \rho, \quad B_y = B_0 x / \rho, \quad B_0 = \frac{2\alpha_s \nu}{\rho^2}, \quad (13)$$

где ось Z выбрана в направлении движения частицы A , ось X лежит в плоскости, определяемой наблюдаемой частицей C и осью Z , а выбор оси Y соответствует левосторонней системе координат. Сила, действующая на хромоманнитный момент кварка, будет осциллирующей функцией времени $t = S/v$:

$$f_x = \mu_y^a \frac{B_0}{\rho} = \mu^a \xi_y^0 \frac{B_0}{\rho} [(y/r)^2 \cos(\phi) + (x/r)^2], \quad \langle f_y \rangle = 0, \quad (14)$$

где $\phi = aB^a S/v = t \cdot aB_0 r / \rho$.

В результате действия силы f_x кварк получает дополнительный поперечный импульс:

$$\delta p_x = \frac{\mu^a \xi_y^0}{\rho a} \cdot \left[\frac{1 - \cos(\phi)}{\phi} + \phi/2 \right], \quad (15)$$

где δp_x усреднен по сечению струны, а угол прецессии спина кварка равен

$$\phi = \frac{g_s \alpha_s \nu A}{\rho^2 M_Q} (g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q) \frac{S}{v}. \quad (16)$$

В приближении прямолинейной траектории мы получаем в с.ц.м. для реакции (1) $S \propto l_f \propto p_Q \propto p_{Ax_A}$, где l_f — длина фрагментации кварка [17]; p_A — импульс адрона A , а скейлинговые переменные определены как [4, 5, 6]

$$x_A = (x_R + x_F)/2, \quad x_B = (x_R - x_F)/2, \quad (17)$$

где радиальная переменная $x_R = p^C/p_{max}^C$ и фейнмановская $x_F = p_z^C/p_{max}^C$ определены в с.ц.м. реакции.

Далее мы полагаем, что средняя протяженность хромоманнитного поля, создаваемого кварками-спектаторами в области фрагментации адрона A , равна $S = S_0 x_A$, где $S_0 \sim 1$ Фм. Коэффициент S_0 не растет в с.ц.м. линейно с $p_A \approx \sqrt{s}/2$, как можно было бы ожидать в рамках партонной модели, а практически постоянен, так как длина струны не может расти неограниченно в силу конфайнмента. Когда струна достигает размеров порядка S_0 , происходит ее фрагментация с образованием пары кварк-антикварк, после чего кварк и антикварк в каждом из образовавшихся сегментов струны начинают ускоряться навстречу друг другу полем струны, что ограничивает рост суммарной длины струн и эффективного интеграла поля \mathbf{B}^a [18]. Более подробно вклад $q\bar{q}$ -пар в эффективное хромоманнитное поле будет рассмотрен ниже.

Подставляя S в (15), получаем

$$\delta p_x = \frac{g_Q^a \xi_y^0}{2\rho(g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)} \left[\frac{1 - \cos(\omega_A x_A)}{\omega_A x_A} + \frac{\omega_A x_A}{2} \right], \quad (18)$$

где безразмерный параметр ω_A определяет скорость изменения среднего угла прецессии спина кварка $\phi_A = \omega_A x_A$ при увеличении скейлинговой переменной x_A :

$$\omega_A = \frac{g_s \alpha_s \nu_A S_0 (g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)}{M_Q v \rho^2}. \quad (19)$$

Как показывает анализ данных, вклад в δp_x , пропорциональный ϕ_A , в (18) мал, что означает $|B_x^a| \gg |B_y^a|$. Далее этот вклад параметризуется как $\epsilon \phi_A$.

В соответствии с [8], дополнительный поперечный импульс (18) связан с анализирующей способностью A_N соотношением

$$A_N = \delta p_x \frac{\partial}{\partial p_T} \ln\left(\frac{d^3 \sigma}{d^3 p}\right). \quad (20)$$

В модели Рыскина величина $\delta p_x \sim 0,1$ ГэВ/с является постоянной, тогда как в модели эффективного цветового поля мы имеем динамическое происхождение зависимостей A_N или P_N от кинематических переменных (x_A, x_B) и квантовых чисел кварков в адронах A, B и C , в частности от g_Q^a -фактора и массы кварка M_Q . Эта зависимость обусловлена микроскопическим эффектом Штерна–Герлаха и прецессией спинов кварков в эффективном цветовом поле. В первом приближении из соотношений (18), (20) мы получаем для анализирующей способности π^+ -мезонов в pp -соударениях:

$$A_N^{\pi^+} \approx \frac{-D \cdot g_Q^a \xi_y^0}{2\rho(g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)} \frac{1 - \cos(\omega_A x_A)}{\omega_A x_A}, \quad (21)$$

где $Q = U$ для u -кварка, дающего основной вклад в образование π^+ -мезонов; $D = -\frac{\partial}{\partial p_T} \ln\left(\frac{d^3 \sigma}{d^3 p}\right) \approx 6$ ГэВ $^{-1}$ — эффективный показатель наклона спектра.

1.1. Общий вид уравнений для односпиновых наблюдаемых A_N и P_N

Из выражения (19) следует, что при энергиях кварков $E_Q \gg 2M_Q/|g_Q^a - 2|$ величина ω_A может быть выражена через ее предельное значение $\omega_A^0 \sim (g_Q^a - 2)$ и небольшую относительную поправку, зависящую от энергии E_Q , где

$$\omega_A^0 = \frac{g_s \alpha_s \nu_A S_0 (g_Q^a - 2)}{M_Q \rho^2 c} = \nu_A \omega_Q^0. \quad (22)$$

Параметр ν_A в (22) описывает эффективное число КХД струн, дающих вклад в цветовое поле в области фрагментации адрона A . Его определение дается ниже в правилах кваркового счета (ПКС). Для области фрагментации адрона B аналогичным образом определены параметры ω_B^0 и ν_B .

С учетом симметрии уравнения относительно перестановки сталкивающихся адронов $A \Leftrightarrow B$ получаем окончательные соотношения, описывающие A_N и P_N :

$$A_N = C(\sqrt{s}) F(p_T, A) [G(\omega_A^0, y_A) - \sigma G(\omega_B^0, y_B)], \quad (23)$$

$$G(\omega, y) = [1 - \cos(\omega \cdot y)]/(\omega \cdot y) + \epsilon \cdot \omega \cdot y, \quad (24)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0/(1 - E_R/\sqrt{s}), \quad (25)$$

$$F(p_T, A) = (1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^3])(1 - \alpha \ln A), \quad (26)$$

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)(1 + \cos \theta^{cm}) + a_0(1 - \cos \theta^{cm}), \quad (27)$$

$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_0)(1 - \cos \theta^{cm}) + a_0(1 + \cos \theta^{cm}), \quad (28)$$

$$V(x_F) = \pm[e^{\kappa|x_F-x_0|} - e^{-\kappa(x_F-x_0)}]/[e^{\kappa|x_F-x_0|} + e^{-\kappa(x_F-x_0)}], \quad (29)$$

где κ и ϵ — глобальные параметры модели, а D , ω_A^0 , ω_B^0 , f_0 , a_0 , E_0 , E_R , σ , p_T^0 и x_0 — локальные параметры, относящиеся к конкретной реакции. Функция $V(x_F) \equiv \xi_y^0 \approx \pm\Theta(x_F - x_0)$ учитывает величину и знак поляризации u - и d -кварков в протоне при описании A_N . Для поляризации P_N фактор $V(x_F) \equiv 1$. Формфактор $F(p_T, A)$ учитывает экранирование цветовых зарядов кварков в протоне для малых $p_T \ll p_T^0$ и A -зависимость, связанную с поглощением, торможением и перерассеянием кварков в ядре мишени. В случае соударения тождественных частиц $A \equiv B$ мы имеем в силу симметрии P_N относительно перестановки $A \leftrightarrow B$, $P_N(x_F) = -P_N(-x_F)$, $\sigma = 1$ и $\omega_A^0 = \omega_B^0$ [5]. Для дальнейшего использования вводятся переменные $\phi_A = \omega_A^0 y_A$ и $\phi_B = \omega_B^0 y_B$, которые мы будем называть углами прецессии спина кварка в области фрагментации адронов A и B соответственно.

1.2. Пороговая зависимость A_N от энергии адрона в с.ц.м.

Как показано в работе [19], зависимость A_N от энергии наблюдаемого адрона E^{cm} в с.ц.м. реакции имеет пороговый характер:

$$A_N \sim (E^{cm} - E_0^{cm}), \quad (30)$$

где E_0^{cm} — пороговое значение энергии адрона C , зависящее от \sqrt{s} и угла регистрации C в с.ц.м. (θ^{cm}). Пороговый характер зависимости (30) учитывается в соотношениях (27) и (28), где параметры E_0 , a_0 и $f_0 = d_0 - a_0$ зависят от типа кварков $i = u, d, s, c, b$ и описываются выражениями

$$E_0 = r_g \sum M_Q [1 + (2 - 8f_0)/(2 - g_Q^a)], \quad (31)$$

$$a_0 = (a_i - b_1 \exp[-(p_T/p_a)^3]), \quad (32)$$

$$d_0 = (d_{1(2)} - b_2 \exp[-(p_T/p_d)^3]), \quad (33)$$

где d_i , p_a , p_d , b_1 и b_2 — параметры модели, причем для u , d и s -кварков используется общий параметр d_1 , а для c - и b -кварков — параметр d_2 . При вычислении a_0 и d_0 для конкретной реакции происходит усреднение по тем кваркам, которые доминируют в образовании наблюдаемого адрона и определяют для него величину A_N или P_N . Фактор $r_g = \text{sign}(\omega_A^0)$ учитывает относительный знак эффективного цветового поля B^a и цветового заряда g_s кварка-пробника, входящего в состав наблюдаемого адрона C . Вид выражения (31) определяется наличием масс составляющих кварков, а также зависимостью частоты ω_A в (19) от отношения M_Q/E_Q .

При суммировании по кваркам в (31) используются массы составляющих кварков M_Q , если эти кварки переходят из адрона A в адрон C , и массы токовых кварков m_q , если эти кварки образуются из вакуума в процессе взаимодействия.

1.3. Зависимость величины односпиновых эффектов от \sqrt{s}

Зависимость величины A_N от \sqrt{s} в (25) связана с наличием в знаменателе выражений (18) и (21) фактора $(g_Q^a - 2 + 2M_Q/E_Q)$. Выделим здесь доминирующий при высоких энергиях вклад $(g_Q^a - 2)$ и выразим зависящую от E_Q поправку через энергию адрона

$$E_Q = \frac{x_R \sqrt{s} M_Q}{2 \sum M_Q}. \quad (34)$$

Тогда для v_0 и эффективного значения E_R получаем

$$v_0 = \frac{-D g_Q^a \xi_y^0}{2\rho(g_Q^a - 2)}, \quad (35)$$

$$E_R = \frac{4r_g a_R \sum M_Q}{(2 - g_Q^a)}, \quad (36)$$

где $a_R \approx \langle x_R \rangle^{-1}$ — параметр модели, а поляризация кварка равна $\xi_y^0 = \pm 1$ для u - и d -кварков соответственно.

Дополнительной причиной зависимости (25) от энергии \sqrt{s} может быть фокусирующий характер хромагнитного поля (2) при $r_g > 0$. Фокусирующая сила Лоренца $\mathbf{F} = g_s[\mathbf{vB}^a]$ увеличивает время нахождения кварка-пробника в поле струны, что усиливает поляризационные эффекты и соответствует случаю $E_0 > 0$ и $E_R > 0$ в (25). Дефокусирующее поле ($r_g < 0$) выталкивает кварк из него, что уменьшает поляризационные эффекты и соответствует случаю $E_0 < 0$ и $E_R < 0$. Знаки E_R и E_0 действительно совпадают для подавляющего большинства реакций со знаком ω_A^0 . Область энергий ускорителя ИФВЭ близка к оптимальной для исследования эффекта фокусировки кварков (25).

1.4. Зависимость частот ω_A^0 и ω_B^0 от кваркового состава адронов

Зависимость параметров ω_A^0 и ω_B^0 от числа и типа участвующих в реакции адронов описывается правилами кваркового счета (ПКС) [9, 5], которые по этой причине являются основой модели. Заметим, что вся зависимость A_N или P_N от величины хромагнитного поля учитывается в рамках модели лишь через частоты ω_A^0 и ω_B^0 . В ПКС подразумевается, что каждый кварк или антикварк, который не входит в состав наблюдаемого адрона C , вносит аддитивный вклад в цветовое поле и в величины ω_A^0 и ω_B^0 . ПКС поясняются на рис. 1 для реакций $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$ и $pp \rightarrow \Xi^{0\uparrow} + X$, где указаны вклады ν кварков-спектаторов в величину ω_A^0 .

Если пробником является кварк, то кварки и антикварки из адрона A вносят вклады в ω_A^0 с весами $\nu = \lambda$ и $\nu = 1$ соответственно. Вклад кварков мишени B подавлен дополнительным фактором $-\tau$, так как они создают струны преимущественно в противоположной по отношению к пучковой частице A пространственно-временной области фрагментации частицы B . Знак минус перед τ связан с тем, что кварки-спектаторы из адрона B движутся в с.ц.м. в направлении, противоположном кваркам-спектаторам из адрона A , что меняет знак создаваемого ими цветового поля. Отрицательный знак λ объясняется противоположными цветовыми зарядами кварка и антикварка. Малая величина λ может быть связана с отношением волновых функций qq' и $q\bar{q}'$ пар

$$\lambda = -|\Psi_{qq'}(0)|^2 / |\Psi_{q\bar{q}'}(0)|^2 \approx -1/8, \quad (37)$$

где для водородоподобного потенциала волновая функция в нуле пропорциональна $(C_F\alpha_s)^{3/2}$, где $C_F = 4/3$ для цветового синглета и $C_F = 2/3$ для антитриплета [20].

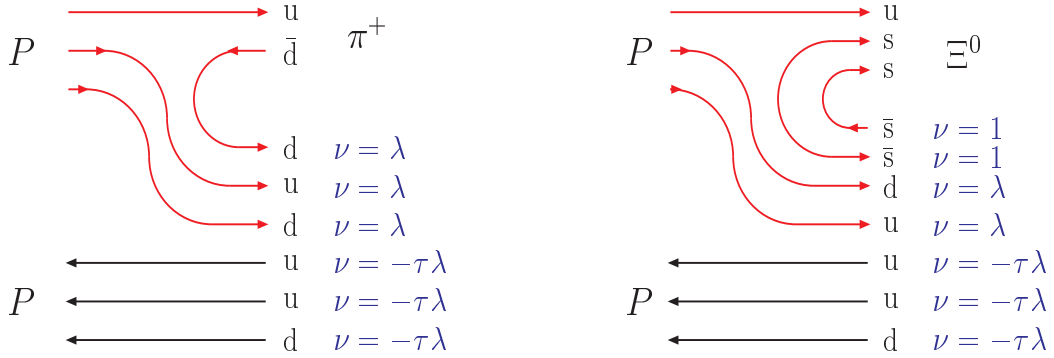


Рис. 1. Правила кваркового счета для реакций: (а) $p^\dagger + p \rightarrow \pi^+ + X$, $\omega_A^0 = \omega_U^0(3\lambda - 3\tau\lambda)$; (б) $pp \rightarrow \Xi^{0\dagger} + X$, $\omega_A^0 = \omega_S^0(2 + 2\lambda - 3\tau\lambda)$.

В общем случае ω_A^0 для каждого кварка q из адрона C определяется как

$$\omega_A^0 = \omega_Q^0 [A_{q\bar{q}'} + \lambda A_{qq'} - \tau(B_{q\bar{q}'} + \lambda B_{qq'})], \quad \omega_Q^0 = \frac{\alpha_s S_0 g_s (g_Q^a - 2)}{\rho^2 M_Q c}, \quad (38)$$

где мы должны просуммировать в (38) по всем qq' - и $q\bar{q}'$ -парам, которые образует пробный кварк с каждым из кварков-спектаторов из адронов A и B (вклады $A_{qq'}$, $A_{q\bar{q}'}$, $B_{qq'}$ и $B_{q\bar{q}'}$). Если пробником в адроне C является антикварк, то образуемые им с каждым из кварков-спектаторов пары $\bar{q}q'$ вносят вклад $\nu = 1$ в ω_A^0 , тогда как пары $\bar{q}\bar{q}'$ дают вклад с весом $\nu = \lambda$.

Для реакции $p^\dagger + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$, согласно кварковой диаграмме рис. 1а, доминирующим является процесс рассеяния поперечно-поляризованного u -кварка. Отрицательные знаки величин λ и ω_Q^0 приводят к положительной частоте $\omega_A^0 = \omega_Q^0(3\lambda - 3\tau\lambda)$ и $A_N > 0$ для рассматриваемого процесса при умеренно больших энергиях. Для показанной на рис. 1б реакции $pA \rightarrow \Xi^{0\dagger} + X$ доминирующий вклад в ω_A^0 дают с весом $\nu = 1$ два \bar{s} -кварка-спектатора, образовавшиеся из вакуума. Отрицательный знак ω_Q^0 означает отрицательную частоту ω_A^0 и $P_N < 0$ для этой реакции.

1.5. Зависимость частот ω_A^0 и ω_B^0 от кинематических переменных

При высоких энергиях сталкивающихся адронов $\sqrt{s} > 70$ ГэВ становится существенным рождение из вакуума новых $q\bar{q}$ -пар, в том числе при распаде струн и глюонов, что приводит к увеличению числа кварков-спектаторов, создающих КХД струны и дающих дополнительный вклад в эффективное цветовое поле.

Рождение из вакуума новых $q\bar{q}$ -пар приводит к соответствующему увеличению отношений выходов антибарионов к барионам, которые зависят не только от отношений \bar{q}/q , но и от конкуренции процессов образования разных адронов при слиянии кварков в момент адронизации [21]. Так, данные по отношению $R = \bar{p}/p$ при изменении энергии в области

$\sqrt{s} \leq 200$ ГэВ описываются простым выражением

$$R = \bar{p}/p = f/(f + 1), \quad f = n_0 \exp(-w/\sqrt{s}), \quad (39)$$

где $w = 45,9$ ГэВ; $n_0 = 3,38$. Функция f в (39) имеет смысл числа антипротонов и протонов с $x_F > 0$, рожденных во взаимодействиях дополнительно к одному имевшемуся в пучке протону A в реакции (1). По аналогии с (39) мы будем полагать, что эффективное число кварков и антикварков в налетающем барионе или ядре A дается выражениями

$$q_A = 3(1 + f_N)A_{eff}, \quad \bar{q}_A = 3f_N A_{eff}, \quad (40)$$

$$f_N = n_q \exp(-W/\sqrt{s})(1 - x_N)^{n_1}, \quad x_N = [(p_T/p_N)^2 + x_F^2]^{1/2}, \quad (41)$$

где $p_N \geq p_{min} = \delta\sqrt{s}$, а p_N , n_q , n_1 , W и δ являются феноменологическими параметрами модели; $3f_N$ — число вновь рожденных антикварков на каждый нуклон пучка, а эффективное число нуклонов A_{eff} , дающих вклад в q_A , обсуждается ниже. Фактор $(1 - x_N)^{n_1}$ в f_N учитывает подавление влияния эффективного цветового поля, воздействующего на кварк-пробник, если p_T или x_F велики. Такой кварк-пробник быстро покидает поле струны или опережает кварки, создающие эти струны. Функции q_A и \bar{q}_A не являются структурными функциями кварков в протоне. Смысл q_A и \bar{q}_A в эффективном учете вкладов процессов множественного рождения кварков и антикварков в частоты ω_A^0 и ω_B^0 в ПКС.

Эффективное число кварков в мишени B равно

$$q_B = 3(1 + f_N)B_{eff}, \quad \bar{q}_B = 3f_N B_{eff}, \quad (42)$$

где B_{eff} — эффективное число нуклонов в мишени.

С учетом (40)–(42) частота ω_A^0 для каждого кварка-пробника Q из адрона C может быть выражена в удобном для практического вычисления виде:

$$\omega_A^0 = \omega_Q^0[\bar{q}_{new} + \lambda q_{new} - \bar{q}_{used} - \lambda q_{used} + \bar{q}_A + \lambda q_A - \tau(\bar{q}_B + \lambda q_B)], \quad (43)$$

а для антикварка-пробника из адрона C — в виде

$$\omega_A^0 = \omega_Q^0[\lambda \bar{q}_{new} + q_{new} - \lambda \bar{q}_{used} - q_{used} + \lambda \bar{q}_A + q_A - \tau(\lambda \bar{q}_B + q_B)], \quad (44)$$

где \bar{q}_{used} и q_{used} — число антикварков и кварков из налетающего адрона A , которые вошли в состав наблюдаемого адрона C ; \bar{q}_{new} и q_{new} — число новых (морских) антикварков и кварков-спектаторов из $q\bar{q}$ -пар, напарники которых вошли в состав адрона C . Для изучения связи частот ω_A^0 и ω_B^0 с числом родившихся $q\bar{q}$ -пар интересно измерить зависимость A_N и P_N от множественности частиц в событии в зависимости от угла их образования и энергии струи, образованной кварками-спектаторами.

1.6. Специфика hA - и AA -соударений

Рассмотрим сначала случай соударения двух ядер с атомными весами A_1 и A_2 . Мы предполагаем, что на кварк-пробник в адроне C действуют лишь поля, создаваемые нуклонами, находящимися в трубке радиуса $R_a \sim \rho$, которые находятся в области перекрытия двух ядер в момент их соударения. Ограниченность R_a следует из явления конфайнмента

для кварков и глюонов. Параметр R_a удобно выразить через эффективный атомный вес A_a из соотношения $R_a = r_0 A_a^{1/3}$, где $r_0 \approx 1,2$ Фм связывает зарядовый радиус ядра R с его атомным весом A : $R = r_0 A^{1/3}$. Тогда эффективное число нуклонов в трубке радиуса R_a в приближении ядра постоянной плотности будет

$$A_{eff} = A(1 - [1 - (A_a/A)^{2/3}]^{3/2}), \quad (45)$$

где $A = A_1$ для налетающего ядра и $A = A_2$ для ядра мишени. В случае, если $A < A_a$, мы полагаем, что $A_{eff} = A$.

В случае адрон-ядерного соударения фактор $A_{eff} = 1$ для налетающего адрона, а для ядра мишени эффективное число нуклонов в трубке радиуса $R_b = r_0 A_b^{1/3}$ равно

$$B_{eff} = A(1 - [1 - (A_b/A)^{2/3}]^{3/2}), \quad (46)$$

где $A = A_2$, а параметр $A_b \ll A_a$ является свободным параметром модели.

При большой величине $A \gg A_a$ эффективное число нуклонов $A_{eff} \sim A^{1/3}$ благодаря аддитивному вкладу всех нуклонов в трубке радиуса R_a . Альтернативный подход рассмотрен в [22], где напряженность хромоелектрического поля в трубке цветового потока пропорциональна $A_1^{1/6} A_2^{1/6}$, так как цветовой заряд струн распределен случайным образом в цветовом пространстве и средний заряд пропорционален квадратному корню из числа нуклон-нуклонных взаимодействий. В случае использования пучков одинаковых ядер $A_1 = A_2 = A$ значение $A_{eff} \sim A^{1/3}$ для обеих гипотез. Очевидно, для решения вопроса о степени A в A_{eff} необходимы измерения поляризации Λ и $\bar{\Lambda}$ для нескольких заметно различающихся пар ядер $A_1 + A_2$.

Как показывает анализ данных, для AA -соударений E_0 в (31) и E_R в (36) приобретают дополнительный фактор $(A_1 A_2)^\beta$, где $\beta \approx 0,048$ — параметр модели. В случае соударений тяжелых ионов p_T^0 в (26) вычисляется по формуле, учитывающей многократное рассеяние кварков в ядре

$$p_T^0 = \sqrt{3} p_i A_2^{1/6}, \quad (47)$$

где p_i — параметр, зависящий от конкретной реакции. Параметры a_0 и f_0 для AA -соударений аппроксимируются в виде $a_0 = c_a + k_a/A_{eff}$ и $f_0 = c_f + k_f/A_{eff}$, что обеспечивает плавный переход к случаю pA -соударений. Для случая AA -соударения в (41) вместо n_1 и W используются параметры $n = n_2(A_1 A_2)^{1/6}$ и $w = W(A_1 A_2)^{-1/6}$ соответственно, что также мотивировано поведением данных и необходимостью их согласования для pp - и $A_1 A_2$ -соударений. Возможно, столь значительная зависимость n , w и A_{eff} от атомных весов соударяющихся ядер связана проявлением деконфайнмента кварков.

Создание пучка ускоренных ионов в ИФВЭ позволило бы исследовать вклад кварков ядра в эффективное цветовое поле, приводящее к прецессии спина кварков.

1.7. Зависимость динамических масс и аномальных хромомагнитных моментов кварков от переданного импульса

Динамические массы M_Q и аномальные хромомагнитные моменты кварков $\Delta\mu_Q^a$ зависят от их виртуальности, определяемой переданным импульсом q [15]. Эта зависимость в первом

приближении описывается общим для M_Q и $\Delta\mu_Q^a$ формфактором $F_i(q)$:

$$M_Q(q) = m_q + \Delta M_Q(0)F_i(q), \quad \Delta\mu_Q^a(q) = \Delta\mu_Q^a(0)F_i(q)^2, \quad F_i(q) = \exp[-(\frac{q}{q_0})^{3/2}], \quad (48)$$

где m_q — токовая масса кварка [23]; $\Delta M_Q(0)$, $\Delta\mu_Q^a(0)$ и $q_0 \approx 0,7$ ГэВ/с — феноменологические параметры. При больших величинах $q \gg q_0$ киральная симметрия восстанавливается, и кварк может рассматриваться как точечная частица. В качестве оценки q в (48) используется соотношение $q = p_T\rho_0$, где ρ_0 — параметр модели.

1.8. Особенности конкретных реакций

В случае наблюдения векторных мезонов осцилляции поляризации определяются прежде всего прецессией спина антикварка с частотой примерно в 8 раз больше (37), чем частота прецессии для кварка. Поэтому в уравнениях для частоты ω_A^0 рассматривается только антикварк, входящий в состав векторного мезона.

Поляризация $\Sigma^{\pm,0}$ -гиперонов противоположна по знаку поляризации Λ , поскольку направление спина первых определяется вкладом u - и d -кварков и противоположно по знаку вкладу в поляризацию s -кварка.

Для конкретной реакции все односпиновые наблюдаемые ($A_N, P_N, \rho_{00} - 1/3$) могут быть описаны уравнениями (23)–(29) с локальными феноменологическими параметрами $\omega_A^0, \omega_B^0, \epsilon, \alpha, D, a_0, f_0, E_0, E_R, p_T^0, \sigma$ и x_0 . Для большинства реакций значительная часть локальных параметров может быть выражена через общие глобальные параметры, такие как $\alpha_s, M_Q, m_q, g_Q^a$ и другие. В тех случаях, когда такое описание конкретных локальных параметров невозможно, они используются как независимые фиксированные параметры для данной реакции.

2. Результаты глобального анализа односпиновых процессов

Для глобального анализа односпиновых процессов использовались следующие данные: односпиновая асимметрия для поперечно поляризованных пучков или мишеней в hp - и hA -соударениях (табл. 1), поперечная поляризация гиперонов и протонов в hp - и hA -соударениях (табл. 2), поперечная поляризация гиперонов в $Au + Au$ -соударениях, поперечная поляризация и выстроенность ρ_{00} для векторных мезонов в hp -, hA - и $AuAu$ -соударениях, поляризация гиперонов и A_N для мезонов в лептон-адронных полунклюзивных глубоконеупругих процессах (табл. 3). Ссылки на использованные экспериментальные работы наиболее полно представлены в [4, 5, 6]. Дополнительно для анализа использовались данные других работ, в том числе и новые данные по $AuAu$ -соударениям, по поляризации векторных мезонов, а также A_N и P_N в лептон-нуклонных глубоконеупругих взаимодействиях [24]–[59].

Номер реакции № и число экспериментальных точек N_p указаны в табл. 1–3. Всего использованы данные по 68 различным реакциям, содержащим 2100 экспериментальных точек, что позволило оценить глобальные параметры модели. Величина χ^2 равна 1639 при наличии 41 глобального и 411 локальных параметров. При минимизации χ^2 в качестве веса для каждой экспериментальной точки использовалась величина $1/(\sigma_{exp}^2 + \sigma_{sys}^2)$, где σ_{exp} и $\sigma_{sys} = 0,016$ — ошибки данных и модели соответственно.

Таблица 1. Реакции, в которых измерялась анализирующая способность A_N в hp - и hA -соударениях.

№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p
1	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+$	149	9	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^-$	10	17	$K^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	15
2	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^-$	98	10	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	34	18	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12
3	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^+$	71	11	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^+$	15	19	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \eta$	3
4	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^-$	55	12	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^-$	12	20	$p^\uparrow p \rightarrow \bar{p}$	40
5	$p^\uparrow p \rightarrow n$	16	13	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$	6	21	$p^\uparrow p \rightarrow \eta$	4
6	$p^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	133	14	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	20	22	$\bar{p} d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12
7	$p^\uparrow p \rightarrow K_S^0$	16	15	$p^\uparrow p(A) \rightarrow p$	129	23	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^-$	6
8	$\bar{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+$	10	16	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \eta$	6			

Таблица 2. Реакции, в которых измерялась поляризация P_N в hp - и hA -соударениях.

№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p
24	$pp(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow$	255	33	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	100	41	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	7
25	$pA \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	56	34	$\bar{p}A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow$	7	42	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	17
26	$pA \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	21	35	$pA \rightarrow \bar{\Xi}^{+\uparrow}$	3	43	$pA \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow$	41
27	$pA \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	57	36	$pA \rightarrow \bar{\Sigma}^{-\uparrow}$	4	44	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	27
28	$pp \rightarrow p^\uparrow$	12	37	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	4	45	$nA \rightarrow \Lambda^\uparrow$	21
29	$pA \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	6	38	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	15	46	$K^+ p \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow$	28
30	$pA \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	5	39	$\Lambda A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	10	47	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	73
31	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	120	40	$pA \rightarrow \bar{\Xi}^{0\uparrow}$	5	48	$\Sigma^- A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow$	17
32	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	5						

Таблица 3. Реакции, в которых измерялась поляризация P_N в AuAu-соударениях, поляризация векторных мезонов в hp - и hA -соударениях, P_N и A_N в глубоконеупругих ℓp - и ℓA -соударениях.

№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p	№	Реакция	N_p
49	$AuAu \rightarrow \Lambda^\uparrow$	53	56	$pp \rightarrow \phi^\uparrow(1020)$	5	63	$e^+ A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	6
50	$AuAu \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow$	44	57	$nA \rightarrow K^{*-}(892)$	6	64	$e^+ A \rightarrow \bar{\Lambda}^\uparrow$	4
51	$pA \rightarrow J/\psi^\uparrow$	42	58	$nA \rightarrow K^{*+}(892)$	6	65	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$	9
52	$\bar{p}p \rightarrow J/\psi^\uparrow$	6	59	$\bar{p}p \rightarrow \Upsilon(1S)^\uparrow$	11	66	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^-$	9
53	$pA \rightarrow \Upsilon(1S)^\uparrow$	8	60	$\bar{p}p \rightarrow \Upsilon(2S)^\uparrow$	7	67	$\mu^- p^\uparrow \rightarrow h^+$	25
54	$pA \rightarrow \Upsilon(2S)^\uparrow$	8	61	$AuAu \rightarrow K^{*0}(892)$	5	68	$\mu^- p^\uparrow \rightarrow h^-$	25
55	$\bar{p}p \rightarrow \rho^{0\uparrow}(770)$	24	62	$AuAu \rightarrow \phi^\uparrow(1020)$	5			

Процедура поиска оптимальных параметров носила итерационный характер. Сначала находились оптимальные значения локальных параметров для каждой из реакций независимо при некоторых фиксированных исходных значениях глобальных параметров. Затем при фиксированных значениях локальных параметров находился 41 глобальный параметр и далее процедура повторялась до достижения сходимости по χ^2 . Дополнительно для поиска других возможных локальных минимумов по χ^2 использовалась процедура минимизации глобальных параметров при их начальных значениях, распределенных случайным обра-

зом вблизи оптимальных значений. Эта процедура с использованием генератора нормально распределенных случайных чисел повторялась в цикле десятки тысяч раз до достижения сходимости по χ^2 . Для минимизации функционала использовалась программа FUMILI [60].

Глобальные параметры приведены в табл. 4, 5 и 6. В табл. 4 указаны использованные в анализе значения токовых масс кварков m_q [23], а также добавки к динамической массе кварков $\Delta M_Q(0)$, массы $M_Q(0) = m_q + \Delta M_Q(0)$ и аномальные хромомагнитные моменты составляющих кварков $\Delta\mu_Q^a(0)$ при нулевой виртуальности, $q = 0$, которые близки к оценке $-0,744$ в [15]. Значения масс составляющих кварков $M_Q(0)$ не являются независимыми параметрами и выражаются в рамках модели через m_q и $\Delta M_Q(0)$.

Таблица 4. Токовые массы кварков m_q , добавки к динамической массе кварков $\Delta M_Q(0)$, массы составляющих кварков $M_Q(0) = m_q + \Delta M_Q(0)$ и аномальные хромомагнитные моменты составляющих кварков $\Delta\mu_Q^a(0)$ при нулевой виртуальности, $q = 0$.

Аромат	m_q , ГэВ/ c^2	$\Delta M_Q(0)$, ГэВ/ c^2	$M_Q(0)$, ГэВ/ c^2	$\Delta\mu_Q^a(0)$
u	0.002	0.248 ± 0.023	0.250 ± 0.023	-0.625 ± 0.062
d	0.005	0.318 ± 0.036	0.323 ± 0.036	-0.540 ± 0.065
s	0.095	0.436 ± 0.053	0.531 ± 0.053	-0.597 ± 0.065
c	1.25	0.19 ± 0.11	1.44 ± 0.11	-0.768 ± 0.050
b	4.20	1.74 ± 0.37	5.94 ± 0.37	-0.751 ± 0.041

Таблица 5. Размерные параметры глобального фита данных.

Параметр, ГэВ $^{-1}$		Параметр, ГэВ		Параметр, ГэВ	
D	5.68 ± 0.13	m_r	0.2942 ± 0.0072	q_0	1.01 ± 0.33
ρ	3.25 ± 0.86	p_d	1.07 ± 0.26	W	265 ± 13
		p_a	1.70 ± 0.31	p_N	28 ± 10

Таблица 6. Безразмерные параметры глобального фита данных.

Параметр		Параметр		Параметр	
λ	-0.1319 ± 0.0013	a_u	0.169 ± 0.015	A_a	11.86 ± 0.43
τ	0.0562 ± 0.0030	a_d	0.358 ± 0.018	A_b	0.257 ± 0.024
ϵ	-0.00419 ± 0.00022	a_s	0.336 ± 0.016	b_1	0.053 ± 0.015
α	-0.015 ± 0.011	a_c	-0.149 ± 0.031	b_2	0.0100 ± 0.0041
δ	0.0196 ± 0.0037	a_b	-0.414 ± 0.045	ρ_0	0.0165 ± 0.0018
n_q	4.51 ± 0.30	a_R	1.333 ± 0.075	β	0.0476 ± 0.0002
n_1	1.381 ± 0.087	n_2	0.84 ± 0.28	κ	287 ± 64
d_1	0.261 ± 0.031	d_2	0.108 ± 0.017		

Другие размерные глобальные параметры находятся в табл. 5. Параметр наклона спектра адронов D , поперечный радиус струны ρ , отношение $m_r = S_0/\rho^2$ и величина q_0 в факторе кварков $F_i(q)$ оказались одного порядка с ожидаемыми значениями величин. Отметим значительную величину параметров W и p_N , описывающих зависимость от энергии \sqrt{s} и p_T хромомагнитных полей и частот осцилляции ω_A^0 и ω_B^0 в hA - и AA -соударениях.

Безразмерные глобальные параметры приведены в табл. 6. Полученная оценка $\lambda = -0,1319 \pm 0,0013$ хорошо согласуется с теоретической оценкой (37) $\lambda \approx -1/8$ не только по знаку, но и по величине, что служит обоснованием одного из основных положений ПКС (37)–(38) и модели в целом. Частоты осцилляций ω_A^0 и ω_B^0 для всех 68 реакций описываются выражениями (43)–(44).

Из уравнений (23)–(25) следует универсальное скейлинговое поведение односпиновых наблюдаемых (A_N, P_N) как функций угла прецессии спина кварка $\phi_A = \omega_A^0 y_A$ в области выше порога $x_F \geq x_0$, после внесения поправок на зависимость от p_T , \sqrt{s} и A :

$$G_A(\phi_A) = \frac{A_N}{C(\sqrt{s})F(p_T, A)} + \sigma G(\phi_B). \quad (49)$$

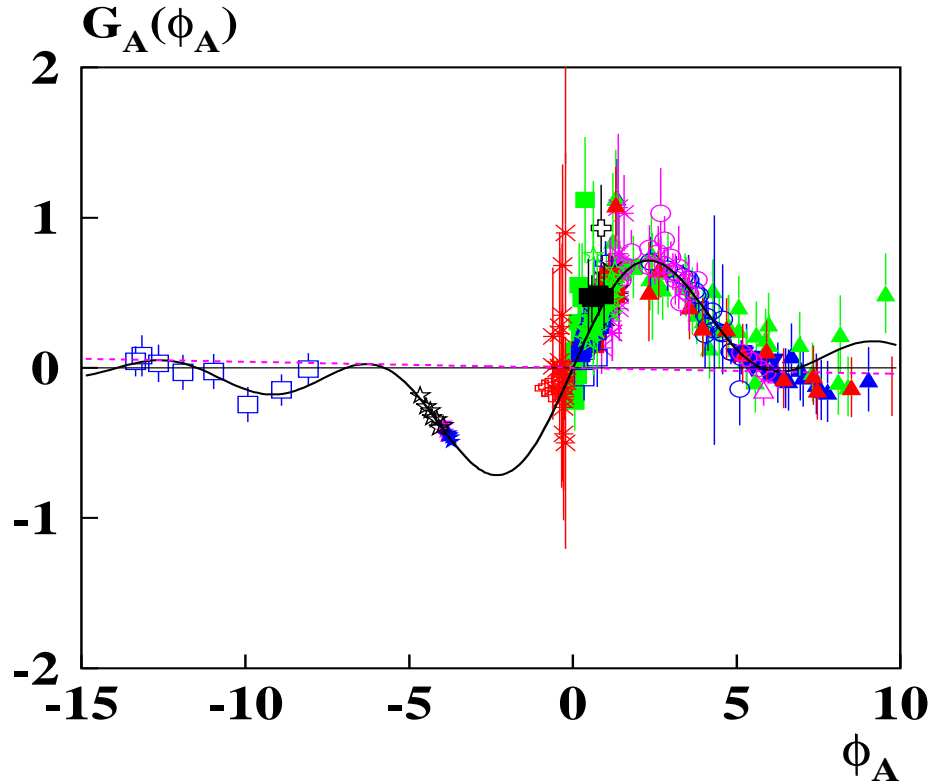


Рис. 2. Зависимость $G_A(\phi_A)$ от ϕ_A , рад, для измерений A_N в образовании адронов в hp - и hA -соударениях.

На рис. 2 показана зависимость величины $G_A(\phi_A)$ как функции ϕ_A для 14 наиболее хорошо изученных реакций № 1 ÷ 14, в которых измерялась A_N в hp - и hA -соударениях. Всего эти данные включают 510 экспериментальных точек с $x_F > x_0$ в широком диапазоне энергий \sqrt{s} от 2,26 до 200 ГэВ. Сплошной линией на рис. 2–10 показана модельная зависимость $G_A(\phi_A) = (1 - \cos \phi_A)/\phi_A + \epsilon\phi_A$. Штриховая линия показывает вклад $\epsilon\phi_A$ в $G_A(\phi_A)$.

Данные экспериментов согласуются с осциллирующим поведением $G_A(\phi_A)$, причем точки в области положительных значений ϕ_A соответствуют в основном умеренно большим

энергиям $\sqrt{s} \ll W$, когда согласно (40)–(41) вкладом образующихся во взаимодействиях кварков и антикварков в эффективное цветовое поле можно пренебречь. Напротив, данные экспериментов на коллайдере RHIC при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ попадают в область отрицательных значений $\phi_A \leq -3$, поскольку положительный вклад новых антикварков \bar{q}_{new} с весом $\nu = 1$ становится доминирующим в (43), а $\omega_Q^0 < 0$.

Эффект фокусировки (25) наблюдается для реакции $p^\dagger p(A) \rightarrow \pi^+$ с величиной $E_R = 3,34 \pm 0,17$ в области энергий менее 63 ГэВ.

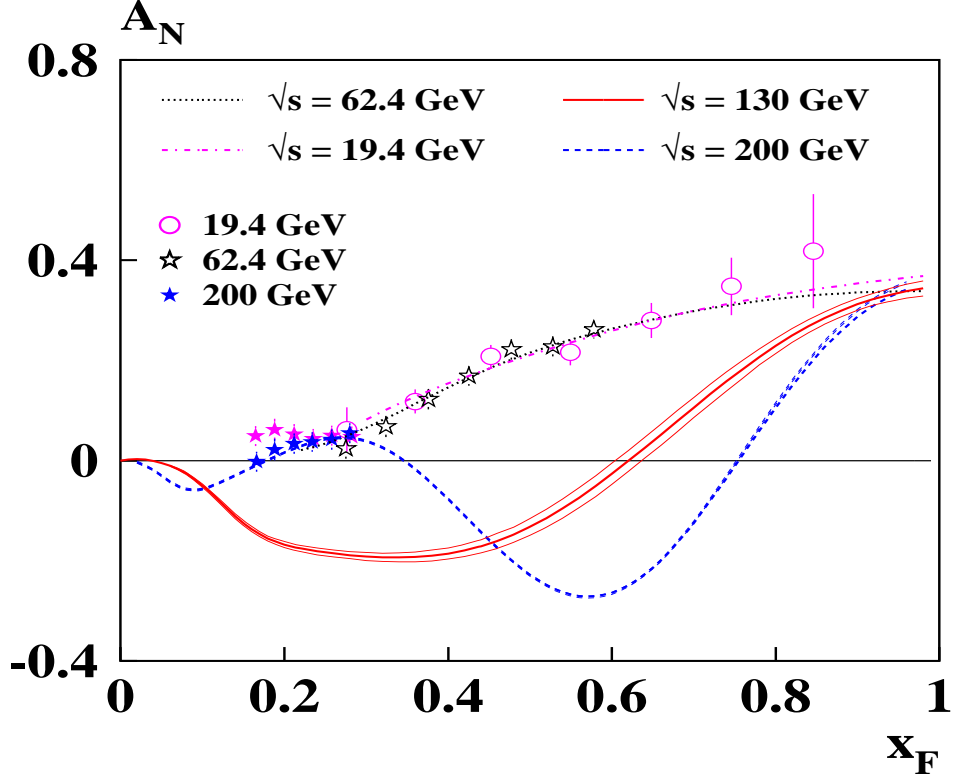


Рис. 3. Зависимость A_N от x_F для реакции $p^\dagger p \rightarrow \pi^+ + X$. Расчеты A_N выполнены для энергий 130 и 200 ГэВ и угла образования 4.1° в с.ц.м.

На рис. 3 приведены данные для $\sqrt{s} = 19,4$ ГэВ [29], 200 и 62,4 ГэВ [30, 31] для реакции $p^\dagger p \rightarrow \pi^+ + X$, а также вычисления A_N в рамках рассматриваемой модели для $\sqrt{s} = 200$ и 130 ГэВ. Весьма необычно предсказание отрицательной величины A_N вблизи $x_F \approx 0,3$ и $x_F \approx 0,55$ для $\sqrt{s} = 130$ и 200 ГэВ соответственно, что связано с наличием глубокого минимума при $\phi_A = -2$ (рис. 2). Неопределенность предсказаний A_N в одно стандартное отклонение показана на рис. 3 тонкими линиями. Вычисления A_N для $\sqrt{s} = 500$ ГэВ показаны на рис. 4, где также видны несколько минимумов и максимумов, ожидаемых при высоких энергиях из-за вклада (41) множественного рождения кварков в частоту ω_A^0 .

На рис. 5 показана зависимость $G_A(\phi_A)$ от ϕ_A для реакции $p^\dagger p(A) \rightarrow p + X$, всего 129 точек с $x_F > 0,1$ и $p_T > 0,6$ ГэВ/с, где также наблюдается эффект осцилляции $G_A(\phi_A)$. Значительная величина A_N и ее осцилляция наблюдаются для данных эксперимента ФОДС-2 в ИФВЭ, где достигнуты одновременно большие значения p_T и x_F [26].

На рис. 6 приведены данные по поляризации гиперонов в hp - и hA -соударениях для 19 реакций № 24 ÷ 42, измеренных с высокой точностью (табл. 2), всего 691 экспериментальная точка с $p_T > 0,3$ ГэВ/с, подтверждающие осцилляции $G_A(\phi_A)$. Для данных реакции $K^- p \rightarrow \Lambda + X$ (крестики) наблюдаются 7 циклов осцилляций в области $-60 \leq \phi_A \leq -10$, с частотой $\omega_A^0 = -8,45 \pm 0,20$, согласующейся с предсказаниями ПКС: $\omega_A^0 = -8,79 \pm 0,22$. Реакции № 24 и 33 являются примерами дефокусирующего действия хромагнитного поля с $E_R = (-2,95 \pm 0,30)$ ГэВ и $E_R = (-3,3 \pm 1,3)$ ГэВ соответственно.

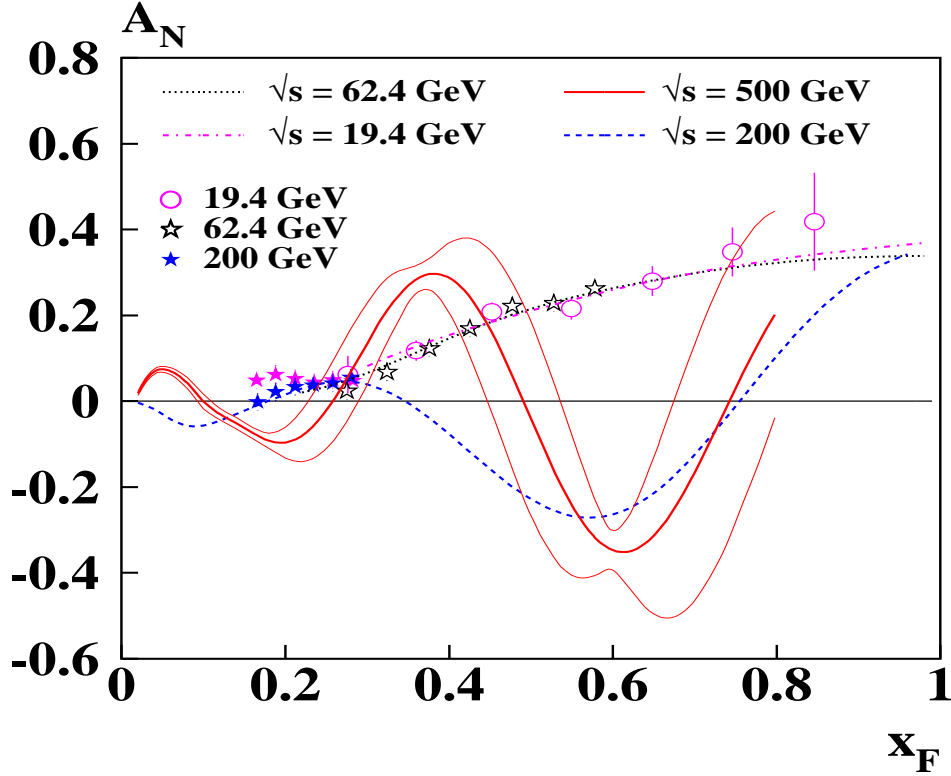


Рис. 4. Зависимость A_N от x_F для реакции $p^\dagger p \rightarrow \pi^+ + X$. Расчеты A_N для энергий 500 ГэВ и угла образования 4.1° в с.ц.м.

Для соударений тяжелых ионов предсказывается высокая частота осцилляций ω_A^0 вследствие большого эффективного числа нуклонов, уравнение (45), дающих вклад в хромагнитное поле. Данные с коллайдера RHIC по глобальной поляризации Λ в AuAu-соударениях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [46], а также данные BNL для $\sqrt{s} = 4,86$ ГэВ [47], показанные на рис. 7 (реакция № 49), подтверждают этот вывод [9]. В модели подразумевается, что при больших $p_T > 2,5$ ГэВ/с между плоскостью реакции и плоскостью образования частицы существует корреляция [46].

Модель позволяет выявить кинематические области, в которых ожидаются значительные поляризационные эффекты. На рис. 8 показаны расчеты зависимости поперечной поляризации Λ от псевдобыстроты $\eta = -\ln \text{tg}(\theta^{cm}/2)$ в AuAu-соударениях при двух энергиях \sqrt{s} , 7 и 9 ГэВ. Предсказывается осцилляция P_N при изменении η .

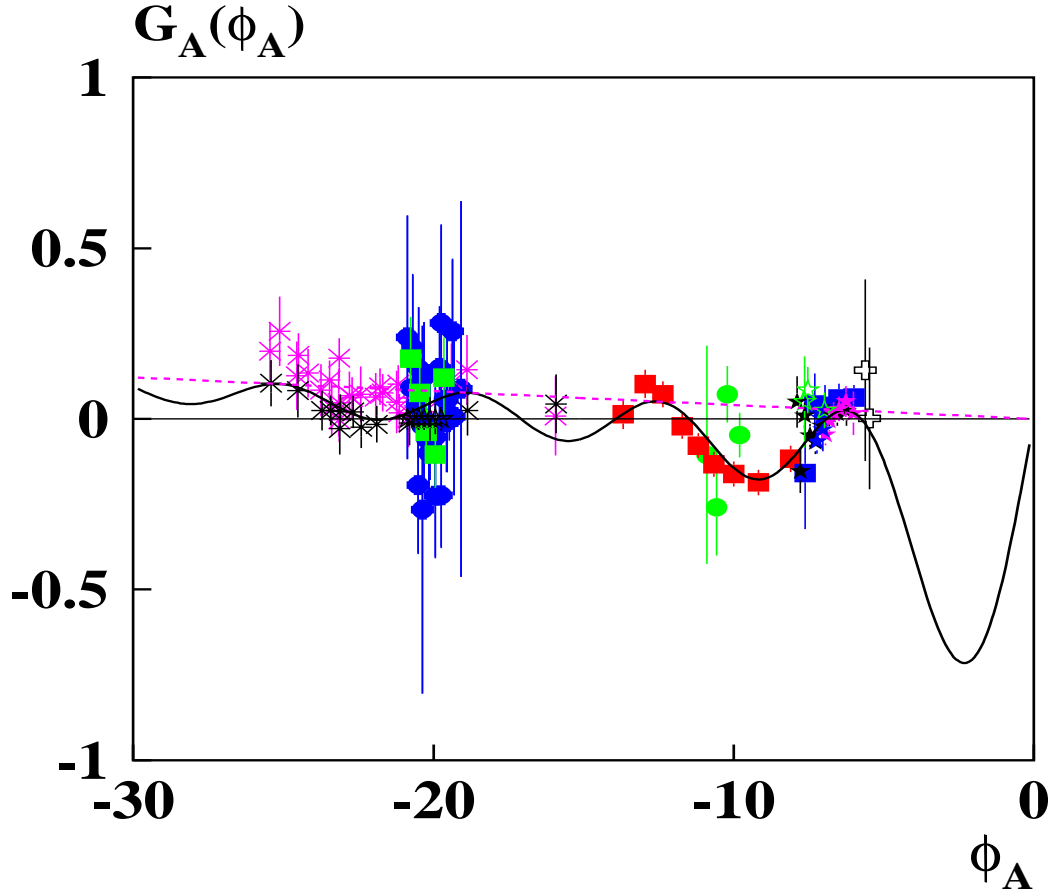


Рис. 5. Зависимость $G_A(\phi_A)$ от ϕ_A для измерений A_N в образовании протонов в pp - и pA -соударениях.

Данные по векторным мезонам для реакций № 51 ÷ 59, представленных в табл. 3 [49, 50, 51, 52, 53], показаны на рис. 9. Эти реакции интересны тем, что здесь измерение поляризации мезонов позволяет получить информацию не только о легких кварках, но и о тяжелых c - и b -кварках.

Итоговая картина поведения данных для 46 наиболее подробно исследованных реакций (№ 1 ÷ 15, 24 ÷ 42, 49, 51 ÷ 59, всего 1427 экспериментальных точек с $p_T > 0,3$ ГэВ/ c) показана на рис. 10. Из рис. 10 хорошо видна возможность единого описания данных для различных процессов в рамках рассматриваемого механизма.

Большое число реакций, используемых в глобальном анализе, позволяет выявить общие закономерности, которые трудно обнаружить при рассмотрении одной реакции. Более подробно эти данные предполагается обсудить в последующих работах, посвященных отдельным классам процессов, где будут приведены значения тех локальных параметров, которые не выражаются через глобальные параметры для конкретных реакций.

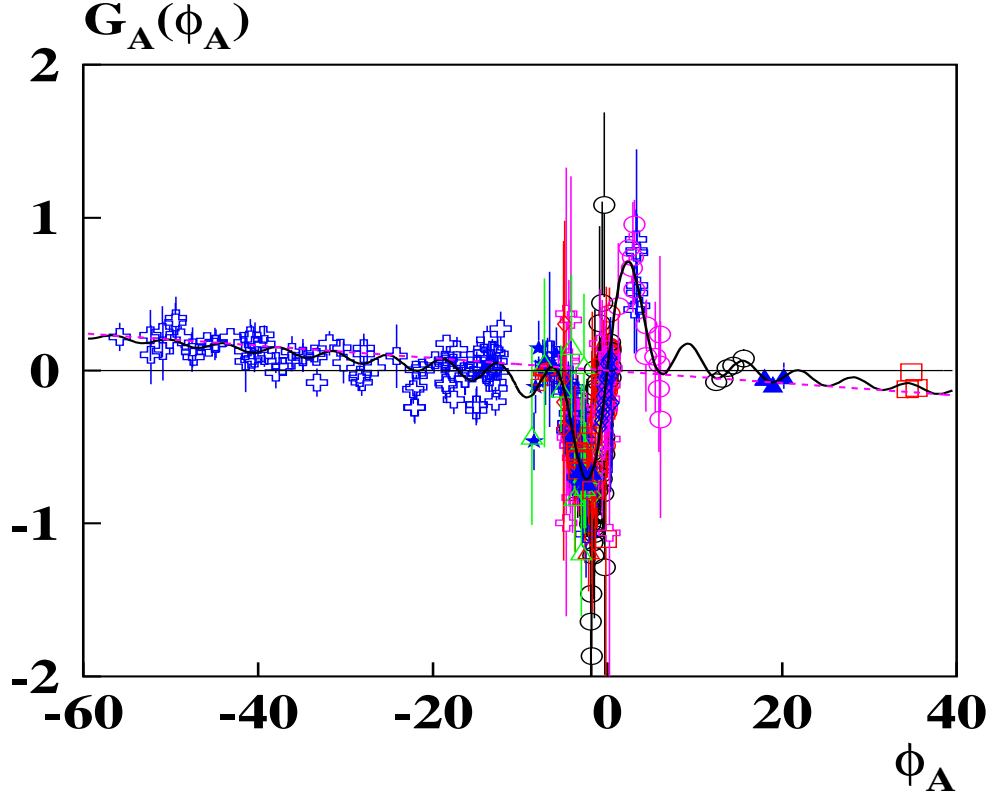


Рис. 6. Зависимость $G_A(\phi_A)$ от ϕ_A для измерений P_N в образовании гиперонов и протонов в hp - и hA -соударениях.

Заключение

Предложен механизм происхождения односпиновых эффектов в hh -, hA -, AA - и ℓN -соударениях, основанный на взаимодействии составляющих кварков с эффективным цветовым полем КХД струн, создаваемых кварками-спектаторами: микроскопический эффект Штерна-Герлаха. Прецессия спинов кварков в цветовом поле приводит к осцилляциям односпиновых наблюдаемых A_N и P_N , как функций угла прецессии спина ϕ_A и других кинематических переменных. Частоты осцилляций описываются правилами кваркового счета, учитывающими их зависимость от аромата кварков, энергии реакции, p_T , x_F и атомного веса сталкивающихся ядер. Фокусирующее действие эффективного цветового поля на кварки приводит к характерной резонансной зависимости A_N и P_N от энергии \sqrt{s} . Из анализа данных получены оценки размеров КХД-струны, динамических масс и аномальных хромомангнитных моментов составляющих u -, d -, s -, c - и b -кварков. Исследование односпиновых эффектов дает ценную информацию о динамике взаимодействия кварков, механизме их адронизации, спиновой структуре адронов, конфайнменте и спонтанном нарушении киральной симметрии.

Автор выражает благодарность J.C. Dunlop, Д.И. Дьяконову, В.В. Ежеле, А.В. Ефремову, О.В. Теряеву, М.В. Токареву и С.М. Трошину за полезные обсуждения и ценные замечания, а также дирекции ИФВЭ за поддержку данной работы.

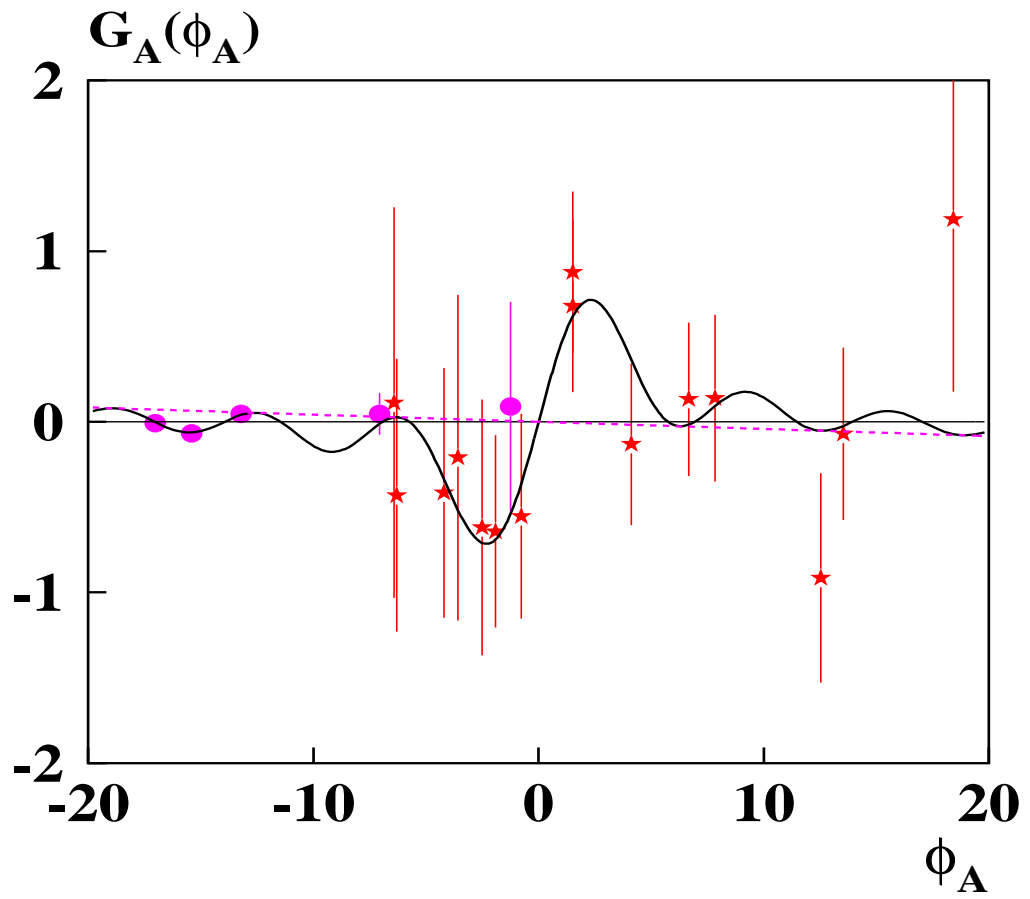


Рис. 7. Зависимость $G_A(\phi_A)$ от ϕ_A для измерений P_N в образовании Λ -гиперонов в $Au + Au$ -соударениях.

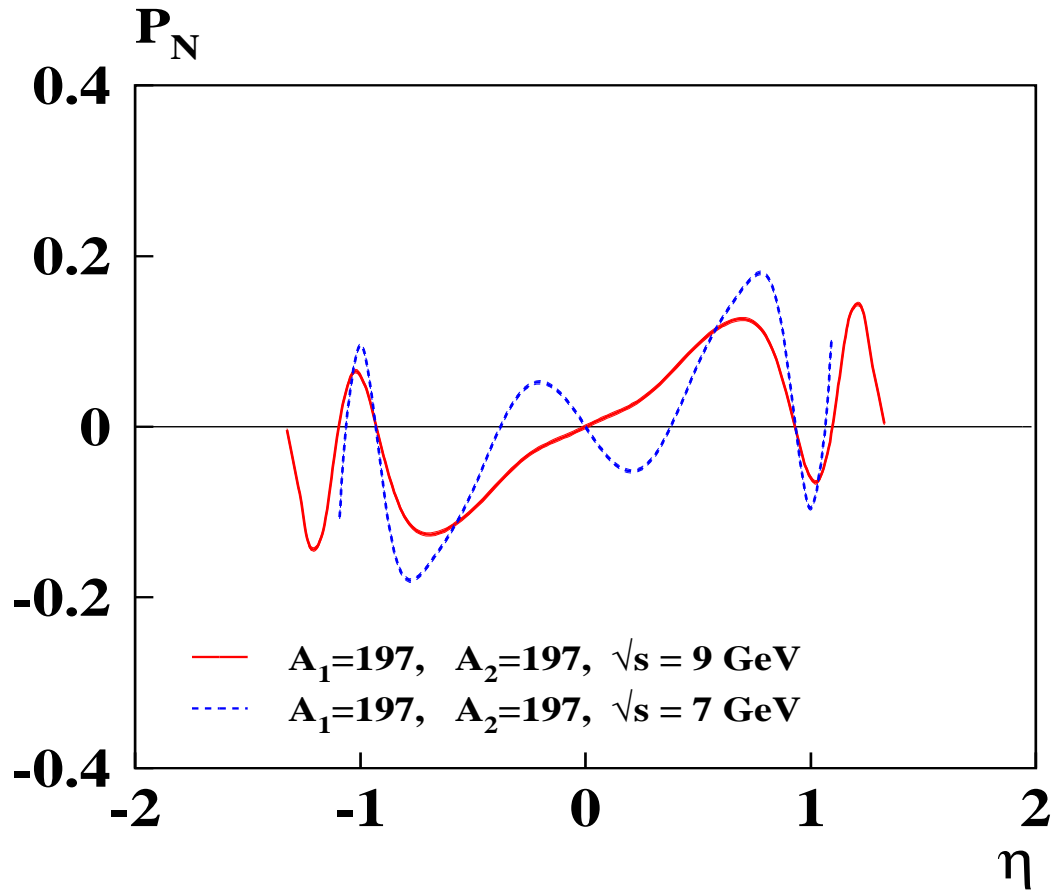


Рис. 8. Зависимость P_N от псевдобыстроты η в образовании Λ -гиперонов в $Au + Au$ -соударениях при энергиях $\sqrt{s_{NN}}$ 7 и 9 ГэВ и $p_T = 2,35$ ГэВ/с.

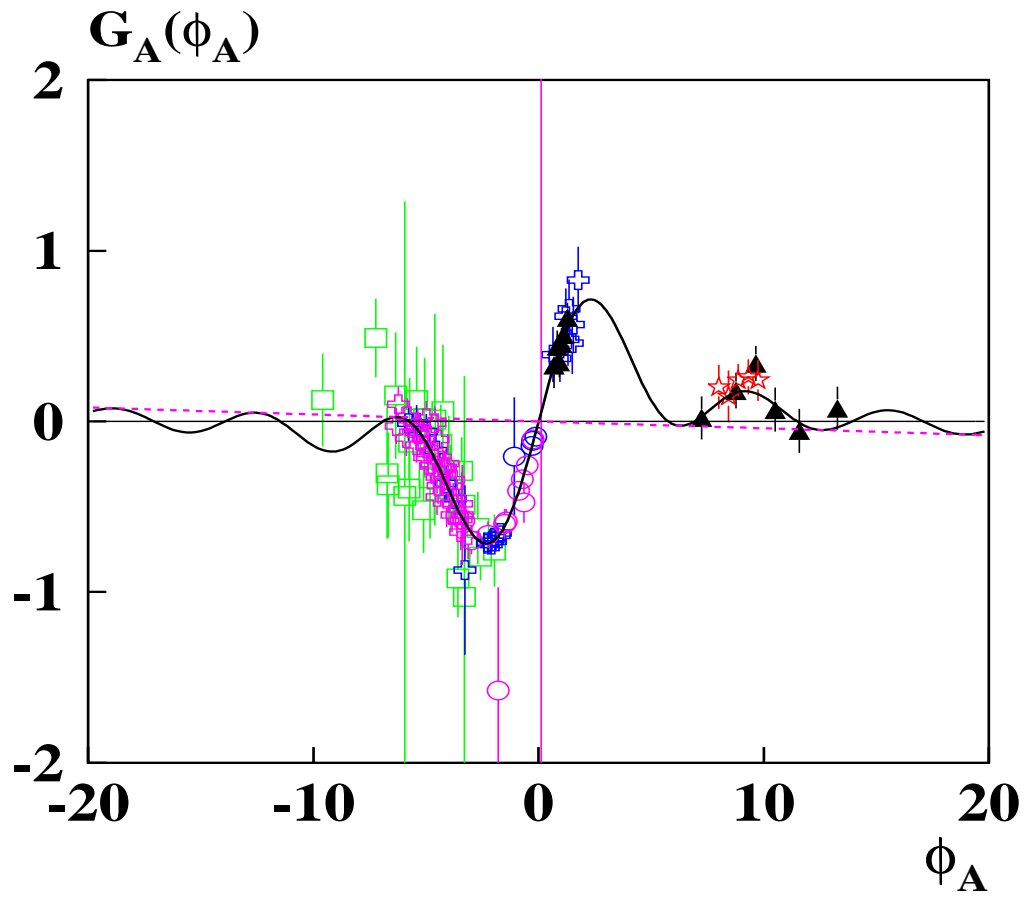


Рис. 9. Зависимость $G_A(\phi_A)$ от ϕ_A для измерений P_N или ρ_{00} в образовании векторных мезонов в hp - и hA -соударениях.

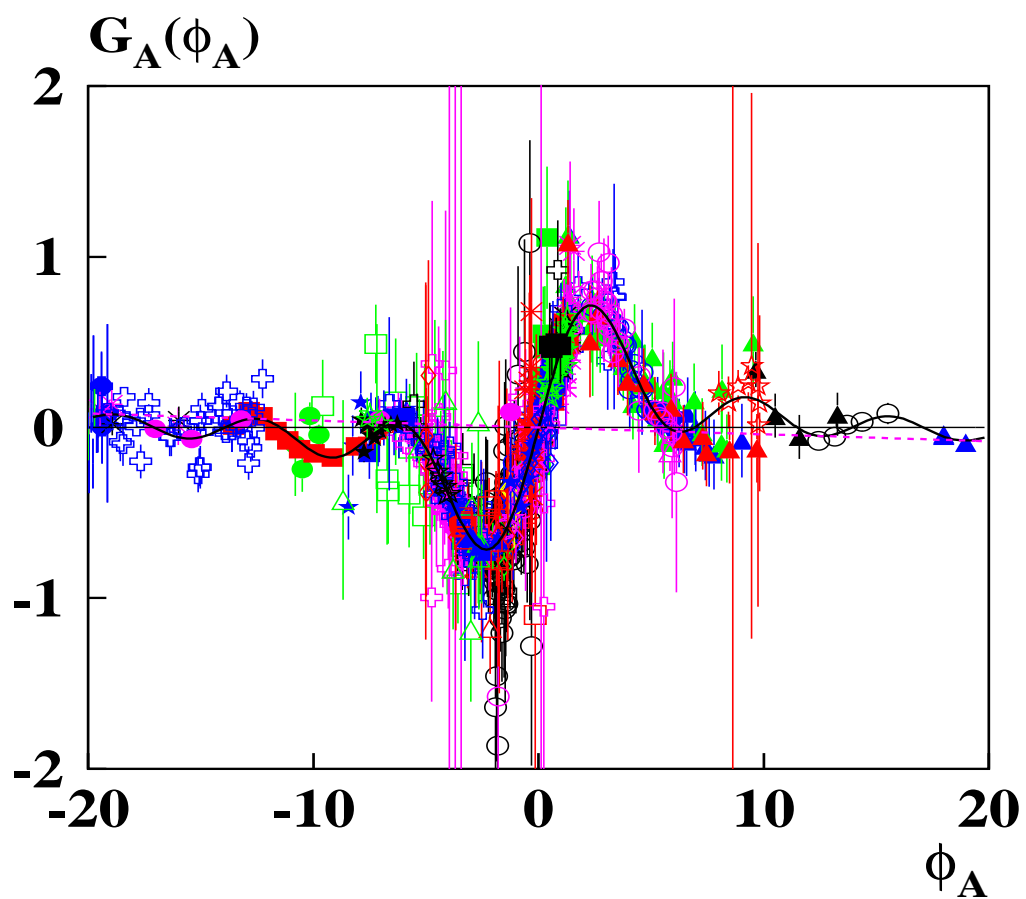


Рис. 10. Зависимость $G_A(\phi_A)$ от ϕ_A для 46 наиболее подробно исследованных реакций.

Список литературы

- [1] Siverson D.W. *Phys. Rev. D* **41**, 83 (1990).
- [2] Collins J.C. *Nucl. Phys. B* **396**, 161 (1993).
- [3] Efremov A.V., Goeke K., and Schweitzer P. *Eur. Phys. J. Special Topics* **162**, 1 (2008).
- [4] Абрамов В.В. *ЯФ* **68**, 414 (2005).
- [5] Abramov V.V. Preprint №2001-13, ИИЭП (Protvino, 2001); hep-ph/0111128.
- [6] Abramov V.V. *Eur. Phys. J. C* **14**, 427 (2000);
- [7] Мигдал А.Б. и Хохлачев С.Б. *ЖЭТФ* **91**, 745 (1986).
- [8] Рыскин М.Г. *ЯФ* **48**, 1114 (1988).
- [9] Abramov V.V., in *Proceedings of the XII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DSPIN-07)*; Dubna, JINR (2008), p. 13; hep-ph/0711.0323.
- [10] Ширков Д.В. и Заякин А.В. *ЯФ* **70**, 808 (2007).
- [11] Higashijima K. *Phys. Rev. D* **29**, 1228 (1984).
- [12] Bargmann V., Michel L. and Telegdy V. *Phys. Rev. Lett.* **2**, 435 (1959).
- [13] Martin Ph.A. and de Bianchi M.S. *Foundations of Physics* **24**, 1371 (1994).
- [14] Тернов И.М., Халилов В.Р., Павлова О.С. *Изв. ВУЗ. Физ.* №2, 39 (1979).
- [15] Diakonov D. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **51**, 173 (2003).
- [16] Kochelev N.I. *Phys. Lett. B* **426**, 149 (1998).
- [17] Абрамов В.В. *ЯФ* **44**, 1318 (1986).
- [18] Casher A., Neuberger H., and Nussinov S. *Phys. Rev. D* **20**, 179 (1979).
- [19] Абрамов В.В. *ЯФ* **70**, 2153 (2007).
- [20] Baranov S.P. *Phys. Rev. D* **54**, 3228 (1996).
- [21] Zimanyi J., Biro T.S., Csorgo T. and Levai P. *Phys. Lett. B* **472**, 243 (2000).
- [22] Pavel H.-P. and Brink D.M. *Z. Phys. C* **51**, 119 (1991).
- [23] Amsler C. et al. (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **667**, 1 (2008).
- [24] Averichev G.S. et al. *Phys. At. Nucl.* **60**, 1643 (1997).
- [25] Nogach L. (for the STAR collab.), *AIP Conf. Proc.* **915**, 543 (2007).
- [26] Абрамов В.В. и др. *ЯФ* **70**, 1561 (2007).

- [27] Абрамов В.В. и др. *ЯФ* **70**, 1790 (2007).
- [28] Абрамов В.В. и др. *ЯФ* **70**, 1799 (2007).
- [29] Adams D.L. *et al. Phys. Lett. B* **264**, 462 (1991).
- [30] Lee J.H. *et al. AIP Conf. Proc.* **915**, 533 (2007).
- [31] Arsene I. *et al. Phys. Rev. Lett.* **101**, 042001 (2008).
- [32] Dick L. *et al. Phys. Lett. B* **57**, 93 (1975).
- [33] Апокин В.Д. и др. *ЯФ* **49**, 165 (1989).
- [34] Abelev B.I. *et al.* [hep-ex/0801.2990].
- [35] Morelos A. *et al. Phys. Rev. D* **52**, 3777 (1995).
- [36] Aleev A.N. *et al. Eur. Phys. J. C* **13**, 427 (2000).
- [37] Abouzaid E. *et al. Phys. Rev. D* **75**, 012005 (2007).
- [38] Sanchez-Lopez J.L. *et al.* hep-ex/0706.3660.
- [39] Lomanno F. *et al. Phys. Rev. Lett.* **43**, 1905 (1979).
- [40] Luk K.B. *et al. Phys. Rev. D* **38**, 19 (1988).
- [41] Abt I. *et al. Phys. Lett. B* **638**, 415 (2006).
- [42] Adamovich M.I. *et al. Eur. Phys. J. C* **32**, 221 (2004).
- [43] Adamovich M.I. *et al. Eur. Phys. J. C* **36**, 315 (2004).
- [44] Abe F. *et al. Phys. Rev. Lett.* **50**, 1102 (1983).
- [45] Pogodin P. *et al. Phys. Rev. D* **70**, 112005 (2004).
- [46] Abelev B.I. *et al. Phys. Rev. C* **76**, 024915 (2007).
- [47] Bellwied R. *et al. Nucl. Phys. A* **698**, 499 (2002).
- [48] Abazov V.M. *et al. Phys.Rev.Lett.* **101**, 182004 (2008).
- [49] Abulencia A. *et al. Phys. Rev. Lett.* **99**, 132001 (2007).
- [50] Abelev B.I. *et al. Phys. Rev. C* **77**, 061902 (2008).
- [51] Aleev A.N. *et al. Phys. Lett. B* **485**, 334 (2000).
- [52] Chang T.H. *et al. Phys. Rev. Lett.* **91**, 211801 (2003).
- [53] Brown C.N. *et al. Phys. Rev. Lett.* **86**, 2529 (2001).

- [54] Acosta D. *et al. Phys. Rev. Lett.* **88**, 161802 (2002).
- [55] Minaenko A.A. *et al. Z. Phys. C* **62**, 15 (1994).
- [56] Airapetian A. *et al. Phys. Rev. D* **76**, 092008 (2007).
- [57] Airapetian A. *et al. Phys. Rev. Lett.* **94**, 012002 (2005).
- [58] Alexakhin V.Yu. *et al. Phys. Rev. Lett.* **94**, 202002 (2005).
- [59] Chiu M. *for the PHENIX Collab. Reported at the 18th International Spin Physics Symposium (SPIN2008), Charlottesville, VA, 6-11 Oct 2008.*
- [60] Silin I. CERN Program Library, D510, Preprint JINR D-810, 1961 (Dubna).

Рукопись поступила 1 декабря 2008 г.

В.В. Абрамов.

Феноменология односпиновых эффектов в образовании адронов при высоких энергиях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Редактор Н.В.Ежела.

Подписано к печати 02.12.08. Формат 60 × 84/8.
Офсетная печать. Печ.л. 3.25. Уч.-изд.л. 2.65. Тираж 80. Заказ 92.
Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

