



National Research Centre “Kurchatov Institute”



**A.A. Logunov INSTITUTE FOR HIGH ENERGY PHYSICS**  
of the National Research Centre “Kurchatov Institute”

**Экспериментальный обзор односпиновых асимметрий,  
поляризации гиперонов и спиновой выстроенности векторных  
мезонов при средних и высоких энергиях**

**В.В. Абрамов, НИЦ «Курчатовский  
Институт» - ИФВЭ, Протвино**

**КОНФЕРЕНЦИЯ  
ФИЗИКА ЧАСТИЦ ПРИ СРЕДНИХ  
И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

**«ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
ИМЕНИ А.А. ЛОГУНОВА НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**

**2-5 ИЮНЯ  
2026  
Г.ПРОТВИНО  
МОСКОВСКАЯ ОБЛАСТЬ**

**4 июня, 2026**

# План доклада

**1. Введение**

**2. Односпиновая асимметрия адронов**

**3. Поляризация гиперонов и антигиперонов**

**4. Выстроенность векторных мезонов**

**5. Перспективные задачи в области поляризационной физики, где возможно наблюдение интересных явлений.**

**6. Заключение и выводы**

**Основная цель обзора – дать обширную информацию о поляризационных явлениях, необходимую для оптимального планирования экспериментов на существующих и создаваемых установках.**

# Введение

Поляризационные данные содержат ценную информацию о сильных взаимодействиях. Это касается, в частности, проблемы удержания кварков, проявления цветовых сил, происхождения масс кварков и адронов, хромомангнитных полей и хромомангнитных моментов кварков, а также происхождения самих поляризационных эффектов.

В настоящем обзоре будут рассмотрены данные для трех типов односпиновых поляризационных наблюдаемых величин:

**Односпиновая асимметрия адронов ( $A_N$ ):** 
$$d\sigma(\phi) = \sigma_0(1 + A_N P \cos(\phi)), \quad (1)$$

где  $P$  – вертикальная поляризация пучка,  $\phi$  – угол между нормалью к плоскости реакции и направлением спина пучка.  $A_N(p_T=0) = 0$  из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях.

**Поляризация ( $P_N$ ) гиперонов ( $H$ )** направлена, в силу сохранения четности в сильных взаимодействиях, вдоль нормали к плоскости реакции  $\mathbf{n} = [\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H] / |[\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H]|$ . Нарушение четности в слабом распаде гиперона позволяет определить его поляризацию по угловому распределению продукта распада (нуклона) в системе покоя  $H$  относительно нормали  $\mathbf{n}$ :

$$dN/d\cos\theta = 0.5(1 + \alpha P_N \cos\theta), \quad (2)$$

где  $\cos\theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_n / |\mathbf{P}_n|$ ,  $\mathbf{P}_n$  – вектор импульса нуклона,  $\alpha$  – константа распада.  $P_N(p_T=0) = 0$  из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях. Для соударений идентичных адронов  $P_N(-x_F) = -P_N(x_F)$  и  $P_N(x_F=0) = 0$  из-за изотропии пространства.

## Введение

**Спиновая выстроенность ( $\rho_{00}$ ) векторных мезонов** ( $V$ , спин  $J = 1$ ) определяется из углового распределения продуктов их распада на два псевдоскалярных мезона относительно оси квантования в системе покоя векторного мезона:

$$dN/\cos\theta = 3N/4[(1-\rho_{00}) + (3\rho_{00}-1)\cos^2\theta]. \quad (3)$$

Для неполяризованного векторного мезона  $\rho_{00}=1/3$ . Распределение в этом случае изотропно (одинаково во всех направлениях, выстроенность отсутствует).

В качестве оси квантования обычно выбирают поперечную систему координат (TR) с осью  $Z$  вдоль нормали к плоскости реакции, либо систему спиральности (SH), (ось  $Z$  в направлении вылета  $V$  в с.ц.м реакции), либо систему Готфрида-Джексона (GJ) (ось  $Z$  вдоль направления движения налетающей частицы в системе GJ). Во всех указанных системах координат сначала происходит переход в с.ц.м., а затем переход из с.ц.м. в систему покоя мезона  $V$ , что обеспечивает необходимый поворот осей координат.

Преимуществом системы TR является то, что при  $p_T=0$  выстроенность отсутствует ( $\rho_{00}=1/3$ ), поскольку нет выделенного направления нормали к плоскости реакции и происходит усреднение по этому направлению.

Согласно модели из работы [1]  $\rho_{00} = (1 - P_q P_{\tilde{q}})/(3 + P_q P_{\tilde{q}})$ , где  $P_q$  и  $P_{\tilde{q}}$  - поляризации кварка и антикварка, соответственно. Поляризации  $P_q$  и  $P_{\tilde{q}}$  - направлены вдоль нормали к плоскости реакции и есть корреляция  $P_{\tilde{q}} = -kP_q$ , где  $k \approx 0.5$ .

[1] Z. T. Liang and X. N. Wang, Phys. Lett. B **629**, 20-26 (2005).

## Модель хромомангнитной поляризации кварков (ХПК)

В модели ХПК круговое поперечное хромомангнитное поле  $\mathbf{V}^a$  в области взаимодействия адронов генерируется составляющими **кварками-спектаторами**, как валентными кварками, так и морскими кварками, которые образуются из вакуума во время взаимодействия и движутся в направлении сталкивающихся адронов (в системе координат центра масс). В отличие от известной модели Рыскина, именно движение кварков создает хромомангнитное поле, подобно тому, как движение электронов в проводнике создает круговое поперечное магнитное поле. **Спектаторами являются все те кварки, которые не войдут в состав наблюдаемого адрона.**

Как и в модели Рыскина, поляризационные эффекты возникают из-за действия силы Штерна-Герлаха в неоднородном поле  $\mathbf{V}^a$  на хромомангнитный момент тестового кварка  $\mu^a_Q = \mathbf{s}g^a\mathbf{q}_s/2M_Q$ , где  $\mathbf{s}$  – спин кварка,  $\mathbf{q}_s$  – это цветовой заряд кварка,  $g^a$  – цветовой гиромангнитный фактор Ланде, и  $M_Q$  – это динамическая масса составляющего кварка. **Тестовые кварки — это те, которые войдут в состав наблюдаемого адрона. Аномальный хромомангнитный момент  $\Delta\mu^a_Q = (g^a - 2)/2 \approx -0.4$  (Н.Кочелев).**

Действие силы Лоренца в поле  $\mathbf{V}^a$  на цветовой заряд  $\mathbf{q}_s$  тестового кварка приводит к его фокусировке или дефокусировке, что усиливает или ослабляет эффект поляризации, а также влияет на зависимость наблюдаемых  $A_N$  и  $P_N$  от энергии  $\sqrt{s}$ . Протяженность поля  $\mathbf{V}^a$ :  $S_0^*x_A$  и  $S_0^*x_B$ ,  $x_{A(B)} = (x_R \pm x_F)/2$ ,  $S_0 \approx 1$  фм. В модели ХПК учитывается прецессия спинов тестовых кварков в хромомангнитном поле  $\mathbf{V}^a$ .

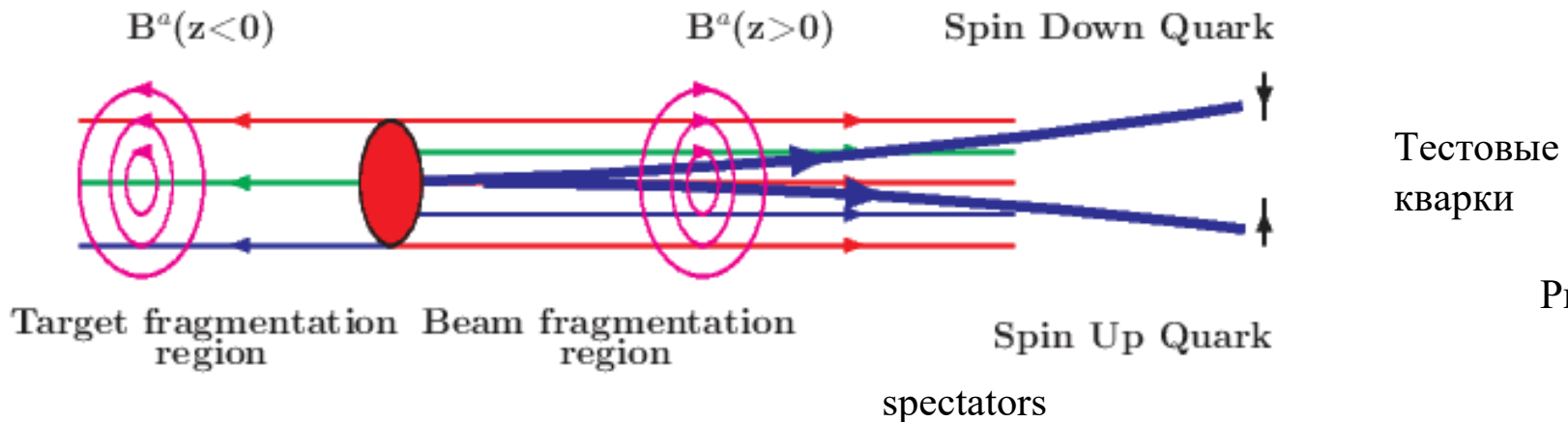
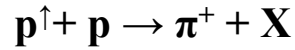
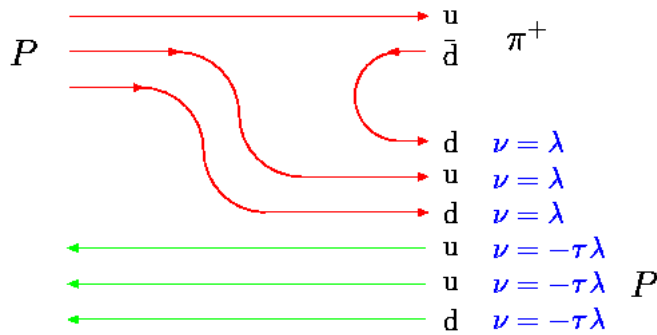


Рис. 1

# Классификация реакций. Правила подсчета кварков - спектаторов $\nu_A, \nu_B$



$$[B^a dz \sim \nu_A = [3\lambda - 3\tau\lambda] \approx -0.394 < 0;$$

$$A_N \sim P_U \nu_A q_S (g^a_U - 2)/2 > 0;$$

$$\lambda = -0.13528 \pm 0.00004, \quad \tau = 0.02894 \pm 0.00008, \quad \text{были получены из анализа 133 реакций.} \quad (12)$$

$\nu_A$  представляет собой сумму взвешенного числа кварков-спектаторов (с весами  $\lambda$  и  $-\tau$ ).

$\lambda$  представляет собой относительный вклад  $qq$  and  $q\bar{q}$  взаимодействий. Для кварков-спектаторов из мишени добавляется фактор  $-\tau$ .

$qq, \bar{q}\bar{q}$  -SU(3)<sub>c</sub> цветовой антитриплет, вклад:  $\nu = \lambda$ ;

$q\bar{q}, \bar{q}q$  -SU(3)<sub>c</sub> цветовой синглет, вклад  $\nu = 1$ .

$C_F = 2/3$  – цветовой фактор

$C_F = 4/3$  – цветовой фактор

Антитриплетное и синглетное цветовые состояния являются доминирующими. Они приводят к притяжению между кварками.

$|\lambda|/\tau = 4.674 \pm 0.013 \approx \delta$  – постоянная Фейгенбаума = 4.669202... (константа в теории хаоса)

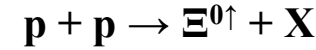
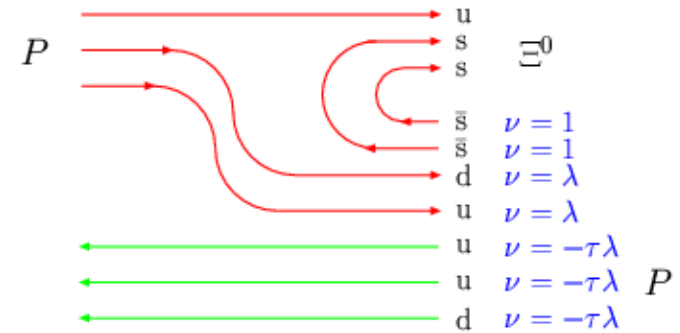
$$\text{➤ S.P. Varanov, Phys. Rev. D54, 3228 (1996). } |\Psi(0)|^2 \sim (C_F \alpha_S)^3. \quad (13)$$

$$\text{➤ } \lambda = -|\psi_{q\bar{q}}(0)|^2/|\psi_{q\tilde{q}}(0)|^2 \approx -1/8 = -0.125, \text{ цветовой фактор.} \quad (14)$$

➤ Параметр  $\tau$  учитывает подавление вклада кварков-спектаторов мишени в  $\nu_A$ .

➤ Углы прецессии спина кварков  $\varphi_A$  и  $\varphi_B$  пропорциональны  $\nu_A/M_Q$  и  $\nu_B/M_Q$ , соответственно.

Рис.2a,b



$$[B^a dz \sim \nu_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0 \quad (10)$$

$$P_N \sim \nu_A q_S (g^a_S - 2)/2 < 0. \quad (11)$$

СПЕКТАТОРЫ

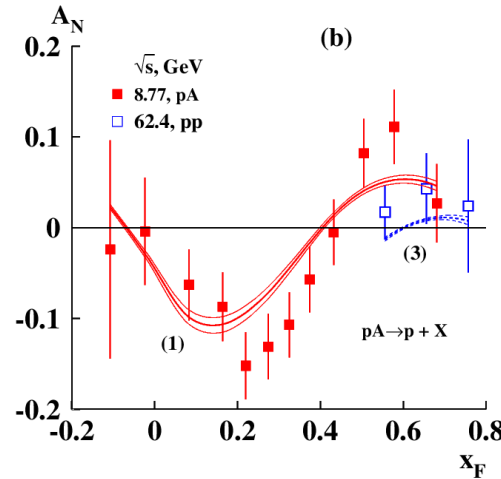
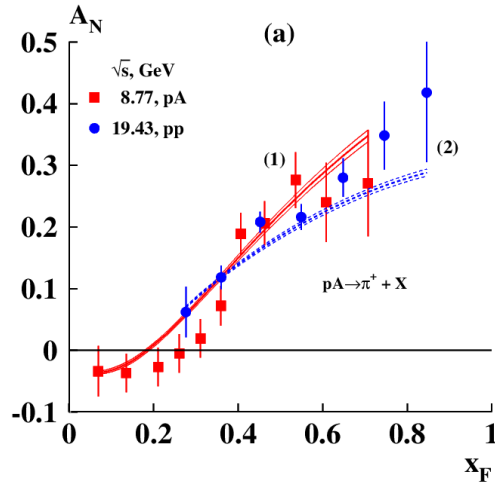
# $A_N$ для $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ + X$ и $p\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$ реакций

$$p\uparrow + p \rightarrow \pi^+ + X, v_A = [3\lambda - 3\tau\lambda] \approx -0.394 < 0;$$

$$\text{Знак: } A_N \sim P_U v_A q_S (g^a_U - 2)/2 > 0;$$

$$p\uparrow + p \rightarrow p + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0.$$

$$\text{Знак: } A_N \sim P_U v_A q_S (g^a_U - 2)/2 < 0;$$



Кривые на Рис.3 –  
расчеты по модели ХПК.

Рис.3.  $A_N(x_F)$  для реакций  $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ X$  (a) и  $p\uparrow + p(A) \rightarrow p X$  (b).

(1) Abramov V. V. et al 2007 Phys. At. Nucl. **70** 1515.

$\sqrt{s}=8.77$  ГэВ ФОДС-2 (■)

(2) D.L. Adams et al., Phys. Lett. B **264**, 462 (1991).

$\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ E704 (●)

(3) Arsene I. et al 2008 Phys. Rev. Lett. **101** 042001.

$\sqrt{s}=62.4$  ГэВ BRAHMS (□)

Данные эксперимента ФОДС-2 (3), при энергии  $\sqrt{s}=8.77$  ГэВ (красные квадраты на Рис. 3b и кривая (1)), показывают немонотонную осциллирующую зависимость  $A_N(x_F)$ . Это следствие того, что  $v_A > 1$  и интегральный угол прецессии спина u-кварка велик. **Заключение:**  $A_N(x_F)$  в случае реакции (a) положительна и почти линейная функция  $x_F$ , поскольку  $v_A \approx -0.394 < 0$ . В случае реакции (b), из значительной величины  $v_A \approx 1.741 > 0$  следует  $A_N(x_F) < 0$  и её осцилляция.

# Поляризация гиперонов в реакциях $p + A \rightarrow \Xi^- + X$ и $p + A \rightarrow \Lambda + X$

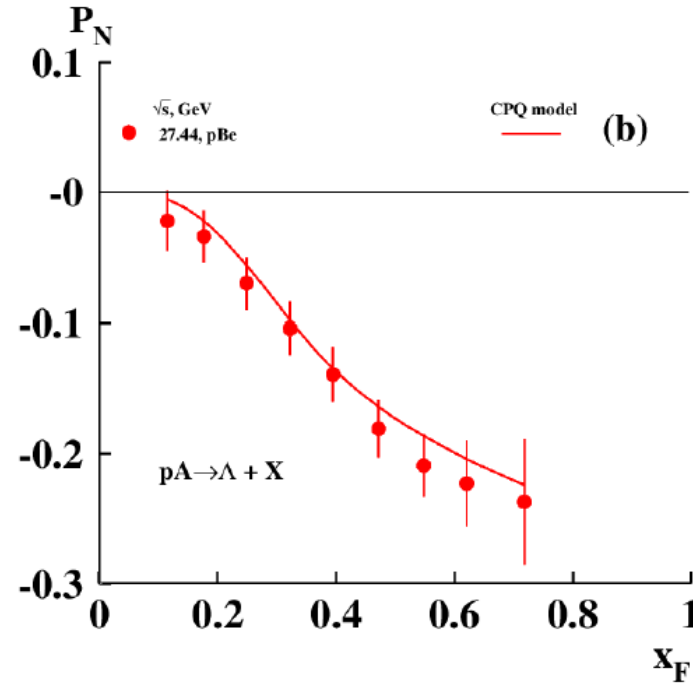
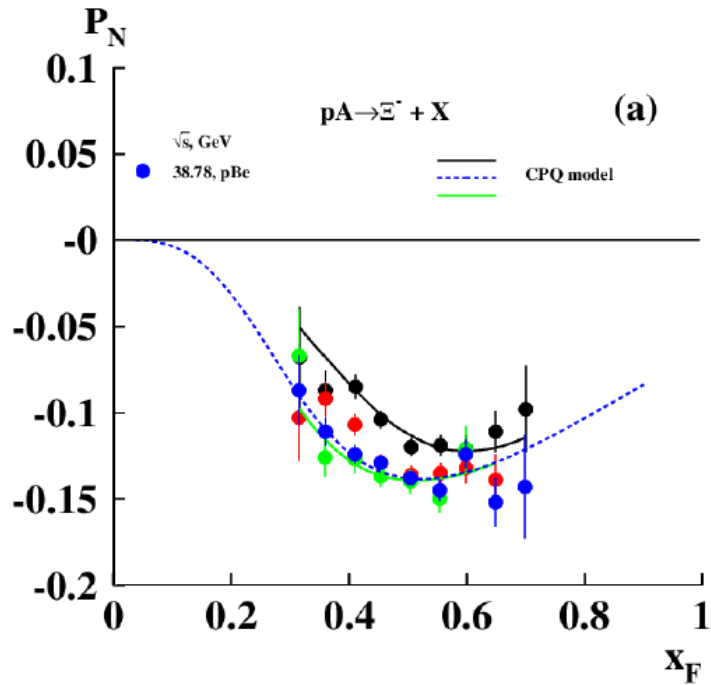


Рис.4

$p+p(A) \rightarrow \Xi^- + X$ ,  $v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0$ .  
 Знак:  $P_N \sim v_A q_s (g^a_s - 2)/2 < 0$ ;  
 $\omega^0_{A(B)} = q_s \alpha_s v_{A(B)} m_R (g^a_Q - 2)/M_Q$ . (ssd)

$p+p(A) \rightarrow \Lambda + X$ ,  $v_A = [1 + \lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0$ ;  
 Знак:  $P_N \sim v_A q_s (g^a_s - 2)/2 < 0$ ;  
 $\omega^0_{A(B)} = q_s \alpha_s v_{A(B)} m_R (g^a_Q - 2)/M_Q$ . (s)

Частота осцилляции  $P_N(x_F)$  в реакции  $p+p(A) \rightarrow \Xi^- + X$ , меньше, чем в реакции  $p + p \rightarrow p + X$ , на фактор  $m_U/m_S \approx 0.866$ .

Из Рис.4 видно, что  $P_N(x_F)$  в реакции  $p + A \rightarrow \Xi^- + X$  достигает предела и перестает расти, тогда как в реакции  $p + A \rightarrow \Lambda + X$  наблюдается почти линейный рост до  $x_F \approx 0.75$ , в согласии с величиной параметра  $v_A$ . Амплитуда  $P_N$  для  $\Lambda$  гиперона примерно в 2 раза больше, чем для  $\Xi^-$  гиперона. Желательно расширить область измерений в этих реакциях по  $x_F$  с целью более точного определения зависимости  $P_N(x_F)$ .

(a) J. Duryea et al., Phys. Rev. Lett. **67** 1193 (1991).

(b) K. Heller et al., Phys. Rev. Lett. **41** 607 (1978).

# Поляризация ( $P_N$ ) антигиперонов в барион-барионных соударениях

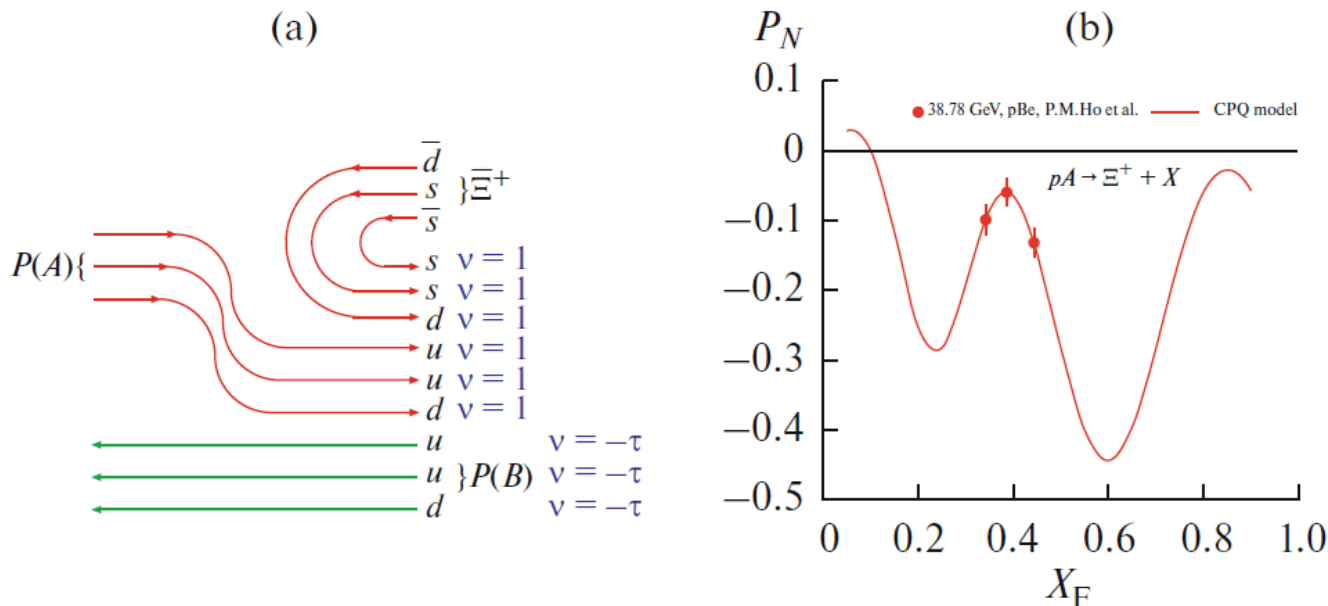


Рис.5. Кварковая диаграмма (а) и  $P_N(x_F)$  [107] в реакции  $p + \text{Be} \rightarrow \bar{\Xi}^+ + X$  [107].  
 $v_A = 6 - 3\tau A_{\text{eff}} \approx 5.92$  (для pp); Знак: отрицательный;  $\omega_{A(B)}^0 = \mathbf{q}_s \alpha_s v_{A(B)} \mathbf{m}_R (g^a_Q - 2) / M_Q$ . (ssd) [104].

**Максимальная частота осцилляций  $P_N(x_F)$  ожидается для антигиперонов, образующихся в барион-барионных соударениях, как показано выше. Всего имеется 6 кварков-спектаторов. Они взаимодействуют с каждым пробным антикварком. Данные [107] измерены при  $\sqrt{s} = 38.78$  GeV в pBe соударениях.**

**Заключение: Необходимо больше данных в широком интервале по  $x_F$ ! Хорошая физика для экспериментов СПАСЧАРМ и SPD. Исследование механизма поляризации гиперонов.**

104. V. Abramov, "Polarization of cascade hyperons and antihyperons," J. Phys. Conf. Ser. 2020 **1435**, 012001.

107. P. Ho et al., "Production polarization and magnetic moment of anti- $\Xi^+$  antihyperons produced by 800-GeV/c protons," Phys. Rev. Lett. **65**, 1713–1716 (1990).

## Поляризация антигиперонов в реакциях $pA \rightarrow \Xi^0 X$ и $pA \rightarrow \Sigma^- X$

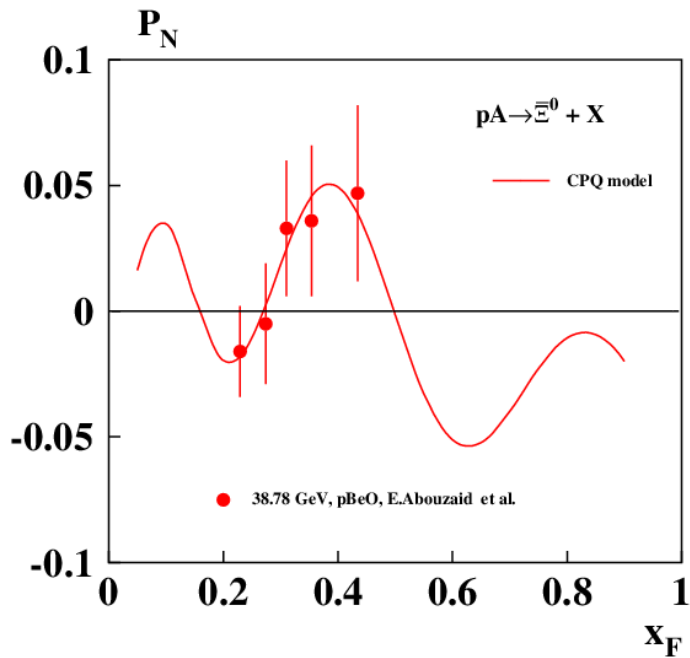


Рис 6а. Поляризация в реакции  $p + A \rightarrow \Xi^0 X$  при  $\sqrt{s} = 38.78$  ГэВ [41]. Кривая показывает результаты расчетов по модели ХПК.

[41] E. Abouzaid et al., *Phys.Rev.D* 75 (2007) 012005.

[42] V. Abramov, "Polarization of cascade hyperons and antihyperons," *J. Phys. Conf. Ser.* 2020 **1435**, 012001.

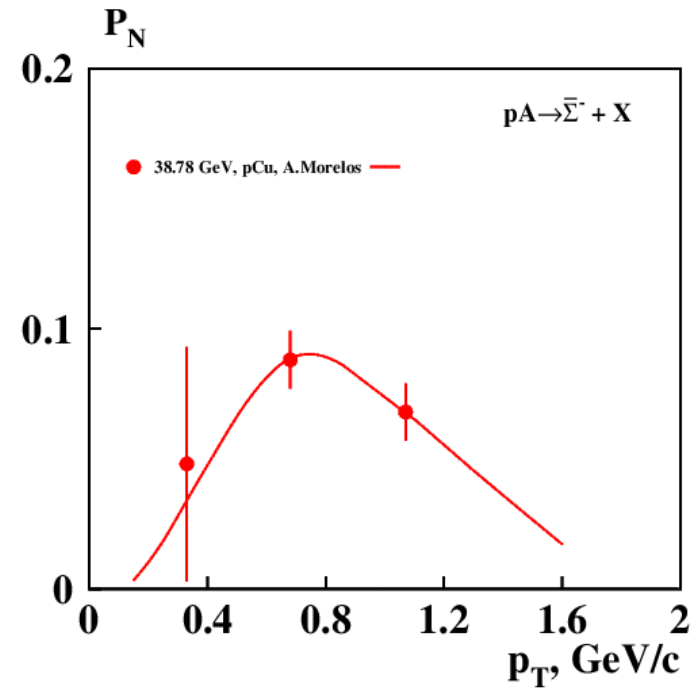


Рис.6б. Поляризация в реакции  $p + Cu \rightarrow \Sigma^- X$  при  $\sqrt{s} = 38.78$  ГэВ [43]. Кривая показывает результаты расчетов по модели ХПК.

[43] A. Morelos et al., *Phys.Rev.Lett.* **71** (1993) 2172.

Из Рис. 5 и 6 видно, что  $P_N(x_F)$  что поляризация антигиперонов в pA-соударениях не монотонна, она осциллирует с большей частотой, чем в случае гиперонов.

**Заключение:** Модель ХПК предсказывает несколько максимумов и минимумов в зависимости  $P_N(x_F)$ . Требуется более подробные исследования зависимости  $P_N(x_F, p_T, A)$ .

# Загадка с поляризацией $\tilde{\Lambda}$ в реакции $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$

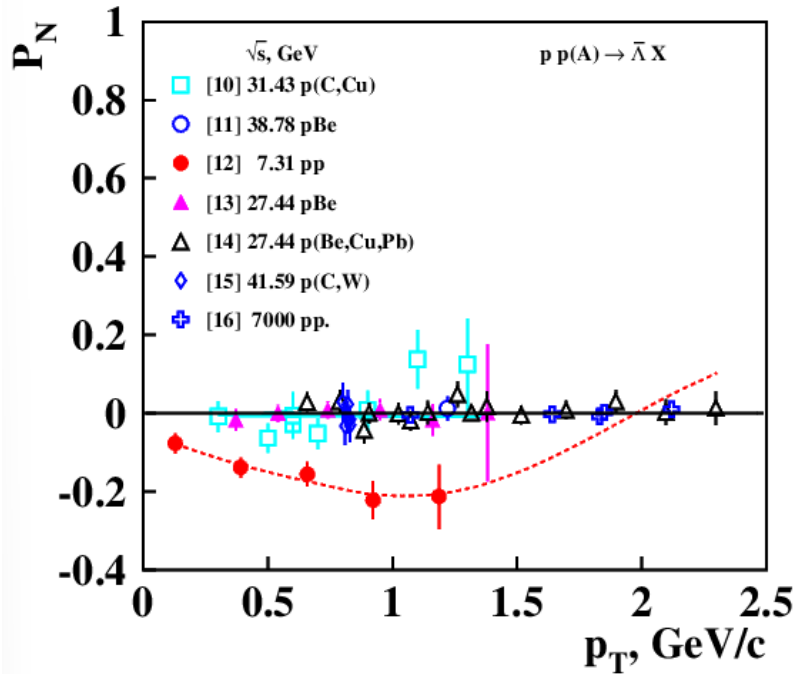


Рис. 7.  $P_N(p_T)$  в реакции  $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ .

- [10] J.L.Sanchez-Lopez (2007) arXiv:0706.3660
- [11] E.J.Ramberg et al., PL 338B (1994) 403
- [12] **J.Felix, Trieste, Italy, 1995. p. 231. BNL, E766.  $x_f = -0.23$ .**
- [13] K.J.HELLER PRL 41(1978) 607
- [14] B.Lundberg PR D40(1989) 3557
- [15] I.Abt PLB638(2006) 415
- [16] G.Aad arXiv:1412.1692

Большинство экспериментов, выполненных при высокой энергии ( $\sqrt{s} > 27$  ГэВ), получили нулевую поляризацию в реакции  $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ .

Единственный эксперимент BNL E766, выполненный при более низкой энергии  $\sqrt{s} = 7.31$  ГэВ, получил значительную отрицательную поляризацию, до -20% [12] (см. Рис.7).

Если данные работы [12] достоверны, то они указывают на возможную зависимость  $P_N(\sqrt{s})$  от энергии  $\sqrt{s}$  резонансного типа. Резонансная энергия  $E_R = 7.0 \pm 0.6$  ГэВ. Такая зависимость ожидается в модели ХПК из-за эффекта «магической» энергии тестового кварка, при которой прекращается прецессия его спина в хромагнитном поле, а также из-за фокусирующего действия хромагнитного поля, что усиливает эффект.

**Заключение:** Поляризация в реакции  $p + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$  должна быть тщательно исследована, как функция  $\sqrt{s}$ ,  $p_T$ ,  $x_F$ , и  $A$ , чтобы подтвердить или опровергнуть результаты [12]. Ожидается осциляция  $P_N(x_F)$  при изменении  $x_F$ . Эти исследования критически важны для понимания механизма поляризации гиперонов. Хорошая физика для экспериментов СПАСЧАРМ и SPD.

# Поляризация $\Sigma^{\pm 0}$ в pA соударениях и $\Lambda$ в $\Sigma^- A \rightarrow \Lambda X$ реакции

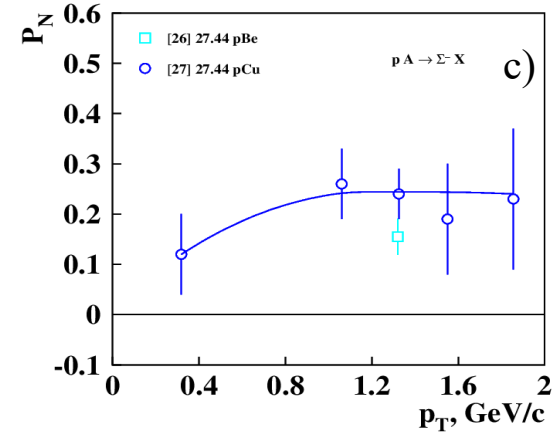
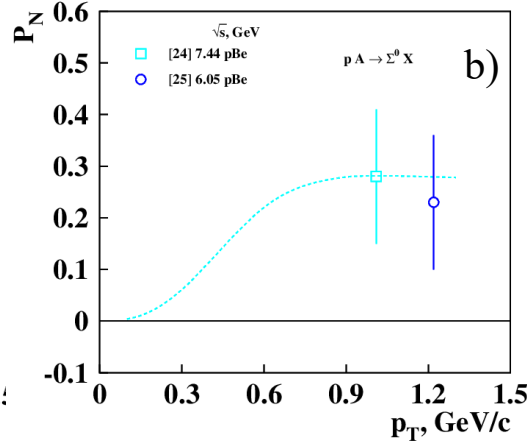
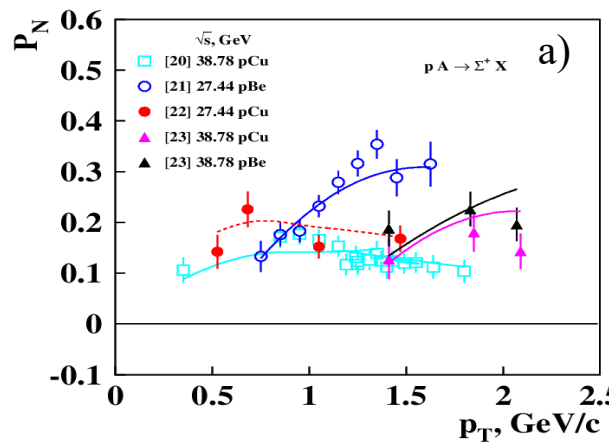
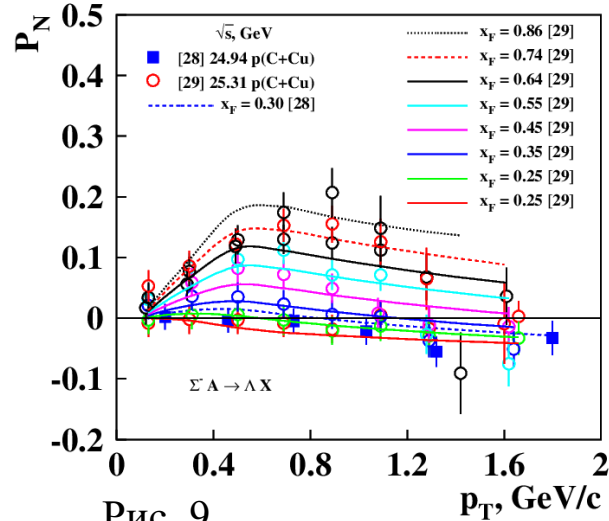


Рис. 8.

$$p + p(A) \rightarrow \Sigma^+ X, v_A = [2+2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0$$

- [20] A. Morelos et al., Phys.Rev. D**52** (1995) 3777.  $\sqrt{s}=38.78$  GeV.  
 [21] C. Wilkinson et al., Phys.Rev.Lett. **58** (1987) 855.  $\sqrt{s}=27.44$  GeV.  
 [22] C. Ankenbrandt et al., Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 863.  $\sqrt{s}=27.44$  GeV.  
 [23] P. Pogodin et al., Phys.Rev. D**70**,112005 (2004)800.  $\sqrt{s}=38.78$  GeV.  
 [24] C. Dukes et al., Phys.Lett. B193(1987)135.  $\sqrt{s}=7.44$  GeV.  
 [25] D.T. Bonner et al., Phys.Rev.Lett. **62** (1989)1591.  $\sqrt{s}=6.05$  GeV.  
 [26] L. Deck et al., Phys.Rev. D**28**(1983)1.  $\sqrt{s}=27.44$  GeV.  
 [27] Y.W. Wah et al., Phys.Rev.Lett. **55**(1985) 2551.  $\sqrt{s}=27.44$  GeV.  
 [28] J.L. Sanchez-Lopez et al., arXiv:0706.3660.  $\sqrt{s}=29.94$  GeV.  
 [29] M.I. Adamovich et al., Z.P.A350(1995)379.  $\sqrt{s}=25.31$  GeV.



$$\Sigma^- + p(A) \rightarrow \Lambda^+ X, v_A = [1+\lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0;$$

$$p + p(A) \rightarrow \Sigma^+ (\Sigma^0) + X, v_A = [1+\lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0$$

В  $\Lambda^-$ ,  $\Xi^-$ , и  $\Omega^-$ -гиперонах, спины гиперона и s-кварка направлены в одну сторону. В  $\Sigma^-$ -гиперонах, спины гиперона и s-кварка направлены в противоположные стороны. В соударениях барион-ядро s-кварк имеет отрицательную поляризацию в гипероне, если кварк образуется из моря, и положительную поляризацию, если s-кварк был валентным в налетающем адроне, в согласии с моделью DeGrand-Miettinen. T.A.DeGrand, J.Markkanen, H.I. Miettinen, Phys.Rev. **32** (1985) 2445.

# Поляризация $\Lambda$ в реакциях $\pi^- A \rightarrow \Lambda X$ и $K^- A \rightarrow \Lambda X$

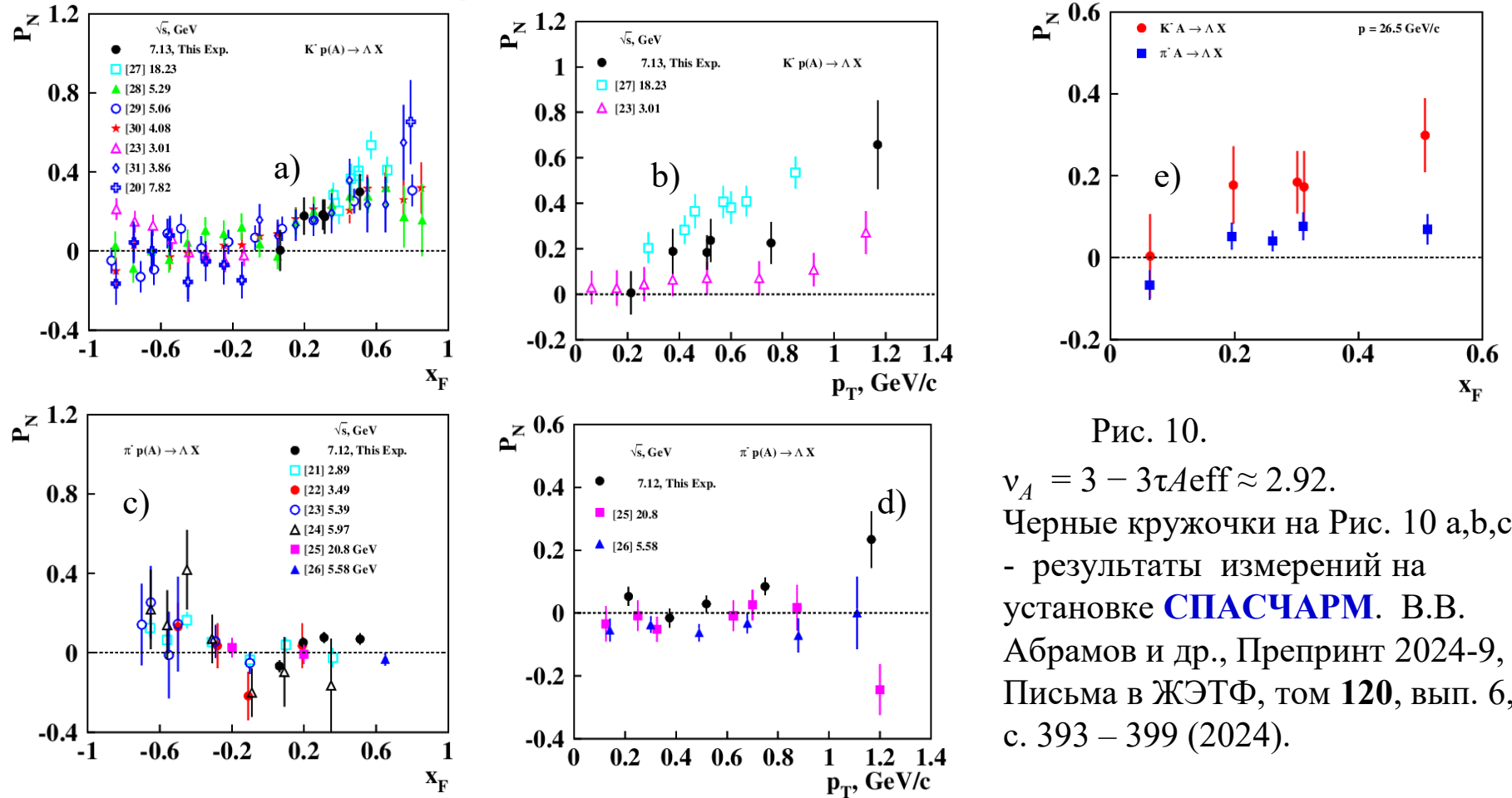


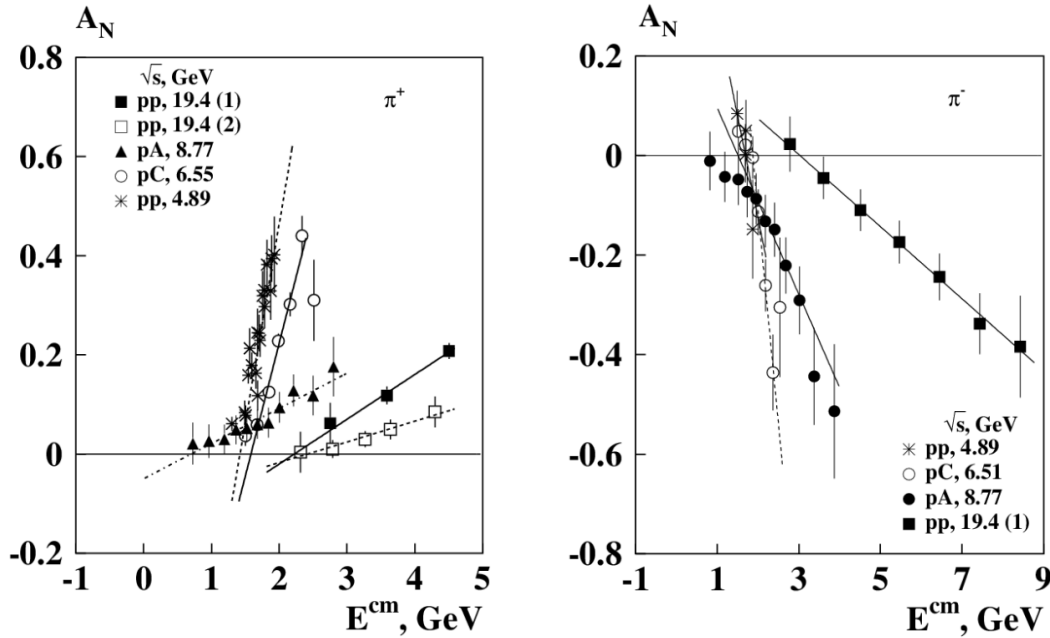
Рис. 10.

$$v_A = 3 - 3\tau A_{\text{eff}} \approx 2.92.$$

Черные кружочки на Рис. 10 a,b,c,d - результаты измерений на установке СПАСЧАРМ. В.В. Абрамов и др., Препринт 2024-9, Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 6, с. 393 – 399 (2024).

Поляризация  $\Lambda$  в пучках  $K^-$ , имеющих валентный странный кварк, значительная и положительная в области фрагментации пучка (Рис. 10 a,b). В области фрагментации ядерной мишени  $P_N$  близка к нулю. Поляризация  $\Lambda$  в области фрагментации  $\pi^-$  пучка в несколько раз меньше, чем в  $K^-$  пучке (Рис. 10 c,d). В области фрагментации мишени  $P_N$  положительная. На Рис. 10e сравниваются поляризации в пучках  $K^-$ , и  $\pi^-$ , измеренные на установке СПАСЧАРМ при импульсе 25.5 ГэВ/с. **В пучке  $\pi^-$ , в отличие от протонного, странный кварк в  $\Lambda$  гипероне слабо поляризован. Это может быть связано с тем, что импульс кварка в  $\pi^-$  в 1.5 раза больше в с.д.м., чем в протоне.**

# Пороговая зависимость $A_N$ как функции $E^{cm}$ и $\theta_{cm}$ в реакциях $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$



На Рис. 11 показана зависимость  $A_N(E^{cm})$  от энергии ( $E^{cm}$ ) регистрируемого  $\pi^\pm$  мезона в с.ц.м. Пороговое значение  $E^{cm} = E_{min}$ , выше которого  $|A_N(E^{cm})| > 0$ , аппроксимируется выражением:

$$E_{min} = E_0 + \sqrt{s} (f_0 - a_0 \tan^2(\theta_{cm}/2)), \quad (30)$$

где  $E_0$ ,  $f_0$  и  $a_0$  – свободные параметры.

Поскольку  $E_{min} \geq m_\pi$ , мы получаем пороговое значение угла  $\theta_{cm}$ :

$$\tan^2(\theta_{cm}/2) \leq f_0/a_0 + (E_0 - m_\pi)/(a_0 \sqrt{s}), \quad (31)$$

и, в пределе высоких энергий:

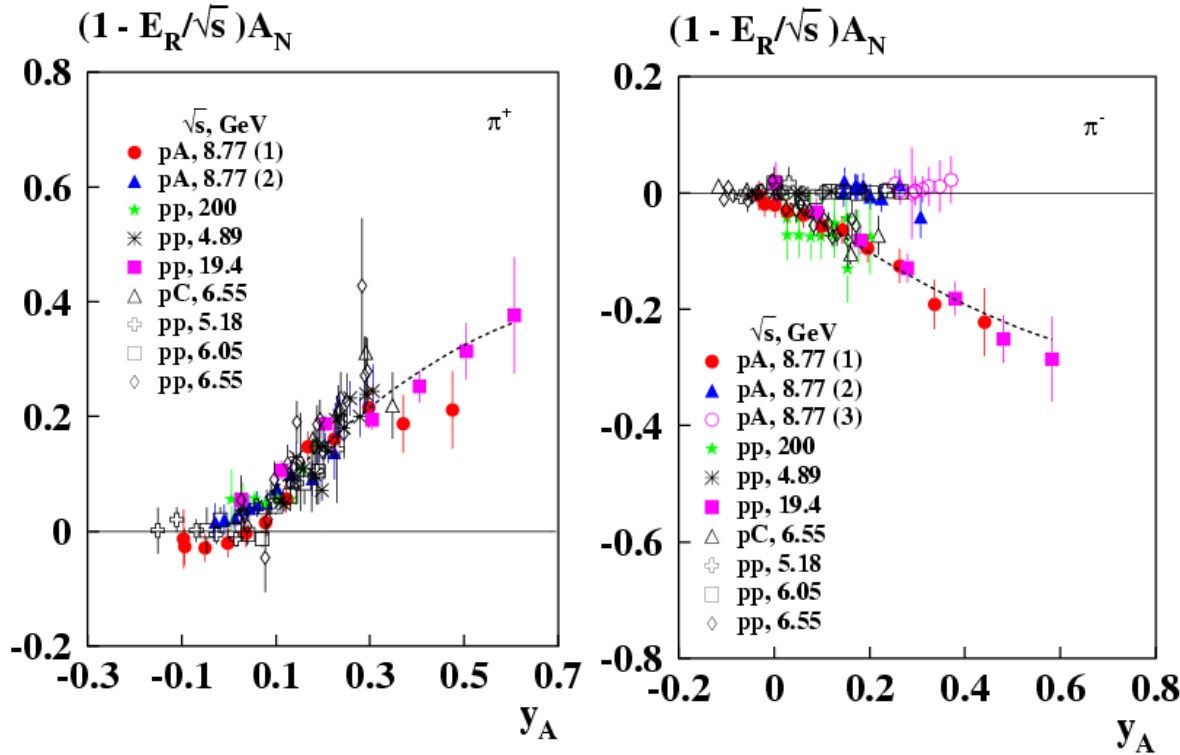
$$\theta_{cm} \leq 2 \arctan(f_0/a_0) = \theta_{max} \quad (32)$$

$$\theta_{max} = 73^\circ \text{ для } \pi^-; \text{ (тестовый d кварк)}$$

$$\theta_{max} = 90^\circ \text{ для } \pi^+; \text{ (тестовый u кварк)}$$

**Заключение:**  $|A_N(E^{cm}, \theta_{cm})| > 0$  для реакций  $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$ , если энергия  $E^{cm} > E_{min}$ , и  $\theta_{cm} < \theta_{max}$ . Пороговая зависимость  $A_N(E^{cm}, \theta_{cm})$  связана с различием масс и аномальных хромомагнитных моментов составляющих  $u$  и  $d$  кварков, и может исследоваться для различных реакций в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD.

# Скейлинговая зависимость $A_N$ от $y_A$ и $\sqrt{s}$ в реакциях $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^\pm X$



В.В. Абрамов, ЯФ 70, №12(2007)

$$\begin{aligned} \pi^+: E_0 &= 1.126 \pm 0.091 \text{ ГэВ}; \\ E_R &= 1.91 \pm 0.29 \text{ ГэВ}; \\ f_0 &= 0.073 \pm 0.013; \\ a_0 &= 0.073 \pm 0.014; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \pi^-: E_0 &= 1.31 \pm 0.21 \text{ ГэВ}; \\ E_R &= 4.89 \pm 0.32 \text{ ГэВ}; \\ f_0 &= 0.088 \pm 0.033; \\ a_0 &= 0.155 \pm 0.031; \end{aligned}$$

Рис. 12. Иллюстрация пороговой зависимости  $A_N$  от скейлинговой переменной  $y_A$ , пропорциональной углу прецессии спина кварка в модели ХПК. Для углов  $\theta_{cm}$  больше  $73^\circ$  на правом рисунке  $A_N(\pi^-) = 0$ . Параметр  $E_R$  учитывает зависимость  $A_N$  от энергии  $\sqrt{s}$ . Положительный знак  $A_N$  для  $\pi^+$  и отрицательный для  $\pi^-$  при высоких энергиях ( $\sqrt{s} > 6$  ГэВ).

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)(1 + \cos \theta^{cm}) + a_0(1 - \cos \theta^{cm}), \quad \text{где } x_A = (x_R + x_F)/2. \quad (33)$$

$$\varphi_A = y_A \omega_A^0 - \text{угол прецессии спина кварка, где } \omega_A^0 = q_s \alpha_s v_A m_R (g_Q^a - 2) / M_Q. \quad (33a)$$

## Нарушение скейлинга при средних энергиях

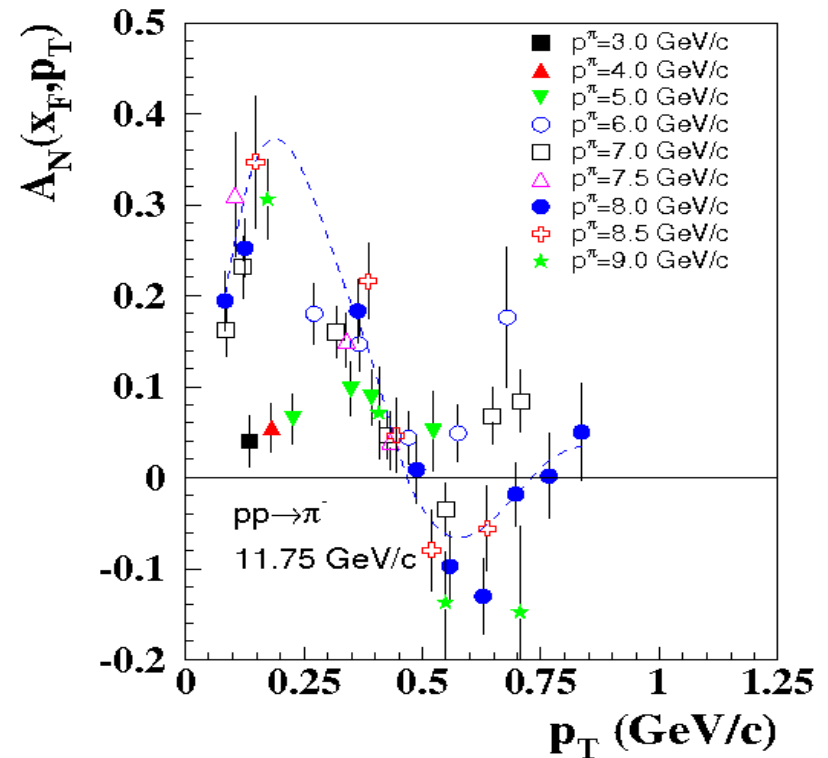
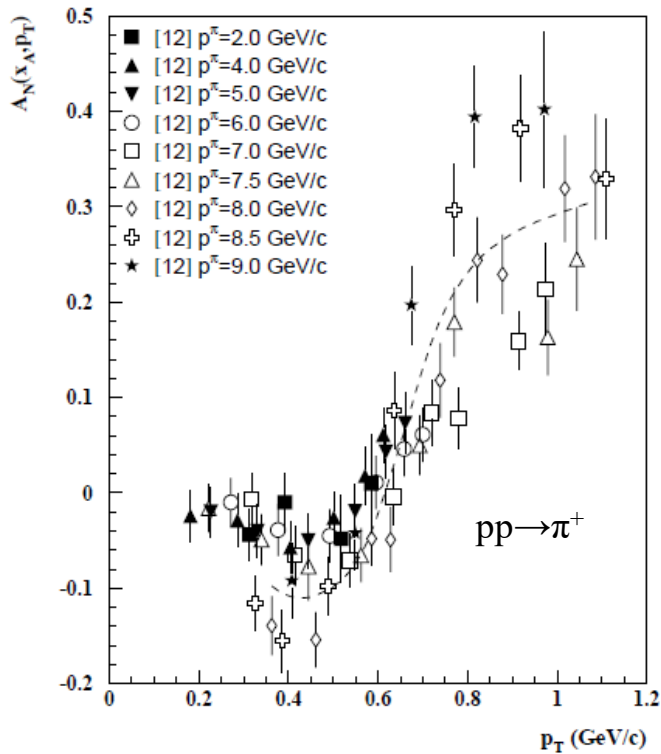


Рис. 13.  $A_N(p_T)$  в реакциях  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ .

W.H. Dragoset et al., Phys.Rev. D**18** (1978)3939.  $P = 11.75$  ГэВ/с.  $\sqrt{s}=4.89$  ГэВ.

Знак  $A_N(p_T)$  при промежуточных энергиях ( $\sqrt{s} < 6$  ГэВ) и  $p_T < 0.5$  ГэВ/с зависит от  $p_T$ . Кривые на рисунках соответствуют импульсу  $p^\pi = 8$  ГэВ/с. Более выражен эффект смены знака для  $\pi^-$  мезонов, содержащих валентный d-кварк из поляризованного протона.

V.V. Abramov, Eur. Phys. J. C**14** (2000) 427.

**Заключение:** Скейлинг, наблюдаемый при высоких энергиях, нарушается при промежуточных энергиях (где  $\sqrt{s}/n_q < 1$  ГэВ). Зависимость спиновых эффектов от  $\sqrt{s}$  можно исследовать в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD.

# Скейлинг для односпиновой асимметрии в реакции $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$

$A_N(x_A)$  – почти  
линейна для  $\pi^0$

**Скейлинг:**

$$A_N(x_F, p_T, s) \approx A_N(x_A, x_B, p_T)$$

$$x_A = -u/s \approx (x_R + x_F)/2$$

$$x_B = -t/s \approx (x_R - x_F)/2$$

**Три порядка по  
энергии в л.с.к.**

**Фит: (данные STAR)**

$$A_N(x_A) = A_0(x_A - x_0)$$

$$x_0 = 0.251 \pm 0.023$$

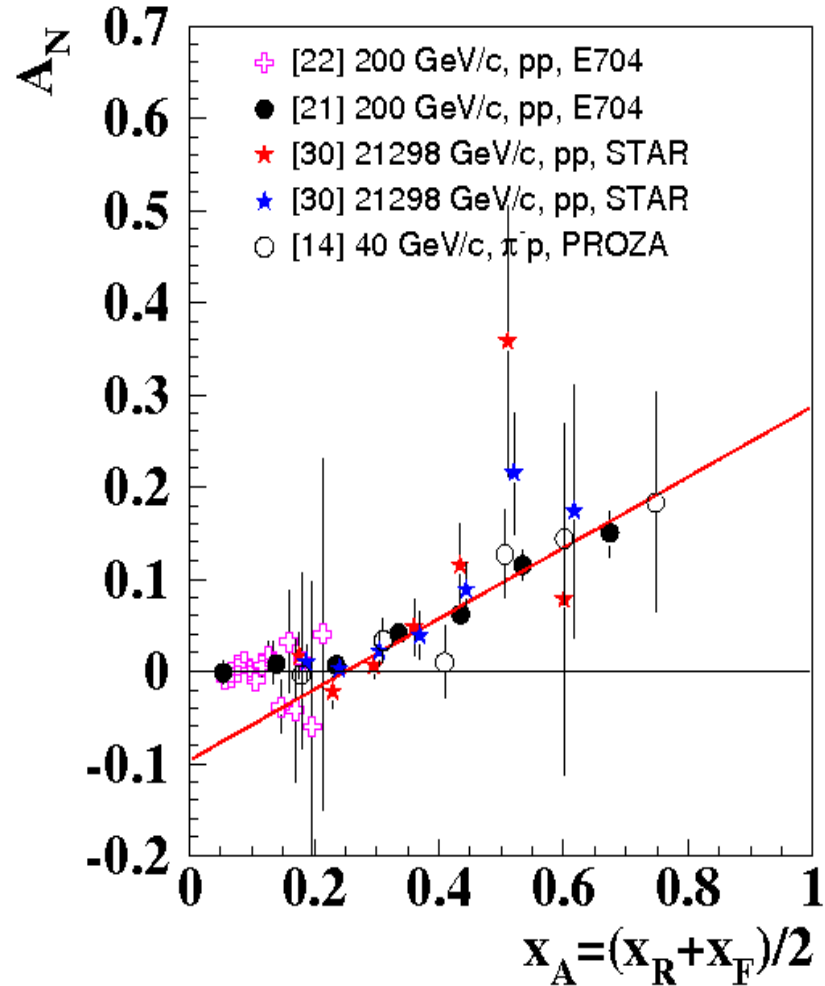


Рис. 14.  $A_N(p_T)$  в реакциях  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$ .

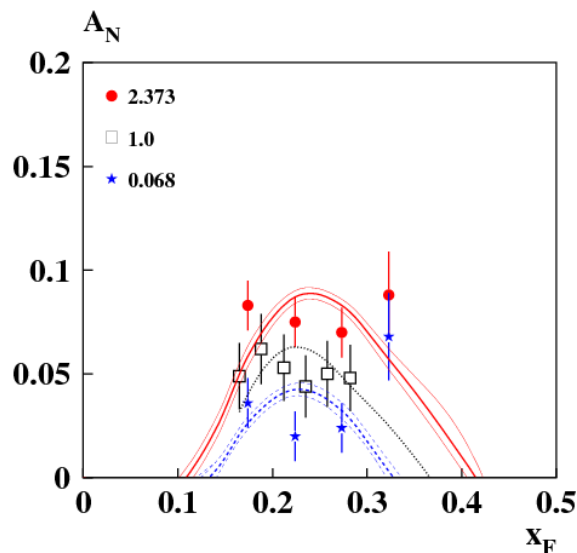
**Наблюдается скейлинг по переменной  $x_A$  в реакции  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^0 + X$**

# Зависимость $A_N(x_F)$ от множественности заряженных частиц в событии

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

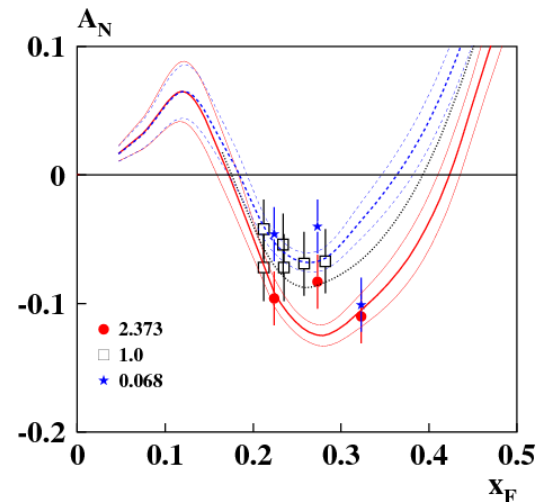
$$R_m = \text{Multiplicity}/\text{Mean}$$

$$p \uparrow p \rightarrow \pi^- X, \quad \sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$$



V.V. Abramov,  
DSPIN2011,  
*Proceedings, p.21.*

Рис. 15а,в.



В эксперименте BRAHMS на коллайдере RHIC, BNL была измерена  $A_N$  в  $p \uparrow p$  соударениях для инклюзивного образования  $\pi^+$  and  $\pi^-$  мезонов (J.H.Lee, DIS2009, 2009).

Данные представлены для трех интервалов по множественности заряженных частиц, нормированной на среднюю множественность ( $R_m$ ). В модели ХПК большее значение  $A_N$  соответствует большей величине хромо-магнитного поля и коррелирует с числом кварков-спектаторов. Число кварков-спектаторов коррелирует с множественностью  $n_{ch}$ .

Зависимость от множественности возможна и для других реакций и наблюдаемых величин, таких, как  $A_N$ ,  $P_N$ ,  $\rho_{00}$ . Для таких исследований требуется детектор множественности в установке. Детальное исследование этой зависимости позволит пролить свет на возможный механизм поляризационных явлений. Один из открытых вопросов – зависимость наблюдаемого эффекта от энергии в с.ц.м.

**Эффект может исследоваться в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD.**

# Выстроенность векторных мезонов ( $\rho_{00}$ )

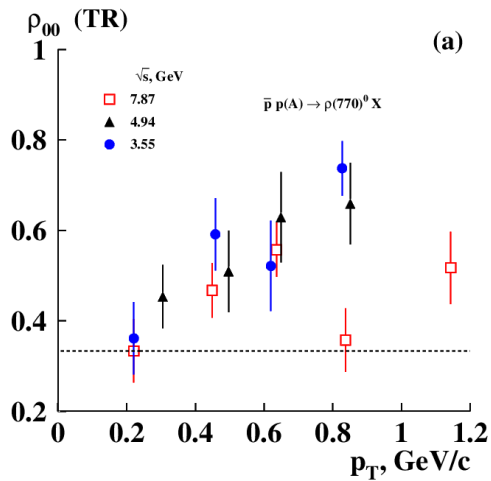


Рис. 16а.

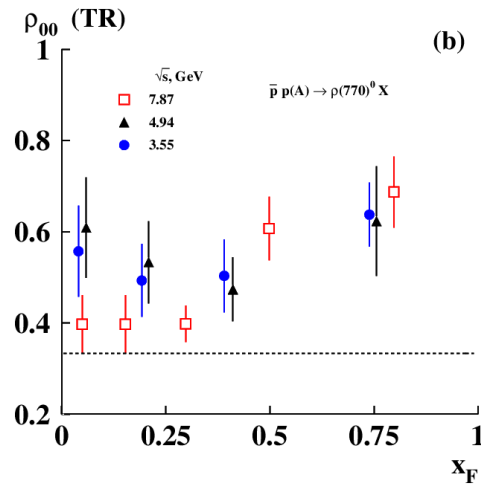


Рис. 16б.

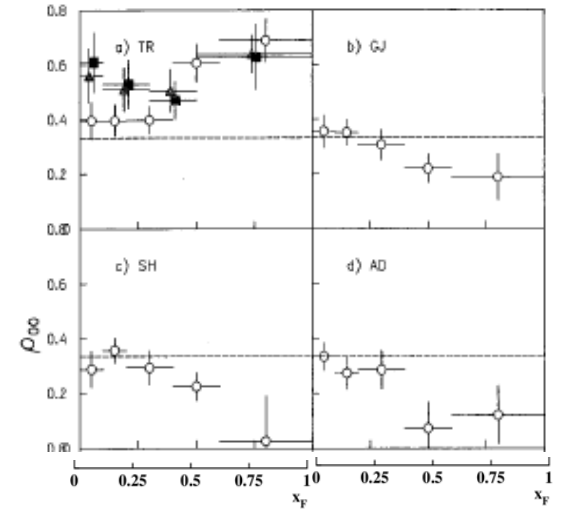


Рис. 16с.

Рис. 16. Выстроенность в реакции  $\bar{p} + p \rightarrow \rho^0(770) X$  при импульсе 32 ГэВ/с ( $\sqrt{s}=7.87$  ГэВ) [51].  
 $v_A = [3\lambda - 3\tau\lambda] \approx -0.394 < 0$ ;

**Зависимость  $\rho_{00}$  от кинематических переменных.** В системе координат TR наблюдается наибольшая выстроенность по сравнению другими системами (GJ, SH, AD). Выстроенность растет при увеличении  $p_T$  в области 0.2 – 0.8 ГэВ/с, а также при увеличении  $x_F$  в области 0.3 – 0.8. В области  $0 \leq x_F \leq 0.3$   $\rho_{00}$  уменьшается с ростом  $\sqrt{s}$  [51].

**Зависимость  $\rho_{00}$  от множественности  $n_{ch}$ .** В области  $p_T > 0.55$  ГэВ/с  $\rho_{00}$  уменьшается с ростом  $n_{ch}$ , а в области  $|x_F| > 0.4$  –  $\rho_{00}$  растет с увеличением  $n_{ch}$  [51].

**Наблюдается сходство в зависимостях  $\rho_{00}$ ,  $A_N$  и  $P_N$  от кинематических переменных и  $n_{ch}$ .**

[51] А.А. Minaenko et al., Z. Phys. C 62, 15-23 (1994) ( $\sqrt{s}=7.87$  ГэВ).

[52] В.В. Batyunya et al.: Nucl. Phys. B294 (1987) 1037 ( $\sqrt{s}=3.55$  и 4.94 ГэВ).

## Реакции, которые могут исследоваться в экспериментах СПАСЧАРМ и SPD

Таблица 1. Наряду с уже исследованными частично реакциями сюда добавлены реакции, по которым ещё нет данных. Это могут быть частицы и резонансы, показанные в третьей колонке. Например,  $\rho^{\pm 0}(770)$ ,  $\omega(782)$ ,  $\phi(1020)$ ,  $f_2(1270)$ ,  $\Delta(1232)$  и другие. Реакции с мезонными и ионными пучками также могут быть измерены в эксперименте СПАСЧАРМ.

№	Reaction	Np	№	Reaction	Np	№	Reaction	Np
1	$p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^+$	169	14	$p \uparrow p(A) \rightarrow \Lambda$	48	28	$p \uparrow p(A) \rightarrow \rho^+(770)$	0
2	$p \uparrow p(A) \rightarrow \pi^-$	156	15	$p p(A) \rightarrow \Lambda \uparrow$	333	29	$p \uparrow p(A) \rightarrow \rho^0(770)$	0
3	$p \uparrow p \rightarrow \pi^0$	700	16	$p p(A) \rightarrow \Xi \uparrow$	95	30	$p \uparrow p(A) \rightarrow \rho^-(770)$	0
4	$p \uparrow p(A) \rightarrow K^+$	45	17	$p p(A) \rightarrow \Xi^{0 \uparrow}$	21	31	$p \uparrow p(A) \rightarrow \omega(782)$	0
5	$p \uparrow p(A) \rightarrow K^-$	57	18	$p p(A) \rightarrow \Sigma^{+ \uparrow}$	50	32	$p \uparrow p(A) \rightarrow \phi(1020)$	0
6	$p \uparrow p \rightarrow K^0_s$	16	19	$p p(A) \rightarrow \Sigma^{0 \uparrow}$	2	33	$p \uparrow p(A) \rightarrow f_2(1270)$	0
7	$p \uparrow p(A) \rightarrow n$	87	20	$p p(A) \rightarrow \Sigma \uparrow$	6	34	$p \uparrow p(A) \rightarrow \Delta(1232)$	0
8	$p \uparrow p(A) \rightarrow p$	197	21	$p p(A) \rightarrow \Omega \uparrow$	5	35	$p p(A) \rightarrow \rho^+(770) \uparrow$	0
9	$p \uparrow A \rightarrow \tilde{p}$	41	22	$A A \rightarrow \Lambda \uparrow$	9	36	$p p(A) \rightarrow \rho^0(770) \uparrow$	46
10	$p \uparrow A \rightarrow J/\psi$	57	23	$p p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} \uparrow$	69	37	$p p(A) \rightarrow \rho^-(770) \uparrow$	0
11	$p \uparrow p \rightarrow \eta$	70	24	$p p(A) \rightarrow \tilde{\Xi}^{+ \uparrow}$	3	38	$p p(A) \rightarrow \omega(782) \uparrow$	0
12	$d \uparrow A \rightarrow \pi^+$	15	25	$p p(A) \rightarrow \tilde{\Xi}^{0 \uparrow}$	5	39	$p p(A) \rightarrow \phi(1020) \uparrow$	5
13	$d \uparrow A \rightarrow \pi^-$	12	26	$p p(A) \rightarrow \tilde{\Sigma} \uparrow$	4	40	$p p(A) \rightarrow f_2(1270) \uparrow$	0
			27	$p p(A) \rightarrow J/\psi \uparrow$	78	41	$p p(A) \rightarrow K^{*0 \pm}(892) \uparrow$	0

Заключение: Всего порядка 40 реакций и наблюдаемых может быть измерено на установках СПАСЧАРМ и SPD. Для 27 реакций уже имеются некоторое количество данных.

## Заключение

- 1)  $\rho_{00}$ ,  $A_N$  и  $P_N$  имеют значительную величину для всех исследованных энергий и реакций. Наблюдается сходство в их зависимости от кинематических переменных, множественности частиц в событии и атомного веса мишени.
- 2) Число кварков и антикварков – спектаторов (с весами, зависящими от  $\lambda$  и  $\tau$ ) влияет на зависимость  $\rho_{00}$ ,  $A_N$  и  $P_N$  от кинематических переменных. При большом числе кварков-спектаторов зависимость от  $x_F$  становится немонотонной (осциллирующей).
- 3) Наиболее высокая частота осцилляций наблюдаемых ожидается в реакциях рождения антигиперонов в барион-барионных соударениях. Эти реакции заслуживают детального исследования, как функции кинематических и других переменных. Интересно исследовать поляризацию антилямбда гиперона в  $pp$  и  $pA$  соударениях в области импульсов 23 – 27 ГэВ/с ( $\sqrt{s} \approx 7$  ГэВ), где возможна зависимость от энергии резонансного типа.
- 4) В области высоких энергий ( $\sqrt{s} > 6$  ГэВ) наблюдается приближенный скейлинг для  $A_N(y_A)$  в реакциях  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^{0\pm} + X$ , который нарушается при энергиях  $\sqrt{s} < 6$  ГэВ.
- 5) Наблюдается пороговое поведение для  $A_N$  в реакциях  $p^\uparrow + p \rightarrow \pi^\pm + X$ , в зависимости от энергии ( $E_{cm}$ ) и угла ( $\theta_{cm}$ ) образования частицы в с.ц.м.

## Заключение

6) В ряде реакций была измерена зависимость поляризационных наблюдаемых от множественности заряженных частиц ( $n_{ch}$ ) в событии, которая может коррелировать с числом кварков-спектаторов. Эти измерения следует провести для возможно большего числа реакций и наблюдаемых для прояснения механизма этой зависимости.

7) На установках СПАСЧАРМ и SPD возможно исследование рассмотренных выше поляризационных явлений для десятков реакций, что критически важно для выяснения природы наблюдаемых спиновых эффектов. Последующий анализ полученных данных позволит приступить к созданию теоретических моделей.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

# Back-up slides

# Введение

Поляризационные данные содержат ценную информацию о сильных взаимодействиях. Это касается, в частности, проблемы удержания кварков, проявления цветовых сил, происхождения масс кварков и адронов, хромомангнитных полей и хромомангнитных моментов кварков, а также происхождения самих поляризационных эффектов.

Для уточнения природы и механизма эффектов, связанных со спином, необходимо исследовать их для большого числа реакций в широком диапазоне кинематических и других переменных и проанализировать их в рамках единого механизма. Это позволяет выявить общие закономерности и характеристики отдельных реакций и наблюдаемых величин. Анализ данных показывает, что для того, чтобы сделать выводы о достоверности конкретной модели, необходимы сотни точек данных для каждой из реакций, измеренные при нескольких энергиях.

**Односпиновая асимметрия адронов ( $A_N$ ):** 
$$d\sigma(\phi) = \sigma_0(1 + A_N P \cos(\phi)), \quad (1)$$

где  $P$  – вертикальная поляризация пучка,  $\phi$  – угол между нормалью к плоскости реакции и направлением спина пучка.  $A_N(p_T=0) = 0$  из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях.

**Поляризация ( $P_N$ ) гиперонов (H)** направлена, в силу сохранения четности в сильных взаимодействиях, вдоль нормали к плоскости реакции  $\mathbf{n} = [\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H] / |\mathbf{P}_{\text{beam}} \mathbf{P}_H|$ . Нарушение четности в слабом распаде гиперона позволяет определить его поляризацию по угловому распределению продукта распада (нуклона) в системе покоя H относительно нормали  $\mathbf{n}$ :

$$dN/d\cos\theta = 0.5(1 + \alpha P_N \cos\theta), \quad (2)$$

где  $\cos\theta = \mathbf{n} \cdot \mathbf{P}_n / |\mathbf{P}_n|$ ,  $\mathbf{P}_n$  – вектор импульса нуклона,  $\alpha$  – константа распада.  $P_N(p_T=0) = 0$  из-за сохранения четности в сильных взаимодействиях. Для соударений идентичных адронов  $P_N(-x_F) = -P_N(x_F)$  и  $P_N(x_F=0) = 0$  из-за изотропии пространства.

Поляризация гиперонов и односпиновая асимметрия адронов наблюдаются в широком диапазоне кинематических переменных, что указывает на непертурбативный механизм их происхождения. 24

## Введение

**Спиновая выстроенность ( $\rho_{00}$ ) векторных мезонов** ( $V$ , спин  $J = 1$ ) определяется из углового распределения продуктов их распада на два псевдоскалярных мезона.

Угловое распределение продукта распада, проинтегрированное по азимутальному углу  $\phi$  (вокруг оси квантования) зависит от полярного угла  $\theta$  вылета одного из псевдоскалярных мезонов, относительно оси квантования в системе покоя векторного мезона:

$$dN/\cos\theta = 3N/4[(1-\rho_{00}) + (3\rho_{00}-1)\cos^2\theta]. \quad (3)$$

Для неполяризованного векторного мезона  $\rho_{00}=1/3$ . Распределение в этом случае изотропно (одинаково во всех направлениях, выстроенность отсутствует).

В качестве оси квантования обычно выбирают поперечную систему координат (TR) с осью  $Z$  вдоль нормали к плоскости реакции, либо систему спиральности (SH), (ось  $Z$  в направлении вылета  $V$  в с.ц.м реакции), либо систему Готфрида-Джексона (GJ) (ось  $Z$  вдоль направления движения налетающей частицы в системе GJ). Во всех указанных системах координат сначала происходит переход в с.ц.м., а затем переход из с.ц.м. в систему покоя мезона  $V$ , что обеспечивает необходимый поворот осей координат.

Преимуществом системы TR является то, что при  $p_T=0$  выстроенность отсутствует ( $\rho_{00}=1/3$ ), поскольку нет выделенного направления нормали к плоскости реакции и происходит усреднение по этому направлению.

Согласно модели из работы [1]  $\rho_{00} = (1 - P_q P_{\bar{q}})/(3 + P_q P_{\bar{q}})$ , где  $P_q$  и  $P_{\bar{q}}$  - поляризации кварка и антикварка, соответственно. Поляризации  $P_q$  и  $P_{\bar{q}}$  - направлены вдоль нормали к плоскости реакции и есть корреляция  $P_{\bar{q}} = -kP_q$ , где  $k \approx 0.5$ .

[1] Z. T. Liang and X. N. Wang, Phys. Lett. B **629**, 20-26 (2005).

## Глобальный анализ данных: $A_N$

Таблица 2. Инклюзивные реакции, в которых уже измерялась односпиновая асимметрия ( $A_N$ ) в адрон-адронных соударениях (28 реакций).  $N_p$  – это число экспериментальных точек для данной реакции. Кроме того, предстоит измерить  $A_N$  в образовании частиц и резонансов, таких как  $\Xi$ ,  $\Sigma$ ,  $\rho^{\pm 0}(770)$ ,  $\omega(782)$ ,  $\phi(1020)$ ,  $f_2(1270)$ ,  $\Delta(1232)$  и других. В случае поляризованного пучка можно использовать ядерные мишени и исследовать зависимость  $A_N$  от типа ядра мишени. В случае поляризованной мишени имеется возможность использовать различные пучки частиц.

№	Реакция	$N_p$	№	Реакция	$N_p$	№	Реакция	$N_p$
1	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^+$	258	10	$p^\uparrow A \rightarrow J/\psi^\uparrow$	58	20	$\pi^+ p^\uparrow \rightarrow \pi^+$	6
2	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \pi^-$	189	11	$p^\uparrow p \rightarrow \eta$	71	21	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^-$	6
3	$p^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	701	12	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^+$	15	22	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	40
4	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^+$	127	13	$d^\uparrow A \rightarrow \pi^-$	12	23	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	45
5	$p^\uparrow p(A) \rightarrow K^-$	78	14	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^+$	10	24	$K^- d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12
6	$p^\uparrow p \rightarrow K^0_s$	17	15	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^-$	15	25	$K^- p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	15
7	$p^\uparrow p(A) \rightarrow n$	88	16	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \pi^0$	34	26	$\pi^- p^\uparrow \rightarrow \eta$	3
8	$p^\uparrow p(A) \rightarrow p$	285	17	$\tilde{p}^\uparrow p \rightarrow \eta$	3	27	$\pi^- d^\uparrow \rightarrow \eta$	3
9	$p^\uparrow A \rightarrow \tilde{p}$	42	18	$\tilde{p} d^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12	28	$\tilde{p} p^\uparrow \rightarrow \pi^0$	12
			19	$p^\uparrow p(A) \rightarrow \Lambda$	29			

В общей сложности в глобальном анализе в настоящее время используются 103 инклюзивные и 30 эксклюзивных реакций с числом точек данных  $N_p = 7630$ .

## Глобальный анализ данных: $P_N$

Таблица 3. Инклюзивные реакции, в которых была измерена поперечная поляризация ( $P_N$ ) гиперонов в столкновениях адронов (33 реакции). Для изучения зависимости  $P_N$  от различных переменных и идентификации механизма поляризации нам необходимы сотни точек данных для каждой реакции. В этих реакциях не требуются поляризованные пучки и мишени, поэтому возможны измерения в большом числе реакций с различными пучками и мишенями и исследование зависимости поляризации от атомного веса мишени.

№	Reaction	Np	№	Reaction	Np	№	Reaction	Np
29	$p p(A) \rightarrow \Lambda^\uparrow$	333	40	$\Sigma^- A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	138	51	$K^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	129
30	$p A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	95	41	$\Sigma^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	74	52	$K^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	15
31	$p A \rightarrow \Xi^{0\uparrow}$	22	42	$p A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	69	53	$\pi^- A \rightarrow \Xi^{-\uparrow}$	17
32	$p A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	50	43	$\Sigma^- A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	18	54	$\pi^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	8
33	$p p \rightarrow p^\uparrow$	36	44	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	4	55	$K^+ p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	22
34	$p A \rightarrow \Sigma^{-\uparrow}$	6	45	$p A \rightarrow \tilde{\Xi}^{0\uparrow}$	6	56	$\pi^- p \rightarrow \Lambda^\uparrow$	56
35	$p A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	5	46	$p A \rightarrow \tilde{\Sigma}^{-\uparrow}$	4	57	$K^+ p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	35
36	$p A \rightarrow \Sigma^{0\uparrow}$	3	47	$\tilde{p} A \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	8	58	$\pi^- p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	17
37	$\Lambda A \rightarrow \Omega^{-\uparrow}$	5	48	$A_1 + A_2 \rightarrow \Lambda^\uparrow$	72	59	$K^- p \rightarrow \tilde{\Lambda}^\uparrow$	2
38	$\Sigma^- A \rightarrow \Sigma^{+\uparrow}$	6	49	$Au + Au \rightarrow \Lambda^{\uparrow(GI)}$	66	60	$\pi^- A \rightarrow \tilde{\Xi}^{+\uparrow}$	17
39	$Au + Au \rightarrow \Lambda^\uparrow$	9	50	$Au + Au \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow(GI)}$	58	61	$\tilde{p} A \rightarrow \Lambda^\uparrow$	10

## Реакции с векторными мезонами

Таблица 4. Инклюзивные реакции, в которых измерялась выстроенность векторных мезонов.

№	Reaction	Np	№	Reaction	Np
1	$n C \rightarrow K^*(892)^- X$	6	7	$e^+e^- \rightarrow K^*(892)^0 X$	12
2	$n C \rightarrow K^*(892)^+ X$	6	8	$K^+ C \rightarrow K^*(892)^+ X$	9
3	$AuAu \rightarrow \phi(1020) X$	5	9	$K^+ C \rightarrow K^*(892)^0 X$	9
4	$p p \rightarrow \phi(1020) X$	5	10	$K^- C \rightarrow K^*(892)^- X$	21
5	$AuAu \rightarrow K^*(892)^0 X$	5	11	$K^- C \rightarrow \check{K}^*(892)^0 X$	21
6	$\tilde{p} p \rightarrow \rho^0(770)^\uparrow X$	46			

# $A_N$ для реакции $p^\uparrow + p(\text{Al,Au}) \rightarrow n + X$ , $\sqrt{s}=200$ ГэВ

В эксперименте PHENIX наблюдалась аномальная зависимость  $A_N(A)$  для реакции  $p^\uparrow + A \rightarrow n + X$  от атомного веса  $A$  мишени.  $A_N(A)$  изменяет знак и величину в три раза при увеличении  $A$  от 1 до 197. Важно отметить, измерения выполнены для малых поперечных импульсов  $p_T \approx 0.1$  ГэВ/с. Из-за соотношения неопределённостей вклад в асимметрию дают много нуклонов ядра. Они образуют много спектаторов. Данные получены в  $p^\uparrow + p$ ,  $p^\uparrow + \text{Al}$  и  $p^\uparrow + \text{Au}$  соударениях.

$$p^\uparrow + A \rightarrow n + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda A_{\text{eff}}]$$

Знак:  $A_N \sim (2P_U + P_D)v_A q_S (g^a_D - 2)/2 < 0$ ;

**pp:**  $v_A = 0.867$ ;

**pAl:**  $v_A = 1.182$ ;

**pAu:**  $v_A = 3.178$ ;

Nuclear dependence of the transverse-single-spin asymmetry for forward neutron production in polarized p+A collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV. PHENIX Collaboration (C.Aidala et al.)

*Phys.Rev.Lett.* **120** (2018) 2, 022001; e-Print: 1703.10941 [hep-ex].

Заключение: ожидается осцилляция  $A_N(A)$  для реакции  $p^\uparrow + A \rightarrow n + X$  при  $p_T \approx 0.1$  ГэВ/с в результате зависимостей  $v_A(A)$  и  $v_B(A)$ . Много нуклонов ядра дают вклад в  $v_A(A)$  и  $v_B(A)$ .

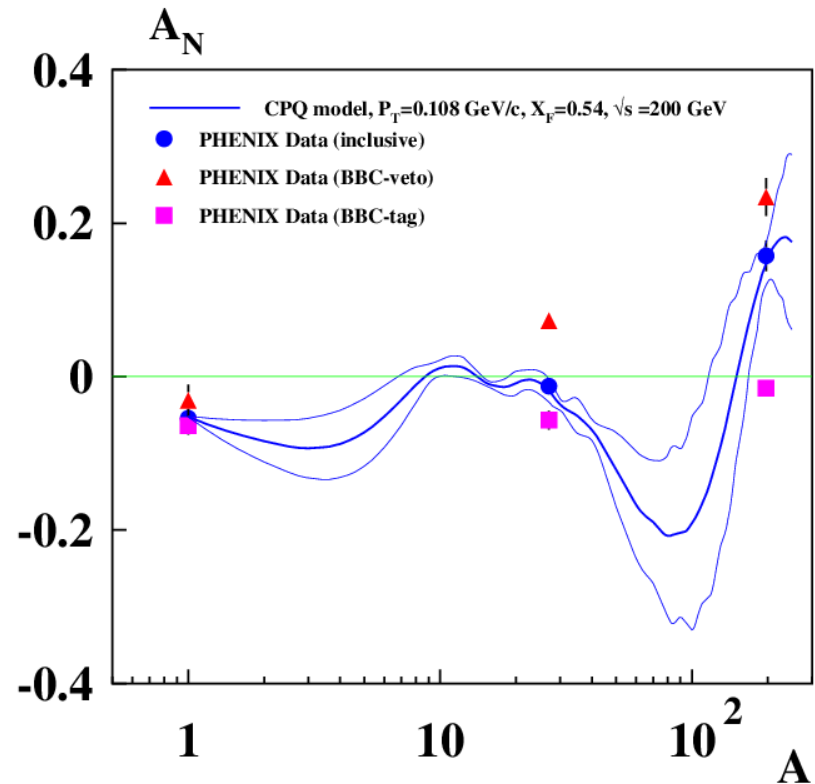


Рис.4. Зависимость  $A_N(A)$  для реакции  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow n + X$ .

V.V.Abramov, *J.Phys.Conf.Ser.* **938** (2017) 1, 012038

# Predictions for the cascade antihyperon polarization in pA-collisions

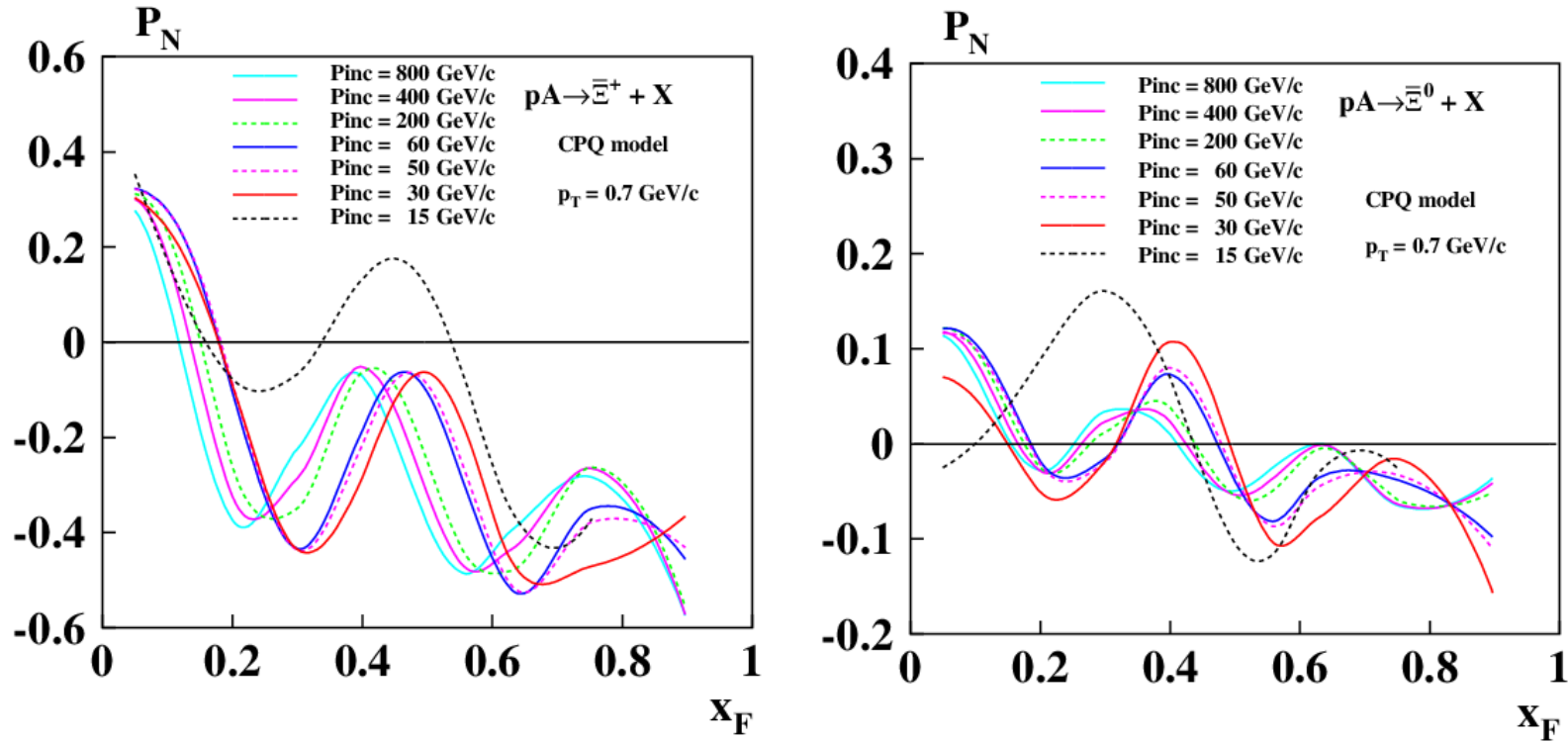


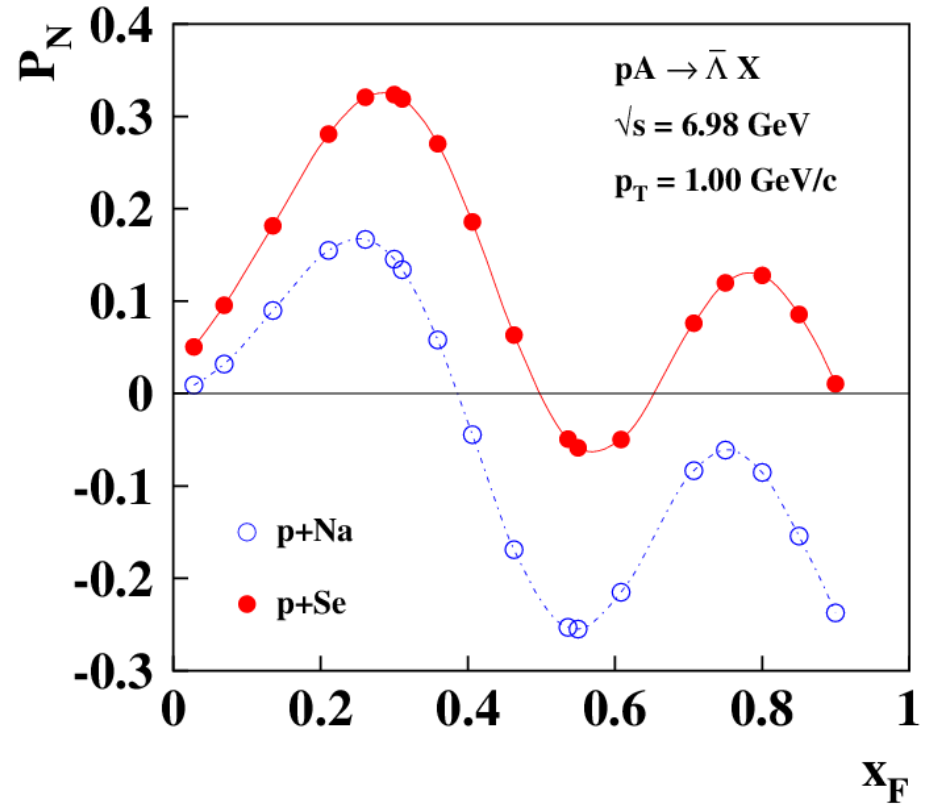
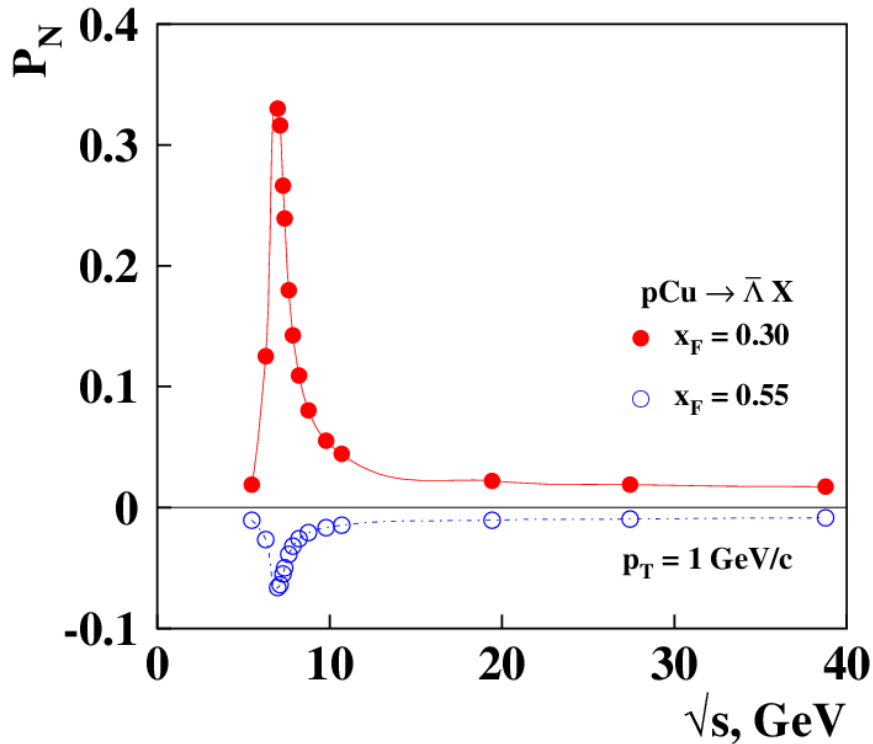
Fig.8a,b

[42]V. Abramov, “Polarization of cascade hyperons and antihyperons,” J. Phys. Conf. Ser. 2020 **1435**, 012001.

Calculations of  $P_N(x_F)$  for the  $p + A \rightarrow \bar{\Xi}^+ + X$  and  $p + A \rightarrow \bar{\Xi}^0 + X$  reactions are shown above for  $p_T = 0.7$  GeV/c (near maxima of  $|P_N(x_F, p_T)|$ ). In order to reveal the  $P_N(x_F)$  oscillation, measurements have to be performed in a wide range of  $x_F$ . When beam momentum increases, the position of peaks for  $P_N(x_F)$  moves to a smaller  $x_F$ .

**Conclusions: Oscillation of  $P_N(x_F)$  is a major CPQ model prediction, related to a quark spin precession in a strong chromomagnetic field in the interaction region. The dependence of  $P_N$  on energy and  $x_F$  can be studied in SPD.**

# $\tilde{\Lambda}$ polarization in pp, pA-collisions



Peak at  $\sqrt{s} = 7$  GeV is a resonance between spin precession frequency and oscillation frequency in a circular chromomagnetic field. Dependence on  $x_F$  is the result of spin precession angle  $\varphi_B(x_F)$  behavior. The energy and A-dependence of polarization can be studied in SPD.

# Some parameters of the CPQ model were obtained as a result of global analysis

## Anomalous chromomagnetic moment of quark:

In the instanton model:  $\Delta\mu^a_Q(0) = (g-2)/2 \approx -0.4$  N. Kochelev[34,36], D. Diakonov [35]. (57)

Model-dependent (within the framework of the CPQ model) estimates of  $\Delta\mu^a_Q$  for u, d, s, c, b quarks were obtained from a global analysis of polarization data:

$$\triangleright \Delta\mu^a_Q(u,c) = -0.4902 \pm 0.0008, \quad q = +2/3; \quad (58)$$

$$\triangleright \Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{2/3} \Delta\mu^a_Q(u,c) = -0.3951, \quad q = -1/3. \quad (59)$$

$$\triangleright R\mu = \Delta\mu^a_Q(d,s,b)/\Delta\mu^a_Q(u,c) = 0.8164 \pm 0.0007. \quad \sqrt{2/3} = 0.81650... \quad (60)$$

[34] N.I. Kochelev, Phys. Lett. B **426**, 149(1998).

[35] D. Diakonov, Prog. Part. Nucl. Phys. **51**, 173 (2003).

[36] N. Kochelev, N. Korchagin, Phys. Lett. B **729**, 117(2014).

## Weights for spectator quarks (color factor $\lambda$ ):

$$\lambda = -0.13528 \pm 0.00004, \quad \tau = 0.02894 \pm 0.00008 \text{ form a global fit of 133 reactions.} \quad (61)$$

Антитриплетное и синглетное цветовые состояния являются доминирующими.

Они приводят к притяжению между кварками.

$$|\lambda|/\tau = 4.674 \pm 0.013 \approx \delta - \text{постоянная Фейгенбаума} = 4.669202... \text{ (теория хаоса)} \quad (62)$$

## Additional constituent quark masses ( $M_Q = m_q + \Delta M_Q$ ):

$$\Delta M_U = 0.2715 \pm 0.0004 \text{ GeV}; \quad (63)$$

$$\Delta M_D = 0.3134 \pm 0.0005 \text{ GeV}; \quad (64)$$

$$\Delta M_S = 0.3866 \pm 0.0007 \text{ GeV}; \quad (65)$$

# The model of chromomagnetic polarization of quarks

In this talk, the phenomenological model of chromomagnetic polarization of quarks (CPQ) is used as a tool for generalizing the dependence of existing data on various variables, as well as for their interpolation and extrapolation. It combines theoretical ideas and insights obtained from a global analysis of the dependence of polarization observables on various variables.

The CPQ model assumes the presence of a non-uniform circular transverse chromomagnetic field in the region of hadron interaction, which acts on the chromomagnetic moment of the quark and gives it an additional transverse momentum (the Stern-Gerlach effect), which is the mechanism of polarization phenomena. Chromomagnetic fields are created by spectator quarks and antiquarks moving at relativistic speeds, which leads to a dependence of the observables on the type of reaction being studied.

The precession of quark spin in a chromomagnetic field leads, in the case of large precession angles, to an oscillatory dependence of  $A_N(x_F)$ ,  $P_N(x_F)$ , and  $\rho_{00}(x_F)$  on  $x_F$ . The quark spin precession rate is described by an equation similar to the Thomas–Bargmann–Michel–Telegdi equation, which takes into account the non-Abelian nature of QCD.

The presence of a “magic” energy of the constituent quark, at which the precession of the quark spin ceases, can lead in a number of reactions to a resonance dependence of  $A_N(\sqrt{s})$ ,  $P_N(\sqrt{s})$  and  $\rho_{00}(\sqrt{s})$  on the reaction energy  $\sqrt{s}$  in the c.m.

[1] M.G. Ryskin, *Sov.J.Nucl.Phys.* **48** (1988) 708-712, *Yad.Fiz.* **48** (1988) 1114-1121

[2] Arkady B. Migdal, S.B. Khokhlachev, L.N. Shchur, *Sov.Phys.JETP* **64** (1986) 441-445, *Zh.Eksp.Teor.Fiz.* **91** (1986) 745-753

[3] V.V. Abramov, *Phys. Atom. Nucl.*, V. **72**, no. 11. (2009) P. 1872–1888.

[4] V.V. Abramov et al., *Physics of Particles and Nuclei*, 2021, Vol. **52**, No. 6, pp. 1044–1119.

[5] V. V. Abramov 2020 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1435** 012001.

# STERN-GERLACH APPARATUS

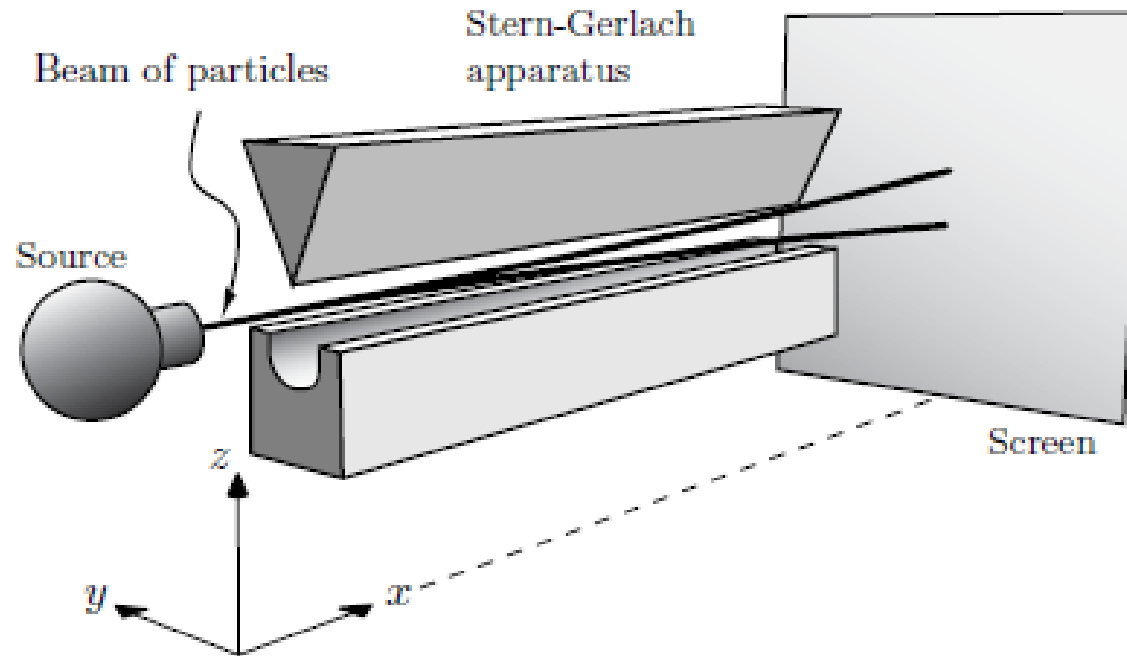


Fig.1

FIGURE 3.1. Schematic setup of a Stern-Gerlach experiment for measuring the spin. Particles in a strongly inhomogeneous magnetic field are deflected according to the component of the magnetic moment in the direction of the gradient of  $\mathbf{B}$ .

a large positive  $z$ -component  $B(z)$  that increases with  $z$  (that is,  $\nabla B(z)$  points in the same direction as  $\mathbf{B}$ ). The force on a neutral particle near the symmetry plane is then approximately given by

$$\mathbf{F}(\mathbf{x}) = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{x})) = \nabla(\mu_z B(z)) = \mu_z \nabla B(z). \quad (3.15)$$

## Larmor precession of the spin ( $\xi$ ) of the quark in the field $\mathbf{B}^a$

$$d\xi/dt \approx \mathbf{a}[\xi \mathbf{B}] \quad (\text{T-BMT-eq.}) \quad (1)$$

$$\mathbf{a} = \mathbf{q}_s (\mathbf{g} - 2 + 2\mathbf{M}_Q/E_Q)/2\mathbf{M}_Q; \quad \text{где } (\mathbf{M}_U \approx \mathbf{M}_D \approx 0.3 \Gamma \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$\Delta\mu_Q = (\mathbf{g} - 2)/2 \approx -0.4; \quad \text{which is called anomalous chromomagnetic moment of quark[6]} \quad (3)$$

[6] N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **426**, 149 (1998).

For high energy limit  $E_Q \gg |\mathbf{M}_Q/\Delta\mu_Q|$  we have  $d\xi/dt \approx \mathbf{q}_s \Delta\mu_Q[\xi \mathbf{B}]/\mathbf{M}_Q$ . (6)

For  $E_Q = -\mathbf{M}_Q/\Delta\mu_Q$  we have  $\mathbf{a} = \mathbf{0}$  and  $d\xi/dt = \mathbf{0}$ ; the quark spin stops precessing, (7)

and polarization effect is near its maximum value. Stern-Gerlach force acts all time in one direction.

Longitudinal size of chromomagnetic field is

$$S = S_0 * x_A \text{ in the fragmentation region of projectile A,} \quad (8)$$

and

$$S = S_0 * x_B \text{ in the target B fragmentation region.} \quad (9)$$

$S_0$  is about 1 fm.  $x_A = (x_R + x_F)/2$ ;  $x_B = (x_R - x_F)/2$ ; This assumption follows from the scaling behavior of  $A_N(x_A, x_B)$  and  $P_N(x_A, x_B)$ .

**Conclusions: The precession of the quark spin leads to oscillations of  $A_N(x_F)$  and  $P_N(x_F)$  and allows us to estimate  $\Delta\mu_Q = (\mathbf{g} - 2)/2$ . The energy dependence of  $A_N(x_F)$  and  $P_N(x_F)$  also changes.**

## Larmor precession of the spin of the quark $\xi$ in the field $\mathbf{B}^a$

$$d\xi/dt \approx \mathbf{a}[\xi \mathbf{B}] + \mathbf{b}(\mathbf{v}\mathbf{B})[\xi \mathbf{v}] + \mathbf{d}[\xi [\mathbf{E} \mathbf{v}]] \quad (\text{T-BMT-eq.}) \quad (1)$$

$$\mathbf{a} = \mathbf{q}_s (\mathbf{g} - 2 + 2\mathbf{M}_Q/\mathbf{E}_Q)/2\mathbf{M}_Q; \quad \text{где } (\mathbf{M}_U \approx \mathbf{M}_D \approx 0.3 \Gamma \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$\Delta\mu_Q = (\mathbf{g} - 2)/2 \approx -0.4; \quad \text{which is called anomalous chromomagnetic moment of quark[6]} \quad (3)$$

[6] N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **426**, 149 (1998).

$$\mathbf{b} = \mathbf{q}_s \cdot (\mathbf{g}-2) \cdot \mathbf{E}_Q / (\mathbf{E}_Q + \mathbf{M}_Q) / 2\mathbf{M}_Q; \quad \text{where } \mathbf{q}_s = \sqrt{4\pi\alpha_s} \approx 2.5; \quad (4)$$

$$\mathbf{d} = \mathbf{q}_s \{ \mathbf{g} - 2\mathbf{E}_Q / (\mathbf{E}_Q + \mathbf{M}_Q) \} / 2\mathbf{M}_Q. \quad (5)$$

The second and the third terms in (1) are not taken into account.  $\mathbf{v}\mathbf{B} \approx \mathbf{0}$ ;  $\mathbf{E} \approx \mathbf{0}$ ;

$$\text{For high energy limit } \mathbf{E}_Q \gg \mathbf{M}_Q / |\Delta\mu_Q| \text{ we have } d\xi/dt \approx \mathbf{q}_s \Delta\mu_Q [\xi \mathbf{B}] / \mathbf{M}_Q. \quad (6)$$

$$\text{For } \mathbf{E}_Q = -\mathbf{M}_Q / \Delta\mu_Q \text{ we have } \mathbf{a} = \mathbf{0} \text{ and } d\xi/dt = \mathbf{0}; \text{ the quark spin stops precessing,} \quad (7)$$

and polarization effect is near its maximum value.

$$\text{In the c.m. } \mathbf{E}_Q \approx \mathbf{x}_R \sqrt{s} / 2 \cdot \mathbf{M}_Q / \Sigma \mathbf{M}_Q, \text{ where } \mathbf{x}_R = \mathbf{p}^{\text{cm}} / \mathbf{p}^{\text{cm}}_{\text{max}} \leq 1. \quad (8)$$

$$\text{So, at } \sqrt{s} \approx \mathbf{E}_R = -2\Sigma \mathbf{M}_Q / (\Delta\mu_Q \mathbf{x}_R) \text{ the maximum polarization effect can be expected.} \quad (9)$$

If  $\mathbf{q}_s \mathbf{v}_A < \mathbf{0}$ , the sign of  $\mathbf{E}_R$  is positive, and the polarization effect reaches its maximum at  $\sqrt{s} \approx \mathbf{E}_R$  (the "attraction" effect of test and spectator quarks under the influence of the Lorentz focusing force). Here,  $\mathbf{v}_A$  is the weighted sum of spectator quarks (see below). Otherwise,  $\mathbf{E}_R < \mathbf{0}$ , and polarization effects decrease with decreasing  $\sqrt{s}$ .

Longitudinal size of chromomagnetic field is  $S = S_0 \cdot \mathbf{x}_A$  in the fragmentation region of projectile A, and  $S = S_0 \cdot \mathbf{x}_B$  in the target B fragmentation region.  $S_0$  is about 1 fm.  $\mathbf{x}_A = (\mathbf{x}_R + \mathbf{x}_F) / 2$ ;  $\mathbf{x}_B = (\mathbf{x}_R - \mathbf{x}_F) / 2$ ;

**Conclusions: The precession of the quark spin leads to oscillations of  $\mathbf{A}_N(\mathbf{x}_F)$  and  $\mathbf{P}_N(\mathbf{x}_F)$  and allows us to estimate  $\Delta\mu_Q = (\mathbf{g} - 2)/2$ . The energy dependence of  $\mathbf{A}_N(\mathbf{x}_F)$  and  $\mathbf{P}_N(\mathbf{x}_F)$  also changes.**

# Scaling variables and the dependence of $A_N$ and $P_N$ on them

$$x_A = (x_R + x_F)/2 - \text{scaling variable 1 in the fragmentation region of A} \quad (15)$$

$$x_B = (x_R - x_F)/2 - \text{scaling variable 2 in the fragmentation region of B} \quad (16)$$

$P_N$  and  $A_N$  depend on variables  $y_A$  and  $y_B$ :

$$y_A = x_A - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 + \cos\theta_{cm}] + a_0[1 - \cos\theta_{cm}], \quad (17)$$

$$y_B = x_B - (E_0/\sqrt{s} + f_0)[1 - \cos\theta_{cm}] + a_0[1 + \cos\theta_{cm}], \quad (18)$$

where  $a_0$ ,  $f_0$  and  $E_0$  are phenomenological local parameters that take into account the masses of constituent quarks in the proton and the detected hadron.

□ «Spin precession angles»:  $\varphi_A = \omega^0_{Ay_A}$  and  $\varphi_B = \omega^0_{By_B}$  (19)

□ «Oscillation frequencies»:  $\omega^0_{A(B)} = q_s \alpha_s v_{A(B)} m_R (g^a_Q - 2) / M_Q$   
(20)

□  $m_R = S_0/\rho^2 \approx 0.3568 \pm 0.0007 \text{ GeV}$ ;  $\rho$  is transvers radius of  $B^a$  region (21)

where  $m_R, \Delta\mu_Q = (g^a_Q - 2)/2$  и  $M_Q$  – global phenomenological parameters.

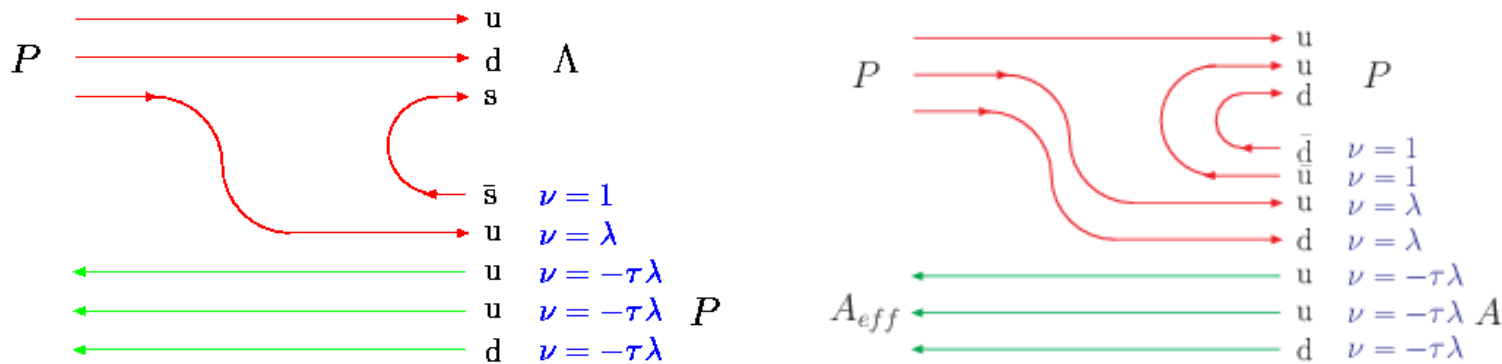


Fig.5

$$p+p \rightarrow \Lambda^+ + X, v_A = [1 + \lambda - 3\tau\lambda] \approx 0.876 > 0;$$

$$p^+ + p \rightarrow p + X, v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0. \quad (22)$$

**Conclusions:** scaling variables  $y_A, y_B$  describe the dependence of  $A_N(x_F)$  and  $P_N(x_F)$  for  $\sqrt{s} > 6 \text{ GeV}$ .

## Generalized form of equations for $A_N$ and $P_N$ for reaction $A + B \rightarrow h + X$

$$A_N \text{ or } P_N \approx C(\sqrt{s})F(\mathbf{p}_T, A)[N_A G(\varphi_A) - N_B G(\varphi_B)], \quad (23)$$

where  $\varphi_A, \varphi_B$  – integrated spin precession angles,

$$G(\varphi_A) = [1 - \cos \varphi_A]/\varphi_A + \varepsilon\varphi_A, \text{ result of spin precession and action of Stern-Gerlach forces.} \quad (24)$$

$\varepsilon = -0.005055 \pm 0.000006$  is a global parameter.

$$C(\sqrt{s}) \approx v_0/[(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}, \text{ effect of “magic” energy of quark and Lorentz force action} \quad (25)$$

where  $E_R > 0$  in the case of the “focusing” condition  $q_s v_A < 0$  for the test quark, and  $E_R < 0$  in the opposite case of “defocusing” of the test quarks in the chromomagnetic field.

**Hadron color form factor:** takes into account  $A_N$  and  $P_N$  suppression at small  $p_T$ .

$$F(\mathbf{p}_T, A_2) = \{1 - \exp[-(\mathbf{p}_T/p_T^0)^\alpha]\}(1 - \alpha_A \cdot \ln A_{\min}), \alpha_A = 0 \text{ for most of reactions,} \quad (29)$$

where  $A_{\min} = \text{MIN}(A_2, A_T)$ ,  $A_T = 61.4 \pm 3.3$ , and  $\alpha = 2.571 \pm 0.033$  – universal global parameters!  
 $A_2$  is the target atomic number. The value of  $p_T^0$ , which is a local parameter, depends on the reaction!  
 At small values of  $p_T$ , the degrees of freedom of quarks and colors are not resolved, and polarization effects are suppressed!

**Conclusions:** Eq. (23) can describe both,  $A_N$  and  $P_N$  for reactions like  $A + B \rightarrow h + X$

## A-dependence of model parameters

Global data fit showed the possibility of the following power parameterization of the A-dependence of the model parameters:

$$E_0, E_R \sim A_1^{2\alpha} \text{ IF } x_F > 0; \quad \text{where } \alpha = 0.03517 \pm 0.00011; \quad (30a)$$

$$E_0, E_R \sim A_2^{2\alpha} \text{ IF } x_F < 0; \quad E_0, E_R \sim (A_1 A_2)^\alpha \text{ для } x_F = 0; \quad (30b)$$

$$\delta_R \sim (A_1 A_2)^\alpha; \quad p_N \sim (A_1 A_2)^{-2\alpha/3}; \quad D_r \sim (A_2/A_1)^{2\alpha/3}; \quad (31)$$

$$\sigma = N_B/N_A \sim (A_1/A_2)^\beta; \quad \text{where } \beta = 0.2467 \pm 0.0010; \quad (32)$$

$$p_T^0 \sim (A_1 A_2)^{\gamma/2}; \quad a_0 \sim (A_1)^{-\gamma}; \quad \text{where } \gamma = \alpha + \beta = \mathbf{0.28187}; \quad (33)$$

$$\text{One exception to the reaction: } pA \rightarrow \Lambda^+ + X, \quad p_T^0 \sim A_2^{-\alpha} \quad (34)$$

Only two parameters,  $\alpha$  and  $\beta$ , are required for 81 reactions! 81 reactions and 3479 experimental points are used to estimate  $\alpha$  and  $\beta$ .

**Conclusions: A-dependence of the CPQ model parameters has a universal form, with one exception. Only two parameters are needed.**

**TSSA for  $p^\uparrow + p(A) \rightarrow p + X$ ,  
 $-0.11 < x_F < 0.7$ ,  $\theta_{CM} = 40^\circ - 129^\circ$**

□  $|A_N(pC)| > |A_N(pCu)|$

□  $A_N(pA)$  oscillates  
 above  $p_T = 1 \text{ GeV}/c$

□  $A_N(pA) \approx 0$  for  
 $p_T < 1 \text{ GeV}/c$   
 (or  $\theta_{CM} > 90^\circ$ )

□ First **p** data in high  $x_F$  fragmentation  
 region for  $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ .

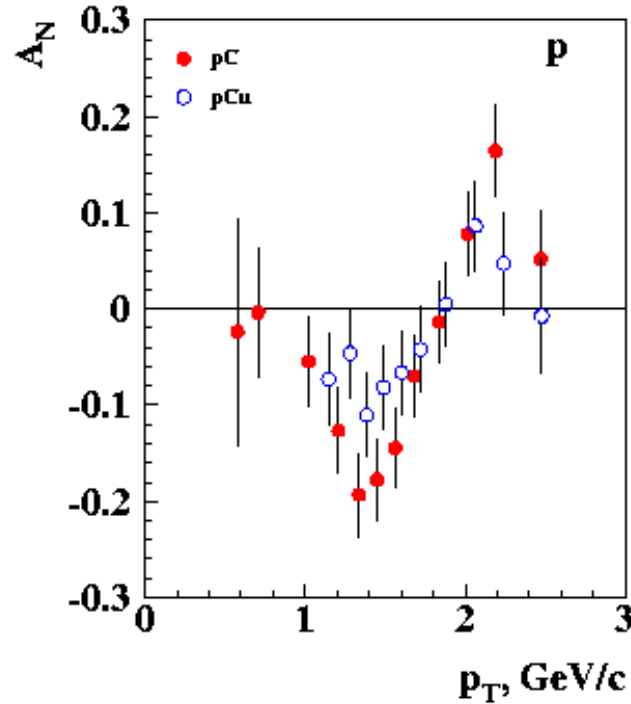


Fig.7

$p^\uparrow + p \rightarrow p + X$ ,  $v_A = [2 + 2\lambda - 3\tau\lambda] \approx 1.741 > 0$ .  
 Sign:  $A_N \sim (2P_U + P_D)v_A q_s (g^a_U - 2)/2 < 0$ ;

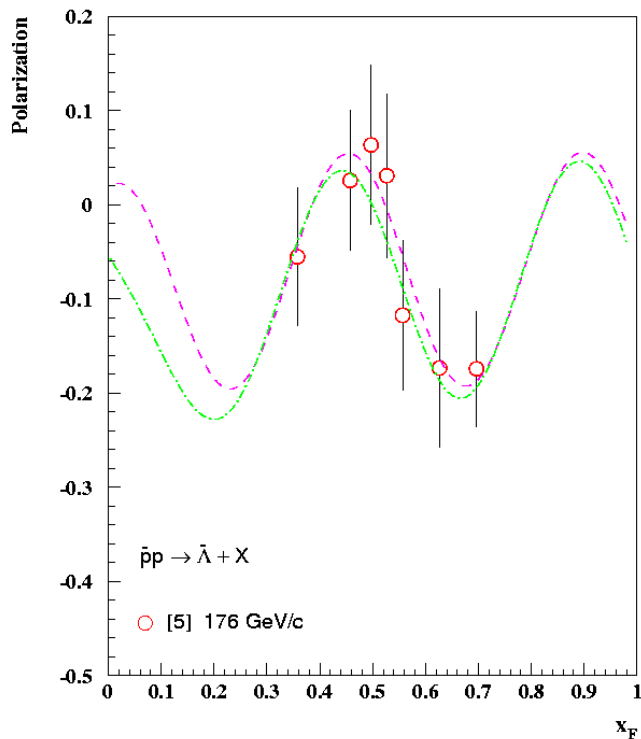
(3) Abramov V. V. et al 2007 Phys. At. Nucl. **70** 1515-26

$\sqrt{s} = 8.77 \text{ GeV}$

Measurements on C and Cu targets.

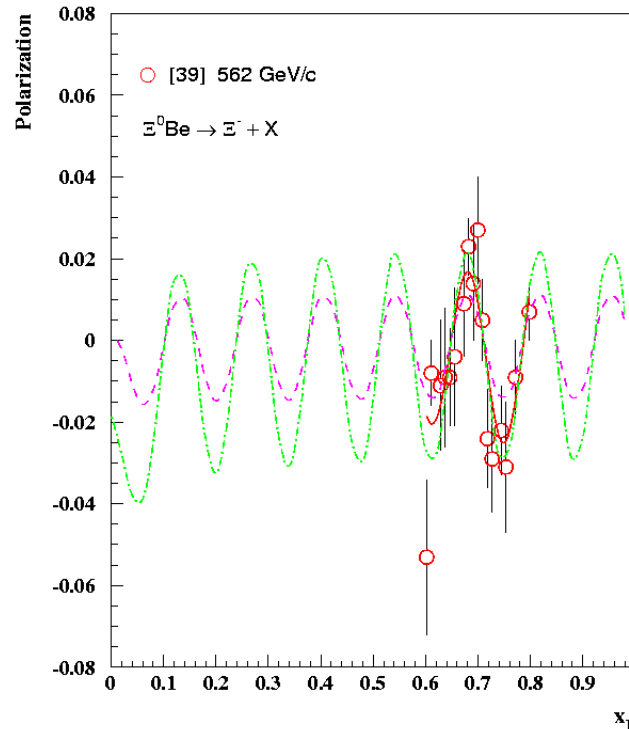
**Conclusions:  $A_N(p_T)$  oscillates with  $p_T$  as a result of high  $v_A = 1.741$  and low u, d – test quark masses.  $\omega^0_{A(B)} = q_s \alpha_s v_{A(B)} m_R (g^a_Q - 2)/M_Q$ . The magnitude of  $A_N$  is larger for light nuclear target. Good physics for SPD. Additional data are needed at different  $\sqrt{s}$ ,  $p_T$ ,  $x_F$ , targets.**

## More examples of polarization oscillations (FNAL)



[5] Dukes E.C. et al., Phys.Rev. D38(1988)729.  $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} + X$ .  $p=176$  GeV/c.

V. Abramov, Preprint IHEP 2001-13.  
Curves for  $p_T=0.5$  GeV/c (dashed), and  $p_T = 1.5$  GeV/c (dash-dotted).



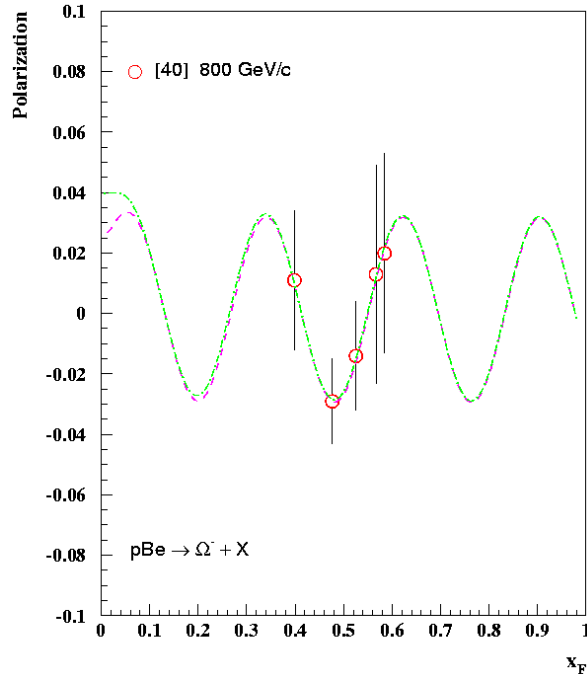
[39] Heller K., In Proc. of the 12<sup>th</sup> International Symposium on High-Energy Spin Physics. (1976) p.23.  $\Xi^0 \text{Be} \rightarrow \Xi^- + X$ .  $p = 562$  GeV/c.

V. Abramov, Preprint IHEP 2001-13.  
Curves for  $p_T=0.5$  GeV/c (dashed), and  $p_T = 1.5$  GeV/c (dash-dotted).

Fig.14a,b

**Conclusions: Other beams, not proton, also give us very interesting polarization results.**

## More examples of $P_N$ and TSSA oscillations



$$v_A = [3 + 3\lambda - 3\tau\lambda] \approx 2.606 \gg 1$$

Fig.15.  $P_N(x_F)$  in the reaction  $\mathbf{p+Be} \rightarrow \mathbf{\Omega^\uparrow + X}$ .  $P = 800$  GeV/c. The curves correspond to a fit for  $p_T=0.5$  GeV/c (red), and  $p_T=1$  GeV/c (green). [40] Luk K.B. et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 900.

V. Abramov, Preprint IHEP 2001-13 (2001).

**Conclusions: Significant oscillation of  $P_N(x_F)$  is expected in the reaction  $\mathbf{p+Be} \rightarrow \mathbf{\Omega^\uparrow + X}$  as a result of high  $v_A$  value. More data are needed! Good physics for SPD.**

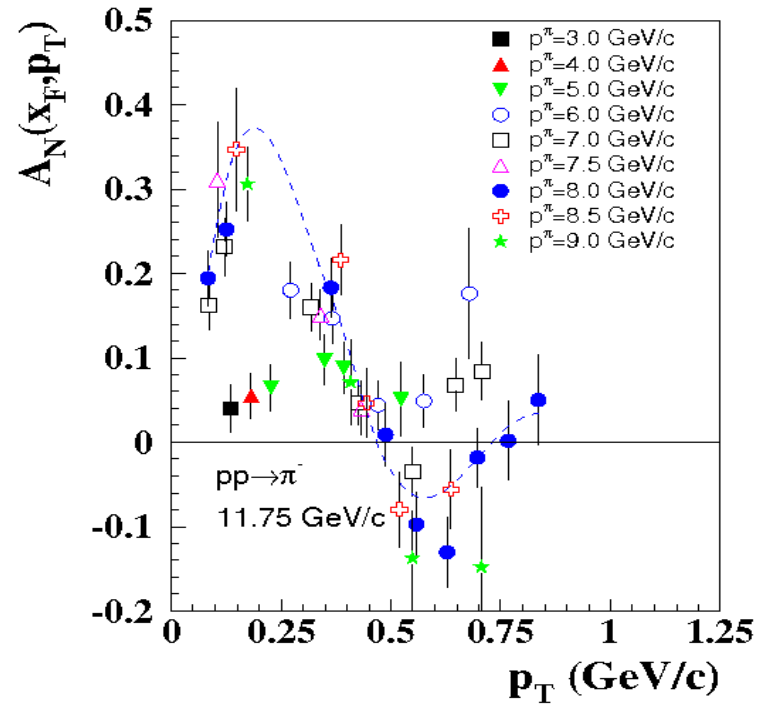


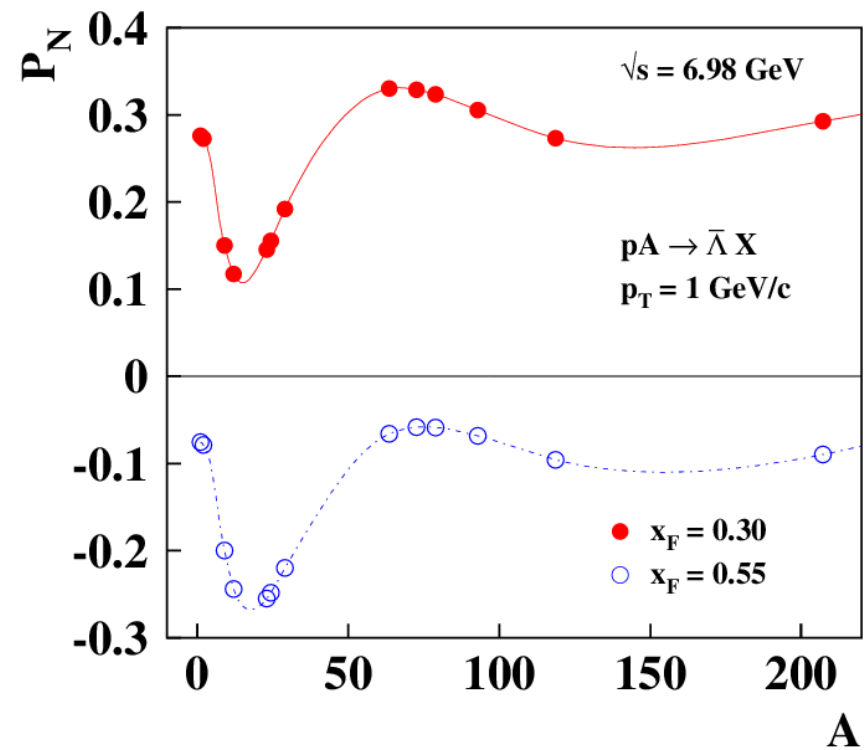
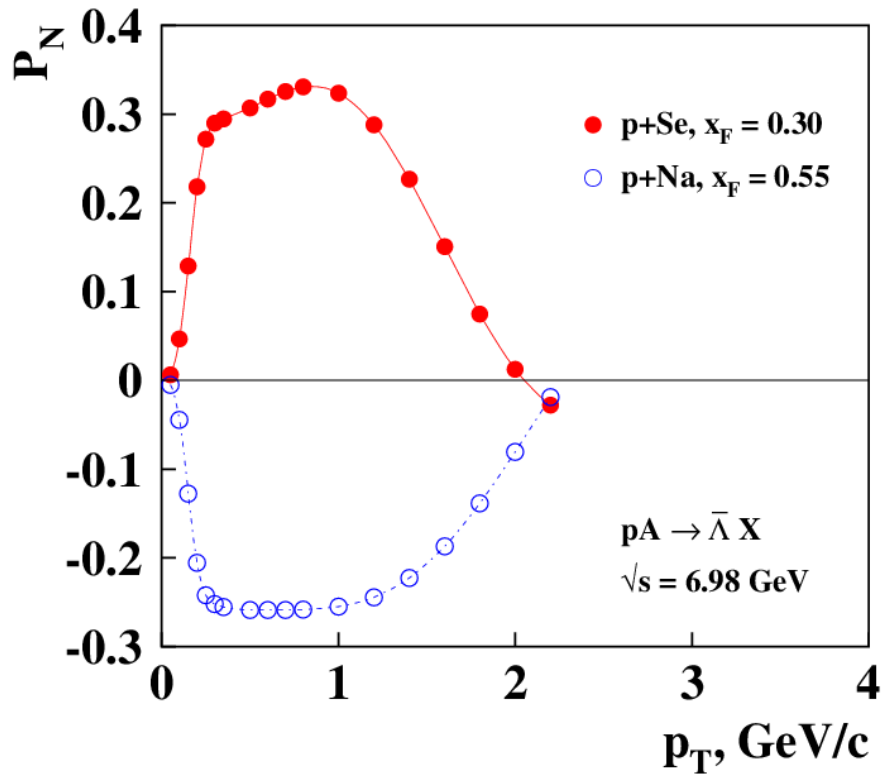
Fig.16.  $A_N(p_T)$  in  $\mathbf{p^\uparrow + p} \rightarrow \mathbf{\pi^- + X}$ .

W.H. Dragoset et al., Phys.Rev. D**18** (1978)3939.  $P = 11.75$  GeV/c.  $\sqrt{s}=4.89$  GeV. At intermediate energies, the sign of  $A_N(p_T)$  depends on  $p_T$ . The curve corresponds to a fit for data points at  $p^\pi = 8$  GeV/c.

V.V.Abramov, Eur. Phys. J. C**14** (2000) 427.

**Conclusions: At intermediate energies, the  $A_N$  behavior may differ from the behavior in the high energy limit. We have to study transition from low to high energy limit. It is interesting to study the  $A_N$  in a wide kinematic range in SPD.**

# $\tilde{\Lambda}$ polarization in pp, pA-collisions



The  $p_T$  dependence of  $P_N$  at  $p_T < 0.3$  GeV/c is the result of behavior of  $F(p_T) = \{1 - \exp[-(p_T/p_T^0)^{2.6}]\}$ . At higher  $p_T$  the  $P_N$  dependence is the result of decrease of color field  $\sim \varphi_A(A, p_T, x_F)$  in the fragmentation region. Dependence on  $A$  is the result of spin precession angle  $\varphi_B(A)$  behavior. Color field is  $\sim A^{1/3}$  in the fragmentation region of  $A$ . Polarization peaks are around  $A=1$  (H2), 23 (Na) and  $A=79$  (Se). The energy and  $A$ -dependence of polarization can be studied in SPD.

# Conclusions

- 1) The TSSA and hyperon polarization data are analyzed within the framework of chromomagnetic polarization of quarks model (CPQ).
- 2) The mechanism for polarization phenomena takes into account the Stern-Gerlach force and quark spin precession in an effective chromomagnetic field. It predicts oscillations of  $A_N(x_F)$  and  $P_N(x_F)$  in the case of a sufficiently strong field.
- 3) Suppression of quark degrees of freedom and color forces at small values of  $p_T$  cancels spin effects at small  $p_T$ . The color form factor  $F(p_T)$  has a universal form for all reactions and a common global parameters  $\kappa = 2.585 \pm 0.033$ ,  $A_T = 61.4 \pm 3.3$ .
- 4) Global data analysis reveals a correlation between the  $A_N(x_F)$  and  $P_N(x_F)$  oscillation frequencies and the number of spectator quarks and antiquarks, weighted by the color factor  $\lambda = -0.13528 \pm 0.00004$ . Target quarks have a suppression factor of  $-\tau = -0.02894 \pm 0.00008$ .
- 5) The maximum frequency of  $A_N(x_F)$  and  $P_N(x_F)$  oscillations is expected for the production of antihyperons in baryon-baryon collisions. An additional increase in frequency occurs in heavy-ion collisions as a result of the larger number of spectator quarks in an event.
- 6) The effective spin precession angle  $\varphi_A$  is proportional to the scaling variable  $y_A$ , the weighted number of spectator quarks  $v_A$ , and the inverse mass of the constituent quark  $M_Q$ .
- 7) The value of  $A_N(E_h)$  is zero below the threshold hadron energy in c.m. The threshold hadron energy is a function of the production angle ( $\theta_{cm}$ ) and the energy ( $\sqrt{s}$ ).
- 8) As a result of the correlation of multiplicity ( $N_{ch}$ ) with the weighted number of spectator quarks ( $v_A$ ), a dependence of  $A_N$  and  $P_N$  on the  $N_{ch}$  is expected.
- 9) Global analysis of polarization data allows us to estimate the anomalous chromomagnetic moments of the constituent quarks and the additional quark masses that arise as a result of spontaneous chiral symmetry breaking in QCD.
- 10) It is proposed to study dozens of reactions in the SPD experiment in order to reveal the chromomagnetic nature of polarization phenomena.

## References to the CPQ model publications

- [1] V.V. Abramov, [A New scaling law for analyzing power in hadron production by transversely polarized baryons](#), *Eur. Phys. J. C* **14** (2000) 427-441.
- [2] V.V. Abramov, [Universal scaling behavior of the transverse polarization for inclusively produced hyperons in hadron hadron collisions](#), IHEP-2001-13, [hep-ph/0111128](#)
- [3] V.V. Abramov, [On the dependence of the single-spin asymmetry of charged pions on kinematical variables](#), *Phys.Atom.Nucl.* **70** (2007) 2103-2112, *Yad.Fiz.* **70** (2007) 2153-2162.
- [4] V.V. Abramov, [Single spin effects in collisions of hadrons and heavy ions at high energy](#), p.13-16 [Proceedings DSPIN2007](#), [arXiv:0711.0323](#) [hep-ph].
- [5] V.V. Abramov, [Phenomenology of single-spin effects in hadron production at high energies](#), *Phys.Atom.Nucl.* **72** (2009) 1872-1888, *Yad.Fiz.* **72** (2009) 1933-1949.
- [6] V.V. Abramov, [Microscopic Stern-Gerlach Effect and Thomas Spin Precession as an Origin of the SSA](#), [Proceedings DSPIN2009](#), [arXiv:0910.1216](#) [hep-ph].
- [7] V.V. Abramov, [Single-spin physics: Experimental trends and their origin](#), SPIN2010, *J.Phys.Conf.Ser.* **295** (2011) 012086.
- [8] Abramov, AN EXPLANATION OF THE NEW POLARIZATION DATA IN THE FRAMEWORK OF EFFECTIVE COLOR FIELD MODEL, DSIN2011, pp. 21-26.
- [9] V.V. Abramov, [Polarization phenomena in hadronic reactions](#), *Phys.Part.Nucl.* **45** (2014) 62-65, SPIN2012, Dubna 2012.
- [10] V.V. Abramov, Nuclear effects in the polarization phenomena, page 17-20. DSPIN-13.
- [11] V.V. Abramov, [Single-spin asymmetry in pp and pA-collisions](#), *J.Phys.Conf.Ser.* **678** (2016) no.1, 012039, DSPIN2015.
- [12] V.V. Abramov, [On the A-dependence of the neutron single-spin asymmetry in pA-collisions](#), : *J.Phys.Conf.Ser.* **938** (2017) 1, 012038. Contribution to: [DSPIN-17](#)
- [13] V.V. Abramov, [Polarization of cascade hyperons and antihyperons](#), *J.Phys.Conf.Ser.* **1435** (2020) 1, 012001 Contribution to: DSPIN-19.
- [14] ] V.V. Abramov et al., [Possible Studies at the First Stage of the NICA Collider Operation with Polarized and Unpolarized Proton and Deuteron Beams](#), *Phys.Part.Nucl.* **52** (2021) 6, 1044-1119, e-Print: [2102.08477](#) [hep-ph]
- [15] V.V. Abramov, [Single-Spin Asymmetry in the Reaction  \$p+A\(p\) \rightarrow \pi^0+X\$](#) , *JPS Conf.Proc.* **37** (2022) 020901, Contribution to: SPIN 2021
- [16] V.V. Abramov, [Polarization of Hyperons Produced by Meson Beams](#), *Phys.Atom.Nucl.* **87** (2024) 1, 38-43. DSPIN-23.

# $\tilde{\Lambda}$ polarization in pp, pA-collisions

## References:

- [10] J.L. S´anchez-L´opez, K.D. Nelson, J. Engelfried, U. Akgun, G. Alkhazov et al.  
<https://arxiv.org/pdf/0706.3660>
- [11] E. Ramberg et al., Phys. Lett. B, vol. 338, no. 2, pp. 403–408.
- [12] J. Felix (1995), reported at ICTP, Trieste, Italy. BNL Experiment E766.
- [13] K.Heller et al., Phys. Lett. 68B, 480 (1977).
- [14] B.Lundberg et al., Phys.Rev. D 40 (1989) 3557-3567.
- [15] I. Abt et al., HERA-B Collaboration, Phys. Lett. B 638 (2006) 415-421.
- [16] G. Aad et al., Phys.Rev. D 91 (2015) 3, 032004. e-Print: 1412.1692[hep-ex].

## $\tilde{\Lambda}$ ( $\Lambda$ , $\Sigma^+$ , $\Xi^-$ ) polarization in $\Sigma^- p$ -collisions

- [17] M. I. Adamovich et al. [WA89 Collaboration], Z. Phys. A 350, 379 (1995)  
[arXiv:hep-ex/9409001]. Beam 330 GeV/c  $\Sigma^-$ .

## Effective number of nucleons in the beam and target in the case of A1+A2 collisions

In the case of a collision of two nuclei with atomic weights  $A_1$  and  $A_2$ , the effective number of nucleons in a tube of radius  $R_c = r_0 A_c^{1/3}$  will be: (83)

$$A_{\text{eff}} = A_1 \{1 - [1 - (A_c/A_1)^{2/3}]^{3/2}\}; \text{ fragmentation region of the beam nucleus A (84)}$$

$$B_{\text{eff}} = A_2 \{1 - [1 - (A_c/A_2)^{2/3}]^{3/2}\}; \text{ fragmentation region of the target nucleus B (85)}$$

$$\text{where } A_c = \text{MIN}(A_1, A_2, A_a), \quad (86)$$

$A_a$  is a free global parameter of the model:

$$A_a = 19.3 \pm 5.5; R_a = r_0 A_a^{1/3} \approx 3.22 \pm 0.36 \text{ fm} \quad (87)$$

where  $A_1$  is the atomic weight of the beam nuclei,  $A_2$  is the atomic weight of the target nuclei.

# Scaling and polarization oscillation. Comparison with model predictions.

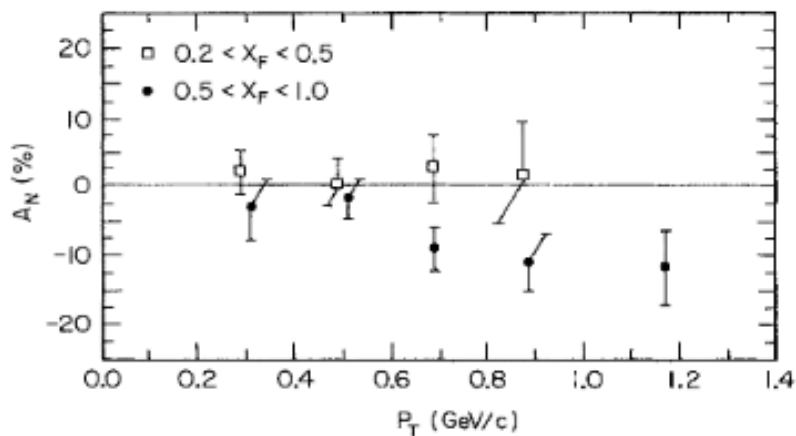
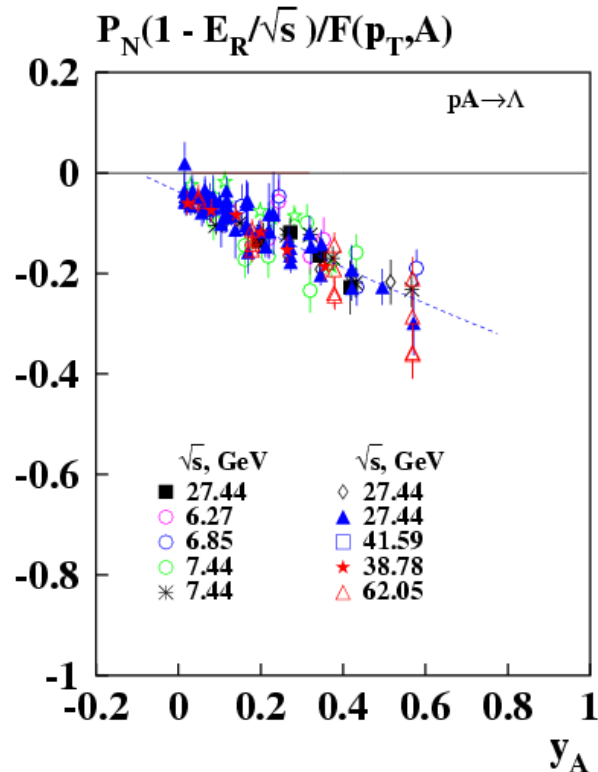
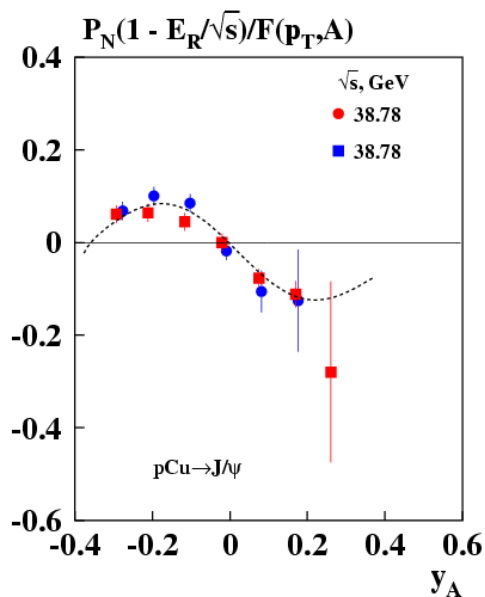


FIG. 4.  $A_N$  data for  $p\uparrow + p \rightarrow \Lambda^0 + X$  as a function of  $p_T$ .

A.Bravar et al., *Phys. Rev. Lett.*  
75 (1995) 3073-3077.

pA  $\rightarrow$  J/ $\psi$  X:  $\sqrt{s}=39 \text{ GeV}$ ,  $\omega_A = -11.6 \pm 2.2$ ;

pA  $\rightarrow$   $\Lambda$  :  $\sqrt{s} < 62 \text{ GeV}$ ,  $\omega_A = -0.95 \pm 2.3$ <sub>48</sub>

# Выводы о феноменологии, структуре и динамике взаимодействий

- 1) Роль динамических составляющих кварков с аномальным, большим отрицательным хромомангнитным моментом, цветовым зарядом, спином  $1/2$  и массой  $m_q \sim m_p/3$ .
- 2) Взаимодействие кварка пробника и спектатора: доминирует анти-триплет для  $qq$  и синглет по цвету для  $q\bar{q}$  взаимодействий. Правила кваркового счета.
- 3) Проявление цветовых факторов. Формула для  $\lambda$ :  $\lambda \approx 1 - \exp(1/8) \approx -[C_F(qq)/C_F(q\bar{q})]^3 = -1/8$ .
- 4) Почти классическое круговое поперечное хромомангнитное поле? Эффект хребта.
- 5) Сила Штерна-Герлаха в неоднородном хромомангнитном поле – источник  $A_N$  и  $P_N$ ?
- 6) Круговое поперечное хромомангнитное поле -- не точечный объект, масштаб  $S_0 x_A \sim 1$  Фм. Конфайнмент.
- 7) Другой знак для параметра  $\varepsilon \approx -0.005$ . Влияние продольного хромоэлектрического поля?
- 8) Фокусирующее действие поперечного поля  $A_N \sim 1/[(1 - E_R/\sqrt{s})^2 + \delta_R^2]^{1/2}$  для пары  $q\bar{q}$ ,  $E_R > 0$ .
- 9) Прецессия спина кварка в поперечном хромомангнитном поле и А.Х.М. =  $\Delta\mu^a_Q < 0$ .
- 10) Осцилляция поляризации  $P_N$  и  $A_N$  в сильных хромомангнитных полях.  $p\uparrow + A \rightarrow p X$ .  $p\uparrow + A \rightarrow \Xi^{-,0} X$ .
- 11) Подавление вклада кварков мишени в поле  $B^a$  в области  $x_F > 0$ ,  $\tau \approx 0.029 \ll 1$ .
- 12) Рост вклада пар  $q\bar{q}$  в поле при сверхвысоких энергиях.  $N_q = n_q \exp(-W/\sqrt{s}) [1 - X_N]^n$ ;  $n_q = 4.671 \pm 0.018$ ;
- 13) Подавление этого вклада при больших  $x_F$  и  $p_T$ .  $X_N = [(p_T/P_F)^2 + x_F^2]^{1/2}$ ;  $n = (A_1 A_2)^{1/6}$ ;
- 14) Уменьшение энергии  $W$  с ростом атомных весов  $A_1, A_2$ .  $W = W_0/n$ ;  $W_0 \approx M_p^2/M_q$ ;
- 15) Насыщение числа эффективных пар  $N_q$  при высоких энергиях. Конфайнмент?
- 16) Невозможность мгновенно перевернуть спин, если нет жесткого условия из законов сохранения. Следствие: в пертурбативной КХД  $A_N \sim m_q/p_T$  для точечных частиц мала.
- 17) Универсальная  $A$ -зависимость параметров модели для различных реакций. 2 параметра.
- 18) Можно оценить из поляризационных данных токовые и составляющие массы кварков.
- 19) Можно оценить из поляризационных данных аномальные хромомангнитные моменты.  
 $\Delta\mu^a_Q(u,c) = -0,4902 \pm 0,0008$ ;  $\Delta\mu^a_Q(d,s,b) \approx \sqrt{2/3} \Delta\mu^a_Q(u,c)$ ; Согласие с инстантонной моделью.
- 20) Наличие порога для  $A_N$  по углу и энергии адрона в с.ц.м. для ряда реакций.  $p\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^{\pm 0} X$
- 21) Увеличение поперечного радиуса цветового поля при малых  $p_T$ , как проявление соотношения неопределенностей? Аномальное поведение (смена знака и величины)  $A_N(A)$  для  $p\uparrow + A \rightarrow n X$ .
- 22) Знак поляризации  $s$ -кварка в барион-барионных соударениях: + для валентных из пучка, - для морских.
- 23) Зависимость частоты осцилляций  $\rho_{00}$ ,  $P_N$  и  $A_N$  от числа кварков-спектаторов  $v_A, v_B$ .
- 24) Зависимость  $\rho_{00}$ ,  $P_N$  и  $A_N$  от множественности  $n_{ch}$  и числа кварков-спектаторов  $v_A, v_B$ .

## Выводы: феноменология поляризационных явлений

- 1) Осцилляции  $A_N$  и  $P_N$  (немонотонная зависимость от кинематических и других переменных:  $\sqrt{s}$ ,  $x_F$ ,  $p_T$ ,  $A$ ,  $N_{ch} \dots$ ) как следствие прецессии спина в сильных хромомангнитных полях.
- 2) Зависимость  $A_N(x_F)$  и  $P_N(x_F)$  от кваркового состава адронов, правила кваркового счета и роль цвета (параметры  $\lambda$ ,  $\tau$ ,  $n_q$ ,  $W_0$ ,  $P_F$ ). Эффективное число нуклонов в ядрах,  $A_{eff}$ ,  $B_{eff}$ , параметры  $A_a$ ,  $A_b$ ,  $a_f$ ,  $p_m$ ).
- 3) Пороговая зависимость  $A_N(x_F, \sqrt{s})$  как проявление разных масс и скоростей составляющих кварков  $u$  и  $d$ .
- 4) Скейлинг  $A_N$  и  $P_N$  от  $x_A$ ,  $x_B$  или  $(y_A, y_B)$ . Кварки-партоны.
- 5) Резонансная зависимость  $A_N(\sqrt{s})$  и  $P_N(\sqrt{s})$  как эффект притяжения кварка и антикварка (спектатор и тестовый кварк,  $E_R > 0$ ) и остановки прецессии спина при определенной энергии кварка. В случае притяжения кварки дольше находятся в цветном поле, что увеличивает поляризационные эффекты

## Выводы: феноменология поляризационных явлений

- 6) Общность механизмов односпиновых явлений в адрон-адронных, адрон-ядерных, лептон-ядерных и  $e^+e^-$  соударениях. Как только появляются кварки, начинает действовать механизм ХПК.
- 7) Наиболее интересны реакции образования антибарионов в нуклон-нуклонных соударениях с большой ожидаемой частотой осцилляций наблюдаемых ( $A_N$  и  $P_N$ ), например  $p+p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda}^{\uparrow} + X$ .  
Большая частота осцилляций наблюдаемых ( $A_N$  и  $P_N$ ) ожидается также для соударений тяжелых ионов и для высокой энергии соударений  $\sqrt{s}$  (велико число кварков-спектаторов).
- 8)  $A_N$  и  $P_N$  при высоких энергиях должны зависеть от множественности частиц  $N_{ch}$  (больше/меньше спектаторов).
- 9) Требуется значительное увеличение статистики, числа изучаемых реакций и пределов по кинематическим и другим переменным для систематического исследования феноменологии поляризационных явлений. Это позволит в будущем построить адекватные данным модели поляризационных явлений.

## Model parameters (global)

- 1)  $m_u = 2.15 \text{ MeV}$ ; 2)  $m_d = 4.67 \text{ MeV}$ ; 3)  $m_s = 93.4 \text{ MeV}$ ; 4)  $m_c = 1270 \text{ MeV}$ ; 5)  $m_b = 4180 \text{ MeV}$ ;  
6)  $\Delta\mu_u^a(6) = -0.4902 \pm 0.0008$ ; 7)  $R_{du}(37) = 0.81637 \pm 0.0007$ ;  
7)  $\Delta M_u = 0.2715 \pm 0.0004 \text{ MeV}$ ; 8)  $\Delta M_d = 0.3134 \pm 0.0005 \text{ MeV}$ ; 9)  $\Delta M_s = 0.3866 \pm 0.0007 \text{ MeV}$ ;  
10)  $\tau = 0.02894 \pm 0.00008$ ; 11)  $\lambda = -0.13529 \pm 0.00004$ ; 12)  $\varepsilon = -0.005055 \pm 0.000006$ ;  
13)  $W_0 = 276.9 \pm 0.7 \text{ GeV}$ ; 14)  $P_N = 87.8 \pm 7.8 \text{ GeV}/c$ ; 15)  $m_R = 0.3566 \pm 0.0007 \text{ GeV}$ ;  
16)  $n_q = 4.784 \pm 0.005$ ; 17)  $A_a = 19.3 \pm 5.5$ ; 18)  $A_b = 0.3203 \pm 0.0022$ ;  
19)  $A_T = 61.3 \pm 3.3$ ; 20)  $\delta_R = 0.264 \pm 0.005$ ; 21)  $a_f = 3.37 \pm 0.17$ ;  
22)  $V_T = 0.171 \pm 0.026$ ; 23)  $p_m = 0.124 \pm 0.004 \text{ GeV}$ ; 24)  $p_0 = 0.4225 \pm 0.0035$ ;  
25)  $\kappa = 2.585 \pm 0.033$ ; 26)  $\rho_0 = -0.0086 \pm 0.0003$ ; 28)  $a_Q = -0.01371 \pm 0.00022$ ;  
29)  $\alpha_A = 0.0359 \pm 0.0005$ ; 29)  $\beta_A = 0.2430 \pm 0.0017$ ; 32)  $\alpha_s = 0.142 \pm 0.004$ ;  
33)  $P_q = 1.15 \pm 0.46$ ; 34)  $C_W = 0.677 \pm 0.065$ ; 35)  $D_R = 0.8126 \pm 0.0041$ ;

### Characteristic scales of some model parameters:

$W_0 \approx m_p^2/m_q \approx 255 \pm 24 \text{ GeV}$ ;  $m_q \approx (m_u + m_d)/2 \approx 3.45 \pm 0.33 \text{ MeV}$ ;  $\lambda \approx 1 - \exp(1/8) \approx -0.133$ ;

Where  $m_u = 2.2 \text{ MeV}$ ;  $m_d = 4.7 \text{ MeV}$ ;  $M_u = 0.2687 \text{ GeV}$ ;  $M_d = 0.308 \text{ GeV}$ ;

$\rho_0 = q/Pt$ , where  $q = \rho_0 Pt$  – Momentum transferred.  $\rho_0 = -2\varepsilon$ ; or  $\rho_0 \approx m_q/M_Q \approx 1/100$ , ( $M_{U,D} \approx 300 \text{ MeV}$ ,  $m_{u,d} \approx 3 \text{ MeV}$ ).

## Соотношения между параметрами модели ХПК

$\delta$  – постоянная Фейгенбаума = 4.669202... (константа в теории хаоса);  $\alpha \approx 2.50290$ ;  
 $e = 2.718281$ ;  $\gamma = 0.577215\ 664$ ;  $\pi = 3.141592$ ;

$\lambda = -0.13528 \pm 0.00004$ ,  $\tau = 0.02894 \pm 0.00008$ ,  $\varepsilon = -0.005055 \pm 0.000006$ ;  $Nq = 4.671 \pm 0.018$ ;

$A_a = 19.3 \pm 5.5$ ;  $A_b = 0.3203 \pm 0.0022$ ;  $A_T = 61.4 \pm 3.3$ ;  $\Delta\mu Q (u,c) = -0.4902 \pm 0.0008$ ;

$\varkappa = 2.571 \pm 0.033$ ; из глобального анализа 133 реакций (103 инклюзивных), с числом точек данных  $N_p = 7630$ .

$W_0 = 276.9 \pm 0.7$  GeV;  $m_R = 0.3566 \pm 0.0007$  GeV;  $M_{\pi^\pm} = 0.13957$ ;  $M_p = 0.938272$  GeV;

- 1)  $F = |\lambda|/\tau = 4.674 \pm 0.013 \approx \delta = 4.6692\dots$   $F/\delta = 1.00103 \pm 0.0028$ ;
- 2)  $Nq = 4.671 \pm 0.018 \approx \delta$ ;  $Nq/\delta = 1.00039 \pm 0.0039$ ;
- 3)  $(|\lambda|/\tau)/Nq = 1.00074$ ;  $Nq(3\sqrt{-\varepsilon}) = 0.99136$ ;  $(3\sqrt{-\varepsilon})|\lambda|/\tau = 0.99200$ ;
- 4)  $E = 1/(3\sqrt{-\varepsilon}) = 4.71169 \pm 0.0056$ ;  $\approx \delta$ ;  $E/\delta \approx 1.0027 \pm 0.0012$ ;
- 5)  $U = 3/5 * \sqrt{A_T} = 4.701 \approx \delta$ ;  $U/\delta = 1.00038 \pm 0.054$ ;
- 6)  $a_1 = A_a^{**} / 3 = 2.6842$ ;  $a_2 = A_b^{**} / 3 = 0.6842$ ;  $a_1 - a_2 = 2$ ;  $a_1 \approx K_0 \approx 2.688545$  (Хинчина конст.);
- 7)  $\varkappa/\alpha = 1.0272 \pm 0.013$ ;  $\varkappa \approx 2 * 2^{**} / 3 = 2.51984$ ;
- 8)  $R\mu = \Delta\mu Q (d,s,b) / \Delta\mu Q (u,c) = 0.81637 \pm 0.0007$ .  $\sqrt{2/3} = 0.81650\dots$

# Зависимость $E_{\min} \equiv E_0^{cm}$ от $U$ ; $p^\uparrow + p(A) \rightarrow \pi^+ X$

Из модели ХПК:

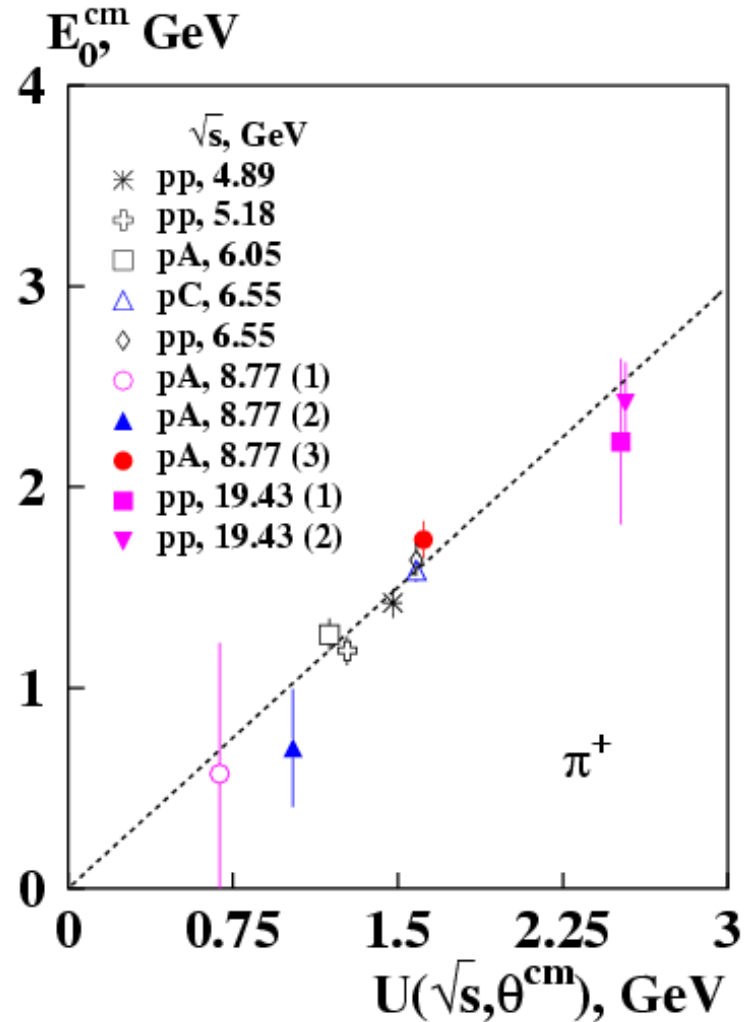
$$U = E_0 + \sqrt{s} [f_0 - a_0 \text{tg}^2(\theta^{cm}/2)] \quad (1)$$

- $E_0 = 1.126 \pm 0.091$  ГэВ
- $f_0 = 0.073 \pm 0.013$
- $a_0 = 0.073 \pm 0.014$
- $\chi^2/\text{dof} = 7.11/7$
- 0.05 ГэВ добавлено квадратично к ошибке  $E_0^{cm}$

## Вывод:

$E_0^{cm}$  растет с  $\sqrt{s}$  и уменьшается с  $\theta^{cm}$  при  $\theta^{cm} < 90^\circ$ .

[5] V.V. Abramov, Phys.Atom.Nucl. 70 (2007) 2103-2112,  
Yad.Fiz. 70 (2007) 2153-2162



# Зависимость $E_{\min} \equiv E_0^{\text{cm}}$ от $U$ ; $p^\uparrow + p(\Lambda) \rightarrow \pi^- X$

$$U = E_0 + \sqrt{s} [f_0 - a_0 \text{tg}^2(\theta^{\text{cm}}/2)]$$

$$\square E_0 = 1.31 \pm 0.21 \text{ ГэВ}$$

$$\square f_0 = 0.088 \pm 0.033$$

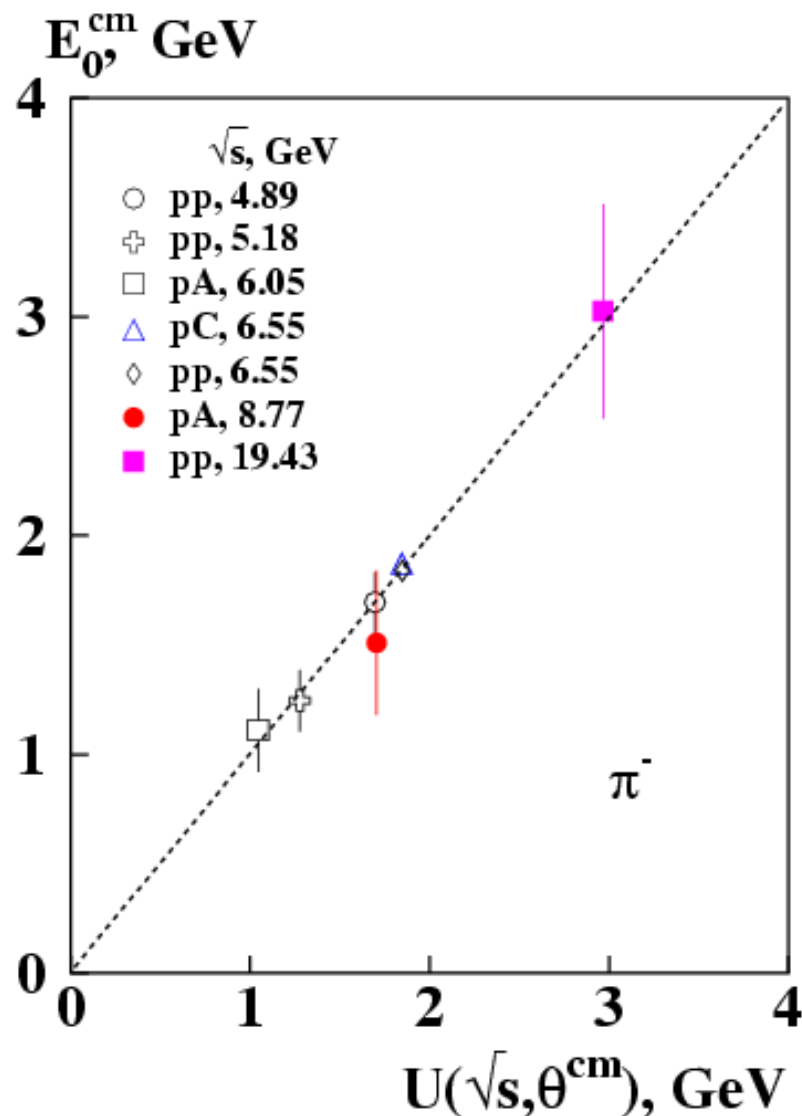
$$\square a_0 = 0.155 \pm 0.031$$

$$\square \chi^2/\text{dof} = 1.11/4$$

$\square$  **Вывод:**

$E_0^{\text{cm}}$  растет с  $\sqrt{s}$  и уменьшается с  $\theta^{\text{cm}}$  при  $\theta^{\text{cm}} < 73^\circ$ .

[5] V.V. Abramov, Phys.Atom.Nucl.  
70 (2007) 2103-2112,  
Yad.Fiz. 70 (2007) 2153-2162



## Thomas precession effect in effective color field

$$\mathbf{U} = \mathbf{s} \cdot \boldsymbol{\omega}_T \quad - \text{an additional term in the effective Hamiltonian} \quad (12)$$

$$\boldsymbol{\omega}_T \approx [\mathbf{F} \mathbf{v}]/M_Q \quad - \text{Thomas frequency for } E_Q \gg M_Q. \quad (13)$$

$$\delta\mathbf{P} = -\boldsymbol{\omega}_T/\Delta E \quad - \text{polarization for } pp \rightarrow \Lambda + X, \text{ where } \Delta E > 0. \quad (14)$$

➤ Direction and magnitude of the force  $\mathbf{F} = q_s \mathbf{E}^a$  is determined by quark counting rule for CPQ model.  $F_Z \sim -[2 + 2\lambda - 3\tau \lambda] < 0$  for  $Q=s$  in  $pp \rightarrow \Xi^0 + X$ ,

$$F_Z = q_s E_Z^a = -2q_s \alpha_s [1 + \lambda - 3\tau \lambda] / \rho^2 < 0 \quad \text{for } Q=s \text{ in } pp \rightarrow \Lambda + X, \quad (15)$$

$$F_Z \sim -[3\lambda - 3\tau \lambda] > 0 \quad \text{for } Q=u \text{ in } pp \rightarrow \pi^+ + X.$$

➤ Force  $F_Z$  is processes dependent!  $\delta P_N > 0$  for  $Q=s$  in  $pp \rightarrow \Lambda + X$ .

➤ Additional Thomas precession term  $\delta P_N > 0$  is **opposite in sign** to the DeGrand model predicted **negative polarization** for  $pp \rightarrow \Lambda + X$ . In CPQ model dominates chromomagnetic field contribution with  $\delta P_N < 0$ .

## Dependence of $\alpha_S$ on the transferred momentum

The expression for  $\alpha_S$ , obtained within the framework of perturbation theory, has an unphysical singularity at small values of the transferred momentum  $q$ . A solution to this problem was proposed by D. Shirkov using analytical perturbation theory (APT).

$$\alpha_S = \alpha_E(q^2) = \frac{1}{\beta_0} \left[ \frac{1}{l_2} + \frac{1}{1 - \exp(l_2)} \right], \quad (24)$$

$$l_2 = l + B \ln \sqrt{l^2 + 2\pi^2}, \quad l = \ln\left(\frac{q^2}{\Lambda^2}\right), \quad B = \frac{\beta_1}{\beta_0^2}, \quad (25)$$

$$\beta_0(n_f) = \frac{33 - 2n_f}{12\pi}, \quad \beta_1(n_f) = \frac{153 - 19n_f}{24\pi^2}, \quad (26)$$

where  $n_f$  – number of active quark flavors,  $\Lambda = 0.35$  GeV.

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

# Calculations of the polarization of $\tilde{\Lambda}$ -hyperons in meson beams

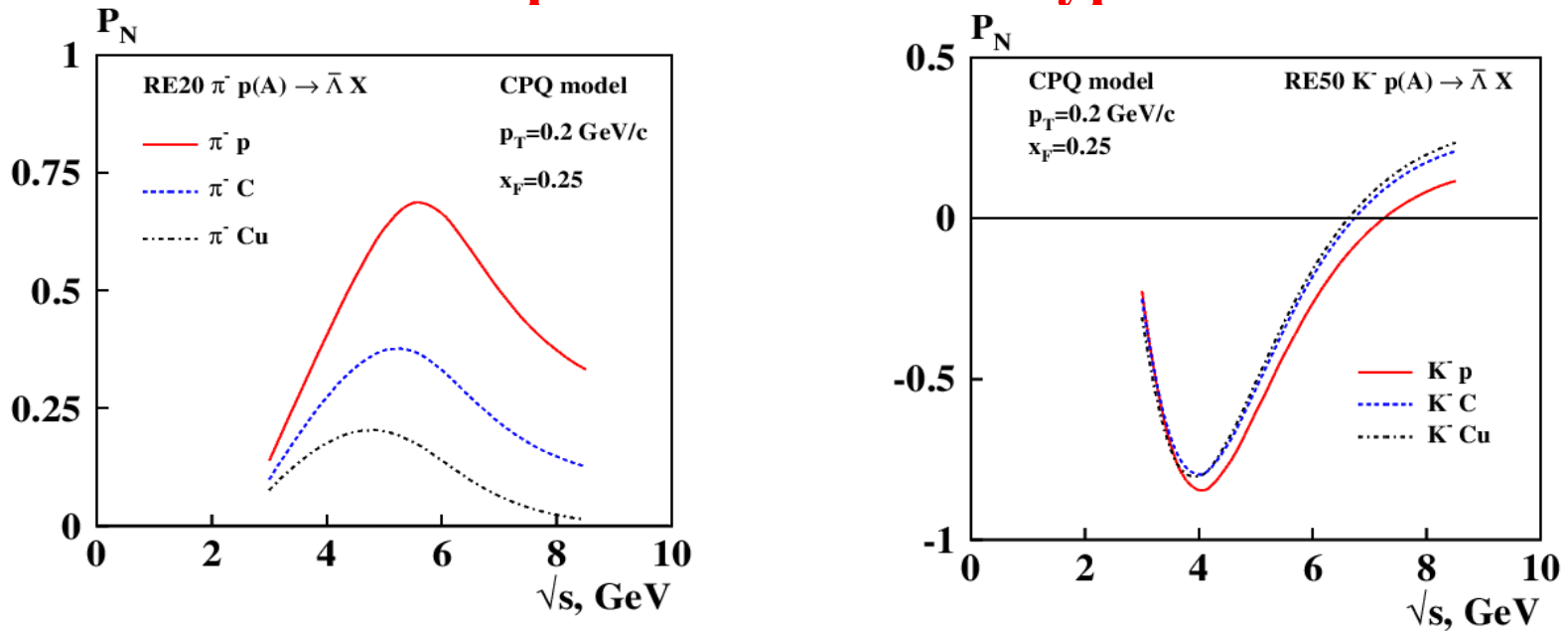


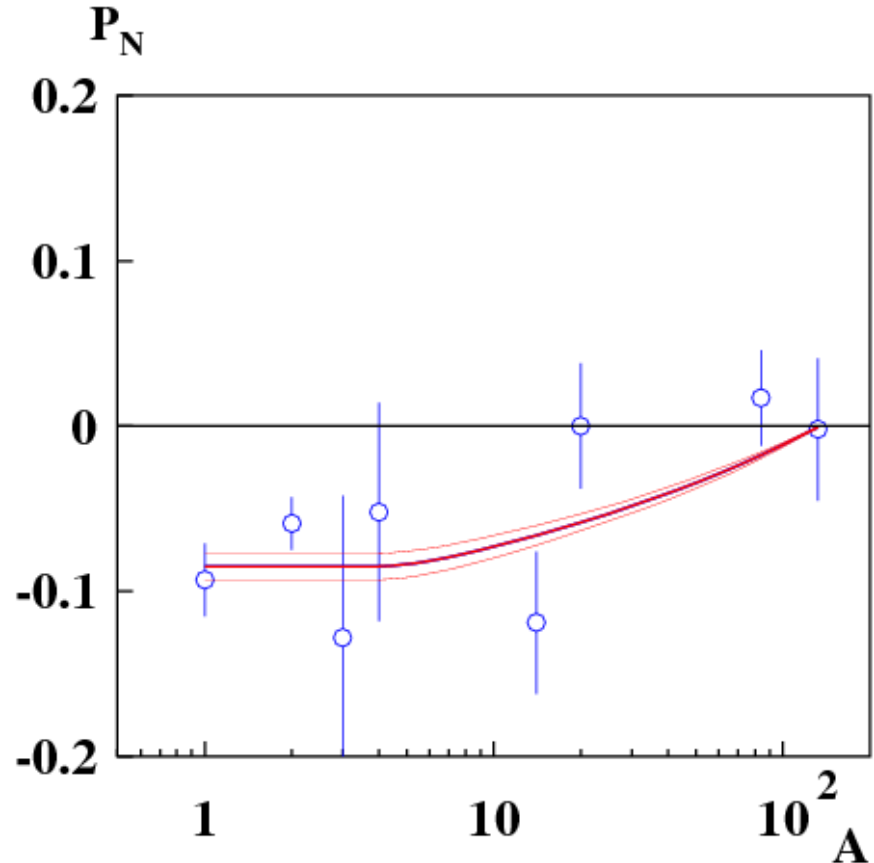
Fig. 19. Calculations of  $P_N(\sqrt{s})$  according to the CPQ model for the reactions  $K^- (\pi^-) + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$  at  $x_F = 0.25$  and  $p_T = 0.25$  GeV/c.

Resonance like behavior of  $P_N(\sqrt{s})$ , dependence on atomic weight are predicted for the reactions  $\pi^- + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$  and  $K^- + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ . The height of the polarization maximum decreases with increasing target atomic weight (A). The position of the polarization maximum shifts towards smaller values of  $\sqrt{s}$  as A increases, from 5.5 GeV to 4.7 GeV for the reaction  $\pi^- + p(A) \rightarrow \tilde{\Lambda} + X$ . This is due to the dependence of the  $\tilde{s}$ -quark spin precession rate in a chromomagnetic field on  $\sqrt{s}$  and the attraction between the  $\tilde{s}$ -quark and spectator quarks.

## A-dependence of $P_N$ for $\Lambda$ in $e^+A$ collisions

The  $\Lambda$  polarization  $P_N(A)$  in  $e^+A$  collisions was measured in the HERMES experiment. K.Rith, DIS 2010. The effective quark contribution creating the color field is  $v_A = 1 + \lambda(3A_{\text{eff}} - 2) - \tau(\lambda + 1)$ , where  $\lambda \approx -0.133$ ,  $\tau \approx 0.053$ ,  $A_{\text{eff}} \approx 0.6A^{1/3}$ . The field and  $P_N \sim v_A$  decrease with increasing  $A$ , and  $P_N \approx 0$  at  $A \approx 120$ . The red curve is the prediction.

$$e^+ A \rightarrow \Lambda e^+ X, \quad \sqrt{s} = 7.26 \text{ GeV}$$



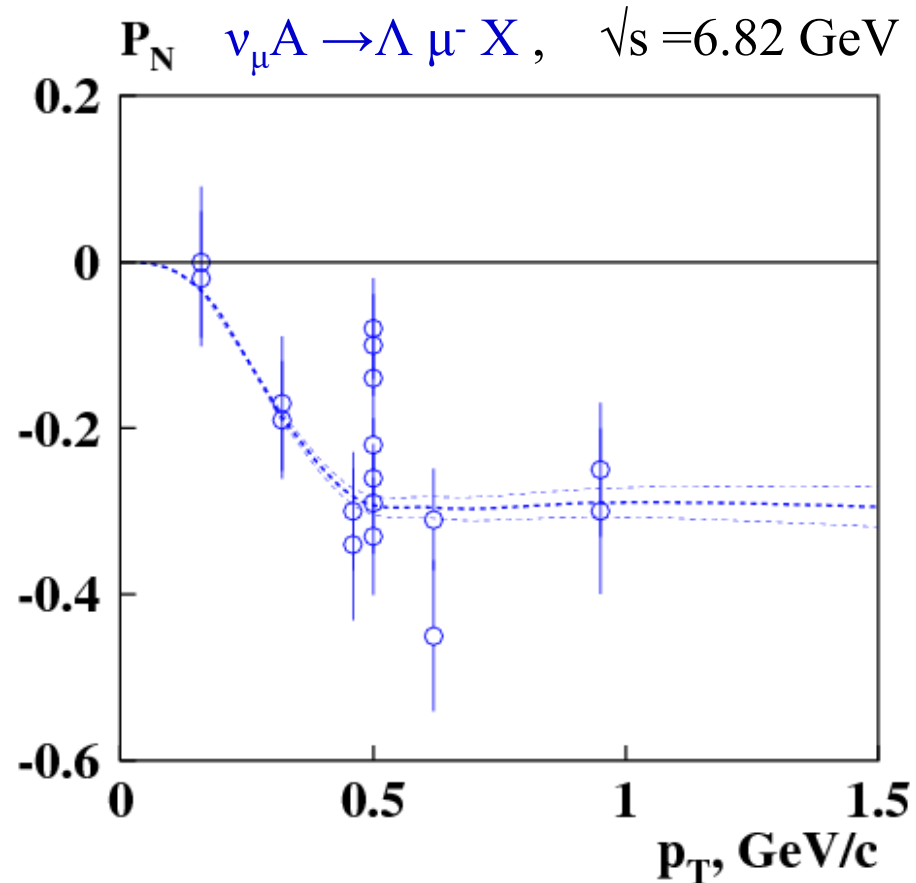
# $\Lambda$ polarization in $\nu_\mu A$ -collisions

$x_F = -0.27$  (target fragmentation region)

The  $\Lambda$  polarization in  $\nu_\mu A$  collisions is measured in the NOMAD experiment.

D.V.Naumov, Acta Phys. Polon. B33:3791-3796, 2002.

We assume that  $W^+$  interacts with d-quark and produce u-quark, moving forward, in  $\nu_\mu$  direction. The Effective Color Field is created by this u-beam from  $\nu_\mu$ , and by the two quarks from the target remnant, which are moving in opposite direction in c.m.



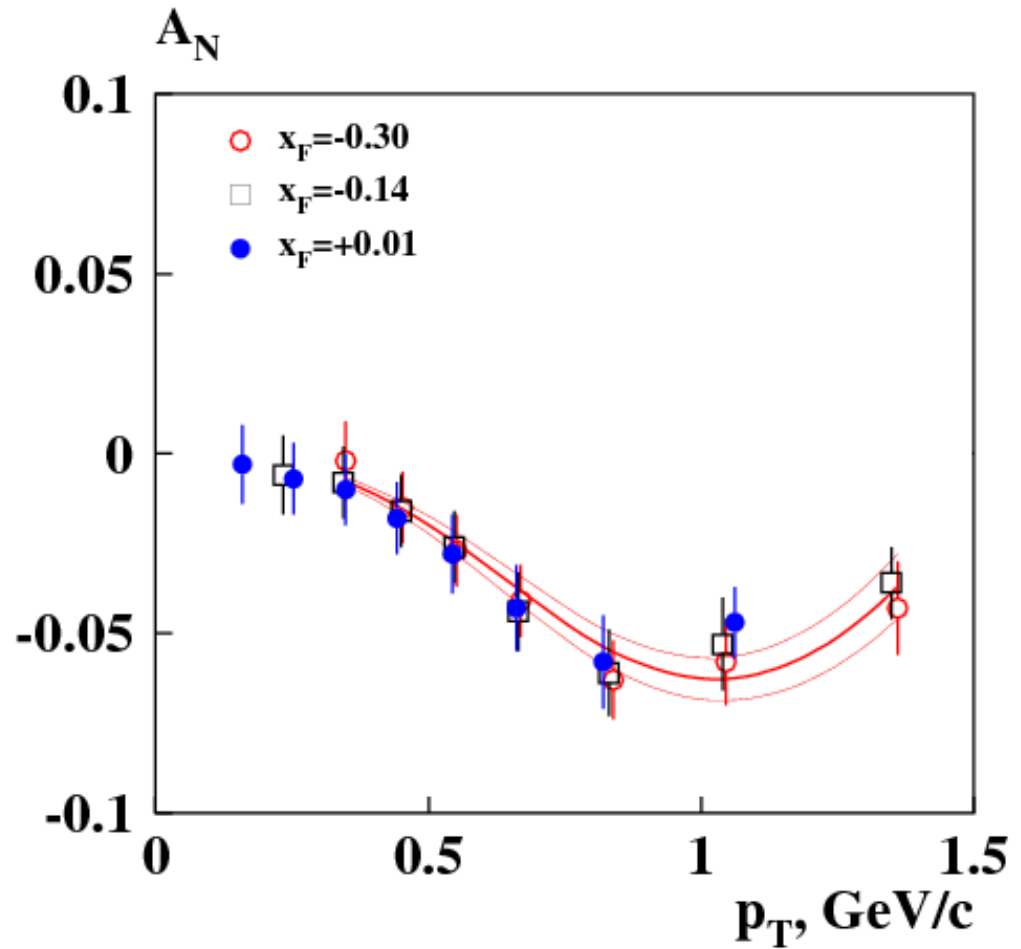
# $A_N$ for $\pi^+$ in $e^+p$ -collisions

$$e^+ p \rightarrow \pi^+ e^+ X, \sqrt{s} = 7.26 \text{ GeV}$$

The  $\pi^+$  production  $A_N$  in  $e^+p$  collisions is measured in the HERMES experiment. K.Rith, SPIN2010.

**J.Phys.Conf.Ser.295:  
012056,2011.**

We assume that virtual photon produce  $q$ - $q$ -bar pair (vector meson dominance), which interacts with the target quarks and produce  $\pi^+$ . The sign of  $A_N$  and  $x_F$  are changed to the opposite.



# $A_N$ for $K^+$ in $e^+p$ -collisions

$$e^+ p \uparrow \rightarrow K^+ e^+ X, \quad \sqrt{s} = 7.26 \text{ GeV}$$

The  $K^+$  production  $A_N$  in  $e^+p$  collisions is measured in the HERMES experiment. K.Rith, SPIN2010.

The not monotonous  $p_T$  behavior of the  $A_N$  is due to the dependence of scaling variables  $y_A$  and  $y_B$  on polar angle  $\theta_{cm}$ . This leads to the dependence on  $p_T$  of the quark spin precession angles  $\varphi_A$ ,  $\varphi_B$  and to the dependence of the  $A_N$ .

