



# **Феноменология односпиновых эффектов в образовании адронов при высоких энергиях**

---

**В.В. Абрамов**

**Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия**

Семинар ИФВЭ,  
Абрамов В.В., 13 ноября 2008



## План доклада

---

- Введение
- Механизм односпиновых эффектов
- Зависимость от кинематических переменных
- Зависимость от квантовых чисел адронов
- Зависимость от атомного веса налетающей частицы
- Данные для  $hh$ ,  $hA$ ,  $AA$  и  $1A$ -соударений
- Оценка масс и  $g$ -факторов составляющих кварков
- Обсуждение перспектив дальнейших исследований
- Заключение

Семинар ИФВЭ,

Абрамов В.В., 13 ноября 2008



# Введение

---

Спин является фундаментальной квантовой характеристикой частиц и мощным инструментом для их исследования.

$$A^\uparrow + B \rightarrow C + X \quad \{\text{односпиновая асимметрия, } A_N(\mathbf{p}_T, \mathbf{x}_F, \sqrt{s}) \}.$$

$$A + B \rightarrow C^\uparrow + X \quad \{\text{поляризация частицы } C, \quad P_N(\mathbf{p}_T, \mathbf{x}_F, \sqrt{s}) \}.$$

В т.в. КХД односпиновые эффекты малы:  $A_N \approx \alpha_S m_Q / E_Q \leq 1\%$ .

$\alpha_S \approx 0.2 - 0.5$ ; токовая масса  $m_Q \approx 5-10$  МэВ;  $E_Q \approx P_T \approx 1$  ГэВ/с.

G.Kane, J.Pumplin and W.Repko, Phys.Rev.Lett. 41, 1689 (1978).

Наблюдаемые эффекты много больше предсказаний т.в. КХД.



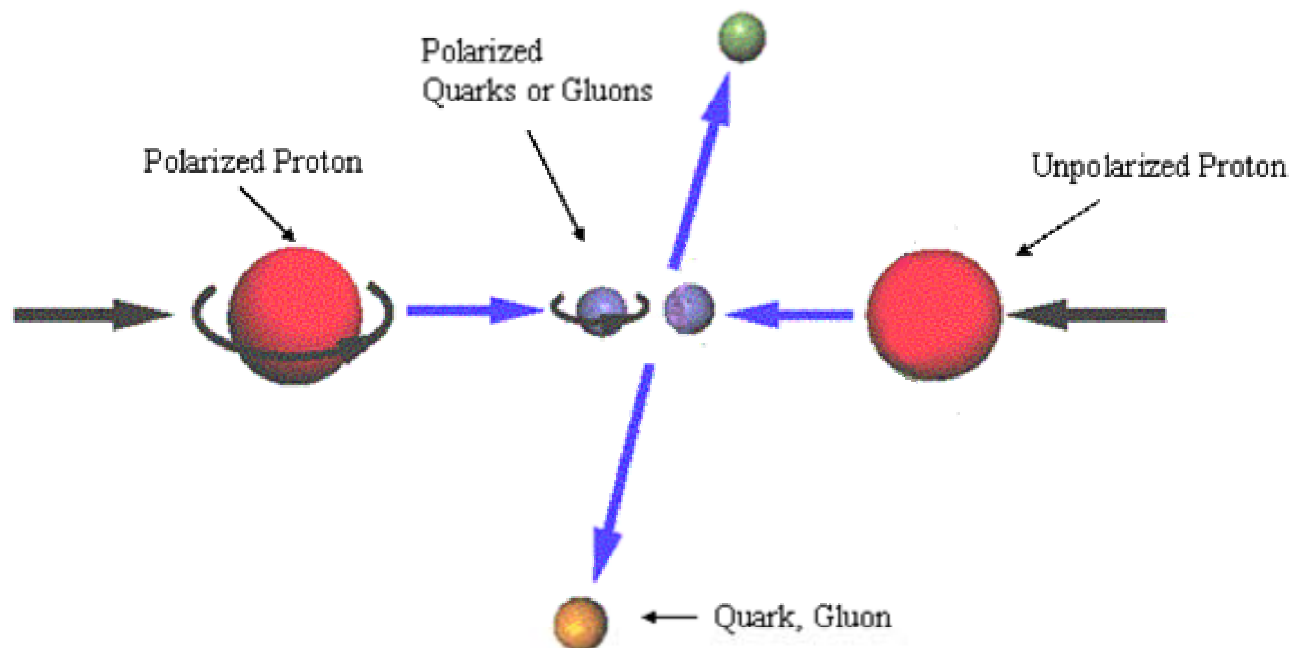
## Введение

---

Предлагается новый квазиклассический механизм для односпиновых процессов, который основан на взаимодействии массивных составляющих кварков с эффективным хромоманнитным полем глюонных струн (микроскопический эффект Штерна-Герлаха). Прецессия спина кварка в цветовом поле приводит к осцилляции поляризации адронов в зависимости от кинематических переменных.

Подрамеваеаается, что в согласии с принципом соответствия Бора, существует квазиклассическое описание, аналогичное квантовому, которое сохраняет основные зависимости односпиновых эффектов от кинематических переменных и типа взаимодействующих адронов.

## Кинематика в односпиновых процессах



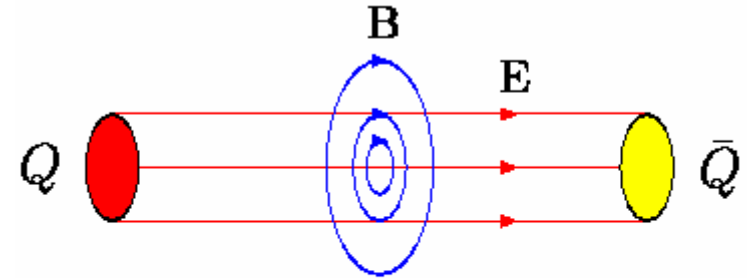
- $p^\uparrow + p(A) \rightarrow c + X$
- $E d^3\sigma/d^3p = \sigma_0 + \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} \sigma_1 = \sigma_0(1 + A_N P \cos\varphi)$
- $P$  – поляризация пучка вдоль вектора спина  $\mathbf{S}$
- $\mathbf{n} \sim \mathbf{P}^A \times \mathbf{P}^C$  – нормаль к плоскости реакции
- $A_N$  – анализирующая способность



# Взаимодействие кварка с полем КХД-струны

Продольное хромоелектрическое  $E^a$  и циркулярное хромоманнитное  $B^a$  поля КХД-струны.

$\mu^a_Q = sg^a_Q g_s / 2M_Q$  – хромоманнитный (1)  
момент составляющего кварка.



*Color flux tube fields B and E.  
A.B.Migdal, S.B.Khokhlachev, 1985*

JETP Lett. 41, 194 (1985).

Зависимость поля от расстояния  $r$  от оси струны:

$$E^{(3)}_Z = -2\alpha_s v / \rho^2 \exp(-r^2/\rho^2), \quad (2)$$

$$B^{(2)}_\varphi = -2\alpha_s v r / \rho^3 \exp(-r^2/\rho^2), \quad (3)$$

где  $v$  – число кварков,  $\rho = 1.25R_C \approx 2.08 \text{ ГэВ}^{-1}$ ,  
 $R_C^{-1} \approx 0.6 \text{ ГэВ}$ ,  $R_C$  – радиус конфайнмента,  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ .

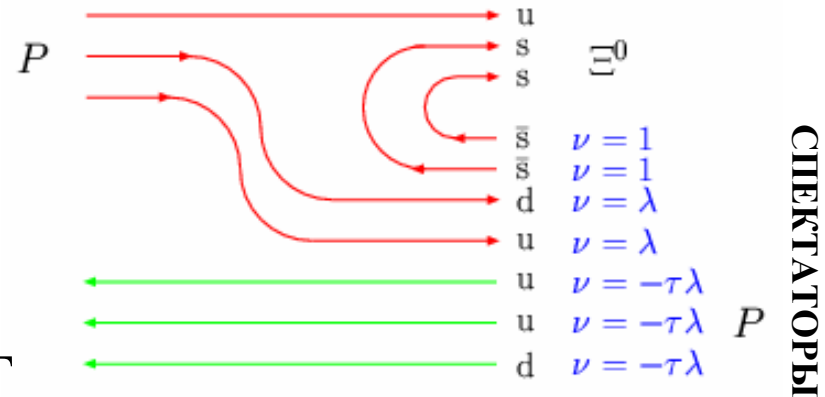


## Действие сил Штерна-Герлаха на кварк в поле КХД струны

$$\mathbf{f}_x \approx \mu_x^a \partial \mathbf{V}_x^a / \partial x + \mu_y^a \partial \mathbf{V}_y^a / \partial x \quad (4)$$

$$\mathbf{f}_y \approx \mu_x^a \partial \mathbf{V}_x^a / \partial y + \mu_y^a \partial \mathbf{V}_y^a / \partial y \quad (5)$$

Кварк из наблюдаемого адрона  $S$ , испытывающий действие сил Ш-Г и прецессию спина мы будем называть кварком-пробником, измеряющим поле  $\mathbf{V}^a$ .



$$\mathbf{V}^a \sim [2 + 2\lambda - 3\tau \lambda]$$

- Эффективное хромомагнитное поле является суперпозицией полей струн, создаваемых кварками (антикварками)-спектаторами, которые не входят в состав наблюдаемого адрона.
- Односпиновые эффекты – результат действия сил типа Штерна-Герлаха: (М.Рыскин, ЯФ 48(1988)1114.)



## Прецессия спина кварка в хромомангнитном поле струн

➤ Ларморова прецессия спина кварка  $\xi$  в поле  $\mathbf{B}^a \approx 2\alpha_s \mathbf{v} \mathbf{r}/\rho^3$ :

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}^a] + b(\mathbf{v}\mathbf{B}^a)[\xi \mathbf{v}] + d[\xi [\mathbf{E}^a \mathbf{v}]] \quad (\text{BMT-eq.}) \quad (6)$$

$$a = g_s (g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q \quad (M_U \approx M_D \approx 0.3 \text{ ГэВ}) \quad (7)$$

$$b = g_s (g^a_Q - 2) \cdot \mathbf{E}_Q / (\mathbf{E}_Q + M_Q) / 2M_Q; \quad g_s = \pm \sqrt{4\pi\alpha_s} \approx \pm 3.7; \quad (8)$$

$$d = g_s \{g^a_Q - 2\mathbf{E}_Q / (\mathbf{E}_Q + M_Q)\} / 2M_Q \quad (9)$$

ВМТ-уравнение выведено в квазиклассическом приближении. Импульс частицы не должен значительно меняться на расстоянии порядка длины волны  $\hbar/p$ . Ларморов радиус  $\mathbf{R} = \mathbf{p}/g_s \mathbf{B}^a \gg \hbar/p$  или  $\mathbf{p} \gg (2g_s \alpha_s \mathbf{v})^{1/2}/\rho \approx 0.6 \text{ ГэВ/с}$ . Вкладами  $\sim b$  и  $d$  мы пренебрегаем, т.к. при высоких энергиях в области фрагментации приближенно  $\mathbf{v} \perp \mathbf{B}^a, \mathbf{v} \parallel \mathbf{E}^a$ , где  $\mathbf{v}$  – скорость кварка.





## Прецессия спина кварка в хромомангнитном поле струн

➤ Ларморова прецессия спина кварка  $\xi$  в поле  $\mathbf{B}^a \approx 2\alpha_s v \mathbf{r}/\rho^3$ :

$$d\xi/dt \approx a[\xi \mathbf{B}^a] \quad (\text{ВМТ-уравнение}) \quad (9)$$

$$a = g_s(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/2M_Q \quad (M_U \approx M_D \approx 0.3 \text{ ГэВ}) \quad (10)$$

$\Delta\mu^a_Q = (g^a_Q - 2)/2$  (аномальный хромомангнитный момент кварка)

Спонтанное нарушение киральной симметрии: кварк получает дополнительную динамическую массу  $\Delta M_Q(q)$  и  $\Delta\mu^a_Q(q)$ .

Инстантонная модель:  $\Delta\mu^a_Q \approx -0.2$  (Кочелев);

$\Delta\mu^a_Q \approx -0.744$  (Дьяконов).

При энергии  $u$  и  $d$ -кварков выше  $-M_Q/\Delta\mu^a_Q \approx 0.4 \text{ ГэВ}$  знак  $a$  и направление прецессии спина кварка меняются.



## Аномальный хромоманнитный момент кварка в инстантонной модели

$$\Delta\mu_a = -\frac{\pi^3 n_c \bar{\rho}^4}{2\alpha_s(\bar{\rho})} \approx -0.2, \quad (11)$$

Где  $\tilde{\rho} = 1.6 \text{ ГэВ}^{-1}$  – средний размер инстантона, и

$n_c = \langle 0 | \alpha_s G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a | 0 \rangle$  определяется величиной глюонного конденсата. [N.I.Kochelev, Phys.Lett. B426, 149\(1998\)](#).

$$\Delta\mu_a = -\frac{\pi}{\alpha_s} (M_Q \tilde{\rho})^2 \frac{N_c}{N_c^2 - 1} \approx -0.744, \quad (12)$$

Где  $N_c = 3$  - число цветов,  $M_Q = 0.345 \text{ ГэВ}/c^2$  - динамическая масса кварка при нулевой виртуальности,  $\tilde{\rho} = 1.67 \text{ ГэВ}^{-1}$ ,  $\pi/\alpha_s \approx 6$ . Средний размер инстантона -  $\tilde{\rho} = 0.35 \text{ Фм}$ .

[D.Diakonov, Prog.Part.Nucl.Phys. 51, 173 \(2003\)](#).



## Прецессия спина частицы ( $s=1/2$ ) в магнитном поле

$$\xi^1 = M\xi^0, \quad (\text{эволюция поляризации в магнитном поле}) \quad (13)$$

$$M = \frac{1}{B^2} \begin{pmatrix} B_y^2 \cos(ks) + B_x^2 & B_x B_y [1 - \cos(ks)] & -B_y B \sin(ks) \\ B_x B_y [1 - \cos(ks)] & B_x^2 \cos(ks) + B_y^2 & B_x B \sin(ks) \\ B_y B \sin(ks) & -B_x B \sin(ks) & B^2 \cos(ks) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

where  $k = aB/v$  and  $s$  is a path length in the field ( $ds = vdt$ ).

$$\vec{\xi}^0 = (0, \xi_y^0, 0), \quad (\text{начальное значение поляризации}) \quad (15)$$

$$\vec{\xi}^1 = \frac{\xi_y^0}{B^2} \left( B_x B_y [1 - \cos(ks)], B_x^2 \cos(ks) + B_y^2, -B_x B \sin(ks) \right). \quad (16)$$

$$\xi_y^1 = \xi_y^0 \left[ \frac{B_x^2}{B^2} \cos(ks) + \frac{B_y^2}{B^2} \right], \quad (27) \quad (17)$$

После усреднения по  $x, y$ :  $\langle B_x B_y \rangle = 0$ ;  $\langle B_x B \rangle = 0$ .



## Действие сил типа Штерна-Герлаха на кварк в хромомагнитном поле

Простая модель циркулярного поля, линейно растущего с  $r \leq \rho$ :

$$\mathbf{B}_x^a = -\mathbf{B}_0 y / \rho; \quad \mathbf{B}_y^a = +\mathbf{B}_0 x / \rho; \quad \mathbf{B}_0 = 2\alpha_s v / \rho^2; \quad (v \text{ - число струн})$$

$$\mathbf{f}_x = \mu_y \mathbf{B}_0 / \rho; \quad \mathbf{f}_y = -\mu_x \mathbf{B}_0 / \rho; \quad \langle \mathbf{f}_y \rangle = 0;$$

$$\mathbf{f}_x = \mu_y^0 (\mathbf{B}_0 / \rho) [(\mathbf{B}_x^a / \mathbf{B}^a)^2 \cos \varphi_A + (\mathbf{B}_y^a / \mathbf{B}^a)^2]; \quad (18)$$

После усреднения по сечению струны и азимутальному углу:

$$\delta p_x = \int \mathbf{f}_x dt = \mu^a \xi_y^0 / (a\rho) [(1 - \cos \varphi_A) / \varphi_A + \varphi_A / 2], \quad (19)$$

$$\varphi_A = 2\alpha_s a / \rho^2 \cdot S / v = \omega_A x_A \text{ - угол прецессии спина}; \quad (20)$$

$$\text{где } S = S_0 x_A \text{ - длина траектории в поле } B, \quad S / v = t \text{ - время.} \quad (21)$$

$$a = g_s (g_Q^a - 2 + 2M_Q / E_Q) / 2M_Q.$$

$$x_A = (x_R + x_F) / 2 \text{ - скейлинговая переменная.}$$



## Действие сил Штерна-Герлаха на кварк в хромомагнитном поле

Как показывает анализ данных, вклад  $\sim \varphi_A$  в (19) незначителен, это означает что  $V_y^2 \ll V_x^2$ . В дальнейшем этот вклад равен  $\varepsilon \varphi_A$ .

Мы предполагаем, что распределение кварков-спектаторов и создаваемых ими струн сосредоточено в плоскости, образуемой частицей с большим  $p_T$  и пучковой частицей. На это указывает наличие корреляций по азимутальному углу для триггерной частицы и частиц струи отдачи при  $\Delta\varphi \approx \pi$ .

$$\delta p_x = g^a_Q \xi_y^0 [(1 - \cos\varphi_A)/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A]/2\rho/(g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q), \quad (22)$$

где угол прецессии спина равен  $\varphi_A = \omega_A x_A$ , а «частота»

$$\omega_A = g_s \alpha_s v S_0 (g^a_Q - 2 + 2M_Q/E_Q)/(M_Q v \rho^2); \quad S_0 \approx 1 \text{ Фм}. \quad (23)$$

Безразмерный угол  $\varphi_A$  выражается через безразмерную скейлинговую переменную  $x_A$ :  $\varphi_A = \omega_A x_A = \omega_A (x_R + x_F)/2$ . (24)



## Поляризационные эффекты в поле КХД струн

$$A_N \approx \delta P_x \partial/\partial p_T \ln(d^3\sigma/d^3p); \quad (\text{Рыскин, 1988}) \quad (25)$$

В модели Рыскина величина  $\delta P_x \approx 0.1$  ГэВ/с является постоянной и зависимость  $A_N$  от  $x_F$  обусловлена изменениями относительных вкладов в сечение процессов, которые зависят ( $\sigma_1$ ) либо не зависят от спина ( $\sigma_2$ ) при изменении  $x_F$ :

$$A_N \approx A_N(\sigma_1) \sigma_1/(\sigma_1 + \sigma_2).$$

В модели эффективного цветового поля мы имеем динамическое происхождение зависимости  $A_N$  или  $P_N$  от кинематических переменных ( $x_A$ ) и квантовых чисел кварков в адронах  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , в частности от  $g^a$ -фактора и массы кварка  $M_Q$ . Эта зависимость обусловлена микроскопическим эффектом Штерна-Герлаха и прецессией спина составляющих кварков в цветовом поле.



## Поляризационные эффекты в поле КХД струн

Окончательный вид уравнений для  $A_N$  и  $P_N$  учитывает симметрию уравнения относительно перестановки  $A \leftrightarrow B$ , подавление спиновых эффектов при малых  $P_T$ ,  $A$ -зависимость, зависимость от энергии  $\sqrt{s}$  и поляризацию  $u$  и  $d$  в протоне:

$$A_N \approx C(\sqrt{s})F(P_T, A)[G(y_A \omega_A) - \sigma(\theta_{cm})G(y_B \omega_B)], \quad (28)$$

$$G(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A]/\varphi_A + \varepsilon \varphi_A, \text{ прецессия спина и силы Ш-Г.} \quad (29)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0/(1 - E_R/\sqrt{s}), \quad (30)$$

$$F(p_T, A) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^3]\}(1 - \alpha \ln A). \quad (31)$$

Всего 11 локальных феноменологических параметров:

$\omega_A, \omega_B, \varepsilon, E_0, E_R, D, \sigma, \alpha, f_0, a_0, p_T^0$ .

$\alpha = -0.016 \pm 0.011; \quad \varepsilon = -0.00419 \pm 0.00022;$



## Скейлинговые переменные и пороговая зависимость

$$x_A = (x_R + x_F)/2 \approx -u/s \approx E_{LAB}^C / E_{LAB}^A \approx (E^C + P_Z^C) / (E^A + P_Z^A) \quad (32)$$

$x_A$  – скейлинговая переменная 1

$$x_B = (x_R - x_F)/2 \approx -t/s \approx E_{ALAB}^C / E_{ALAB}^B \approx (E^C - P_Z^C) / (E^B + P_Z^B) \quad (33)$$

$x_B$  – скейлинговая переменная 2

*Зависимость  $P_N$  и  $A_N$  от переменных  $x_A$  и  $x_B$ , а также от энергии адрона в с.ц.м.  $E_{cm}^C$  имеет пороговый характер:*

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos\theta_{cm}] + a_0[1 - \cos\theta_{cm}], \quad (34)$$

$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 - \cos\theta_{cm}] + a_0[1 + \cos\theta_{cm}], \quad (35)$$

что подтверждается экспериментально и в основе чего лежит процесс, протекающий на уровне составляющих кварков и прецессия их спинов. [V.V.Abramov, Eur.Phys.J.C 14, 427\(2000\);](#)

[hep-ph/011128; Yad.Fiz. 68, 414 \(2005\); Yad.Fiz. 70, №12 \(2007\);](#)





## Связь $E_0$ и $\omega_A^0$ с параметрами $M_Q$ и $g^a_Q$

$$\omega_A = \omega_A^0 \{1 - 2M_Q / [(2 - g^a_Q) E_Q]\}, \quad (36)$$

$$\omega_A^0 = g_s \alpha_s v S_0 (g^a_Q - 2) / \{M_Q \rho^2 c\} \equiv v \omega_Q^0, \quad (37)$$

$$E_0 \approx r_g \sum M_Q [1 + (2 - 8f_0) / (2 - g^a_Q)]; \quad (38)$$

$$r_g = \text{sign}(\omega_A^a) = \pm 1; \quad (39)$$

$r_g$  учитывает относительный знак эффективного цветового поля  $\mathbf{B}^a$  и цветового заряда  $g_s$  кварка-пробника, входящего в состав наблюдаемого адрона  $C$ , а  $\sum M_Q$  – сумма масс кварков в адроне  $C$ .

$f_0$  – феноменологический параметр, учитывающий ферми-движение кварка в протоне.



## Связь $v_0$ и $E_R$ с физическими параметрами

$$C(\sqrt{s}) = v_0 / (1 - E_R / \sqrt{s}); \quad (40)$$

$$v_0 \approx g^a_Q D \xi^0_y / \{2 \rho(2 - g^a_Q)\}; \quad (41)$$

где  $D \approx -\partial/\partial p_T \ln(d^3\sigma/d^3p)$  – эффективный показатель падения дифференциального сечения при увеличении  $p_T$ . (42)

$$D = 5.68 \pm 0.13 \text{ ГэВ}^{-1}$$

$$\xi^0_y \equiv V(x_F) \approx \pm \theta(x_F - x_0) \text{ - поляризация } u \text{ и } d\text{-кварков,} \quad (43)$$

$$E_R \approx 4r_g a_R \sum M_Q / (2 - g^a_Q); \quad (44)$$

где  $a_R \approx 1/\langle x_R \rangle$  – параметр модели.  $a_R = 1.34 \pm 0.16$ ;



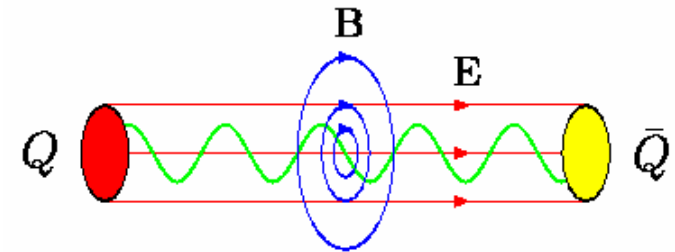
## Эффект фокусировки кварков в поле $\mathbf{V}^a$

Резонансный характер зависимости  $C(\sqrt{s}) = v_0/(1 - E_R/\sqrt{s})$  связан с фокусирующими свойствами циркулярного хромоманнитного поля  $\mathbf{V}^a$  при  $r_g > 0$ .

Фокусирующая сила Лоренца  $\mathbf{F} = g_s[\mathbf{v}\mathbf{V}^a]\mathbf{I}^a$  приводит к увеличению времени нахождения кварка-пробника из регистрируемого адрона в поле струны и к усилению поляризационных эффектов, что соответствует  $E_R > 0$ .

При  $r_g < 0$  поле  $\mathbf{V}^a$  дефокусирует (выталкивает) кварки из струны, что соответствует  $E_R < 0$  и приводит к уменьшению поляризационных эффектов.

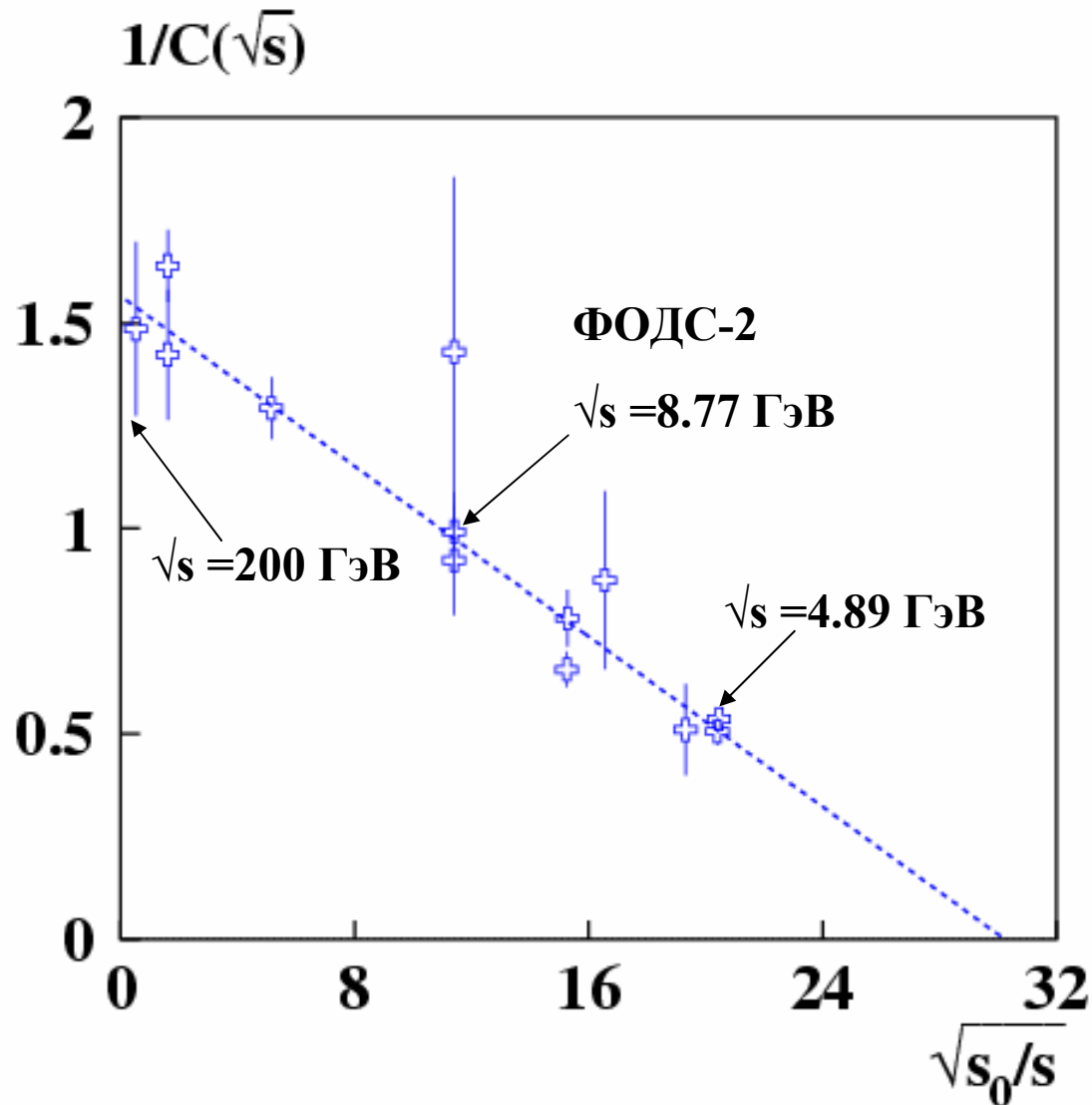
Эффект аналогичен фокусирующему действию магнитного поля на плазму в термоядерных установках типа токамак.



*Color flux tube fields  $\mathbf{B}$  and  $\mathbf{E}$ .  
Quark movement in the tube.*



## Пример фокусировки кварков в поле $V^a$



$$p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X,$$

$r_g = +1$ , фокусировка

$\omega_A^0 = 1.85$  «частота»

$\sqrt{s} < 60$  ГэВ

$E_R = 3.31 \pm 0.09$  ГэВ

$\sqrt{s} = 200$  ГэВ

$r_g = -1$ , дефокусировка

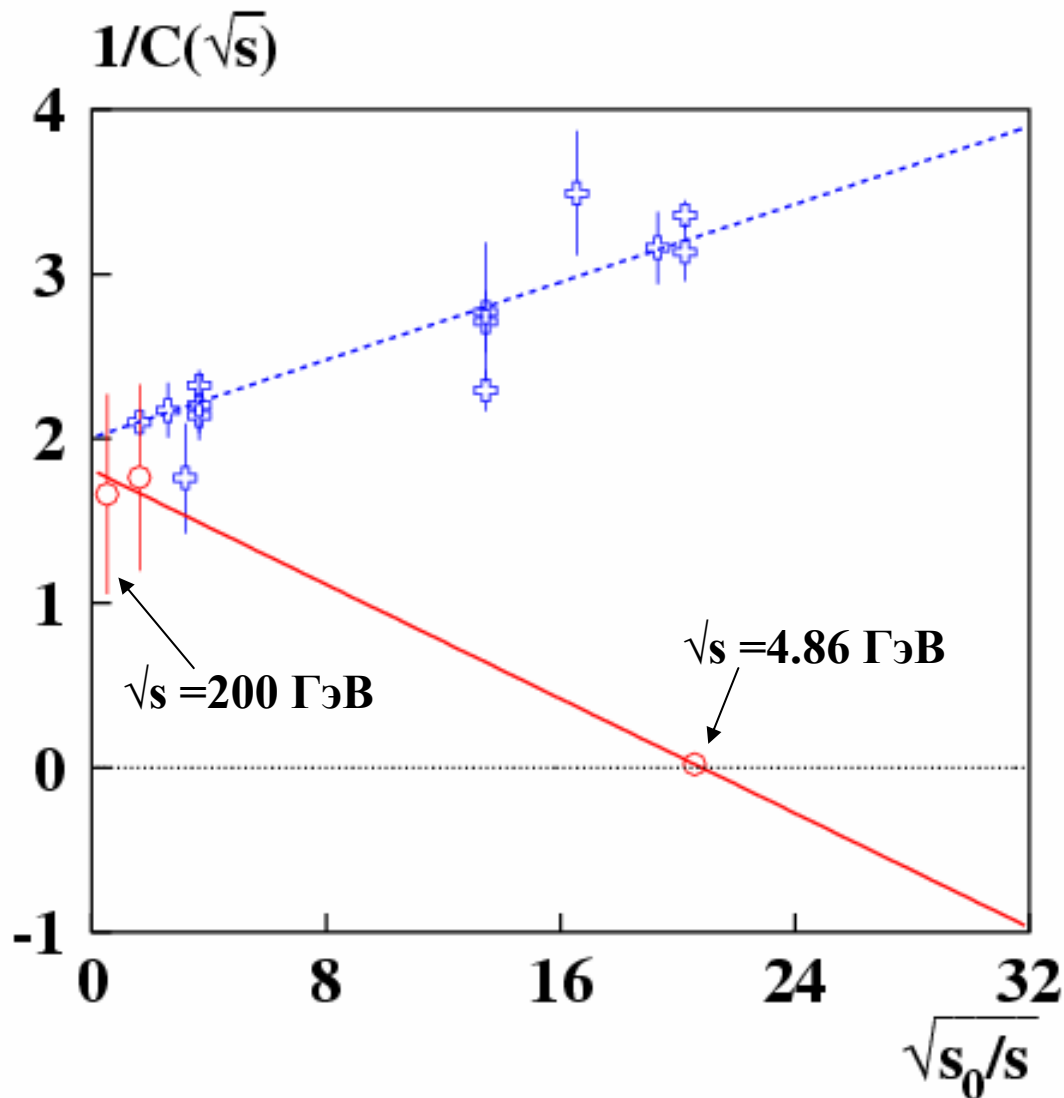
$\omega_A^0 \approx -11$

$1/C(\sqrt{s}) \sim (1 - E_R/\sqrt{s})$ ;

$\sqrt{s_0} = 100$  ГэВ



## Пример дефокусировки кварков в поле $V^a$



$$p + p(\Lambda) \rightarrow \Lambda^\uparrow + X,$$

$r_g = -1$ , дефокусировка

$$\omega_\Lambda^0 = -2.41$$

$$E_R = -2.95 \pm 0.30 \text{ ГэВ}$$

$$Au+Au \rightarrow \Lambda^\uparrow + X,$$

$r_g = +1$ , фокусировка

$$\omega_\Lambda^0 = +44.78,$$

$$\sqrt{s_{NN}} = 4.86 \text{ ГэВ};$$

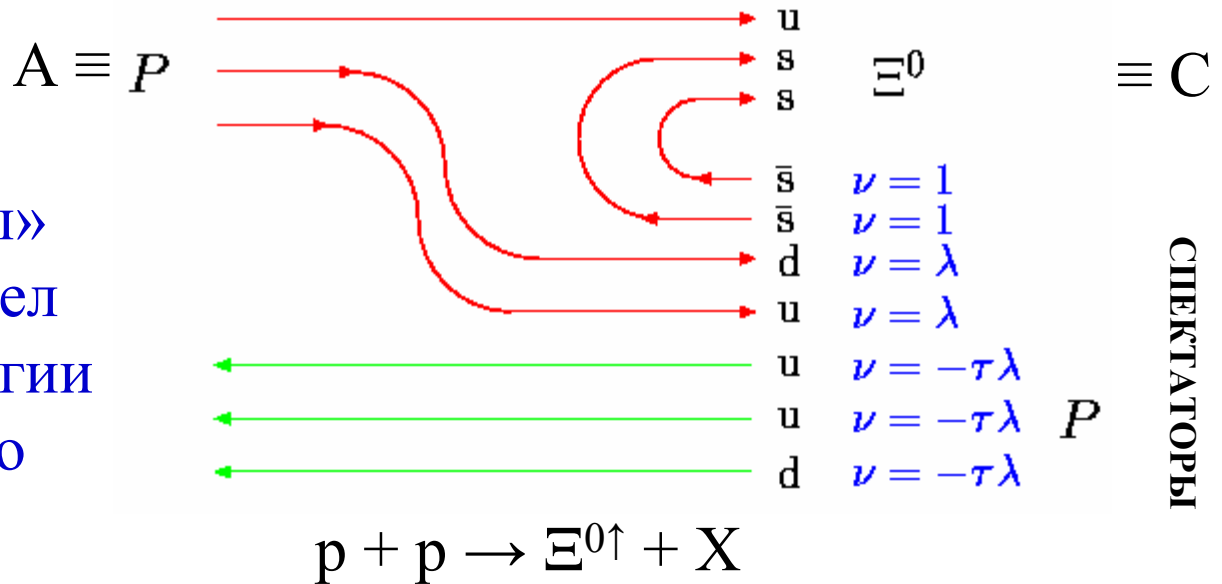
$$E_R = +4.805 \pm 0.016 \text{ ГэВ}$$

$$\sqrt{s_0} = 100 \text{ ГэВ}$$



# Правила кваркового счета для $\omega^0_A$

Правила кваркового счета определяют зависимость «частоты»  $\omega^0_A$  от квантовых чисел адронов **A**, **B**, **C**, энергии реакции  $\sqrt{s}$  и атомного веса **A** пучковой частицы.



$$\mathbf{B}^a \sim \omega^0_A = \omega^0_S [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] < 0; \quad \mathbf{P}_N < 0;$$

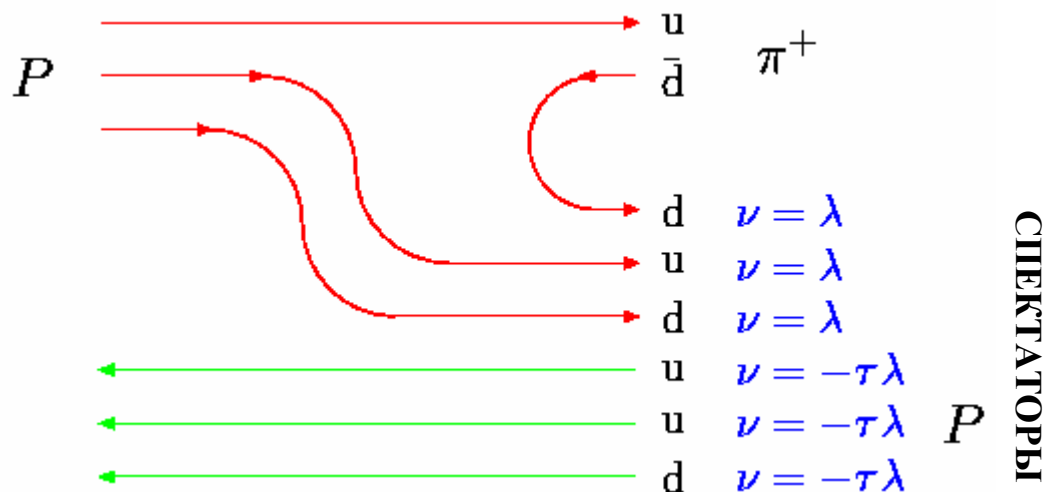
Для учета кваркового состава адронов используются кварковые диаграммы. Те из кварков, которые не входят в состав наблюдаемого адрона **C**, считаются зрителями, создающими с некоторой вероятностью КХД-струны и дающими свой аддитивный вклад в эффективное хромоманнитное поле  $\mathbf{B}^a$  и частоту осцилляций  $\omega^0_A$ .  $\lambda = -0.1321 \pm 0.0012$ ;  $\tau = 0.0563 \pm 0.0029$



## Правила кваркового счета для $\omega_A$

Кварки- и антикварки-спектаторы из налетающего адрона вносят аддитивный вклад в  $\omega^0_A$ , с весами равными  $\lambda$  и 1 соответственно.

Спектаторы из мишени имеют дополнительный фактор  $-\tau$ .



$$p^\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X$$

$$B^a \sim \omega^0_A = \omega^0_U [3\lambda - 3\tau\lambda] > 0; \quad A_N > 0;$$

Общий вид формул для  $q$  и  $\tilde{q}$  кварков-пробников из адрона  $C$ :

$$\omega^q = \omega^0_Q \{ \tilde{q}_{\text{new}} + \lambda q_{\text{new}} - \tilde{q}_{\text{used}} - \lambda q_{\text{used}} + \lambda q_A + \tilde{q}_A - \tau(\lambda q_B + \tilde{q}_B) \} \quad (45)$$

$$\omega^{\tilde{q}} = \omega^0_Q \{ \lambda \tilde{q}_{\text{new}} + q_{\text{new}} - \lambda \tilde{q}_{\text{used}} - q_{\text{used}} + q_A + \lambda \tilde{q}_A - \tau(q_B + \lambda \tilde{q}_B) \} \quad (46)$$



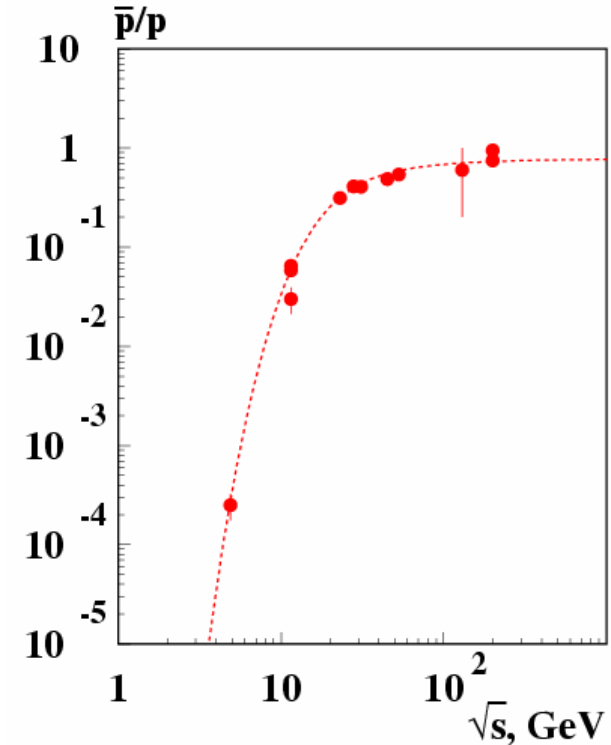
## Зависимость частоты $\omega_A^0$ от энергии $\sqrt{s}$ и атомного веса ядра

При высоких энергиях  $\sqrt{s}$  рождение кварков и антикварков увеличивает напряженность хромоманнитного поля.

В **налетающем** ядре эффективное число кварков равно их числу в трубке с поперечным радиусом, определяемым эффектом конфайнмента:

$$q_A = 3(1+f_N)A_{\text{eff}} \sim 3(1+f_N)A^{1/3} \quad (47)$$

$$\tilde{q}_A = 3f_N A_{\text{eff}} \sim 3f_N A^{1/3} \quad (48)$$



Подавление вклада новых кварков  $f_N$  в  $\nu$  при больших  $p_T$  и  $x_F$ :

$$f_N = n_q \exp(-W_1/\sqrt{s})(1-X_N)^{n_1}, \quad n_1 = 1.38 \pm 0.09; \quad n_q = 4.52 \pm 0.32; \quad (49)$$

$$X_N = [(p_T/p_N)^2 + x_F^2]^{1/2}; \quad p_N = 28 \pm 10 \text{ ГэВ}/c; \quad W_1 = 265 \pm 14 \text{ ГэВ}.$$





## Специфика АА-соударений

---

Для  $A_1A_2$ -соударений вклад новых кварков  $f_N$  в число струн  $\nu$  при заданных  $p_T$  и  $x_F$  имеет вид:

$$f_N = n_q \exp(-W/\sqrt{s})(1-X_N)^n, \quad (50)$$

$$X_N = [(p_T/p_N)^2 + x_F^2]^{1/2}; \quad (51)$$

$$W = W_2/(A_1A_2)^{1/6} \quad (52)$$

$$n = n_2(A_1A_2)^{1/6} \quad (53)$$

$$n_2 = 0.91 \pm 0.37, \quad W_2 = 238 \pm 54 \text{ ГэВ},$$

$$n_q = 4.52 \pm 0.32, \quad p_N = 28 \pm 10 \text{ ГэВ/с};$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – атомные веса сталкивающихся ядер.



## Эффективное число нуклонов, дающих вклад в поле $V^a$ для $A_1A_2$ -соударений

Число нуклонов в трубке радиуса  $R_a = r_0A_a^{1/3}$  будет: (54)

$$A_{\text{eff}} = A_1 \{1 - [1 - (A_a/A_1)^{2/3}]^{3/2}\} \approx 7.7A_1^{1/3}. \quad (55)$$

Если  $A_1 < A_a$ , то  $A_{\text{eff}} = A_1$ . Для нуклонов  $A_{\text{eff}} = 1$ .

$A_a$  является свободным параметром модели.

Фит:  $A_a = 11.84 \pm 0.33$ ;  $R_a = r_0A_a^{1/3} \approx 2.74 \pm 0.03$  Фм,

где  $r_0 = 1.2$  Фм,  $A_1$  – атомный вес налетающего ядра.

Число нуклонов мишени в трубке радиуса  $R_a = r_0A_a^{1/3}$  будет:

$$V_{\text{eff}} = A_2 \{1 - [1 - (A_a/A_2)^{2/3}]^{3/2}\} \approx 7.7A_2^{1/3}. \quad (56)$$

где  $A_2$  – атомный вес ядра мишени.



## Эффективное число нуклонов в мишени в случае $hA$ -соударений

Число нуклонов в мишени в трубке радиуса  $R_b = r_0 A_b^{1/3}$  будет:

$$V_{\text{eff}} = A_2 \{1 - [1 - (A_b/A_2)^{2/3}]^{3/2}\} \approx 0.61 A_2^{1/3}. \quad (57)$$

Если  $A_2 < A_b$ , то  $V_{\text{eff}} = A_2$ . Для нуклонов  $V_{\text{eff}} = 1$ .

$A_b$  является свободным параметром модели.

Фит:  $A_b = 0.259 \pm 0.024$ ;  $R_b = r_0 A_b^{1/3} \approx 0.76 \pm 0.02$  Фм,

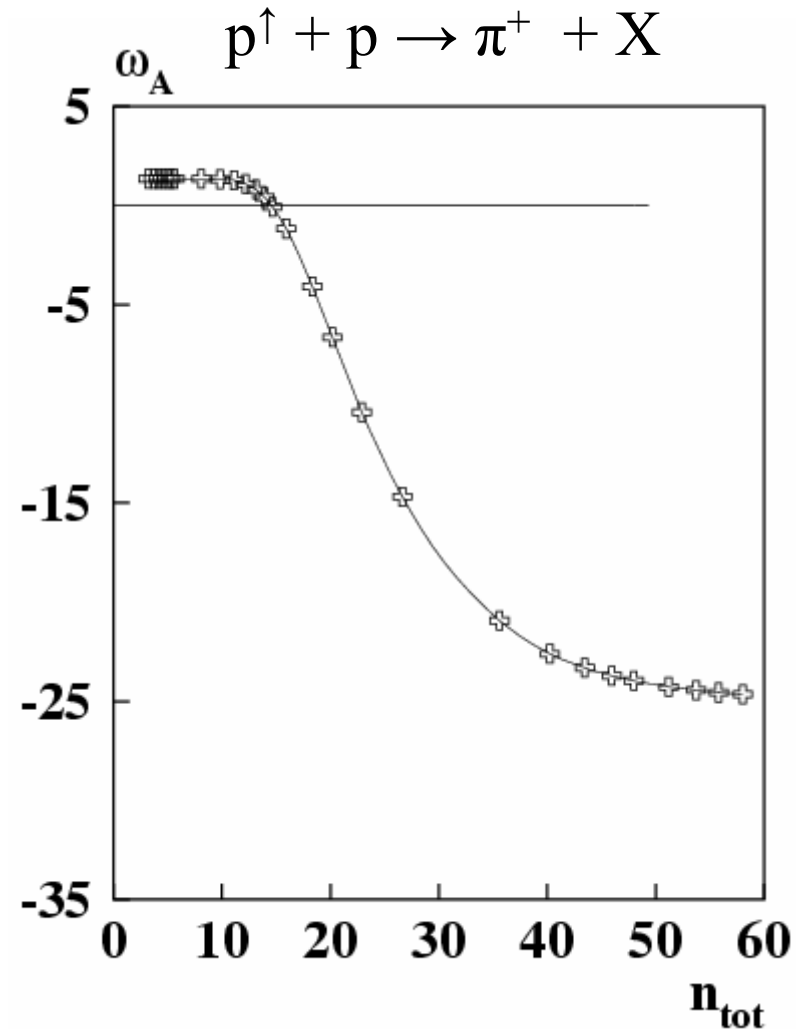
где  $A_2$  – атомный вес ядра мишени.



## Возможная корреляция частоты $\omega_A^0$ и множественности частиц в событии.

С ростом энергии  $\sqrt{s}$  увеличивается средняя множественность  $n_{\text{tot}}$  заряженных частиц в событии и меняется  $\omega_A^0$ .

Интересно исследовать возможную связь заряженной множественности частиц  $n_{\text{ch}}$  в событии с числом кварков-спектаторов и  $\omega_A^0$  при фиксированной энергии  $\sqrt{s}$  (измерить флуктуации множественности  $n_{\text{ch}}$  и её корреляцию с  $\omega_A^0$ ).





## Происхождение величины $\lambda$

Отрицательный знак  $\lambda$  объясняется противоположными знаками цветовых зарядов кварка и антикварка и их вкладов в эффективное поле  $V^a$ .

Малая абсолютная величина  $\lambda$  может быть связана с отношением волновых функций  $qq$  и  $q\bar{q}$  пар:

$$\lambda = - |\psi_{qq}(0)|^2 / |\psi_{q\bar{q}}(0)|^2 \approx -1/8, \quad (58)$$

где для водородо-подобного 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.

S.P. Baranov, Phys. Rev. D54, 3228 (1996).

Глобальный анализ для 68 реакций дает  $\lambda = -0.1321 \pm 0.0012$ , что находится в качественном согласии с (58) и служит обоснование правил кваркового счета и модели в целом.



## Зависимость $\alpha_S$ от переданного импульса

Выражение для  $\alpha_S$ , полученное в рамках теории возмущений, имеет нефизическую сингулярность при малых значениях переданного импульса  $q$ . Решение проблемы было предложено Д.Ширковым в его аналитической теории возмущений (АТВ).

$$\alpha_S = \alpha_E(q^2) = \frac{1}{\beta_0} \left[ \frac{1}{l_2} + \frac{1}{1 - \exp(l_2)} \right], \quad (59)$$

$$l_2 = l + B \ln \sqrt{l^2 + 2\pi^2}, \quad l = \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right), \quad B = \frac{\beta_1}{\beta_0^2}, \quad (60)$$

$$\beta_0(n_f) = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}, \quad \beta_1(n_f) = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2}, \quad (61)$$

Где  $n_f$  – число активных кварковых ароматов,  $\Lambda = 0.35$  ГэВ.

Д.В. Ширков и А.В. Заякин, ЯФ 70, 119 (2007).



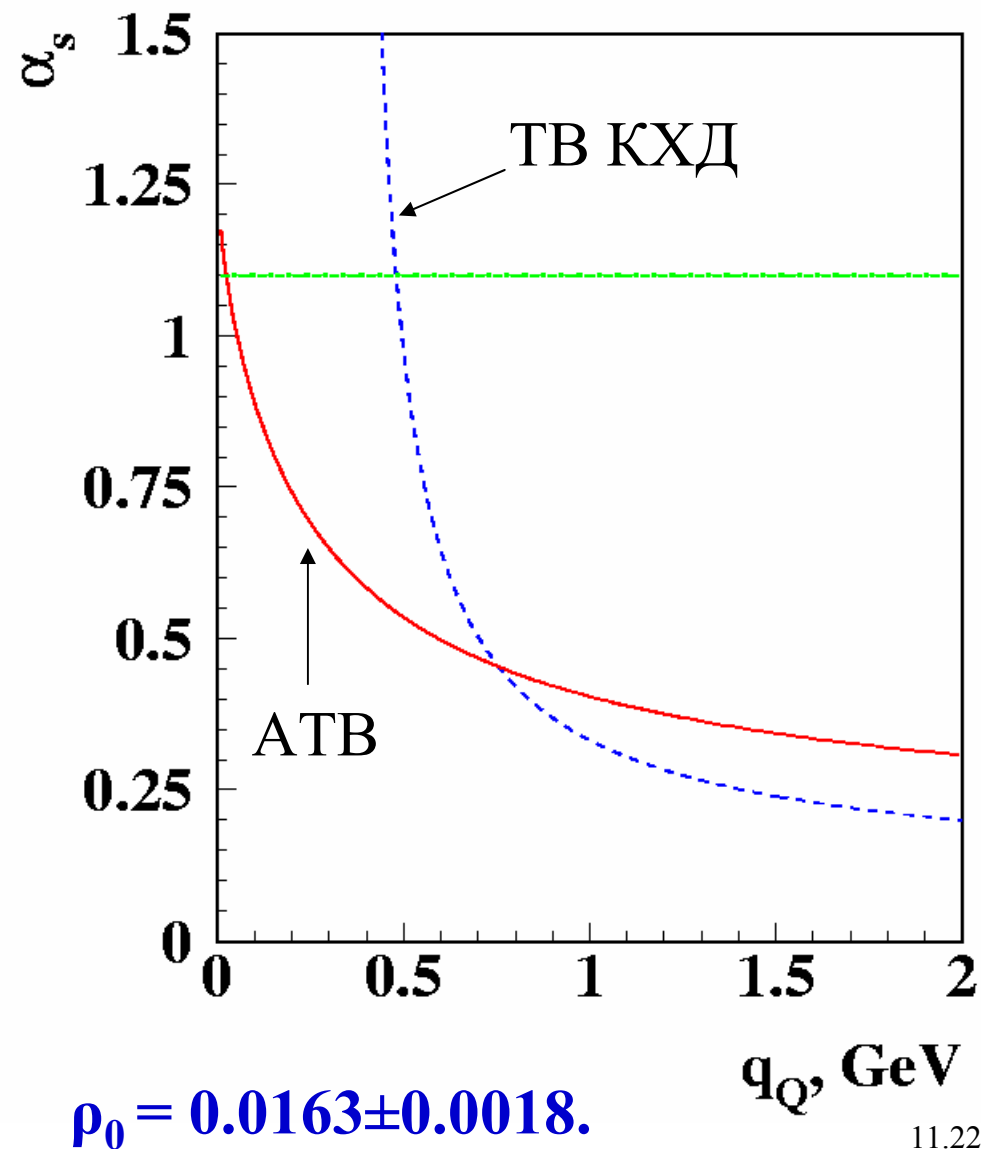
## Зависимость $\alpha_S$ от переданного импульса

Сравнение  $\alpha_S$  в аналитической теории возмущений (АТВ) и ТВ КХД.

В анализе данных характерная величина  $\alpha_S \approx 1.1$ , что соответствует условиям динамического нарушения киральной симметрии КХД.

К. Higashijima, Phys. Rev. D29, 1228 (1984).

Для оценки  $q$  используется соотношение  $q = \rho_0 p_T$ , где





## Зависимость $M_Q$ и $\Delta\mu^a_Q$ от $q$

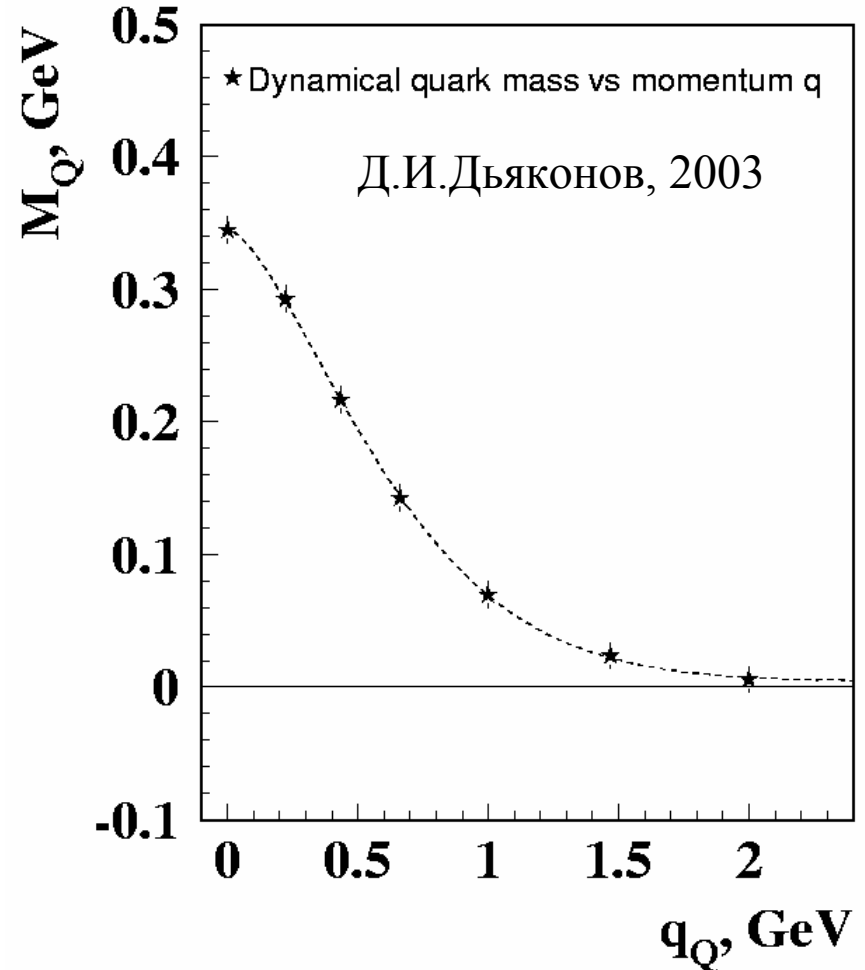
В инстантонной модели динамические массы  $M_Q$  и аномальные хромоманнитные моменты кварков  $\Delta\mu^a_Q$  зависят от переданного импульса  $q$ :

$$M_Q(q) = m_q + \Delta M_Q F_i(q), \quad (62)$$

$$\Delta\mu^a_Q(q) = \Delta\mu^a_Q(0) F_i(q)^2, \quad (63)$$

$$F_i(q) = \exp\left[-\left(\frac{q}{q_0}\right)^{3/2}\right], \quad (64)$$

где  $q_0 \approx 0.7$  ГэВ/с. Анализ данных:  $q_0 = 1.03 \pm 0.40$  ГэВ/с.







## Глобальный анализ данных

---

Всего в анализ включены данные 68 реакций, в которых измерялись односпиновые наблюдаемые,  $A_N$ ,  $P_N$ ,  $\rho_{00}$ .

Данные получены в  $np$ ,  $nA$ ,  $AA$ , и  $lA$ -соударениях. Использовано 2100 экспериментальных точек.

Глобальный фит дает  $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.995$ , при добавлении квадратично систематической ошибки 0.016 в каждой экспериментальной точке.

Всего имеется 43 глобальных параметра и 411 локальных параметров. На рисунках показана зависимость величины  $G(\varphi_A)$  от угла прецессии спина  $\varphi_A$ ,

$$\text{где } G(\varphi_A) = A_N / \{C(\sqrt{s})F(p_T, A)\} + \sigma G(\varphi_B), \quad (65)$$

$$\text{или } G(\varphi_A) = P_N / \{C(\sqrt{s})F(p_T, A)\} + \sigma G(\varphi_B). \quad (66)$$



## Глобальный анализ данных: $A_N$

Реакции, в которых измерялась анализирующая способность в  $hp$  и  $hA$ -соударениях. 23 реакции, 876 точек.

№	Реакция	№	Реакция	№	Реакция
1	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+$	9	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^-$	17	$K^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$
2	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^-$	10	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	18	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$
3	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^+$	11	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^+$	19	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \eta$
4	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^-$	12	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^-$	20	$p^\uparrow p \rightarrow \tilde{p}$
5	$p^\uparrow p(A) \rightarrow n$	13	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$	21	$p^\uparrow p \rightarrow \eta$
6	$p^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	14	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	22	$\tilde{p} d^\uparrow \rightarrow \pi^0$
7	$p^\uparrow p \rightarrow K^0_s$	15	$p^\uparrow p(A) \rightarrow p$	23	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^-$
8	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+$	16	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \eta$		



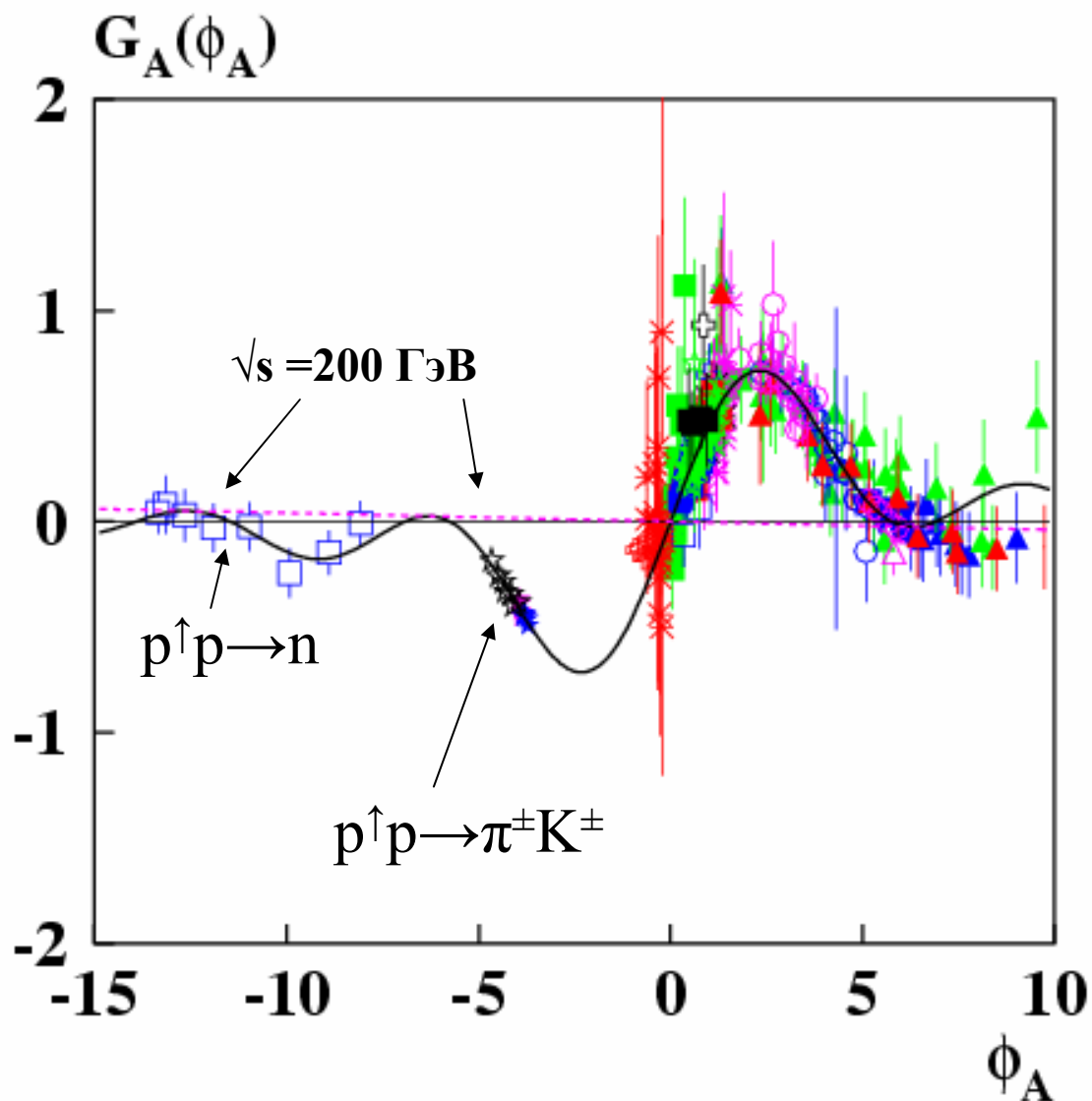
## Глобальный анализ данных: $A_N$

Наиболее хорошо изученные реакции по измерению анализирующей способности в  $hp$  и  $hA$ -соударениях. 14 реакций № 1÷14, 510 точек. Высокая точность данных.

Модель:

сплошная кривая:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos \varphi_A) / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A$$





## Предсказания $A_N$ для $\sqrt{s} = 130$ ГэВ, $\theta_{CM} = 4.1^\circ$

E704:  $\sqrt{s} = 19.4$  ГэВ

BRAHMS:

$\sqrt{s} = 62.4$  ГэВ

$\sqrt{s} = 200$  ГэВ

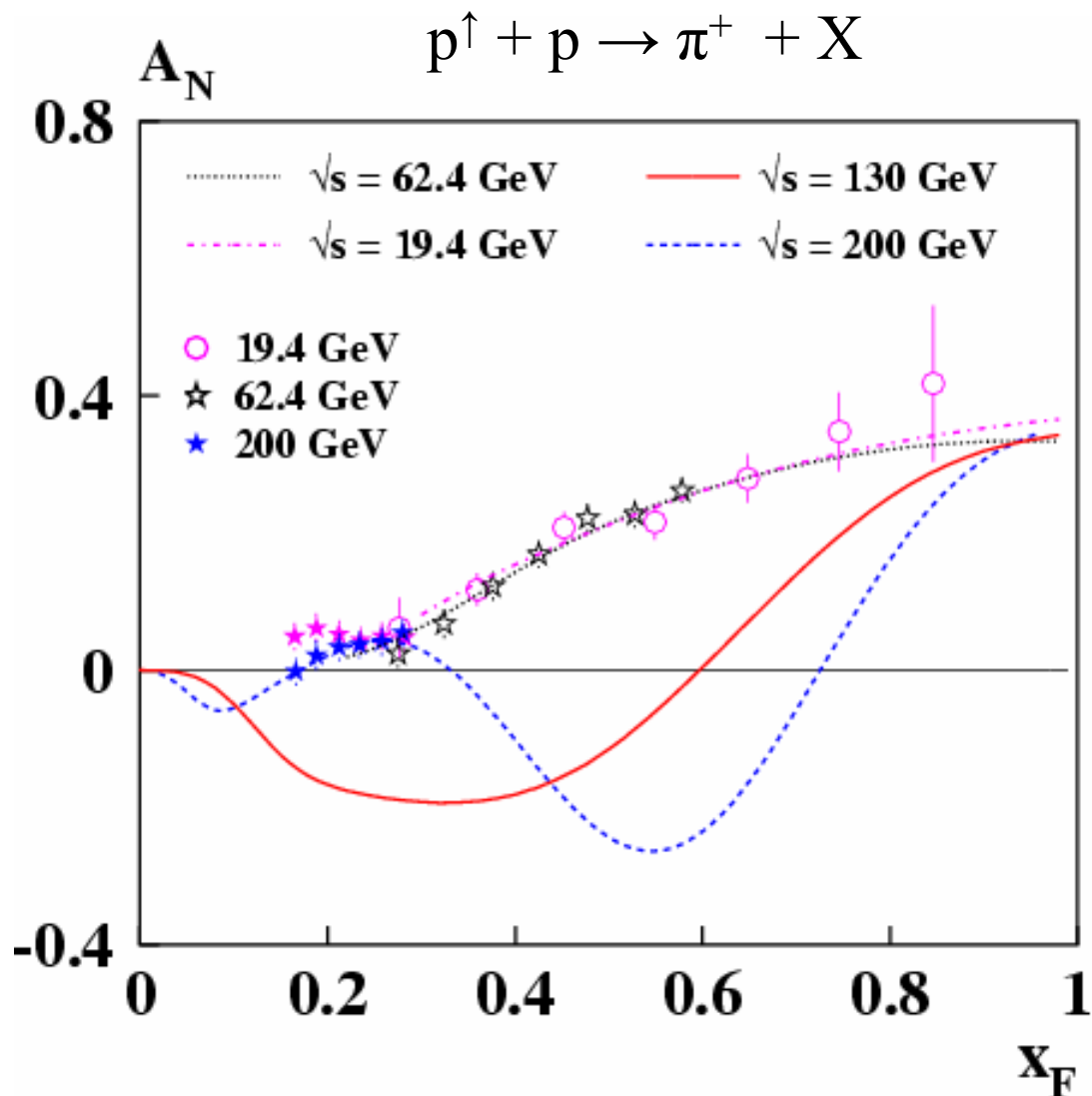
Сплошная красная кривая  
– предсказания для

$\sqrt{s} = 130$  ГэВ,  $\theta_{CM} = 4.1^\circ$ .

Штриховая синяя кривая

– предсказания для

$\sqrt{s} = 200$  ГэВ,  $\theta_{CM} = 4.1^\circ$ .





# Предсказания $A_N$ для $\sqrt{s} = 500$ ГэВ, $\theta_{CM} = 4.1^\circ$

E704:  $\sqrt{s} = 19.4$  ГэВ

BRAHMS:

$\sqrt{s} = 62.4$  ГэВ

$\sqrt{s} = 200$  ГэВ

Сплошная красная кривая

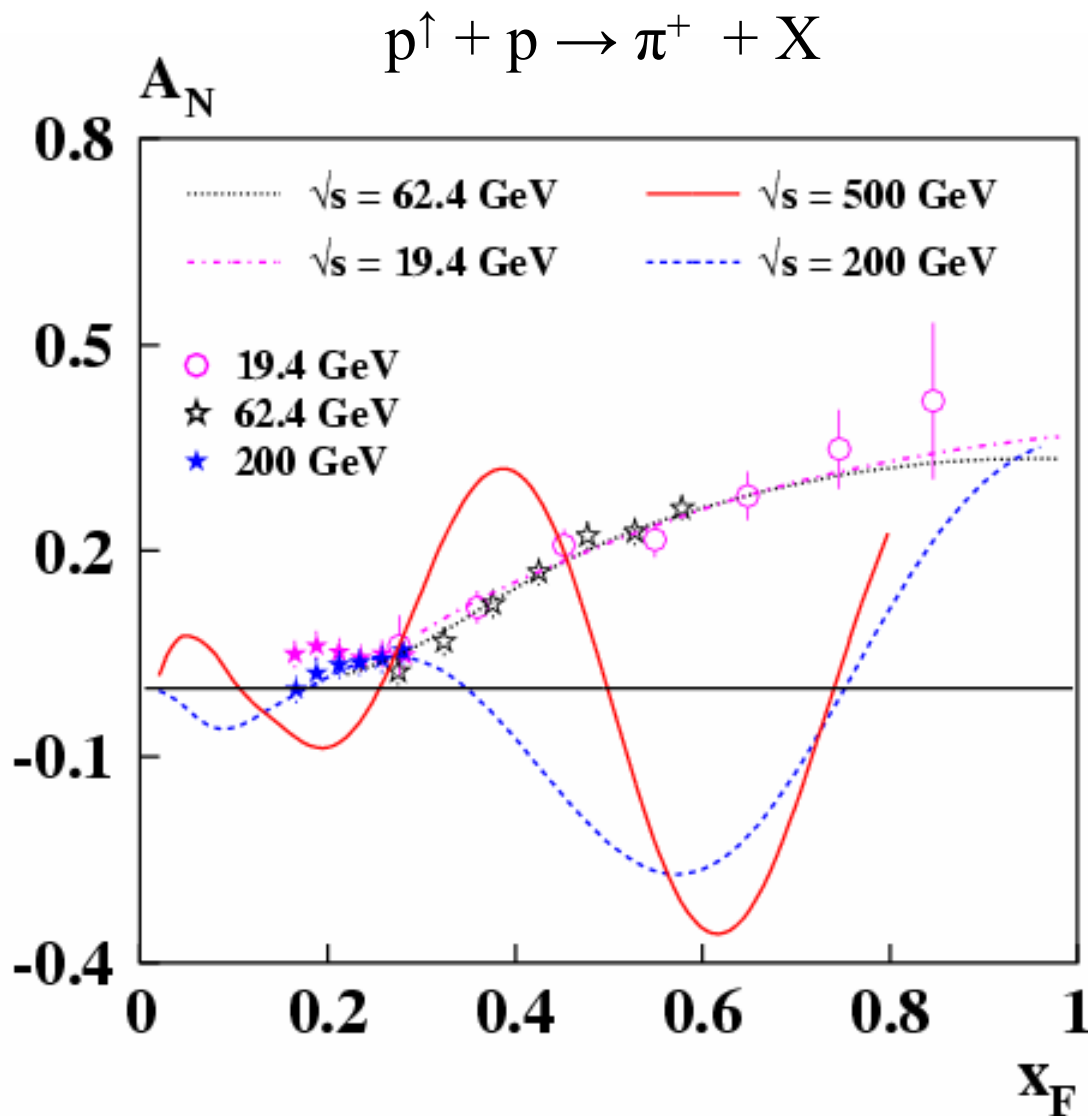
– предсказания для

$\sqrt{s} = 500$  ГэВ,  $\theta_{CM} = 4.1^\circ$ .

Штриховая синяя кривая

– предсказания для

$\sqrt{s} = 200$  ГэВ,  $\theta_{CM} = 4.1^\circ$ .





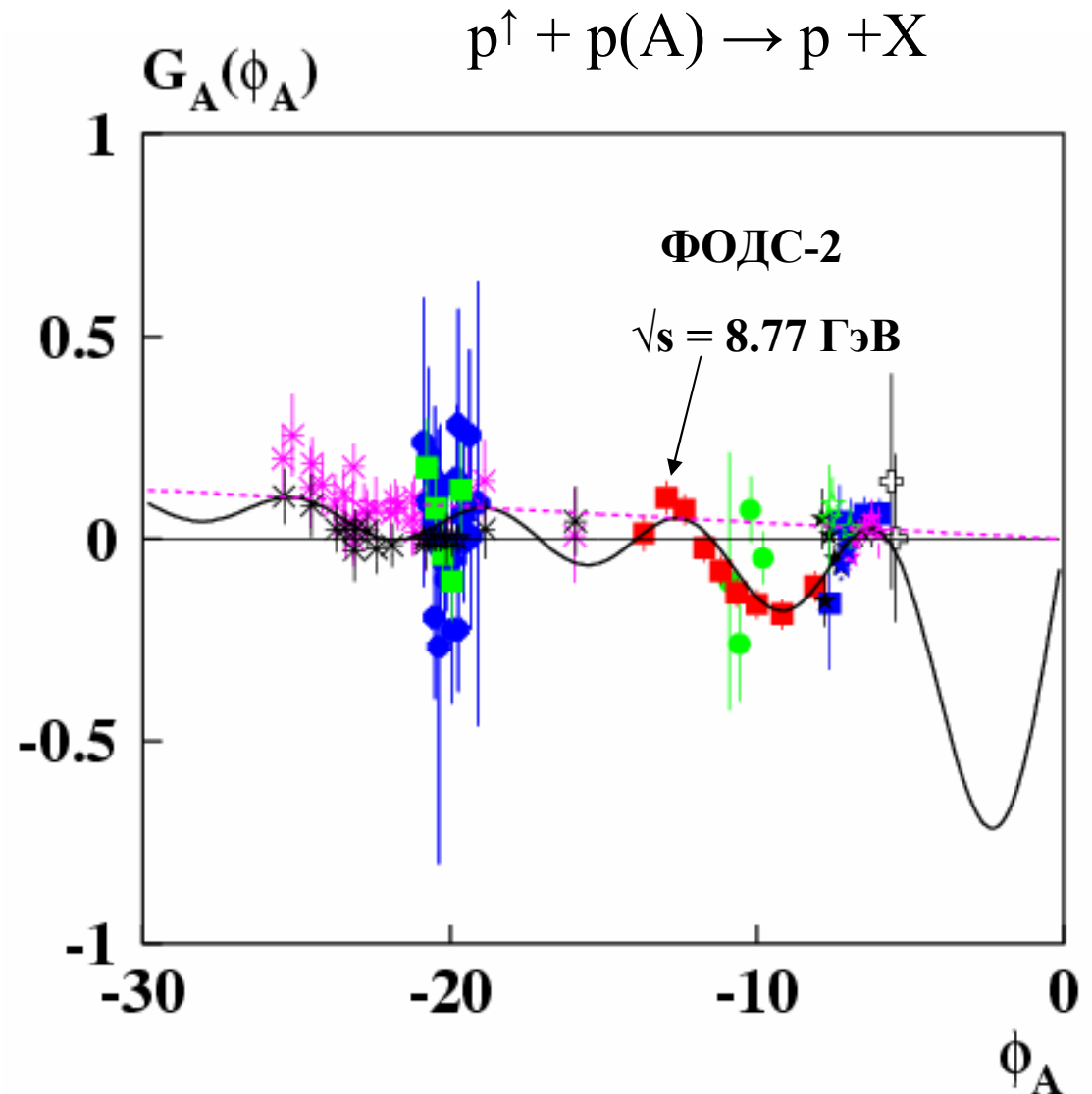
# $A_N$ в образовании протонов

Наблюдение  
осцилляций  $A_N$  в  
образовании  
протонов. 129 точек,  
 $x_F > 0.1$ ,  $p_T > 0.6$  ГэВ/с.

Модель:

сплошная кривая:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos \varphi_A) / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A$$





## Глобальный анализ данных: $A_N$

Реакции, в которых измерялась поляризация барионов в  $hp$  и  $hA$ -соударениях. 25 реакций, 916 точек.

№	Реакция	№	Реакция	№	Реакция
24	$p p(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow$	33	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	41	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
25	$p A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	34	$\tilde{p} A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	42	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
26	$p A \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	35	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	43	$p A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
27	$p A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	36	$p A \rightarrow \tilde{\Sigma}^{-\uparrow}$	44	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$
28	$p p \rightarrow p^\uparrow$	37	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	45	$n A \rightarrow \Lambda^\uparrow$
29	$p A \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	38	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	46	$K^+ p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
30	$p A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	39	$\Lambda A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	47	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$
31	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	40	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow}$	48	$\Sigma^- A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
32	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$				



# Поляризация барионов

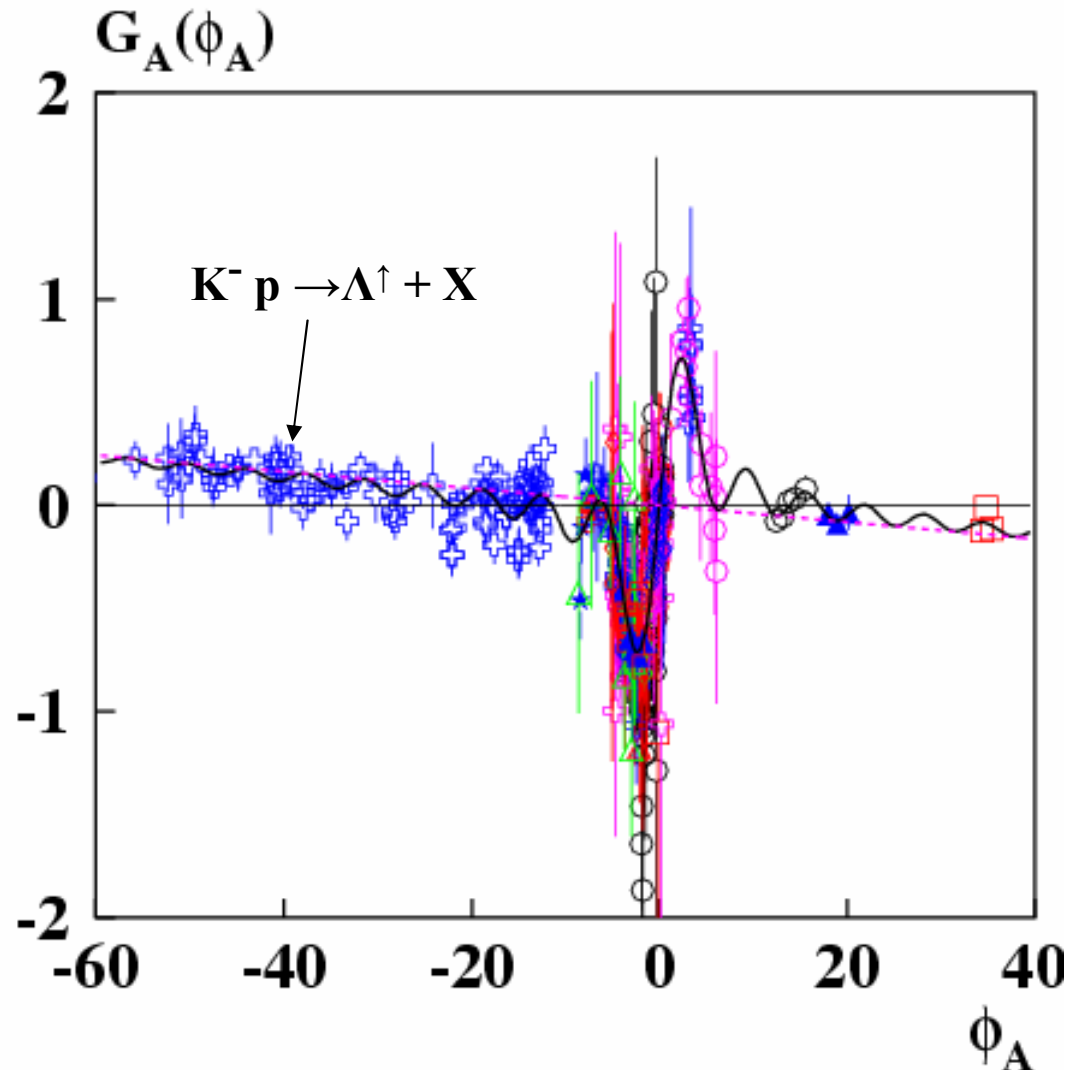
Наиболее хорошо изученные реакции по измерению поляризации барионов в  $hp$  и  $hA$ -соударениях.

19 реакций № 24÷42, 691 точка.

Наблюдается 7 циклов осцилляций для  $K^- p \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$

Сплошная кривая:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos \varphi_A) / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A$$







## Глобальный анализ данных: $A_N$

Реакции, в которых измерялись  $P_N$  в AuAu-соударениях, поляризация векторных мезонов,  $P_N$  и  $A_N$  в лептон-адронных соударениях. 20 реакций, 308 точек.

№	Реакция	№	Реакция	№	Реакция
49	$Au+Au \rightarrow \Lambda^\uparrow$	56	$p p \rightarrow \varphi(1020)^\uparrow$	63	$e^+ A \rightarrow \Lambda^\uparrow$
50	$Au+Au \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	57	$n A \rightarrow K^*(892)^-\uparrow$	64	$e^+ A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$
51	$p A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	58	$n A \rightarrow K^*(892)^+\uparrow$	65	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$
52	$\tilde{p} A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	59	$\tilde{p} p \rightarrow Y(1S)^\uparrow$	66	$e^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^-$
53	$p A \rightarrow Y(1S)^\uparrow$	60	$\tilde{p} p \rightarrow Y(2S)^\uparrow$	67	$\mu^- p^\uparrow \rightarrow h^+$
54	$p A \rightarrow Y(2S)^\uparrow$	61	$AuAu \rightarrow K^*(892)^{0\uparrow}$	68	$\mu^- p^\uparrow \rightarrow h^-$
55	$\tilde{p} p \rightarrow \rho(770)^\uparrow$	62	$AuAu \rightarrow \varphi(1020)^\uparrow$		



# Поляризация в соударениях ядер

Поляризация  $\Lambda$  в  
Au+Au-соударениях.

Эксперимент STAR:

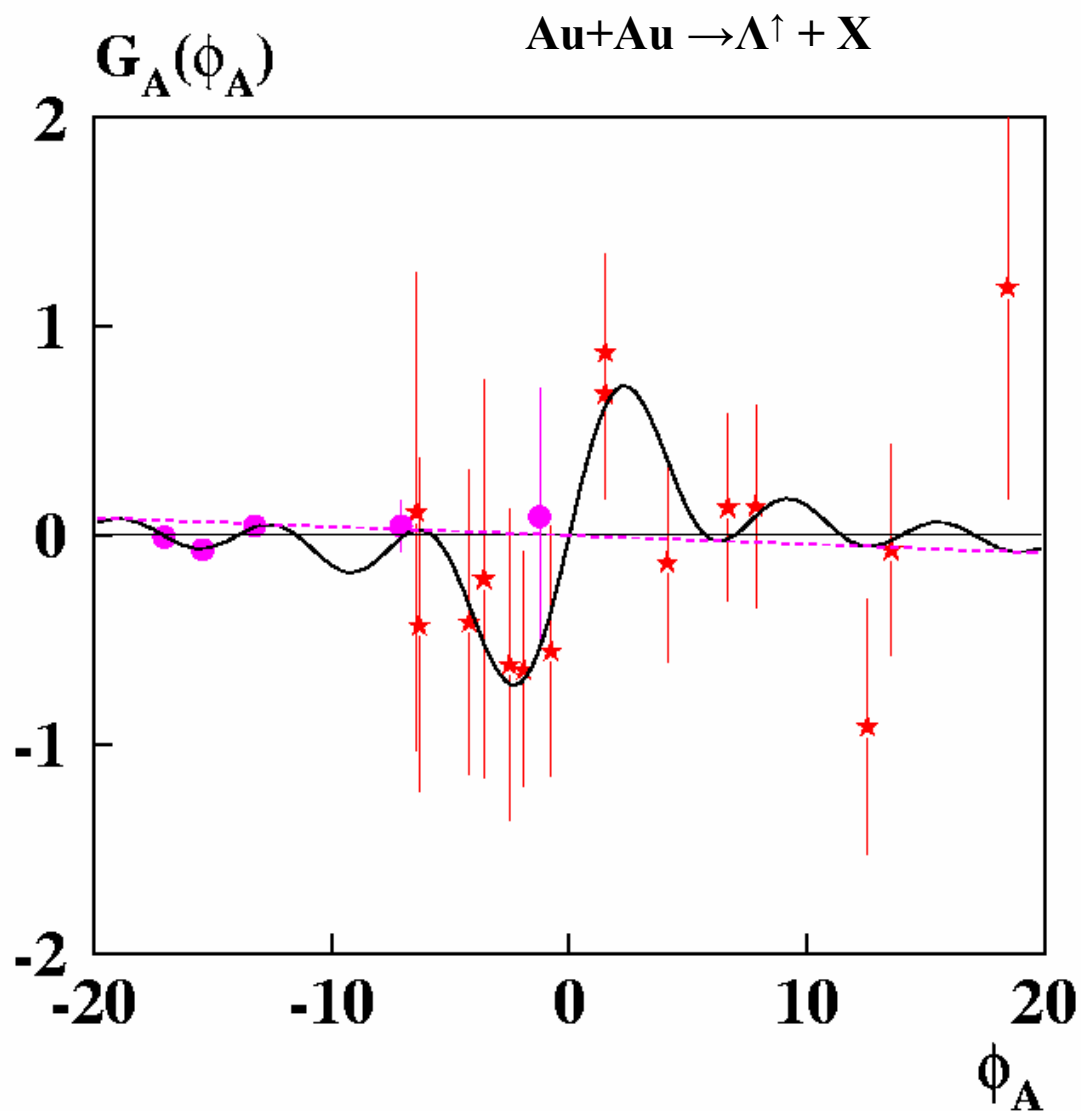
$\sqrt{s} = 62$  и 200 ГэВ

BNL:  $\sqrt{s} = 4.86$  ГэВ

Модель:

сплошная кривая:

$$G(\phi_A) = (1 - \cos \phi_A) / \phi_A + \varepsilon \phi_A$$



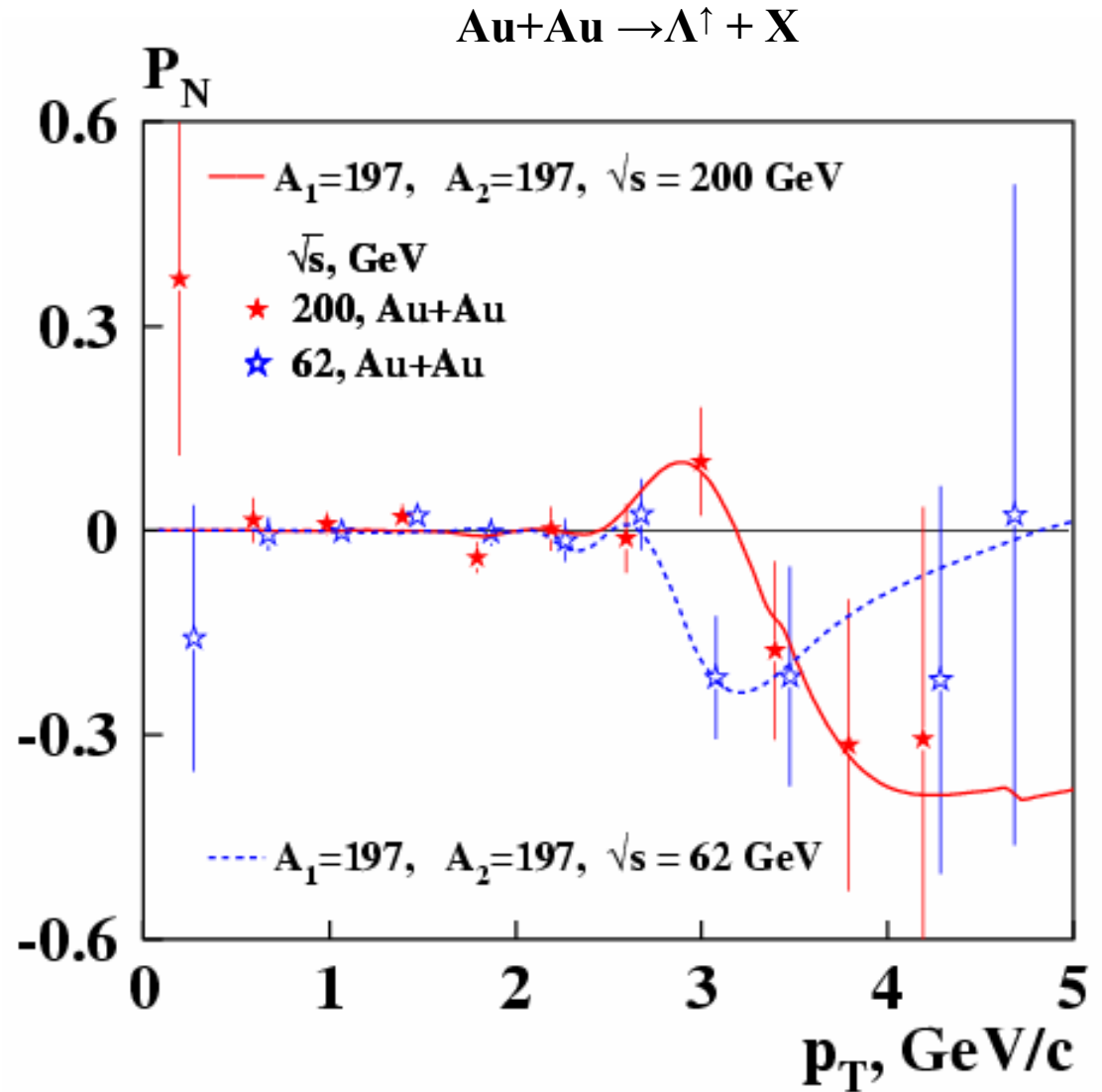


# Поляризация в соударениях ядер

Поляризация  $\Lambda$  в  
Au+Au-соударениях.

Эксперимент STAR:

$\sqrt{s} = 62$  и  $200$  ГэВ





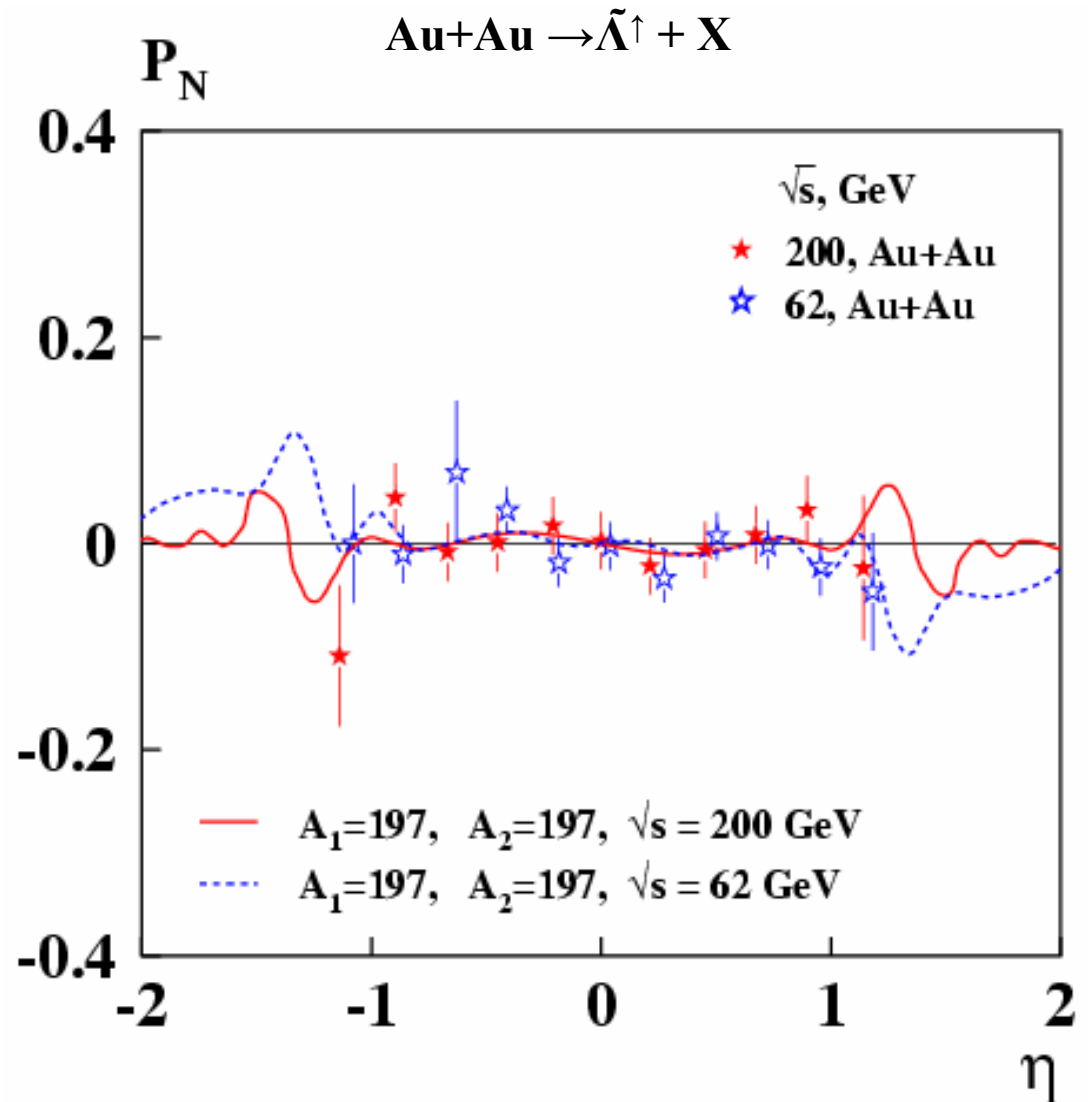
## Поляризация в соударениях ядер RE32

Поляризация  $\tilde{\Lambda}$  в  
Au+Au-соударениях.

Эксперимент STAR

Псевдобыстрота:

$$\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta_{\text{cm}}/2)$$





# Поляризация в соударениях ядер

Поляризация  $\Lambda$  в  
Au+Au-соударениях.

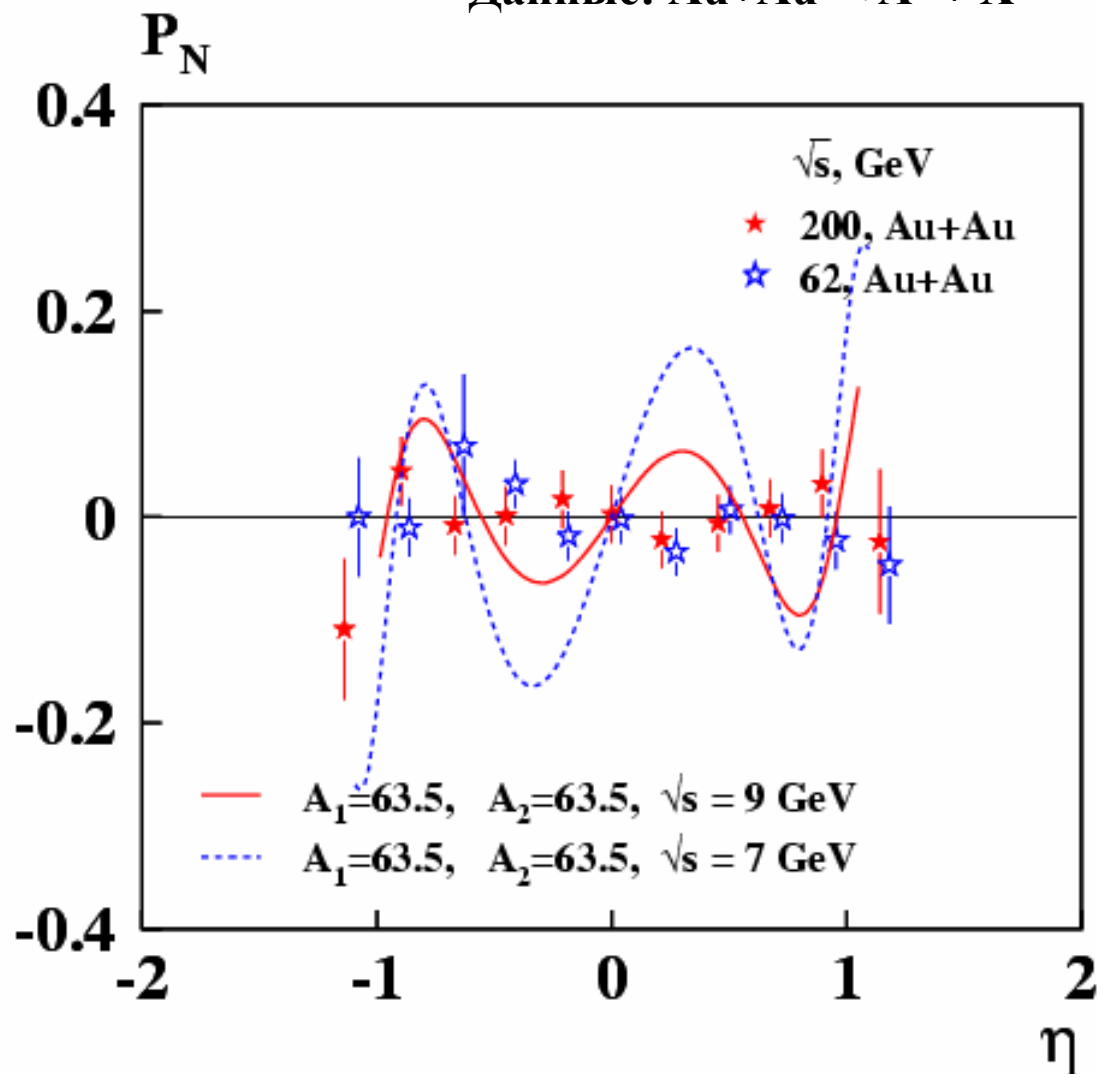
Эксперимент STAR

При низких энергиях  
«частота»  $\omega_A > 0$  и  
имеет место эффект  
фокусировки кварков,  
усиливающий  
поляризацию.

Предсказания для  
 $\sqrt{s} = 9$  и  $7$  ГэВ:

$\text{Cu} + \text{Cu} \rightarrow \Lambda^\uparrow + \text{X}$

Данные: Au+Au  $\rightarrow \Lambda^\uparrow + \text{X}$





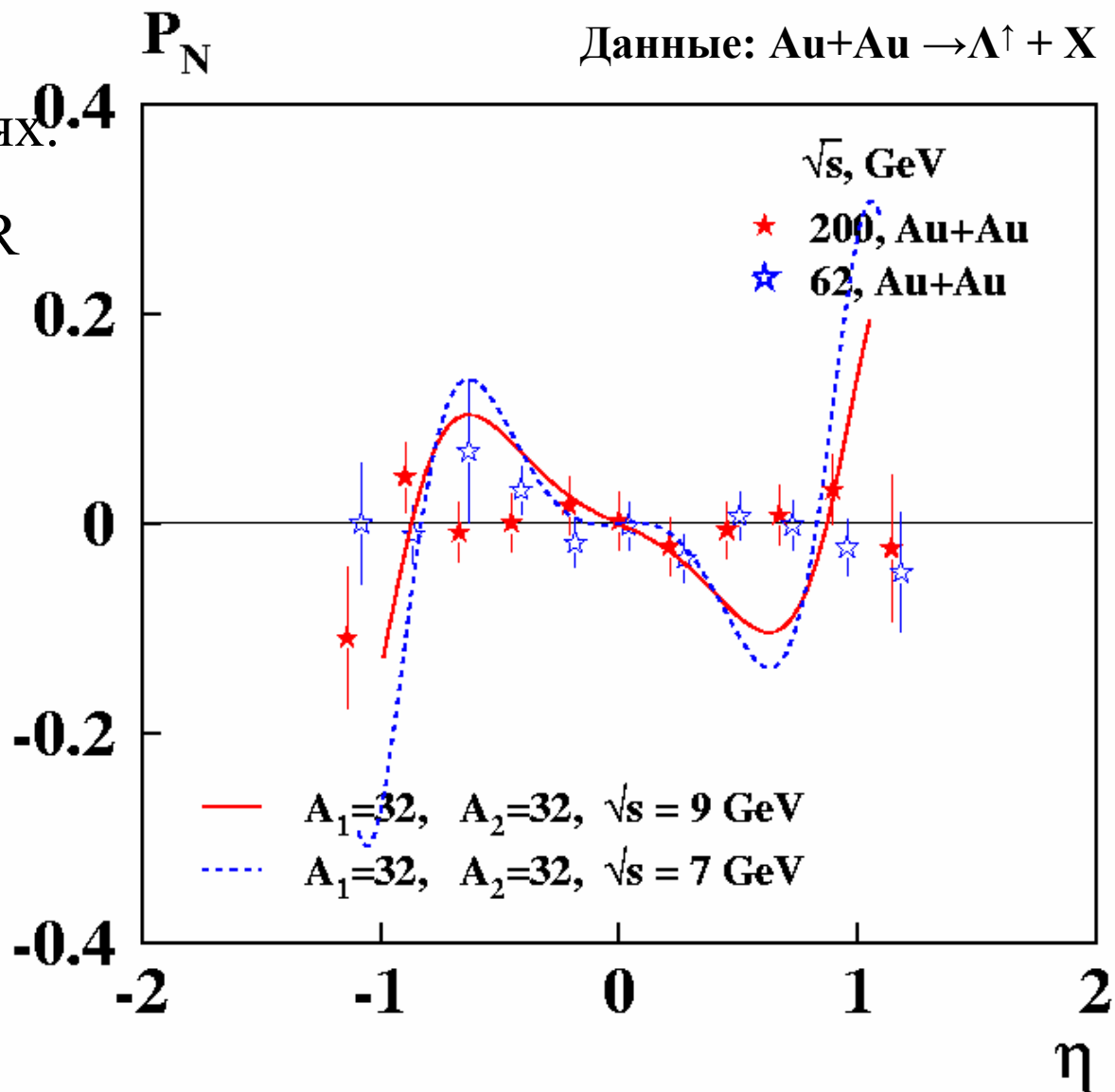
# Сравнение измеренных значений $P_N$ и предсказаний модели

Поляризация  $\Lambda$  в  
Au+Au-соударениях.

Эксперимент STAR

Предсказания для  
 $\sqrt{s} = 9$  и  $7$  ГэВ:

$S + S \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$

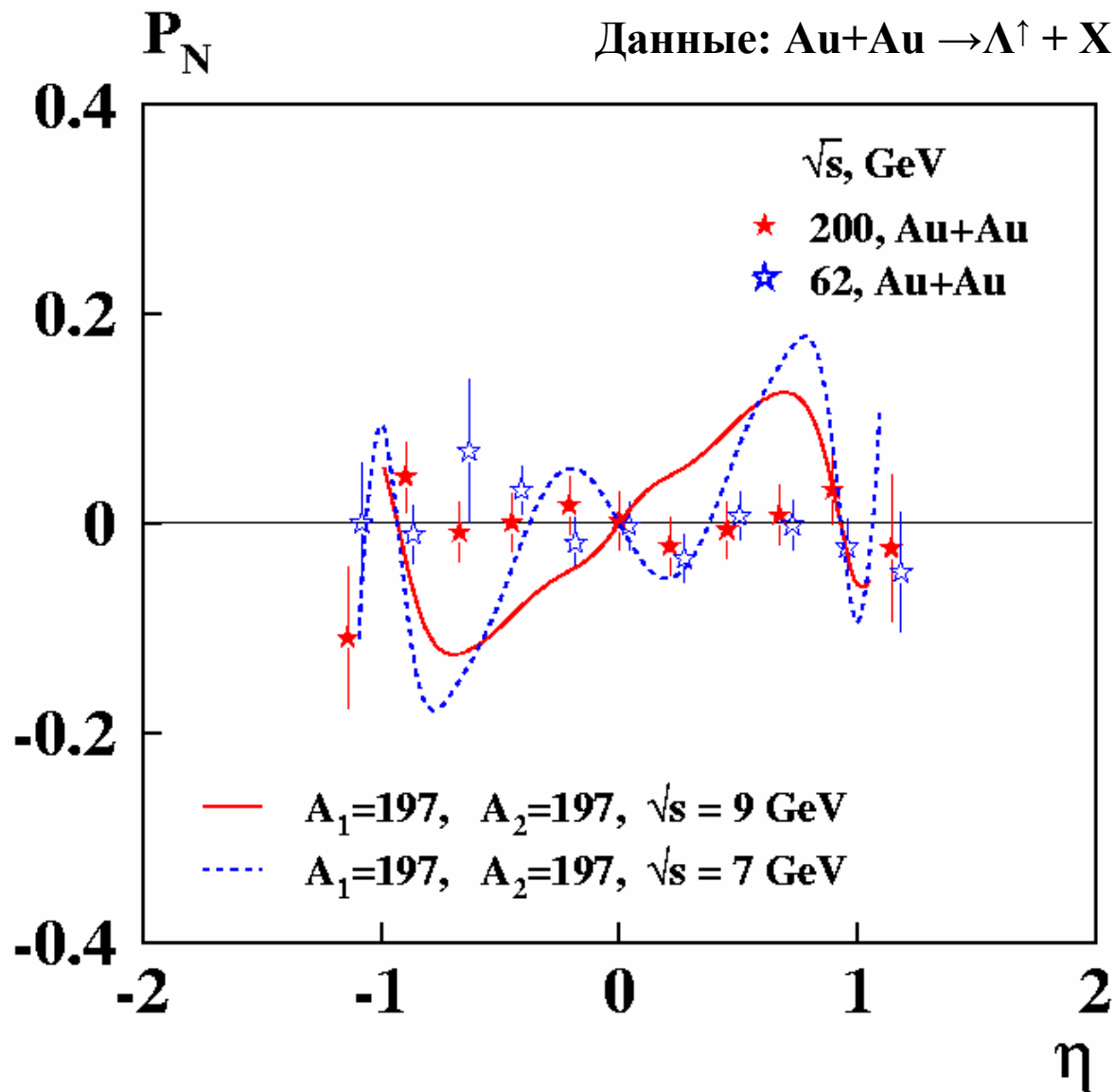




# Сравнение измеренных значений $\omega_A$ и предсказаний модели

Предсказания для  
 $\sqrt{s} = 9$  и  $7$  ГэВ:

$Au + Au \rightarrow \Lambda^{\uparrow} + X$





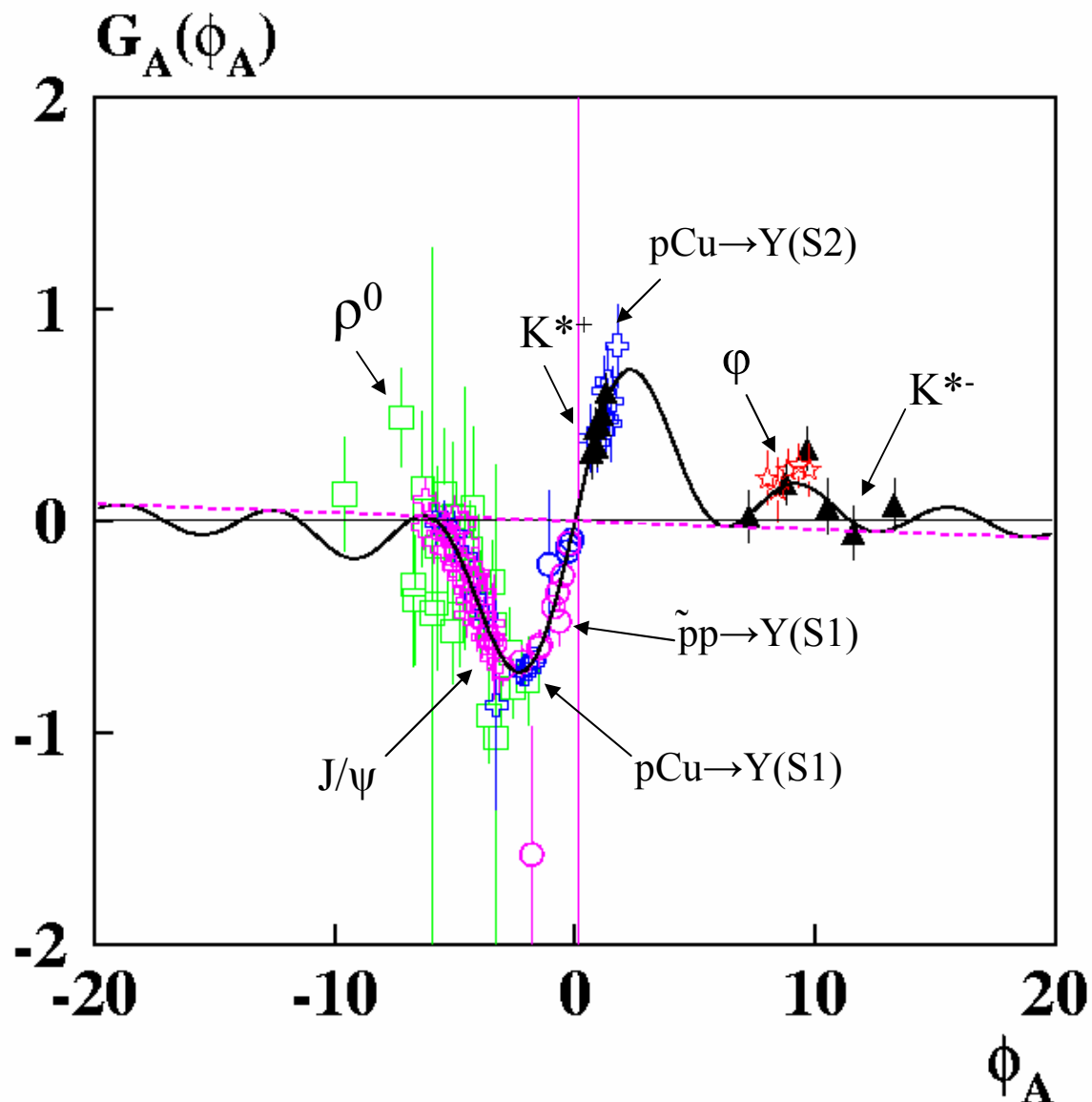
# Поляризация векторных мезонов

Наиболее хорошо изученные реакции по измерению поляризации векторных мезонов в  $h p$  и  $h A$ -соударениях. 9 реакций № 51÷59, 116 точек.

Модель:

сплошная кривая:

$$G(\phi_A) = (1 - \cos \phi_A) / \phi_A + \varepsilon \phi$$







# Поляризация векторных мезонов

Предсказания для  
реакции  
 $p + Cu \rightarrow J/\psi^\uparrow + X$

при энергиях

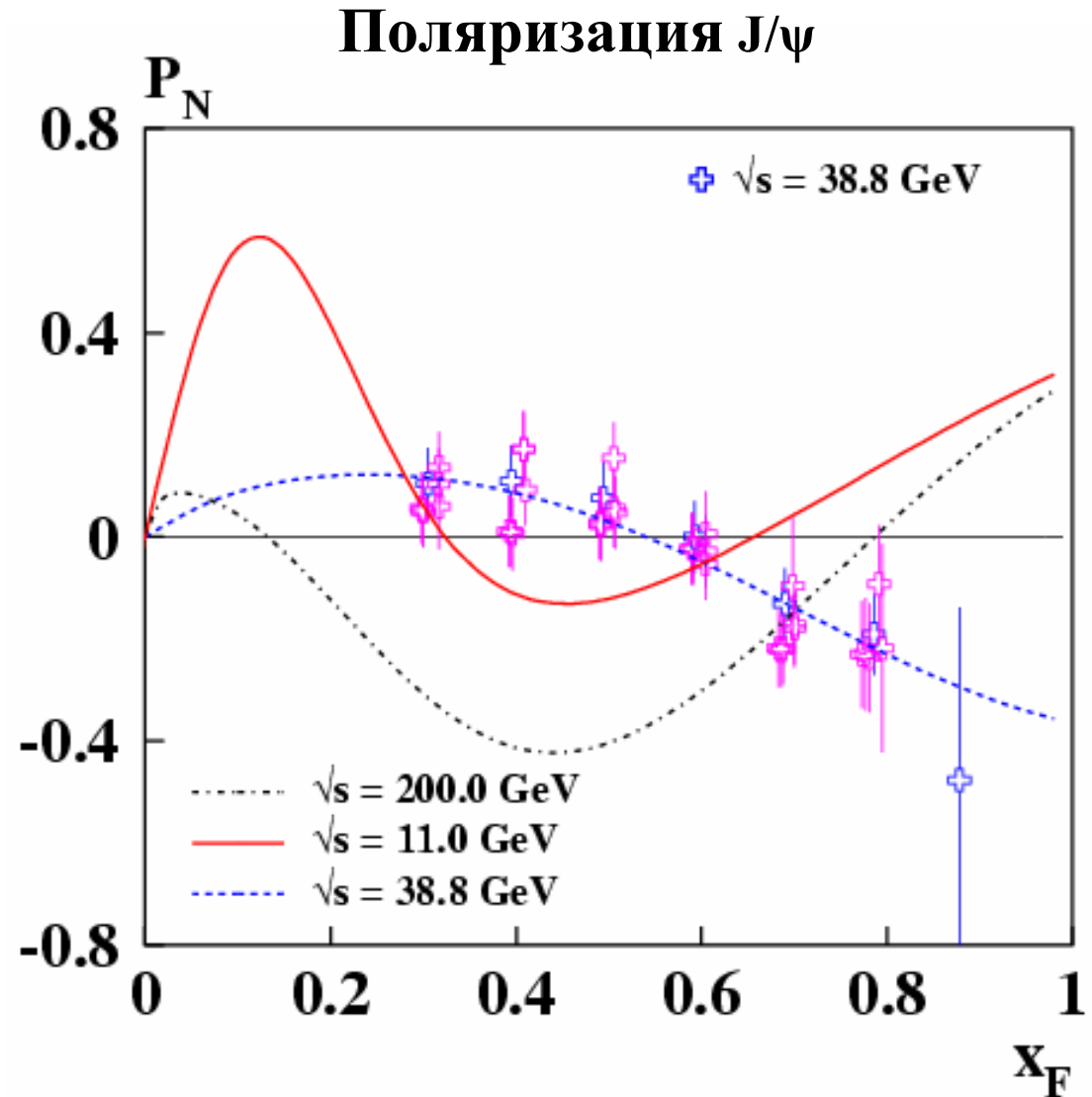
$\sqrt{s} = 200$  ГэВ,

$\sqrt{s} = 11$  ГэВ,

$\sqrt{s} = 38.8$  ГэВ.

Данные:  $\sqrt{s} = 38.8$  ГэВ,

Т.Н. Chang et al. Phys. Rev.  
Lett. 91, 211801 (2003).

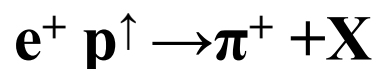
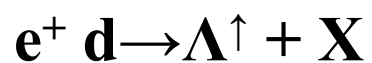




# Лептон-адронные соударения

Реакции по измерению  
в лептон-адронных  
соударениях.

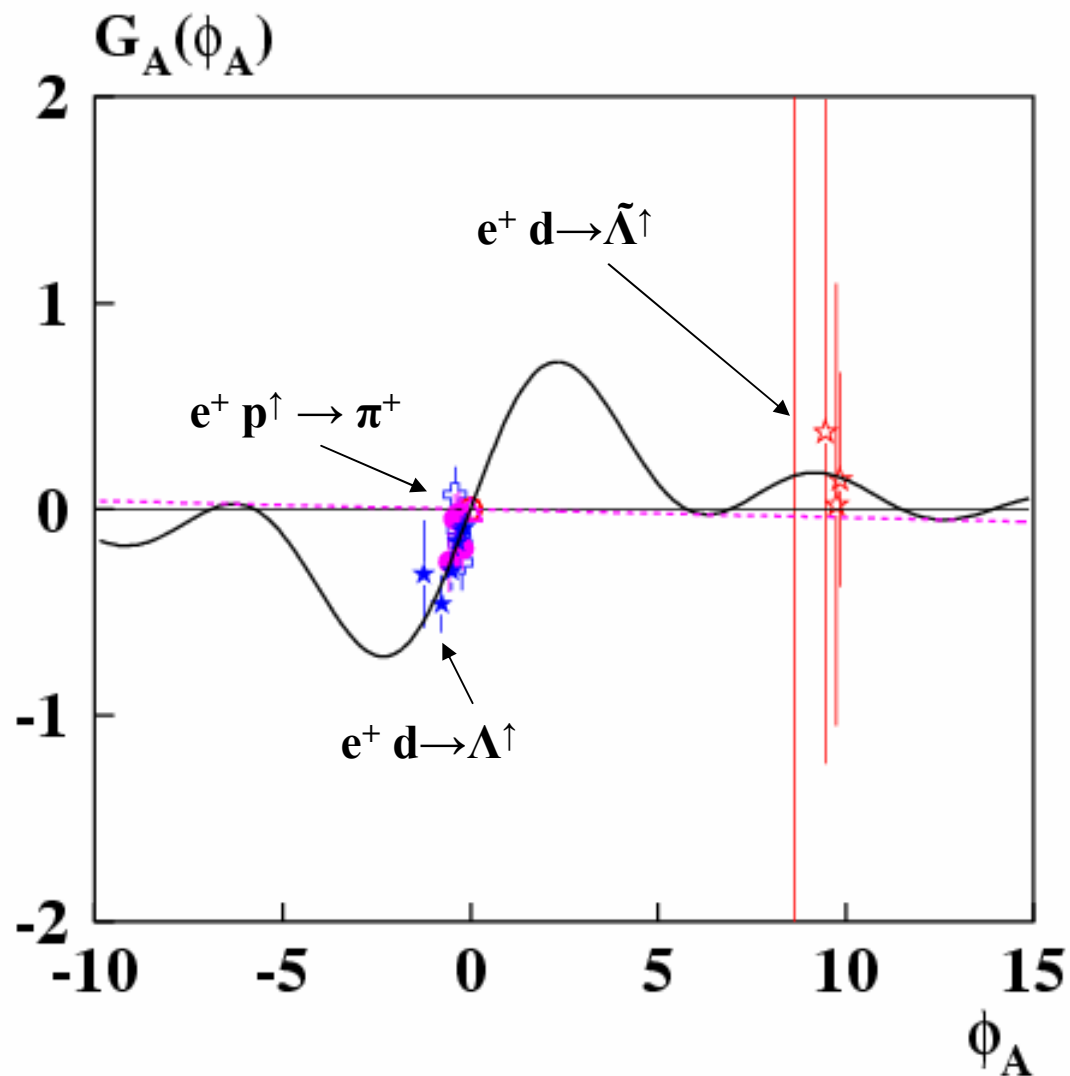
3 реакции № 63÷65, 19  
точек, HERMES.



Модель:

сплошная кривая:

$$G(\phi_A) = (1 - \cos \phi_A) / \phi_A + \varepsilon \phi_A$$





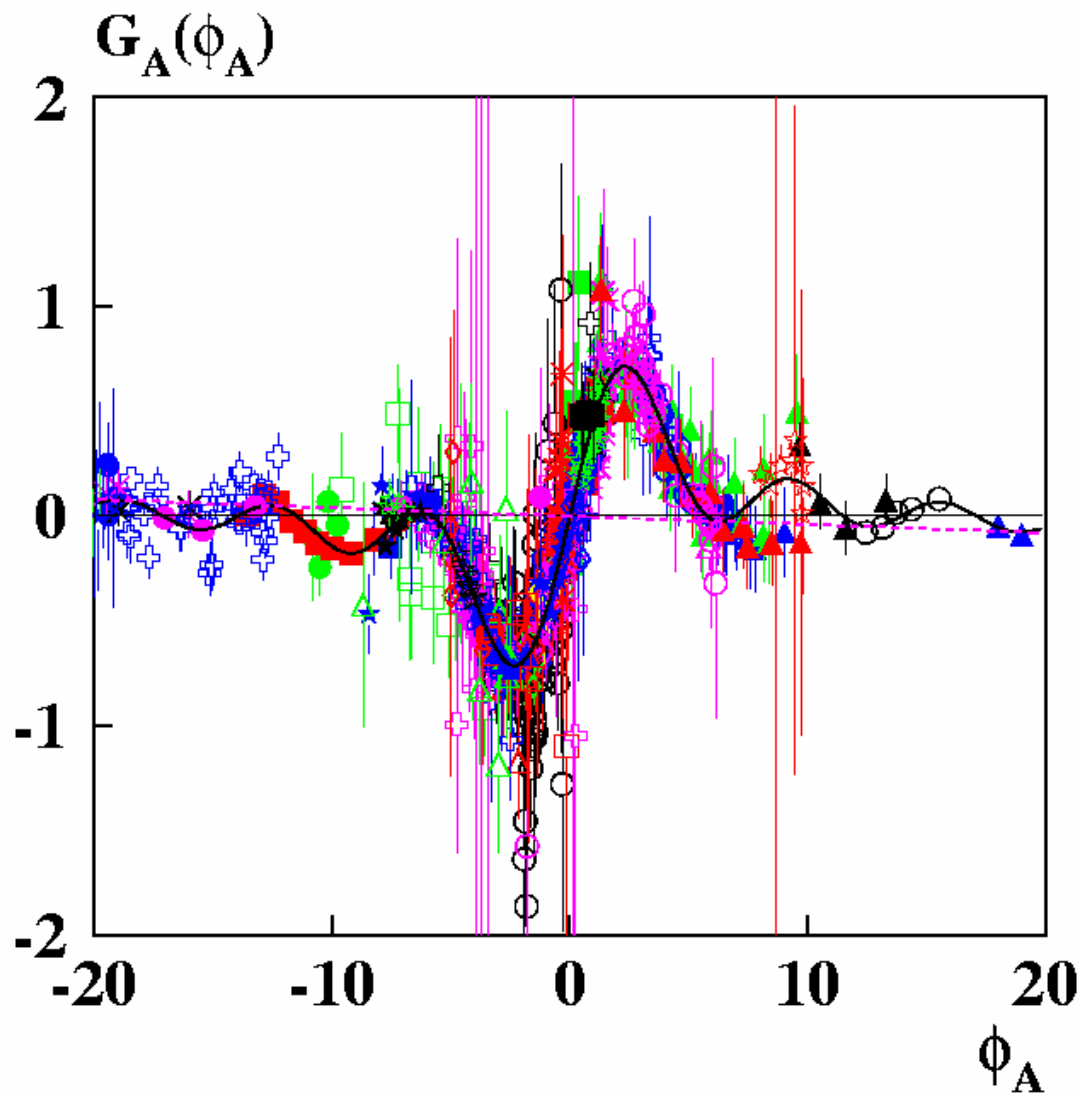
# Данных по 46 наиболее изученным реакциям, $-20 < \phi_A < 20$ .

$x_F > x_0$ ,  $p_T > 0.3$  ГэВ/с.  
46 реакций, 1427 точек.

Модель:

сплошная кривая:

$$G(\phi_A) = (1 - \cos \phi_A) / \phi_A + \varepsilon \phi_A$$





## Данных по 46 наиболее изученным реакциям, $-60 < \varphi_A < 10$ .

Наблюдается 7 циклов  
осцилляций для  
 $K^- p \rightarrow \Lambda^+ + X$

Частота осцилляций:

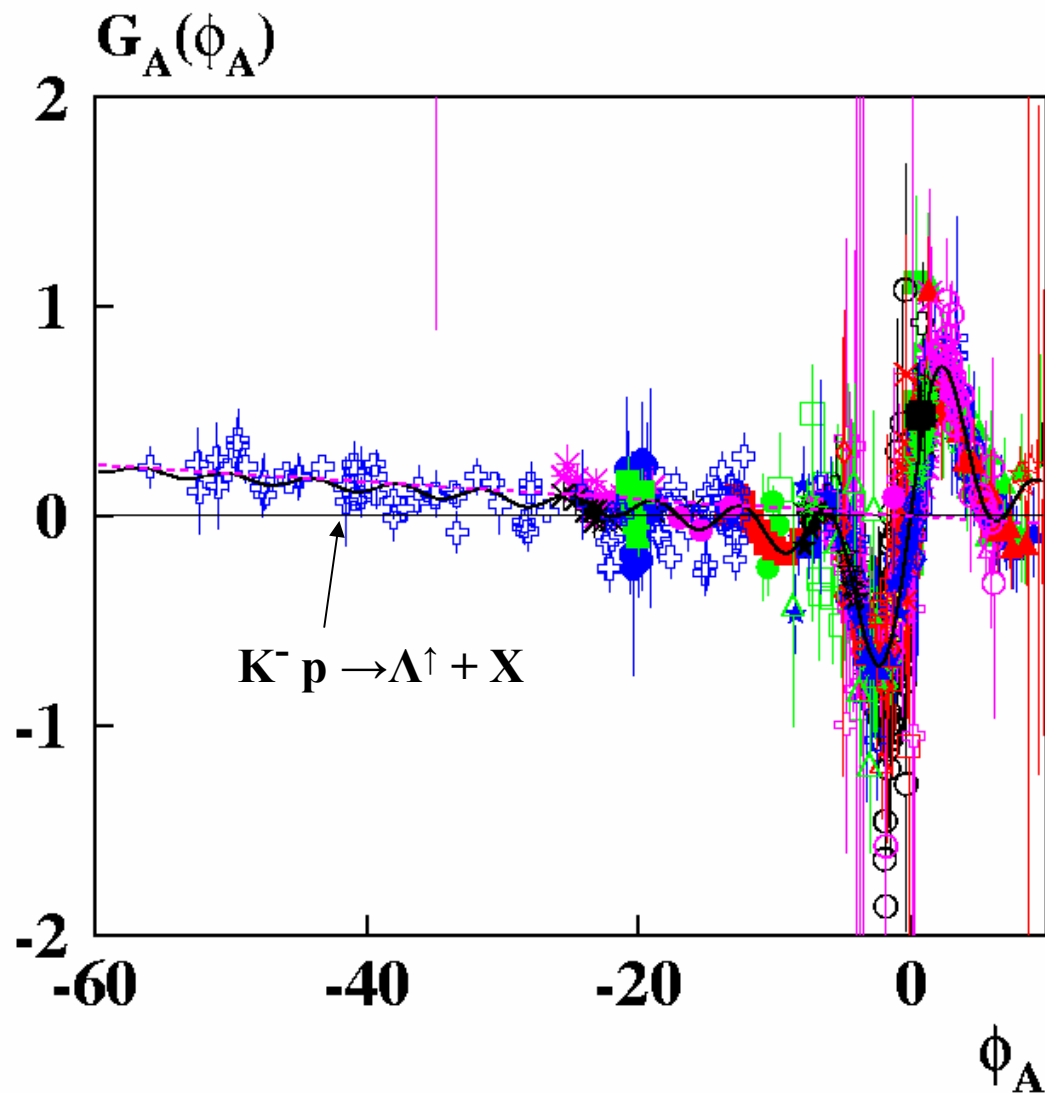
Модель:  $\omega_A^0 = -8.79$ ;

Фит:  $\omega_A^0 = -8.45 \pm 0.20$ ;

Модель:

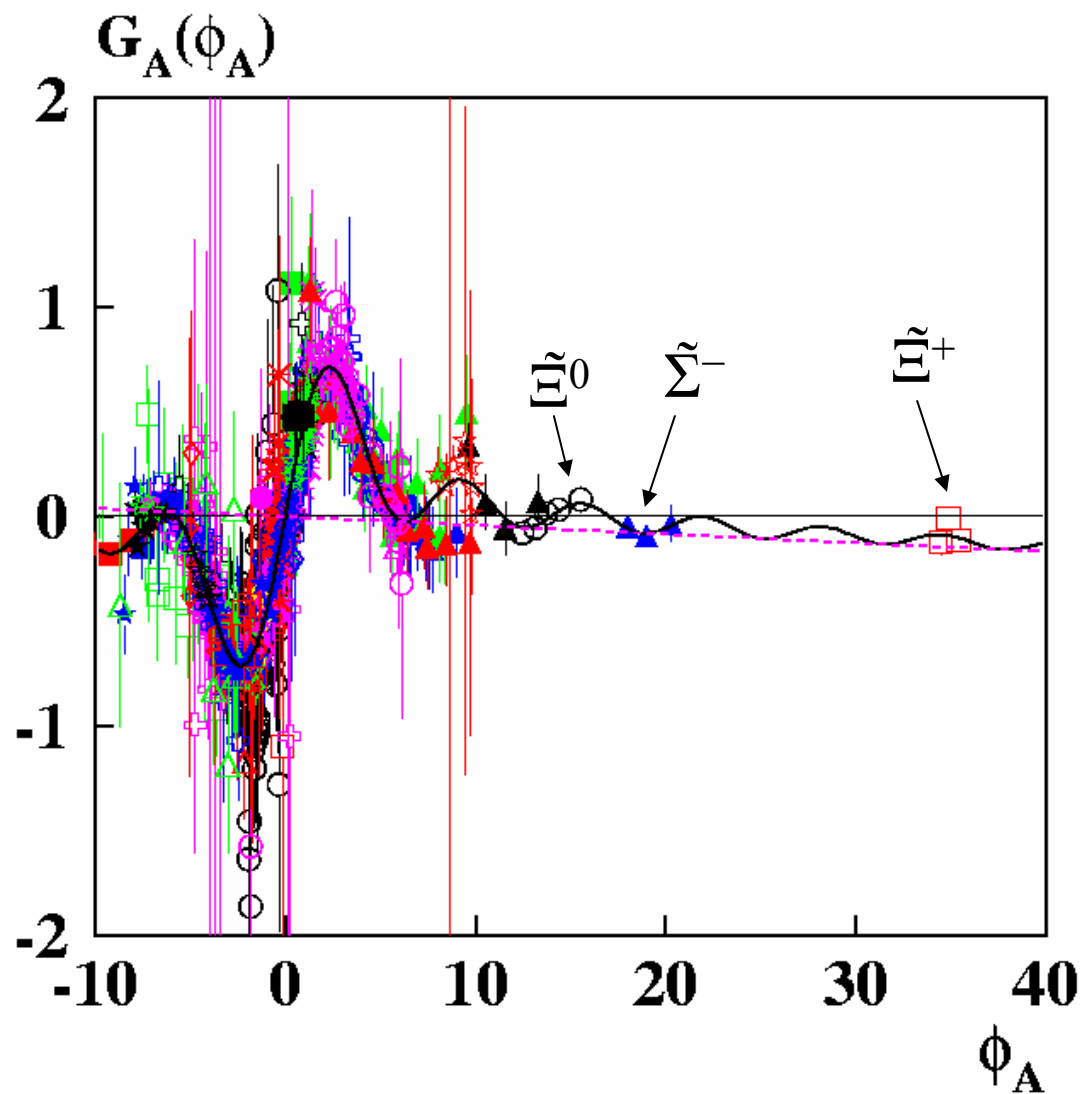
сплошная кривая:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos \varphi_A) / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A$$





# Данных по 46 наиболее изученным реакциям, $-10 < \varphi_A < 40$ .



Модель:

сплошная кривая:

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos \varphi_A) / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A$$



## Оценка масс составляющих кварков из данных по односпиновым процессам

Динамические массы кварков при нулевой виртуальности,  $q = 0$ .

Настоящая работа:

$$M_U = 0.254 \pm 0.027 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$M_D = 0.330 \pm 0.047 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$M_S = 0.541 \pm 0.065 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$M_C = 1.45 \pm 0.11 \text{ ГэВ}/c^2$$

$$M_B = 5.95 \pm 0.37 \text{ ГэВ}/c^2$$

Wikipedia:

$$M_U \approx 0.30 \text{ ГэВ}/c^2;$$

$$M_D \approx 0.30 \text{ ГэВ}/c^2;$$

$$M_S \approx 0.45 \text{ ГэВ}/c^2;$$

$$m_c \approx 1.25 \pm 0.09 \text{ ГэВ}/c^2;$$

$$m_b \approx 4.2-4.7 \text{ ГэВ}/c^2;$$

Из анализа заряженных форм-факторов пионов:  $M_U \approx M_D \approx 0.25 \text{ ГэВ}/c^2$ ;

A.F.Krutov, V.E.Troitsky, Eur. Phys. J. C20 (2001) 71. ([JLAB data](#))

$$M_Q = (2/3)^{1/2} \pi F_\pi = 0.24 \text{ ГэВ}; \quad \text{С.Б.Герасимов, ЯФ 29(1979)513.}$$

$$M_U = 0.263 \text{ ГэВ}; \quad \text{М.Мekhfi, Phys.Rev. D72(2005)114014.}$$



## Оценка эффективных размеров струны из данных по односпиновым процессам

---

Радиус струны:

$$\rho = 3.1 \pm 1.6 \text{ ГэВ}^{-1} \quad \text{или} \quad 0.61 \pm 0.32 \text{ Фм.}$$

Эффективная длина  $S_0$ :

$$S_0 = 2.7 \pm 3.1 \text{ ГэВ}^{-1} \quad \text{или} \quad 0.53 \pm 0.61 \text{ Фм.}$$

$$S_0/\rho^2 = 0.292 \pm 0.015 \text{ ГэВ.}$$

Теория:  $\rho = 1.25R_C \approx 2.08 \text{ ГэВ}^{-1}$

А.Б. Мигдал и С.Б. Хохлачев, Письма в ЖЭТФ, 41 (1985) 159.



## Оценка хромомангнитных моментов кварков из данных по односпиновым процессам

$$\Delta\mu^a = (g^a - 2)/2$$

**Аномальные хромомангнитные моменты кварков при нулевой виртуальности,  $q=0$  (получены впервые):**

Настоящая работа:

$$\Delta\mu^a_U(0) = -0.64 \pm 0.12$$

$$\Delta\mu^a_D(0) = -0.56 \pm 0.13$$

$$\Delta\mu^a_S(0) = -0.61 \pm 0.12$$

$$\Delta\mu^a_C(0) = -0.78 \pm 0.09$$

$$\Delta\mu^a_B(0) = -0.76 \pm 0.09$$

Инстантонная модель:

Кочелев:  $\Delta\mu^a = -0.2$ ;

Дьяконов:  $\Delta\mu^a = -0.744$ ;

N.I. Kochelev, Phys. Lett. B426(1998) 149.

D. Diakonov, Prog. Part. Nucl. Phys. 51(2003)173.





## Что интересно исследовать?

---

- Фокусирующее действие эффективного цветового поля на кварки. Требуются прецизионные измерения  $A_N$ ,  $P_N$  и  $\rho_{00}$  от энергии  $\sqrt{s}$ ,  $p_T$ ,  $x_F$  и атомного веса сталкивающихся ядер. Диапазон энергий ускорителя ИФВЭ близок к оптимальному. Планируемое ускорение ядер и поляризованных протонов позволит значительно расширить эти возможности.
- Прецессию спинов кварков в хромоманнитном поле и осцилляции односпиновых наблюдаемых  $A_N$ ,  $P_N$  и  $\rho_{00}$  как функций угла прецессии  $\varphi_A$  и других кинематических переменных. Требуются прецизионные измерения  $A_N$ ,  $P_N$  и  $\rho_{00}$  в возможно более широком диапазоне  $p_T$  и  $x_F$ . Ионные пучки позволяют на порядок увеличить частоту осцилляций  $\omega_A^0$ , что облегчает ее наблюдение и измерение.



## Что интересно исследовать?

---

- Механизм генерации хромомангнитного поля. Установить связь числа кварков-спектаторов с множественностью частиц в зависимости от угла их вылета. Требуется исследовать полуинклюзивные реакции, в которых дополнительно измеряется множественность частиц в событии и распределение энергии в направлении пучка.
  
- Зависимость односпиновых наблюдаемых от аромата кварков. Требуется измерить  $A_N$ ,  $P_N$  и  $\rho_{00}$  для возможно более широкого спектра реакций, в том числе для векторных мезонов, адронных резонансов, нейтронов и антибарионов.
  
- Роль множественного образования кварков при высоких энергиях. Требуется измерения  $A_N$ ,  $P_N$  и  $\rho_{00}$  при различных энергиях на коллайдерах RHIC, FNAL и LHC.



# Заключение

---

□ Предложен новый механизм происхождения односпиновых эффектов в  $hh$ ,  $hA$ ,  $AA$  и  $IN$ -соударениях, связанный с взаимодействием составляющих кварков с эффективным цветовым полем КХД струн, создаваемых кварками-спектаторами: микроскопический эффект Штерна-Герлаха.

□ Прецессия спинов кварков в хромомангнитном поле приводит к осцилляции односпиновых наблюдаемых  $A_N$  и  $P_N$ , как функций угла прецессии  $\varphi_A$  и других кинематических переменных.

□ Частоты осцилляций описываются правилами кваркового счета, учитывающими их зависимость от аромата кварков, энергии  $\sqrt{s}$ ,  $p_T$ ,  $x_F$  и атомного веса сталкивающихся ядер.



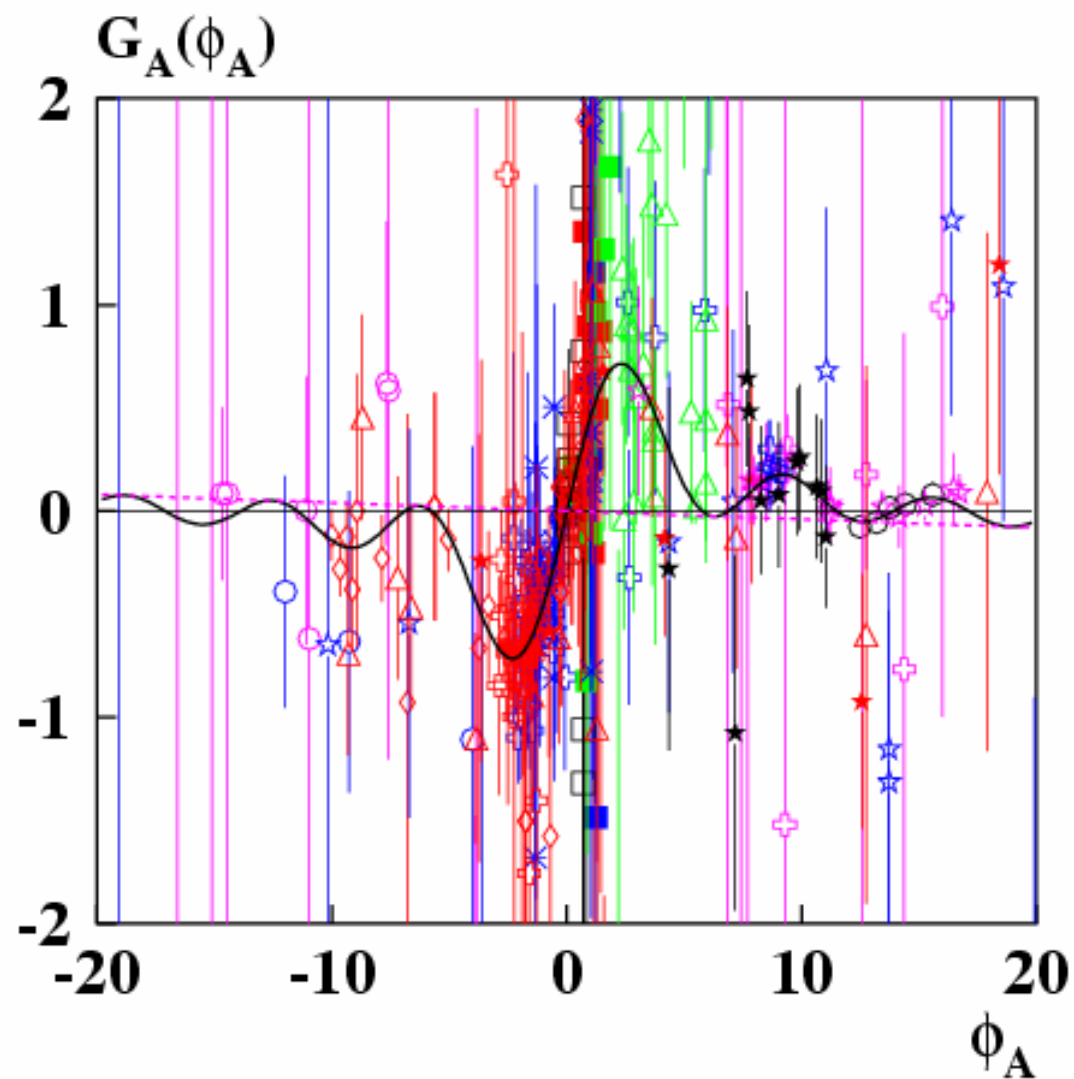
## Заключение

---

- Фокусирующее действие эффективного цветового поля на кварки приводит к характерной резонансной зависимости  $A_N$  и  $P_N$  от энергии  $\sqrt{s}$ .
- Глобальный анализ данных по  $P_N$  и  $A_N$  для 68 реакций позволил получить оценки размеров КХД-струн, динамических масс и хромомагнитных 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.



# Реакции с низкой статистикой и ТОЧНОСТЬЮ ДАННЫХ





## Массы и аномальные хромомагнитные моменты кварков

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	$m_q, \text{ГэВ}/c^2$	$\Delta M_Q(0), \text{ГэВ}/c^2$	$M_Q(0), \text{ГэВ}/c^2$	$\Delta \mu_Q^a(0)$
u	0.002	$0.252 \pm 0.027$	$0.254 \pm 0.027$	$-0.64 \pm 0.12$
d	0.005	$0.325 \pm 0.047$	$0.330 \pm 0.047$	$-0.56 \pm 0.13$
s	0.095	$0.446 \pm 0.065$	$0.541 \pm 0.065$	$-0.61 \pm 0.12$
c	1.25	$0.19 \pm 0.11$	$1.45 \pm 0.11$	$-0.78 \pm 0.09$
b	4.20	$1.75 \pm 0.37$	$5.95 \pm 0.37$	$-0.76 \pm 0.09$



## Размерные параметры фита

Таблица 5. Размерные параметры глобального фита данных.

Параметр, ГэВ <sup>-1</sup>		Параметр, ГэВ/с		Параметр, ГэВ	
$D$	$5.68 \pm 0.13$	$p_N$	$28 \pm 10$	$W_1$	$265 \pm 14$
$\rho$	$3.1 \pm 1.6$	$p_d$	$1.08 \pm 0.27$	$W_2$	$238 \pm 54$
$S_0$	$2.7 \pm 3.1$	$p_a$	$1.71 \pm 0.32$		
$d_1$	$0.257 \pm 0.038$	$q_0$	$1.03 \pm 0.40$		
$d_2$	$0.109 \pm 0.019$				



## Безразмерные параметры фита

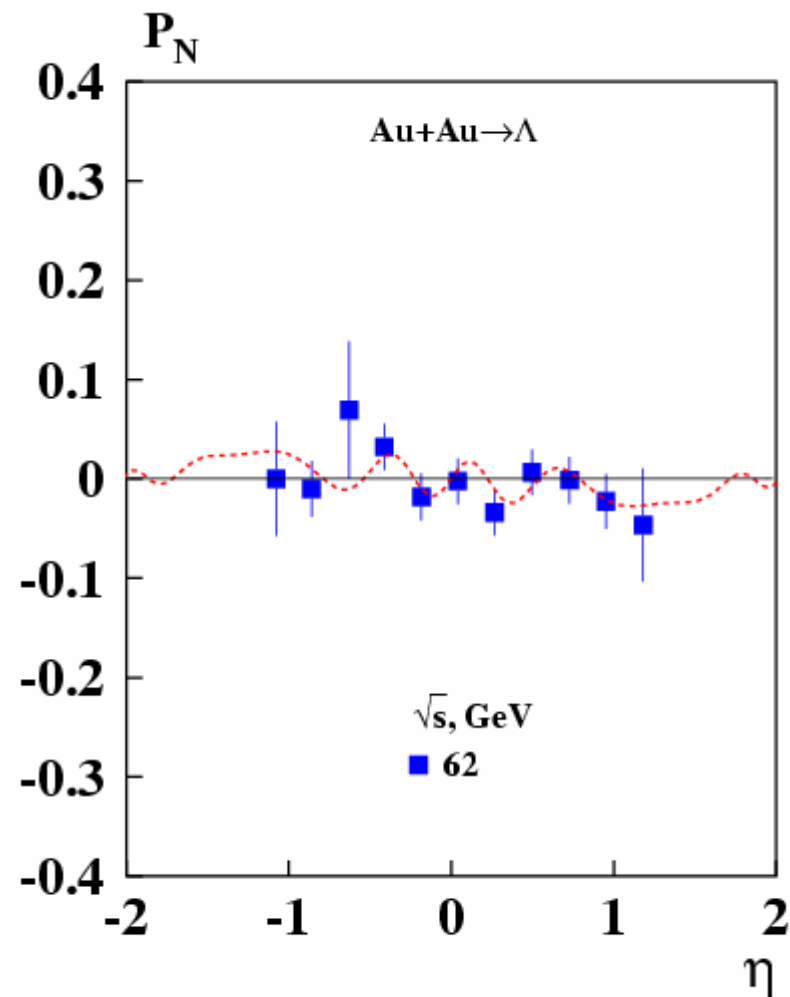
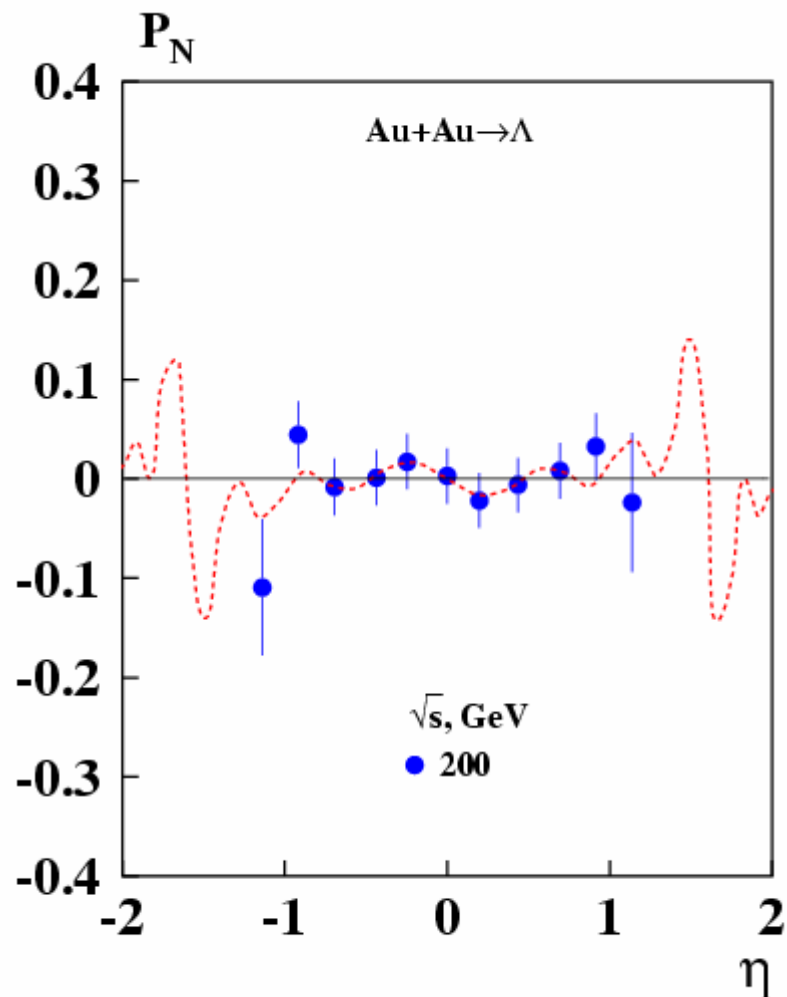
Таблица 6. Безразмерные параметры глобального фита данных.

Параметр		Параметр		Параметр	
$\lambda$	$-0.1321 \pm 0.0012$	$a_u$	$0.169 \pm 0.015$	$A_a$	$11.84 \pm 0.33$
$\tau$	$0.0563 \pm 0.0029$	$a_d$	$0.359 \pm 0.019$	$A_b$	$0.258 \pm 0.024$
$\epsilon$	$-0.00419 \pm 0.00022$	$a_s$	$0.336 \pm 0.017$	$b_1$	$0.053 \pm 0.016$
$\alpha$	$-0.016 \pm 0.011$	$a_c$	$-0.147 \pm 0.033$	$b_2$	$0.0100 \pm 0.0043$
$\delta$	$0.0190 \pm 0.0034$	$a_b$	$-0.407 \pm 0.065$	$\rho_0$	$0.0163 \pm 0.0018$
$n_q$	$4.52 \pm 0.32$	$n_1$	$1.377 \pm 0.087$	$\kappa$	$286 \pm 68$
$a_R$	$1.34 \pm 0.16$	$n_2$	$0.91 \pm 0.37$	$k$	$0.0475 \pm 0.0004$





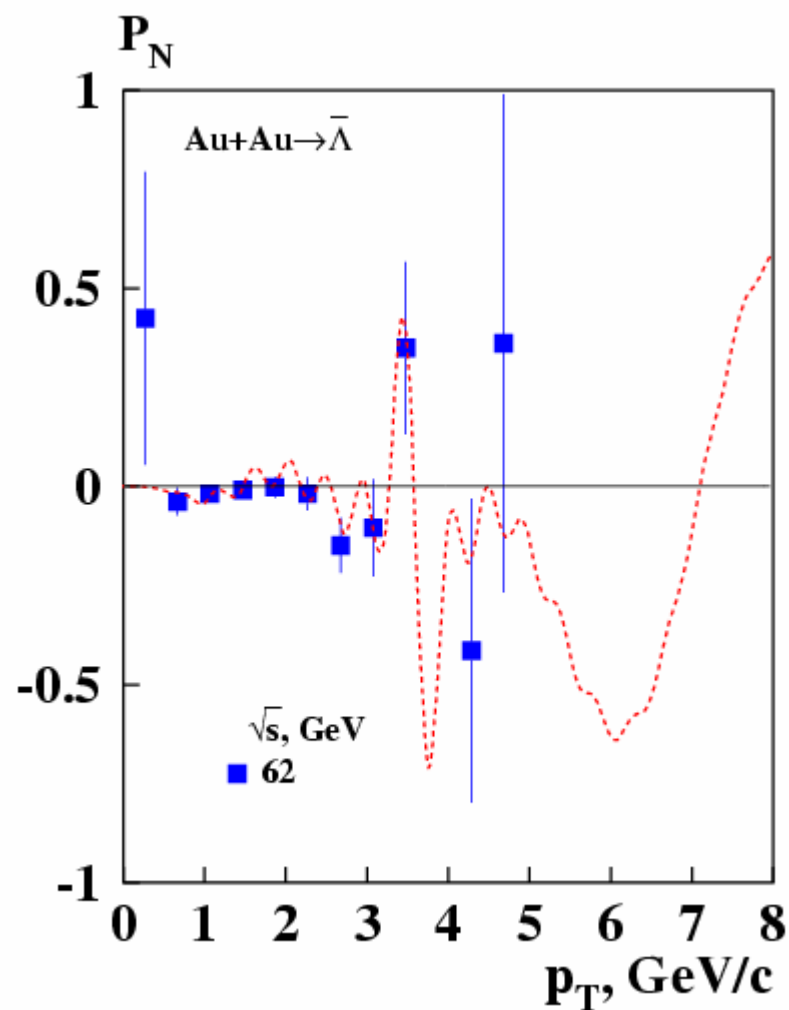
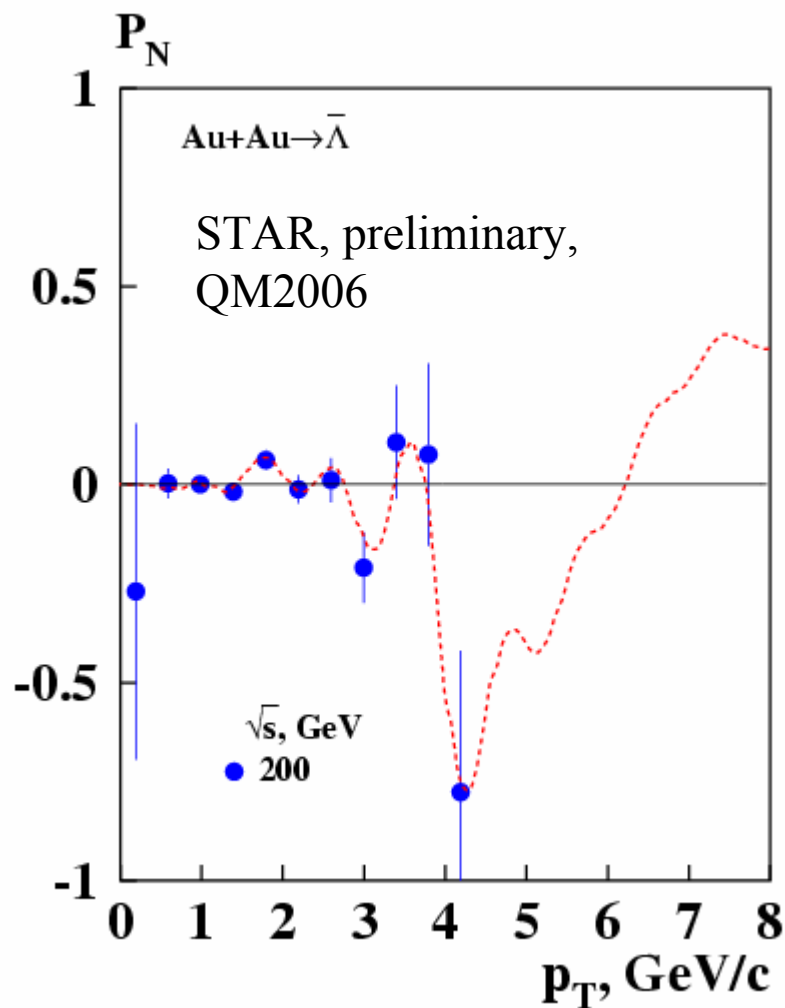
## Глобальная поляризация $\Lambda$ -гиперонов в соударениях Au+Au



Au+Au  $\rightarrow$   $\Lambda$ :  $\sqrt{s}=200$  GeV,  $\omega_A = -479 \pm 83$ ; Au+Au  $\rightarrow$   $\Lambda$ :  $\sqrt{s} = 62$  GeV,  $\omega_A = -60 \pm 9$



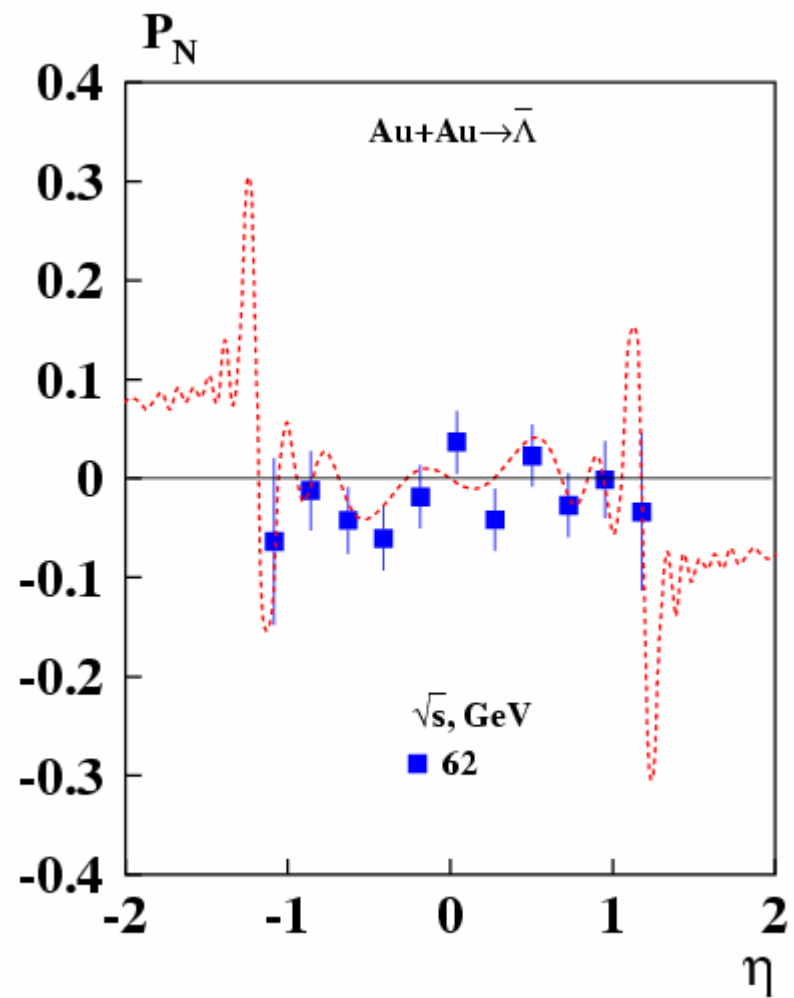
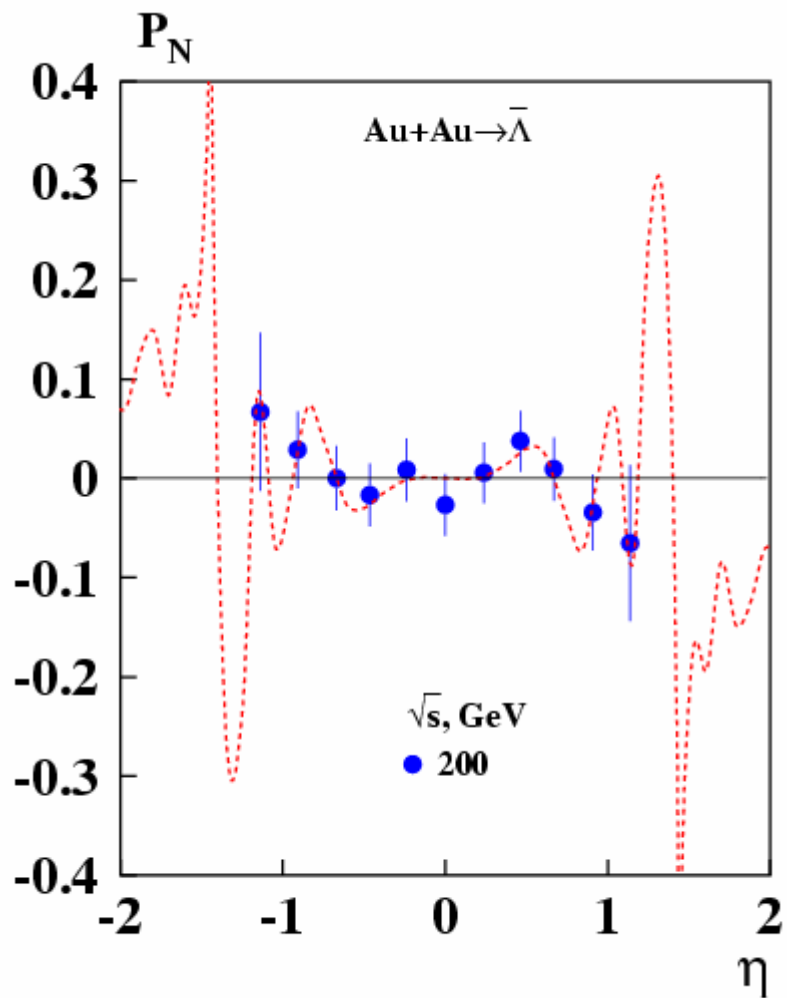
# Глобальная поляризация $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в соударениях Au+Au



Au+Au  $\rightarrow \tilde{\Lambda}$ :  $\sqrt{s}=200$  GeV,  $\omega_A = -648 \pm 46$ ; Au+Au  $\rightarrow \tilde{\Lambda}$ :  $\sqrt{s} = 62$  GeV,  $\omega_A = -359 \pm 15$



# Глобальная поляризация $\tilde{\Lambda}$ -гиперонов в соударениях Au+Au



Au+Au $\rightarrow\Lambda$ :  $\sqrt{s}=200$  GeV,  $\omega_A = -675 \pm 23$ ; Au+Au $\rightarrow\Lambda$ :  $\sqrt{s} = 62$  GeV,  $\omega_A = -294 \pm 16$

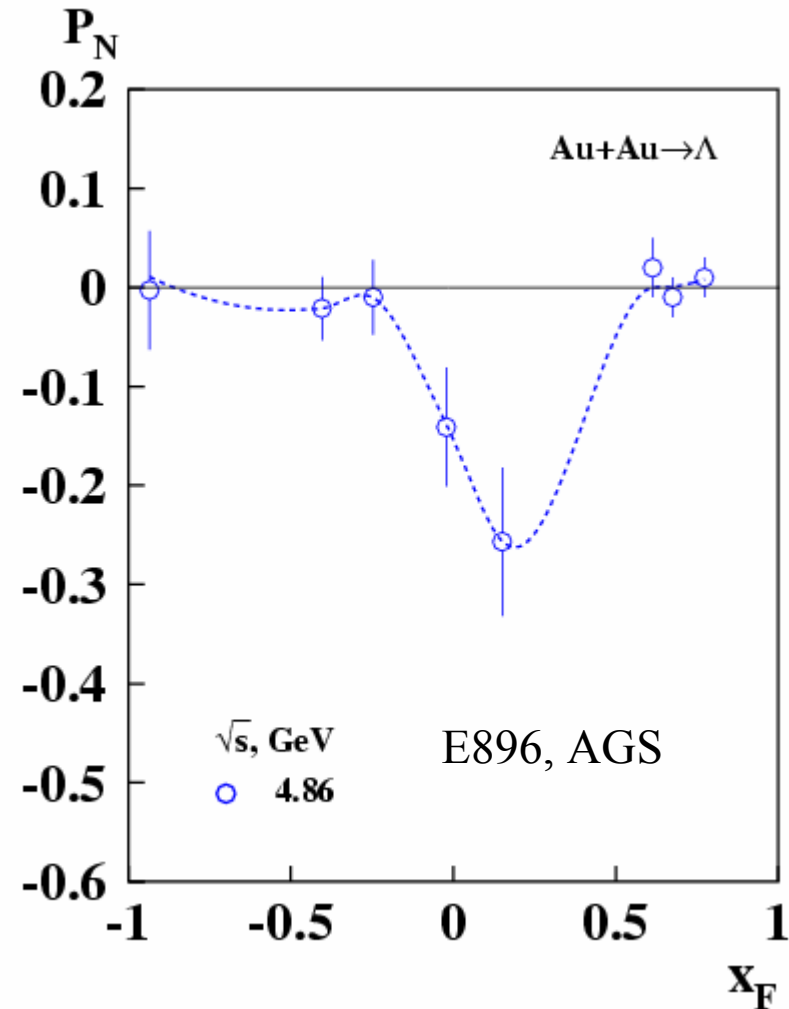


## Поляризация $\Lambda$ в соударениях Au+Au при энергии $\sqrt{s}=5$ GeV в E896.

Модель эффективного цветного поля предсказывает для Au+Au при  $\sqrt{s}=5$  ГэВ положительную частоту  $\omega_{\Lambda} = +19.4 \pm 3.0$ .

При высоких энергиях, как показано выше, частота  $\omega_{\Lambda}$  большая и отрицательная:

$$\omega_{\Lambda} = -374 \pm 51; \sqrt{s} = 200 \text{ GeV}.$$

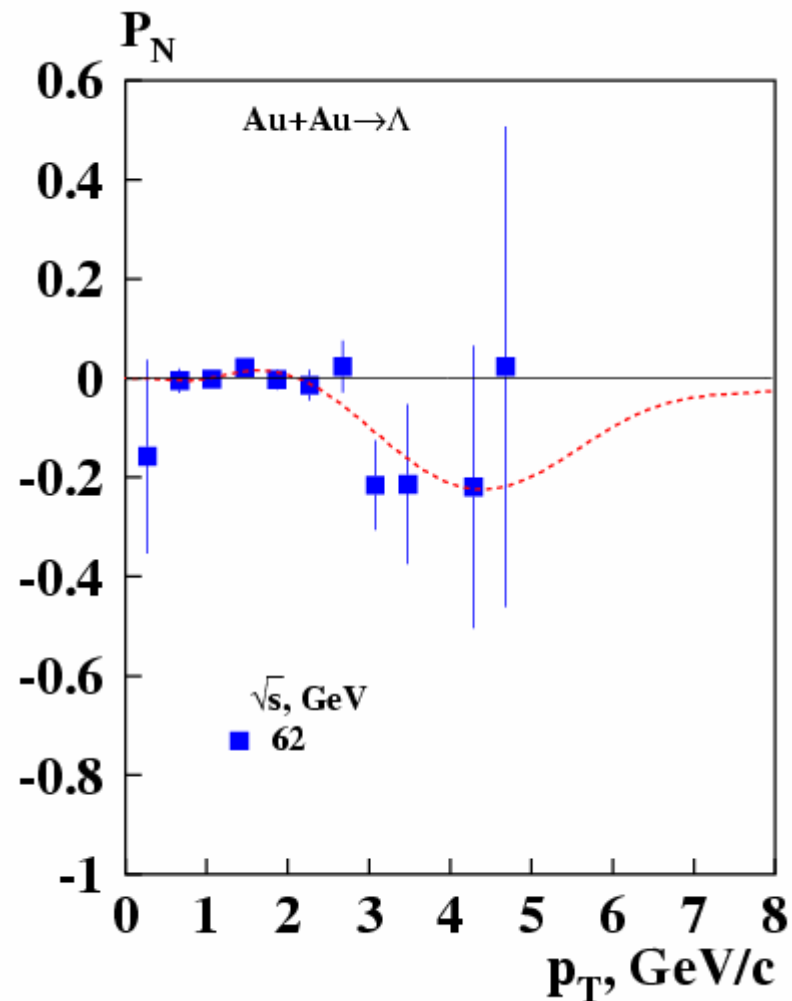
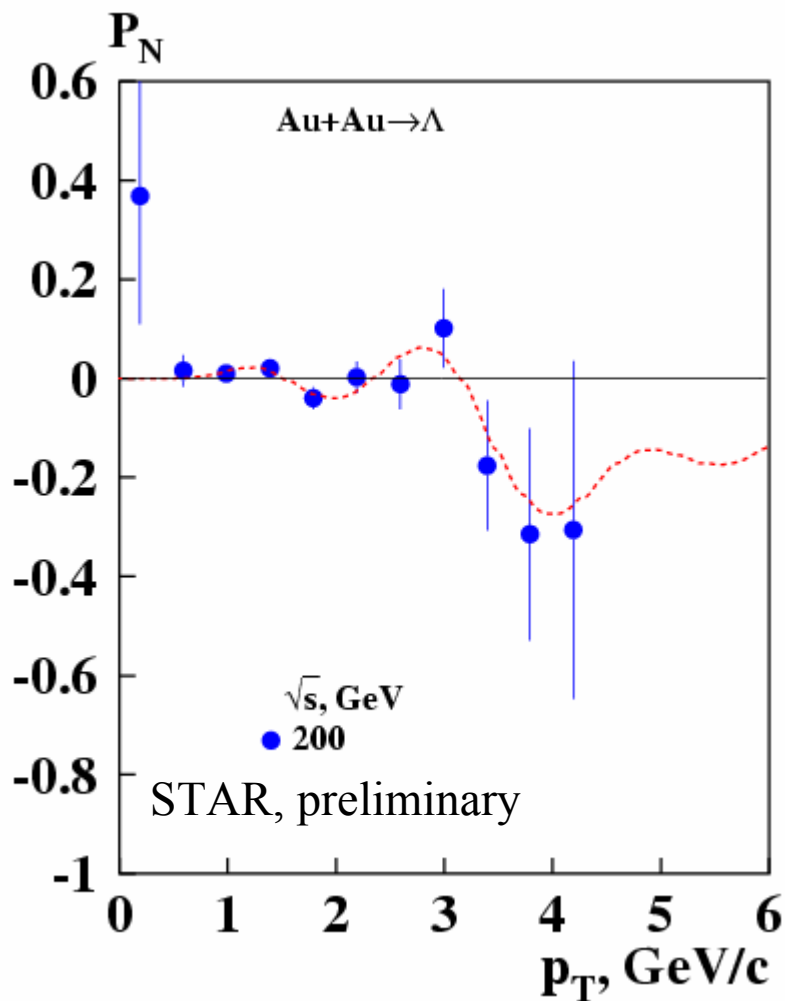


Данные: Au+Au  $\rightarrow \Lambda + X$ :  $\sqrt{s} = 4.86$  GeV,  $\omega_{\Lambda} = +18.61 \pm 0.54$ ;



## Глобальная поляризация $\Lambda$ -гиперонов в соударениях Au+Au (коллайдер RHIC)

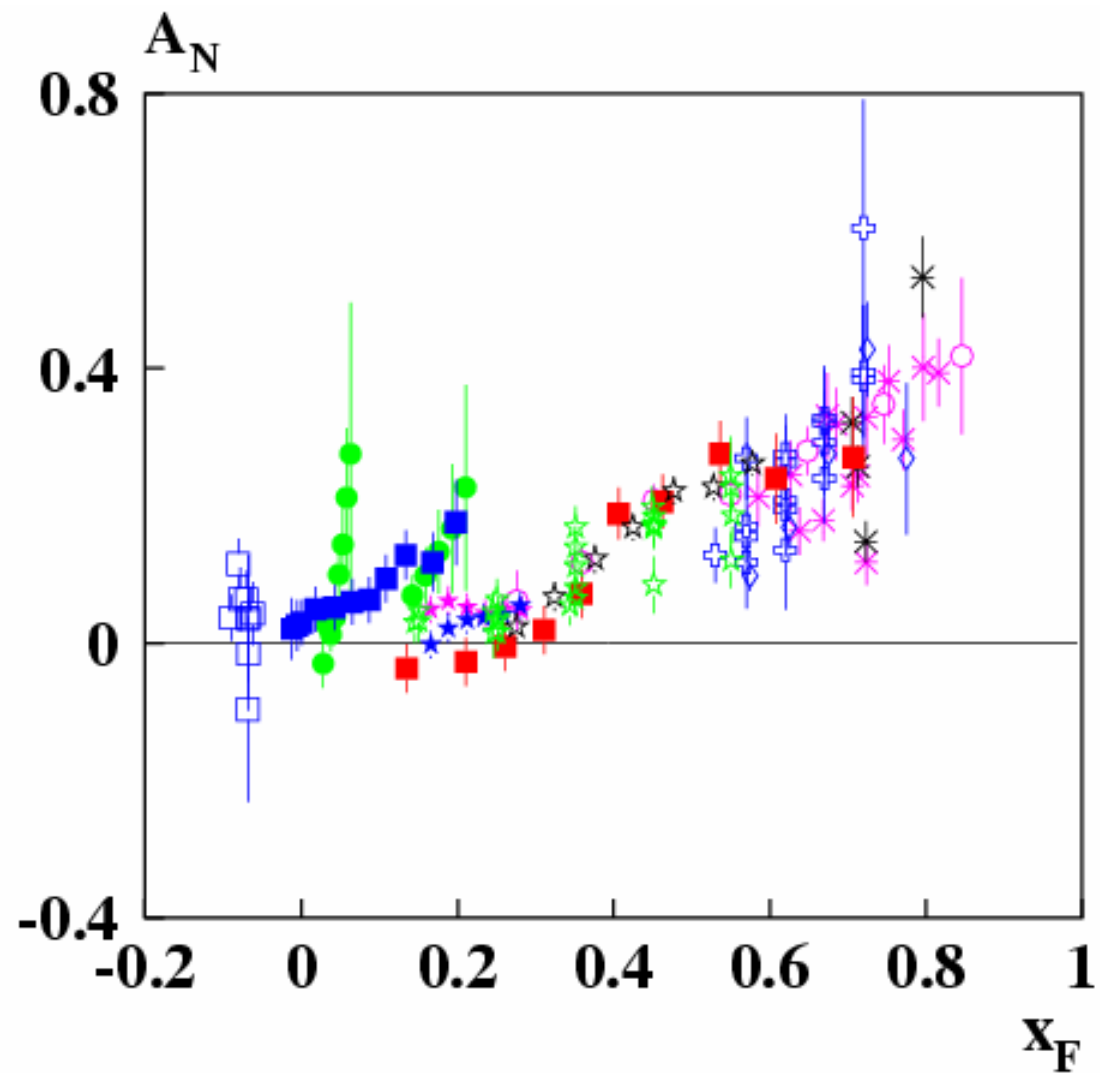
Цветное поле  $B^a$  пропорционально числу кварков  $N_Q \sim A^{1/3} \cdot \exp(-w/\sqrt{s})$



Au+Au  $\rightarrow$   $\Lambda$ :  $\sqrt{s}=200$  GeV,  $\omega_A = -374 \pm 51$ ; Au+Au  $\rightarrow$   $\Lambda$ :  $\sqrt{s} = 62$  GeV,  $\omega_A = -58 \pm 38$

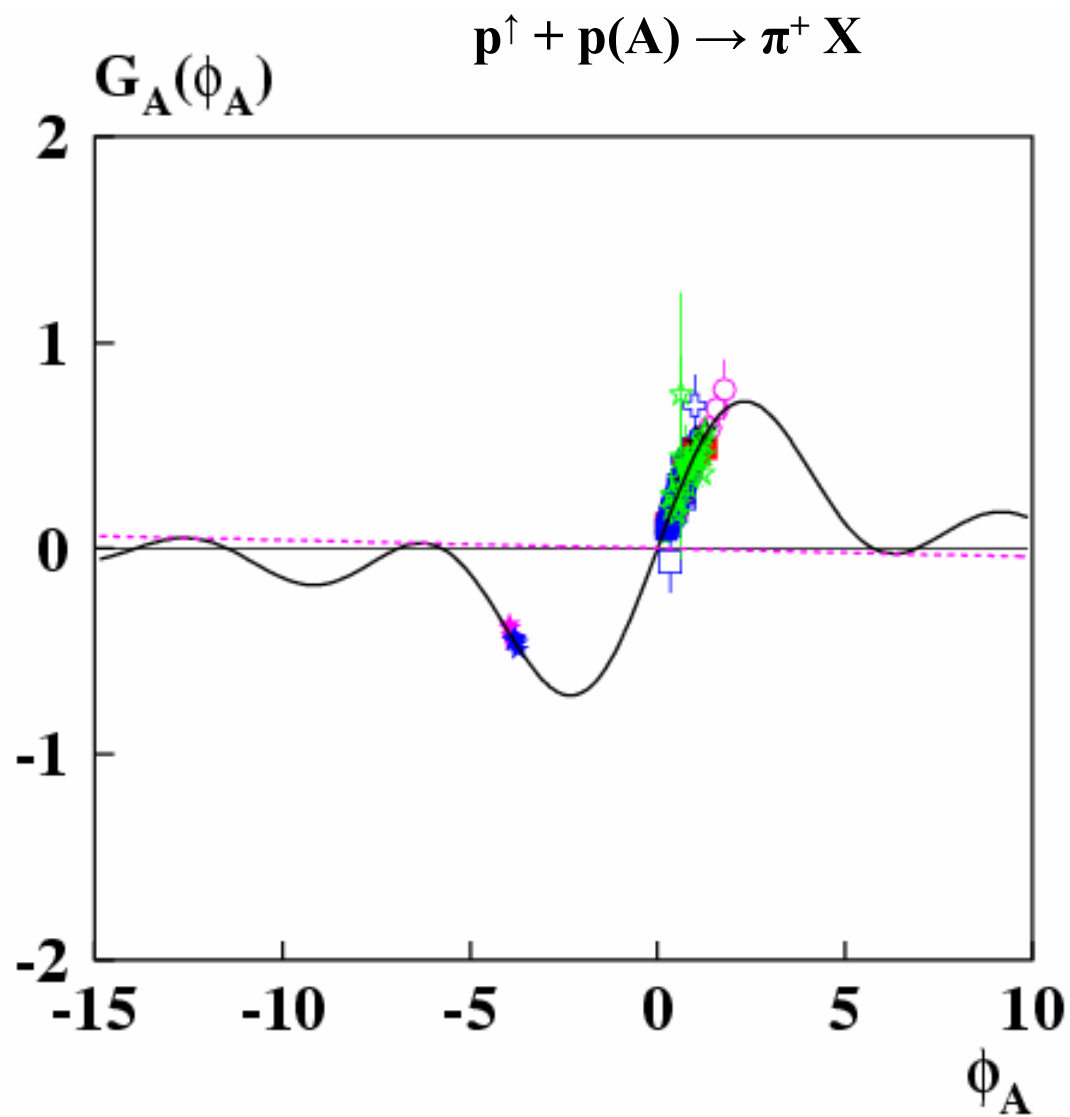


# Данные реакции $p^\uparrow + p(\Lambda) \rightarrow \pi^+ X$





# Сравнение измеренных значений $A_N$ и предсказаний модели





## Сравнение измеренных значений $A_N$ и предсказаний модели

$$p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 X$$

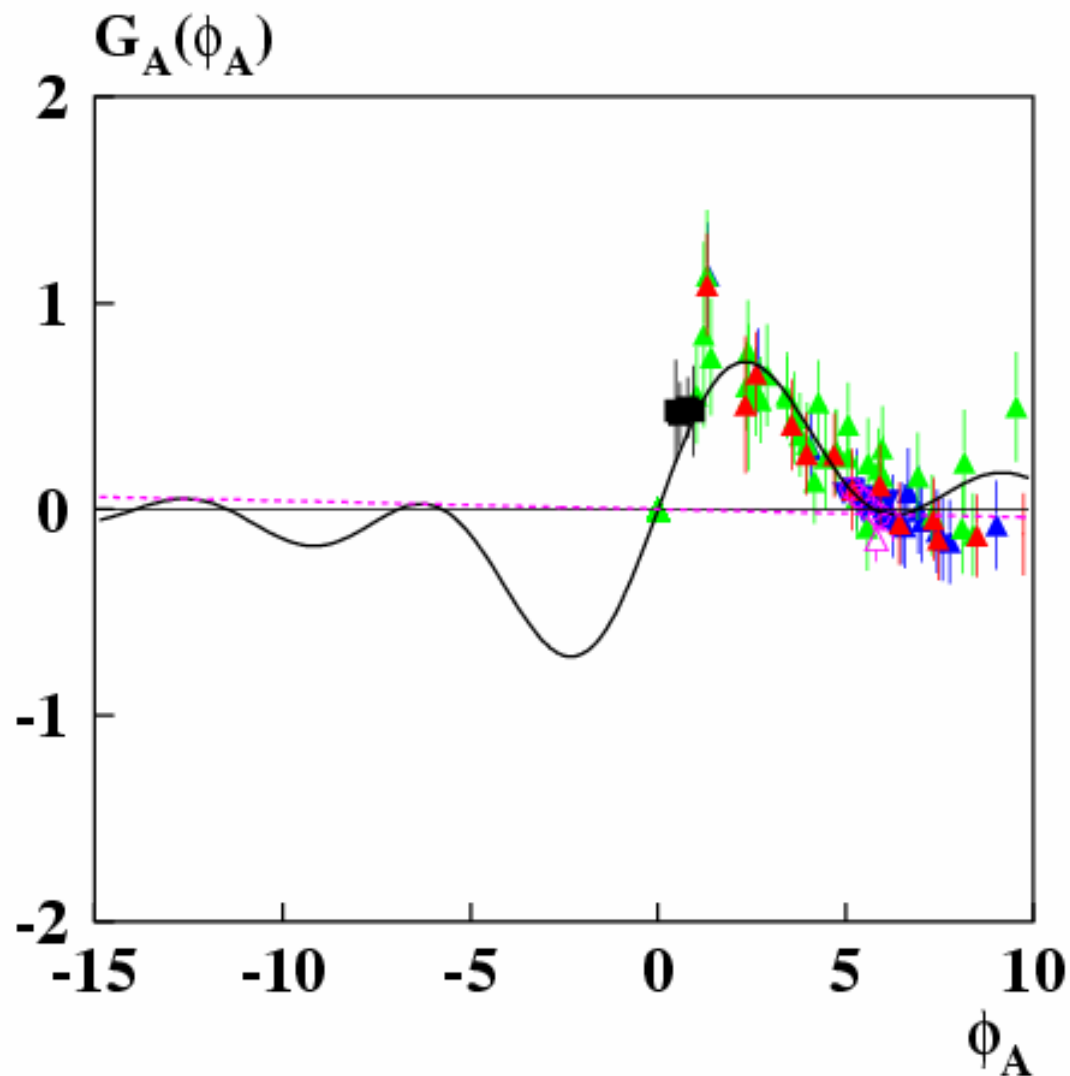
$\sqrt{s}=18.7$  ГэВ, FNAL

$\sqrt{s}=19.4$  ГэВ, E704;

$\sqrt{s}=62.4$  ГэВ, PHENIX

$\sqrt{s}=200$  ГэВ, STAR

$\sqrt{s}=200$  ГэВ, STAR



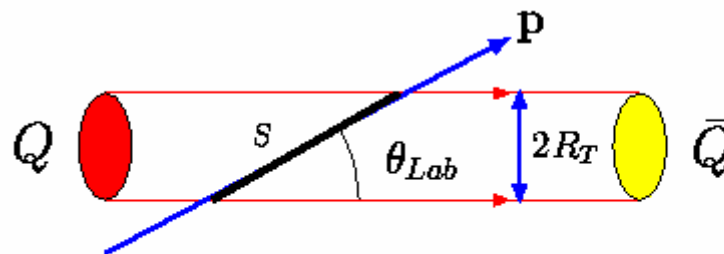




## Ограниченность интеграла эффективного поля КХД струн: $S = S_0 x_A$

Длина пути ( $S$ ) кварка в поле трубки при фиксированном  $p_T$

$S \sim R_T / \sin(\theta_{Lab}) \sim p / p_T \sim P_A x_A / p_T$   
– геометрический фактор.



Quark path length  $S$  in a color flux tube.

$S \sim l_f \sim p \sim P_A x_A$  (если длина формирования меньше  $R_T / \sin(\theta_{Lab})$ ).

Таким образом, длина пути кварка в эффективном

хромоманнитном поле струны пропорциональна  $x_A$ :  $S = S_0 x_A$ .

Коэффициент  $S_0$  не растет в с.ц.м. линейно с  $P_A^{cm} \sim \sqrt{s}$ , а практически постоянен, т.к. длина струны не может расти неограниченно в силу конфайнмента. 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  $V^a$ .



## Ограниченность интеграла

эффективного поля КХД струн:  $S = S_0 x_A$

---

Другой аргумент в пользу ограниченности роста интеграла эффективного поля: суммарная длина сегментов струн пропорциональна полной заряженной множественности  $N_{ch}$  в событии, поскольку каждую частицу (мезон во всяком случае) можно представить в виде сегмента струны с характерным адронным размером  $\sim 1/m_\pi$ . Как известно, в пр-соударениях

$$N_{ch} = 0.88 + 0.44 \ln(s) + 0.118 \ln^2(s). \quad (25)$$

Полное сечение также растет при высоких энергиях  $\sim \ln^2(s)$ , что означает рост эффективного поперечного размера поля как  $r \sim \ln(s)$ . Таким образом, интеграл поля должен асимптотически расти как  $\omega_A \sim \int B dS \sim N_{ch}/r^2 \sim \text{const}$ . При умеренных энергиях  $\sqrt{s} < 50$  ГэВ наблюдается быстрый рост отношения  $\tilde{r}/r$ , что приводит к значительному росту  $\omega_A$ .



## Зависимость $P_N$ от локальных параметров

$$P_N \approx C(\sqrt{s})F(p_T, A)[G(y_A \omega_A) - \sigma(\theta_{cm})G(y_B \omega_B)]; \quad (49)$$

$$G(\varphi_A) = (1 - \cos\varphi_A) / \varphi_A + \varepsilon \varphi_A; \quad (50)$$

$$C(\sqrt{s}) = v_0 / (1 - E_R / \sqrt{s}); \quad (51)$$

$p_T$  and  $A$ -зависимость (от мишени – поглощение, торможение):

$$F(p_T, A) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^3]\}(1 - \alpha \ln A) \quad (52)$$

Всего 11 локальных феноменологических параметров:

$\omega_A, \omega_B, \varepsilon, E_0, E_R, D, \sigma, \alpha, f_0, a_0, p_T^0$ .

В случае  $A \equiv B$  их число уменьшается до 9:  $\omega_A = \omega_B, \sigma = 1$ .

$$\alpha = -0.016 \pm 0.011; \quad \varepsilon = -0.00419 \pm 0.00022;$$

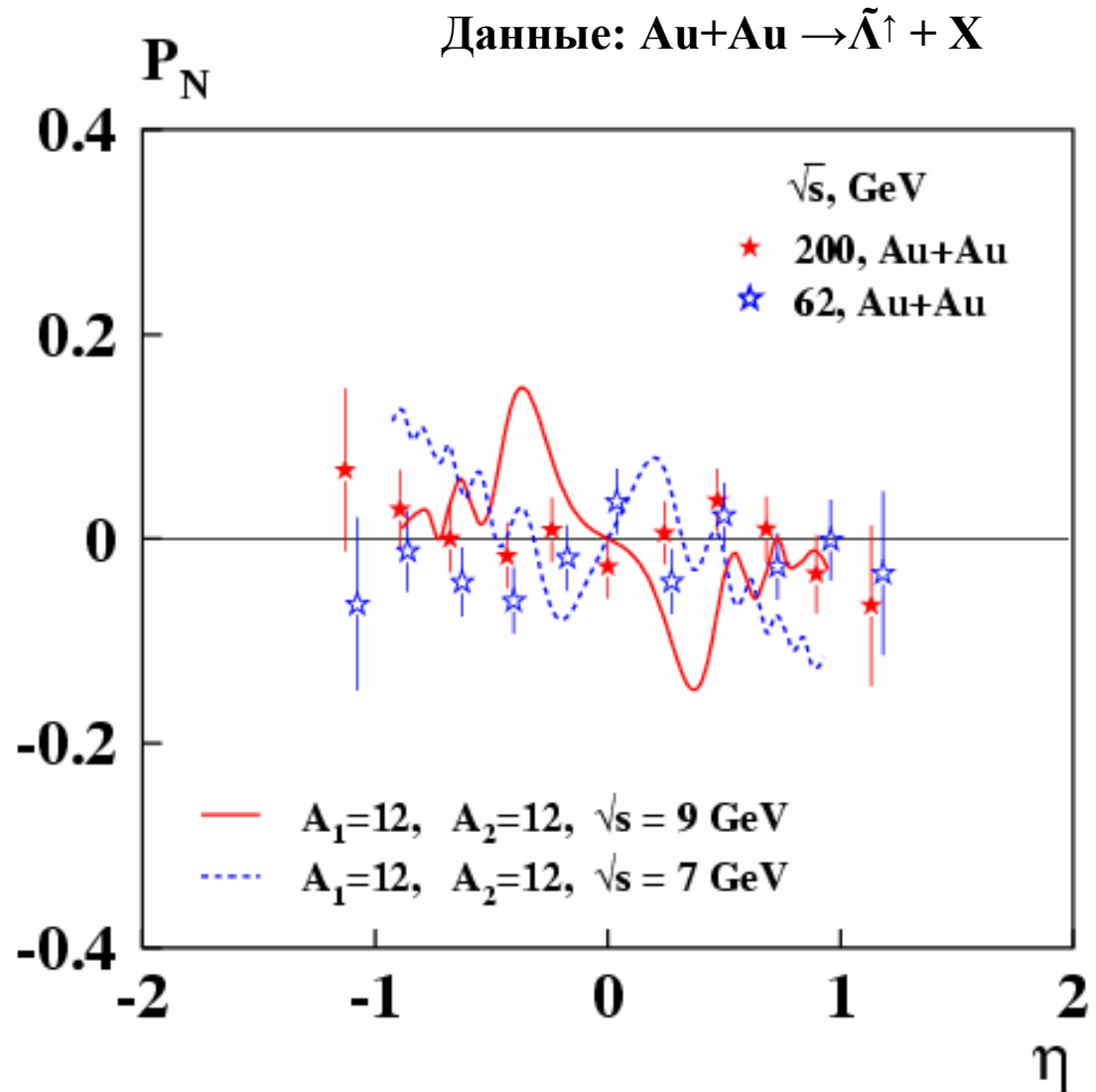
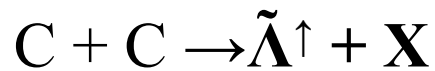


# Поляризация в соударениях ядер

Реакции по измерению поляризации  $\Lambda$  и  $\tilde{\Lambda}$  в Au+Au-соударениях.

Эксперимент STAR

Предсказания для  $\sqrt{s} = 9$  и 7 ГэВ:



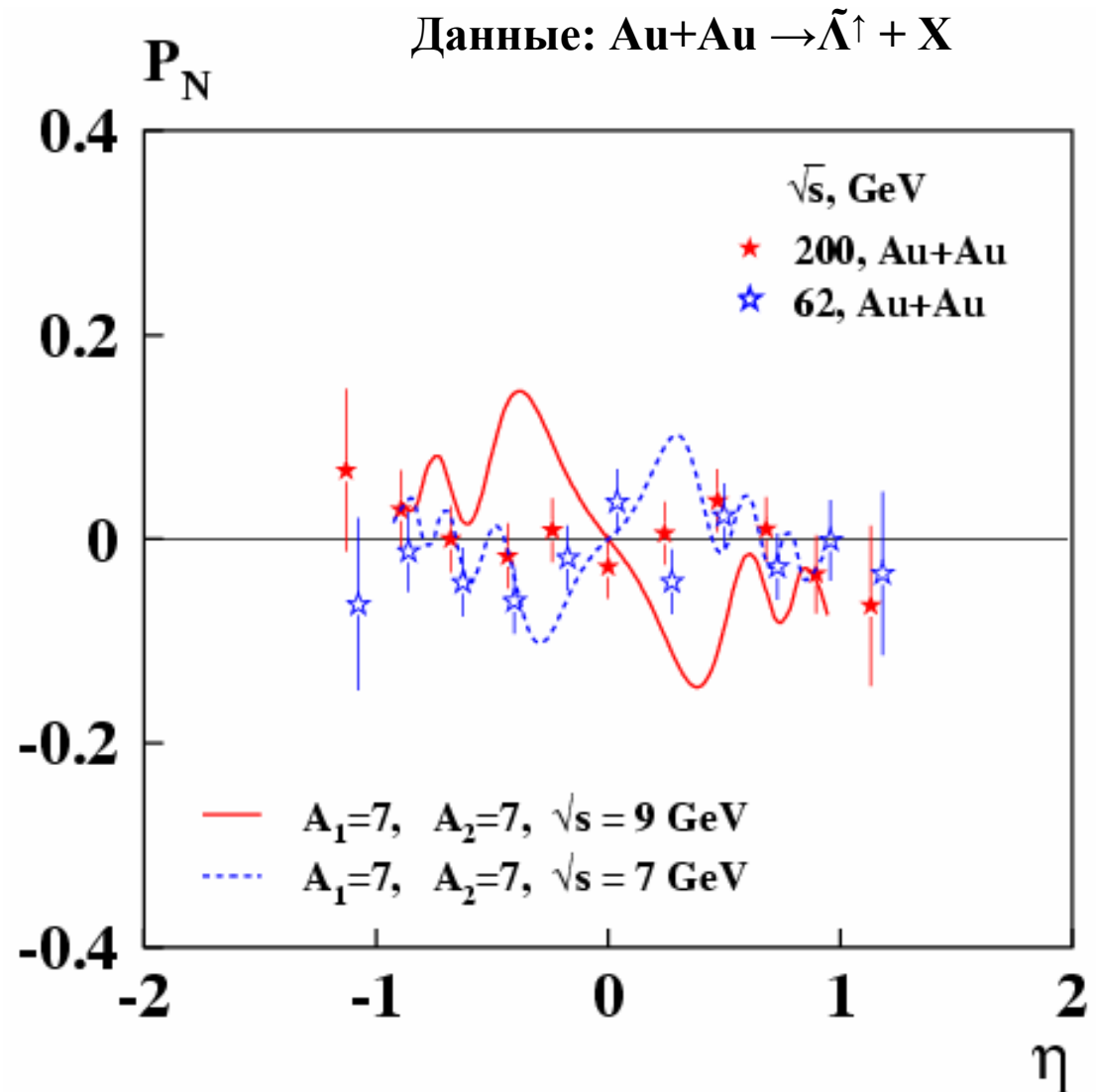
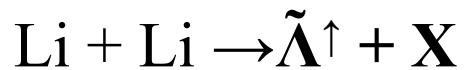


# Поляризация в соударениях ядер

Реакции по измерению поляризации  $\Lambda$  и  $\tilde{\Lambda}$  в Au+Au-соударениях.

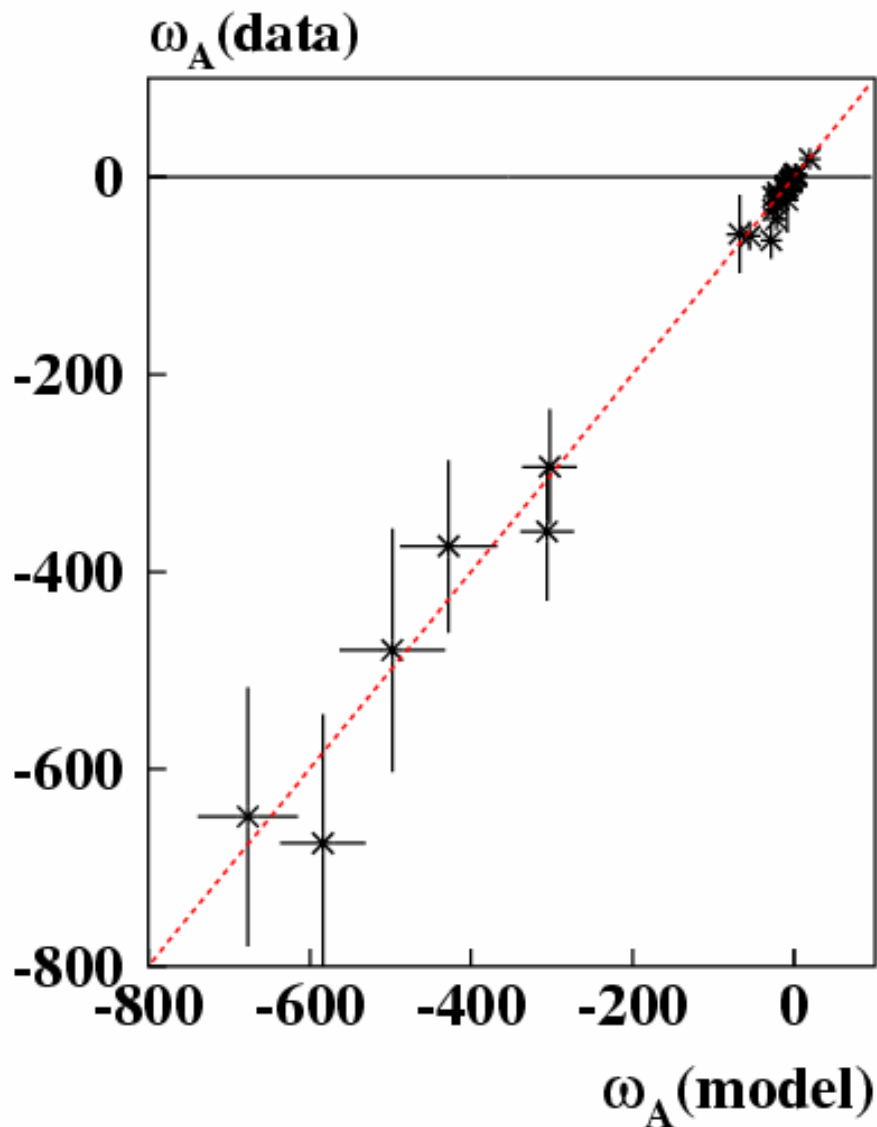
Эксперимент STAR

Предсказания для  $\sqrt{s} = 9$  и 7 ГэВ:





## Сравнение измеренных значений $\omega_A$ и предсказаний модели



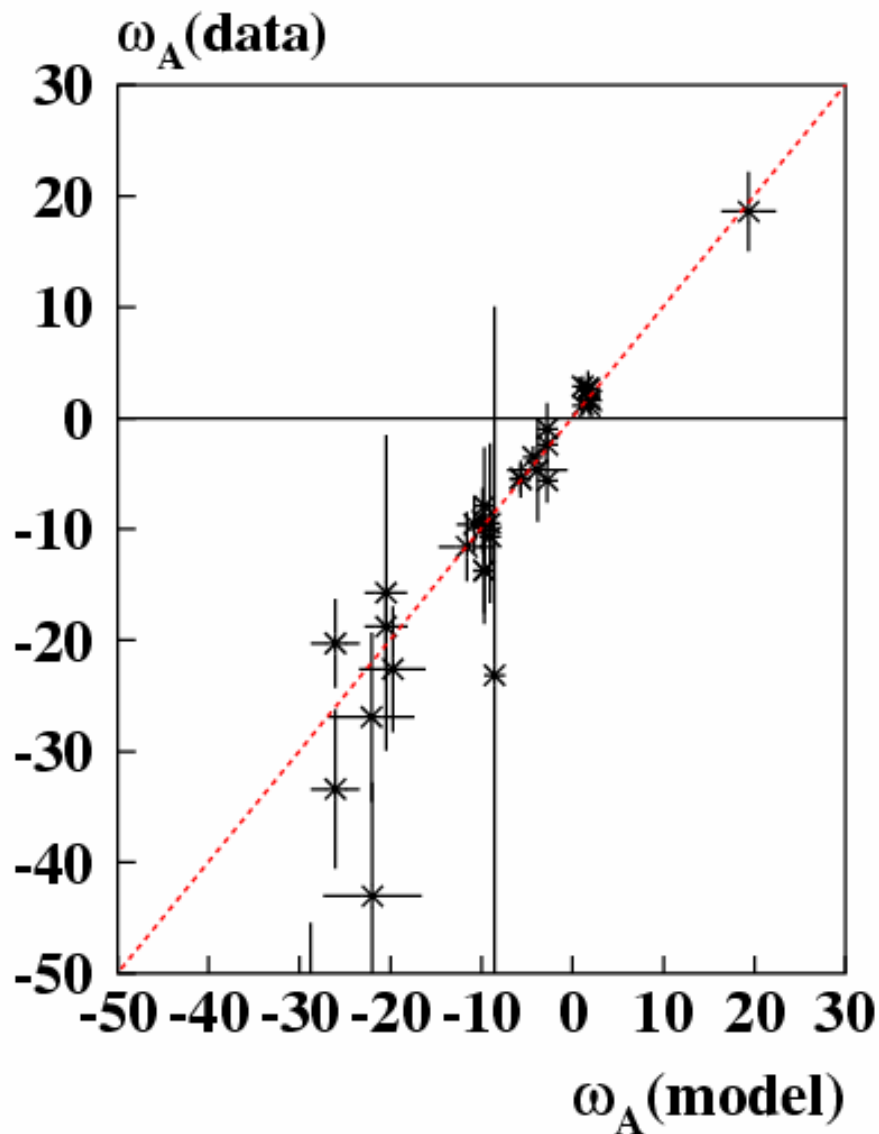
Несколько групп данных,  
со значительно  
отличающимися  $\omega_A$ :

← Au+Au  $\rightarrow$   $\Lambda$ ,  $\sqrt{s}=200$  ГэВ

← Au+Au  $\rightarrow$   $\tilde{\Lambda}$ ,  $\sqrt{s}=62-200$  ГэВ



## Сравнение измеренных значений $\omega_A$ и предсказаний модели



← Au+Au  $\rightarrow \Lambda$ ,  $\sqrt{s}=4.86$  ГэВ

← p+p(A)  $\rightarrow \pi^{\pm,0}, K^+$ ,  $\sqrt{s} < 20$  ГэВ

← p+A  $\rightarrow \Lambda, \Xi^{-0}, \Sigma^+$ ,  $\sqrt{s} < 40$  ГэВ

← M+A  $\rightarrow \Lambda, \tilde{\Lambda}$ ,  $\sqrt{s} < 20$  ГэВ + (J/ $\psi$ )

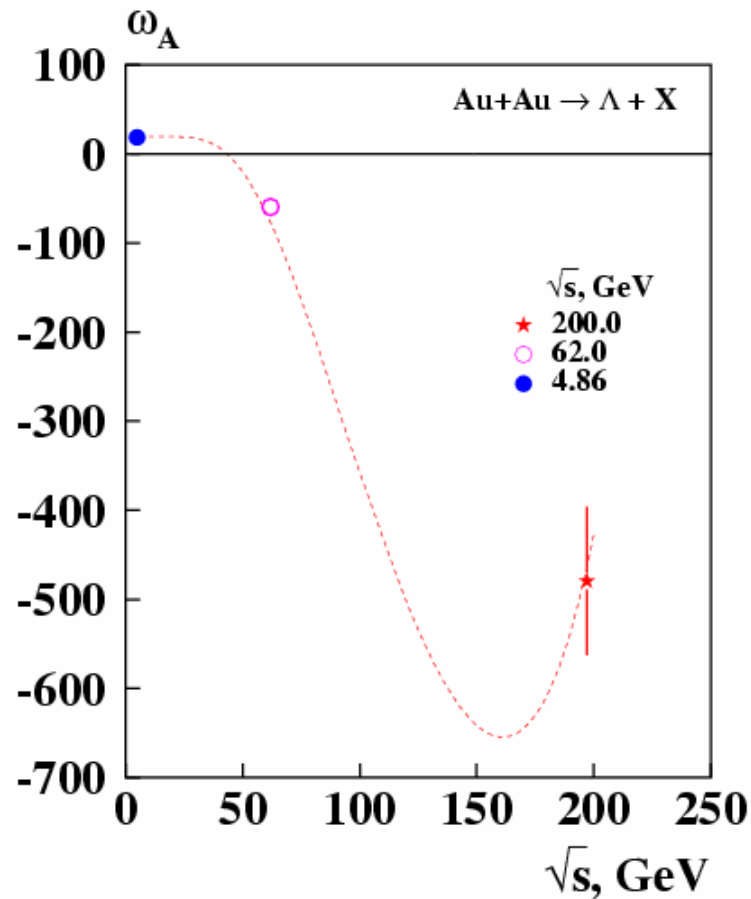
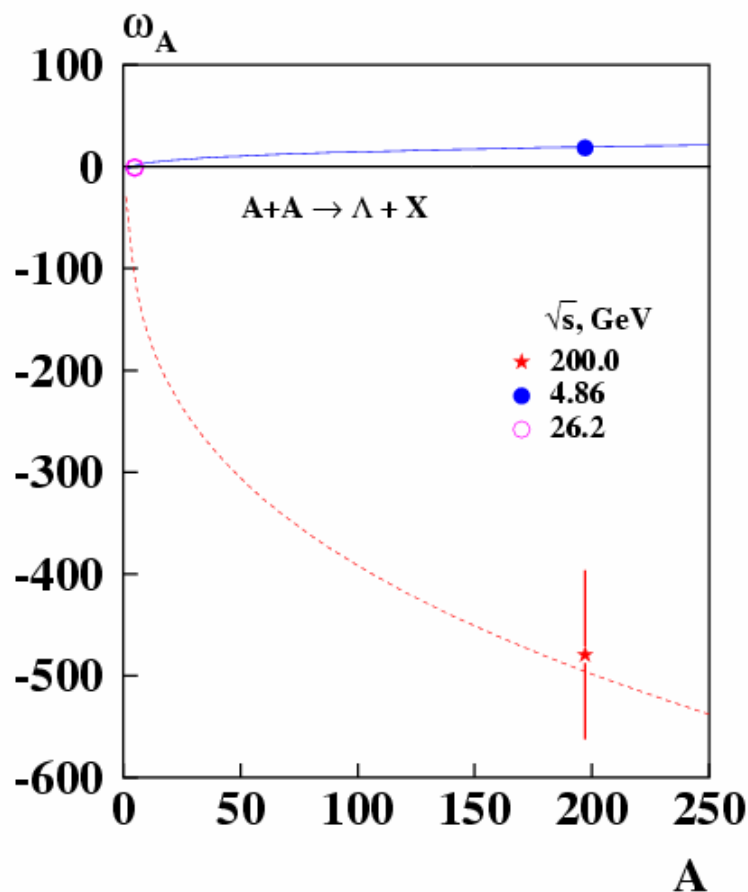
← p+p  $\rightarrow \pi^{\pm}, K^{\pm}$ ,  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ

← p+A  $\rightarrow K^{*-}, \tilde{\Lambda}, \tilde{\Xi}^+$ ,  $\sqrt{s} < 40$  ГэВ

← Au+Au  $\rightarrow \Lambda$ ,  $\sqrt{s} = 62$  ГэВ



## Зависимость частоты $\omega_A$ от атомного веса сталкивающихся ядер и $\sqrt{s}$

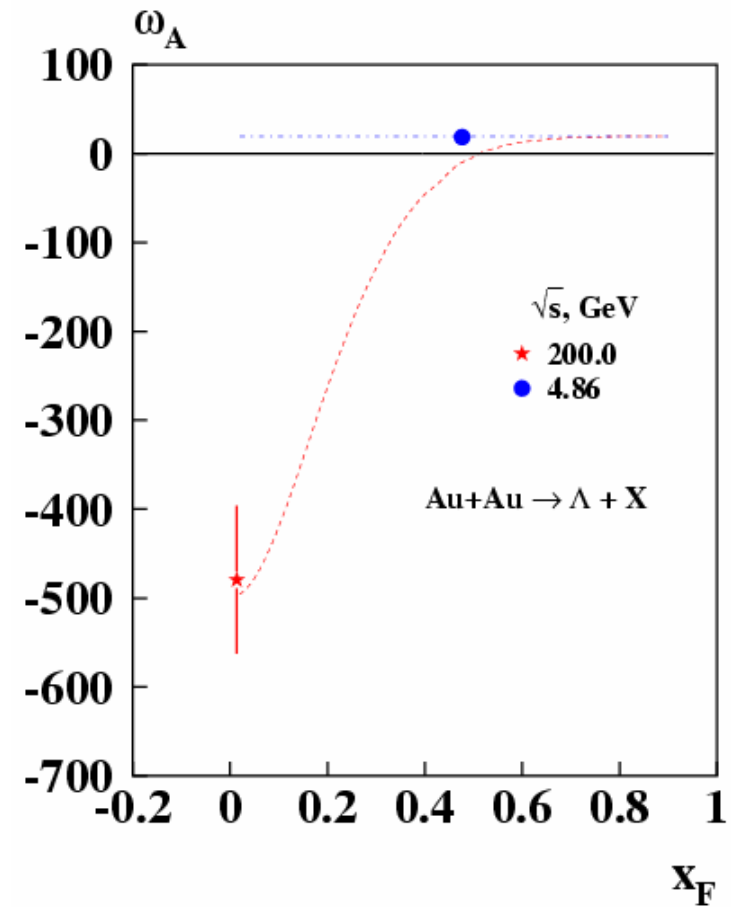
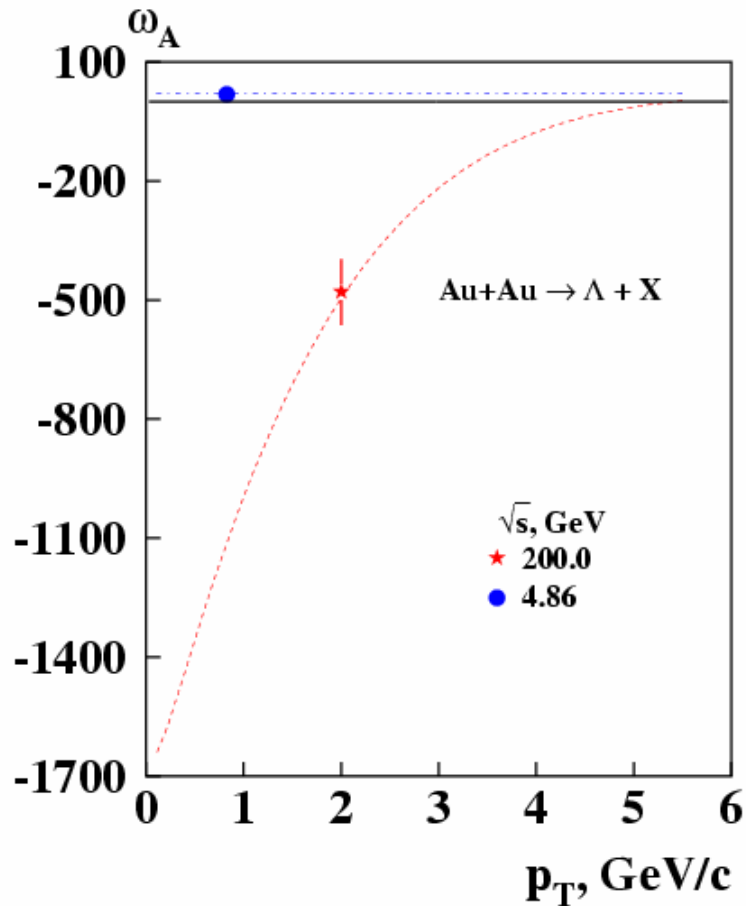


- 1)  $A+A \rightarrow \Lambda$ : при малых  $\sqrt{s}$   $\omega_A$  положительна и растет с увеличением  $A$ ; при больших  $\sqrt{s}$   $\omega_A$  – отрицательна,  $|\omega_A|$  – тоже растет.
- 2)  $Au+Au \rightarrow \Lambda$ : возможен минимум  $\omega_A$  при  $\sqrt{s} = 170$  ГэВ из-за подавления эффективного поля при больших значениях  $p_T$   $\Lambda$ -гиперона.





# Зависимость частоты $\omega_A$ от $p_T$ и $x_F$ . Подавление цветового поля с ростом $p_T$ и $x_F$



- 1)  $\text{Au+Au} \rightarrow \Lambda$ : при малых  $\sqrt{s}$   $\omega_A$  положительна и не зависит от  $p_T$  и  $x_F$ .
- 2) При больших  $\sqrt{s}$   $\omega_A$  отрицательна,  $|\omega_A|$  – уменьшается с ростом  $p_T$  и  $x_F$  из-за подавления эффективного поля при больших значениях  $p_T$  и  $x_F$   $\Lambda$ .