

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-97-363

З.У.Усубов\*

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ГЛЮОННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ  
ПРИ РОЖДЕНИИ СТРУЙ В ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*ИФ АН Азербайджана, Баку

1997

О возможности исследования глюонных распределений  
при рождении струй  
в поляризованных протон-протонных взаимодействиях

Приведены предсказания для асимметрии сечения рождения струй в поляризованных  $pp$ -взаимодействиях при энергиях ускорителя релятивистских тяжелых ионов RHIC. Показано, что наиболее часто используемые сценарии для поляризованных партонных распределений приводят к существенно различающимся величинам продольной асимметрии сечения рождения струй. Обсуждаются точности измерения продольной асимметрии на установке STAR.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод автора

The Possibility to Investigate Polarized Gluon Distributions  
in Jet Productions in Polarized Proton-Proton Collisions

This paper presents the asymmetry predictions for the inclusive jet cross section in polarized  $pp$ -interactions at Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) energies. It is shown that the often used parametrizations for polarized parton distributions lead to essentially different asymmetries. The asymmetry measurement accuracy that can be achieved with the STAR detector at RHIC is discussed.

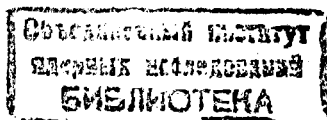
The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

# 1 Введение

Распределение спина нуклона между составляющими его партонами остается на сегодняшний день задачей, ждущей своего решения. Эксперименты *SLAC - Yale*[1] и *EMC*[2], а в дальнейшем *SMC*[3] и *SLAC - E143*[4], указали на то, что спиральность кварков недостаточна для объяснения спиновых свойств нуклона. Вместе с тем существующие экспериментальные данные накладывают весьма **слабые** ограничения на форму поляризованных морских кварков и глюонов. Не изучено влияние орбитального момента кварков на спин нуклона. Отличаются и подходы при описании  $Q^2$ -зависимости поляризованных партонных распределений в рамках непертурбативной квантовой хромодинамики (КХД). Попытки описания результатов экспериментов [1]-[4] привели к различным сценариям для функции распределения глюонов.

Детальному изучению этих вопросов будут посвящены планируемые эксперименты на поляризованных лептон-нуклонных взаимодействиях: *HERMES*[5] в *DESY*, *E155*[6] в *SLAC* и *COMPASS*[7] в *CERN*. Эксперименты на установках *STAR*[8] и *PHENIX*[9] на строящемся в настоящее время в Брукхейвене (США) ускорителе релятивистских тяжелых ионов *RHIC* существенно расширят область исследований поляризованных партонных распределений. Ускоритель может быть использован в качестве коллайдера поляризованных протонных пучков в широком интервале энергий  $\sqrt{s} = 50 - 500$  ГэВ. Исследование спиновых эффектов планируется также в два этапа на ускорителе *HERA*[10]. "Фаза - I" предполагает установку на пучок внутренней поляризованной мишени, "Фаза - II" - создание поляризованного протонного пучка для анализа спин-спиновых корреляций. Эксперименты на *RHIC* и на *HERA* удачно дополняют друг друга при разных значениях  $\sqrt{s}$ .

Кварковая и антикварковая составляющие спина нуклона наиболее просто определяются в поляризованных лептон-нуклонных взаимодействиях, а также при анализе "массивных" мюонных пар в поляризованных протон-протонных взаимодействиях. Глюонная компонента спина нуклона может



быть изучена при анализе рождения "прямых"  $\gamma$  - квантов,  $J/\psi$  - частиц и струй при взаимодействии продольно-поляризованных протонов.

Корректное описание сечения рождения струй в рамках КХД и большое значение сечения по сравнению с другими инклюзивными конечными состояниями делает изучение струй наиболее привлекательным для анализа поляризованных глюонных распределений в  $pp$ -взаимодействиях. Выделение струй позволит восстановить кинематику взаимодействия. А это, в свою очередь, сделает возможным идентифицирование кварковых и глюонных струй. Использование нейронных сетей (см., например, [11] и ссылки там) и/или мечение струи по частицам, основным источником рождения которых является глюон-глюонное слияние (fusion) —  $J/\psi, \psi'$  и т. д., — наиболее перспективный путь в этом направлении. При этом особенности алгоритмов определения струй изучаются на моделированных событиях и могут быть учтены, а неопределенности, связанные с незнанием механизма фрагментации партонов, в этом случае несущественны.

## 2 Рождение струй в $pp$ -взаимодействиях

Сечение рождения струй в  $pp$ -взаимодействиях,  $p_a p_b \rightarrow jet + jet + X$ , в рамках КХД записывается в виде

$$\frac{d\sigma}{dy_1 dy_2 dP_T^2} = \sum_{ij} x_1 x_2 f_{i/p_a}(x_1) f_{j/p_b}(x_2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d\hat{t}}, \quad (1)$$

где  $y_1$  и  $y_2$  — быстроты струй;  $P_T$  — поперечный импульс струй относительно оси взаимодействия;  $x_1, x_2$  — доли импульсов протонов, уносимые провзаимодействовавшими партонами;  $f_{i(j)/p_a(b)}$  — функции распределения кварков и глюонов для адронов  $a$  и  $b$ ;  $d\hat{\sigma}_{ij}$  — сечения взаимодействия партонов. В случае взаимодействия поляризованных частиц выражения для функций распределения и сечений subprocessов заменяются на соответствующие выражения для поляризованных частиц:  $\hat{\sigma}_{ij} \rightarrow \Delta\hat{\sigma}_{ij}$ , где  $\Delta\hat{\sigma}_{ij} = \hat{\sigma}_{ij}^{++} - \hat{\sigma}_{ij}^{+-}$ ,  $f_{i(j)/p_a(b)} \rightarrow \Delta f_{i(j)/p_a(b)}$ ,  $\Delta f_{i(j)/p_a(b)} = f_{i(j)/p_a(b)}^+ - f_{i(j)/p_a(b)}^-$ . Выражения со значком  $+$ ( $-$ ) относятся к партонам, спин которых направлен по (против) спину родительского протона.

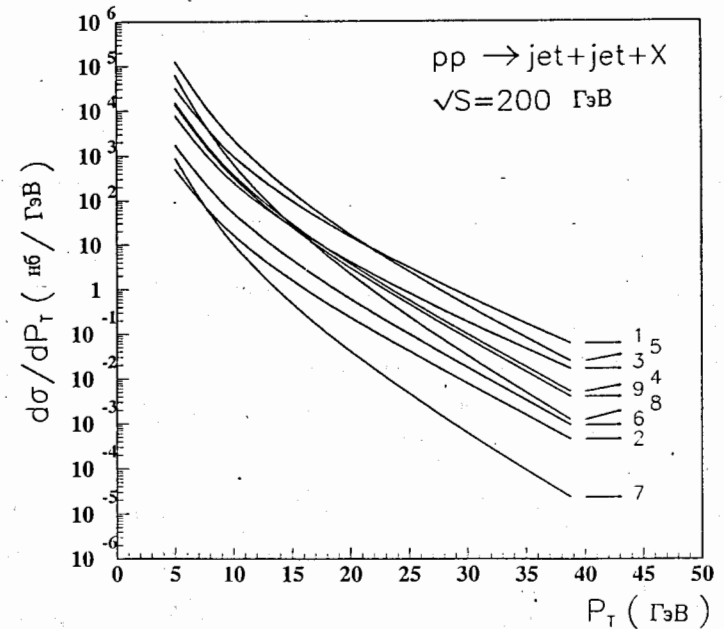


Рис.1  $P_T$ -зависимость сечения рождения струй в  $pp$  взаимодействиях по каждому из девяти subprocessов (см. (6) в тексте) при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ. Распределение партонов в протоне выбрано согласно [14] —  $MRS-A'$ ,  $\Lambda_{QCD}^{LO} = 0.2$  ГэВ.

Доли импульсов, уносимые партонами, и переменные Мандельстама для subprocessа могут быть выражены через  $y_1$  и  $y_2$ :

$$x_{1,2} = \frac{P_T}{\sqrt{s}}(e^{\pm y_1} + e^{\pm y_2}), \quad (2)$$

$$\hat{s} = x_1 x_2 s = 2P_T^2 [1 + \cosh(y_1 - y_2)], \quad (3)$$

$$\hat{t} = -P_T^2 (1 + e^{y_2 - y_1}), \quad (4)$$

$$\hat{u} = -P_T^2 (1 + e^{y_1 - y_2}), \quad (5)$$

где  $\sqrt{s}$  — полная энергия взаимодействия в системе центра масс  $p_a$  и  $p_b$ . В первом порядке пертурбативной КХД суммирование в (1) проводится по следующим девяти subprocessам [12]:

$$\begin{array}{lll}
1) qq' \rightarrow qq', & 2) q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}', & 3) qq \rightarrow qq, \\
4) qq \rightarrow q\bar{q}, & 5) qg \rightarrow qg, & 6) q\bar{q} \rightarrow gg, \\
7) gg \rightarrow qq, & 8) gg \rightarrow gg, & 9) q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'.
\end{array} \quad (6)$$

Выражения для усредненных по спинам и спин-зависимых сечений взаимодействия партонов приведены, например, в [13], где учтены усреднения по начальным и суммирование по конечным цветовым состояниям. Суммирование по кварковым ароматам там, где это необходимо, следует корректно выполнить при интегрировании.

На рис.1 приведена  $P_T$ -зависимость сечений рождения струй  $d\sigma/dP_T$  по каждому из девяти перечисленных подпроцессов при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ в

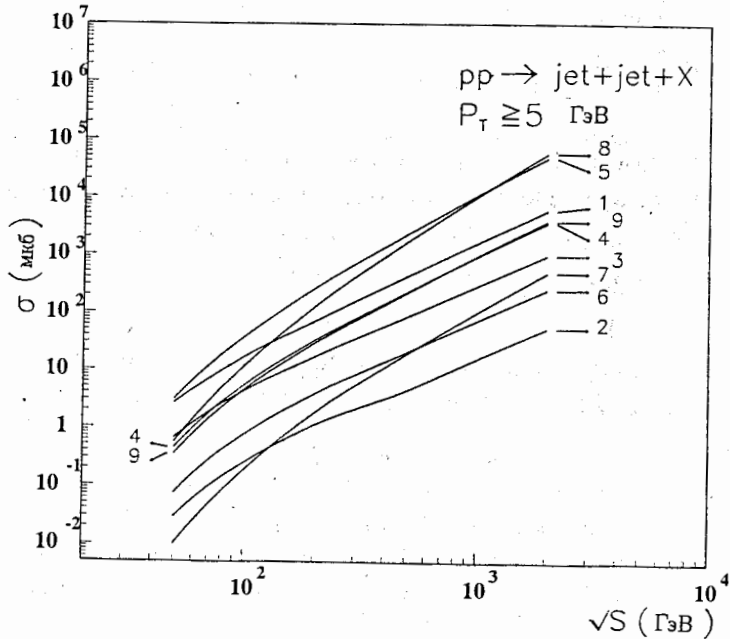


Рис.2 Зависимости от энергии в системе центра масс,  $\sqrt{s}$ , сечений рождения струй по каждому из девяти подпроцессов (см. текст) при  $P_T > 5$  ГэВ. Распределение партонов в протоне -  $MRS-A'$ ,  $\Lambda_{QCD}^{LO} = 0.2$  ГэВ.

случае взаимодействия неполяризованных протонов. Сечения получены с использованием партонных распределений набора  $A'$ , предложенных в [14], -  $MRS-A'$ . Интегрирование по  $y_1$  и  $y_2$  проводилось по всей области изменения этих величин (см., например, [15]). Здесь и далее для  $Q^2$  было выбрано выражение

$$Q^2 = \frac{2\hat{s}\hat{u}}{(\hat{s}^2 + \hat{t}^2 + \hat{u}^2)}, \quad (7)$$

число кварковых ароматов было принято равным четырем, а  $\Lambda_{QCD}^{LO} = 0.2$  ГэВ. На рис.2 показана зависимость от  $\sqrt{s}$  сечений рождения струй по каждому подпроцессу. Интегрирование по  $P_T$  проводилось в области  $5 < P_T < \sqrt{s}/2$  ГэВ.

### 3 Асимметрия струй при взаимодействии поляризованных протонов

Измеряемой на эксперименте величиной, содержащей информацию о спин-зависимых структурных функциях партонов, является продольная асимметрия сечения:

$$A_{LL} = \frac{d\sigma^{++}/dy_1 dy_2 dP_T^2 - d\sigma^{+-}/dy_1 dy_2 dP_T^2}{d\sigma^{++}/dy_1 dy_2 dP_T^2 + d\sigma^{+-}/dy_1 dy_2 dP_T^2}, \quad (8)$$

которая в рамках партонной модели записывается в виде

$$A_{LL} = \frac{\sum_{i,j} x_1 x_2 \Delta f_{i/p_a}(x_1) \Delta f_{j/p_b}(x_2) d\Delta\hat{\sigma}_{ij}/d\hat{t}}{\sum_{i,j} x_1 x_2 f_{i/p_a}(x_1) f_{j/p_b}(x_2) d\hat{\sigma}_{ij}/d\hat{t}}. \quad (9)$$

Значками ++(+−) обозначены сечения взаимодействия протонов с одинаково (противоположно) направленными спинами. На рис.3а и 3б показана  $P_T$ -зависимость продольной асимметрии при  $\sqrt{s} = 50$  и 500 ГэВ, соответственно. Мы использовали следующие сценарии поляризованных партонных распределений:  $BGC-1$  и  $BGC-2$ [16],  $BRO$ [17],  $GS-A$  и  $GS-C$ [18]. Значения асимметрии струй, к которым приводит набор партонных распределений  $GS-B$ , на рисунках не показаны: они больше значений асимметрии при  $GS-A$  всего на  $\approx 8\%$  и  $\approx 5\%$  при  $\sqrt{s} = 50$  и 500 ГэВ, соответственно. Здесь и далее мы предполагали, что партоны в неполяризованных протонах распределены согласно  $MRS-A'$ .

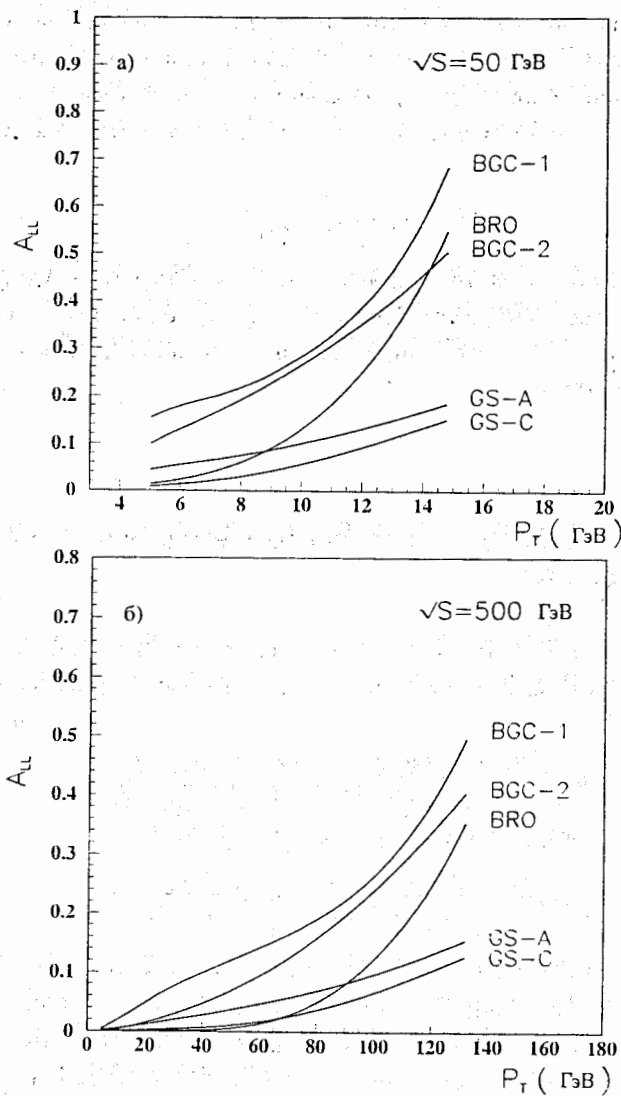


Рис.3  $P_T$ -зависимость продольной асимметрии сечения рождения струй при  $\sqrt{s} = 50$  -а) и 500 ГэВ - б). Партоны в поляризованных протонах распределены согласно  $BGC-1$  и  $BGC-2$ [16],  $BRO$ [17],  $GS-A$  и  $GS-C$ [18].

Известно, что глюоны и антикварки, в основном, уносят малые доли импульса протона (все глюоны уносят около половины импульса протона). Поэтому, ограничиваясь областью больших значений  $x_{1,2}$ , мы можем исключить из рассмотрения все подпроцессы кроме кварк-кваркового взаимодействия — первого и третьего. Влияние такой процедуры показано на рис.4, где приведены предсказания для продольной асимметрии при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ с использованием поляризованных партонных распределений  $GS-A$ . Отметим, что при ограничении области интегрирования большими значениями  $x_{1,2}$  деформируется также асимметрия, обусловленная подпроцессами 1 и 3. Дальнейшее увеличение нижней границы области изменений  $x_{1,2}$  приводит к увеличению этой деформации (разницы между штрихпунктирной кривой и точечной).

Точности, доступные при измерении асимметрии, могут быть оценены при помощи выражения

$$\delta A = \frac{1}{P_{pp}^2} * \frac{1}{\sqrt{N_{ev}}} * [1 - (P_{pp}^2 A_{LL})^2] < \frac{1}{P_{pp}^2} * \frac{1}{\sqrt{N_{ev}}}, \quad (10)$$

где число событий  $N_{ev} = C * \mathcal{L} * T * \sigma$ ,  $\mathcal{L}$  — светимость, а  $T$  — время работы коллайдера,  $\sigma$  — сечение неполяризованного  $pp$ -взаимодействия,  $P_{pp}$  — поляризация протонных пучков, а  $C$  — коэффициент, учитывающий аксептанс установки, эффективности работы коллайдера, установки и т.д.

На рис.5 приведены предсказания для продольной асимметрии сечения рождения струй при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ, вычисленные с использованием поляризованных партонных распределений  $BGC-1$ ,  $BGC-2$ ,  $GS-A$  и  $GS-C$  и с учетом поляризации протонных пучков ( $A_{LL}^m = P_{pp}^2 A_{LL}$ ), совместно с оценками точностей измерения продольной асимметрии на установке  $STAR$ . Заштрихована область  $\delta A \pm 1\sigma$ , в которой находятся все значения  $\delta A$ , принадлежащие кривым, соответствующим всем интервалам значений  $\eta$ . Анализ основан на изучении  $2.3 * 10^6$  моделированных с помощью программы  $PYTHIA-5.7$   $pp$ -взаимодействий, идущих через подпроцессы 1-9. По оценкам, приведенным в [8], такое число двухструйных событий может быть зарегистрировано на установке за сто дней работы ускорителя с планируемой интенсивностью  $5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  в области  $P_T > 20$  ГэВ,  $|\eta| < 0.5$  ( $\eta$  — псевдобыстрота). В этом случае использовался второй набор структурных функций [19], описанный в программе  $PYTHIA$ . Поляризация пучков  $P_{pp}$

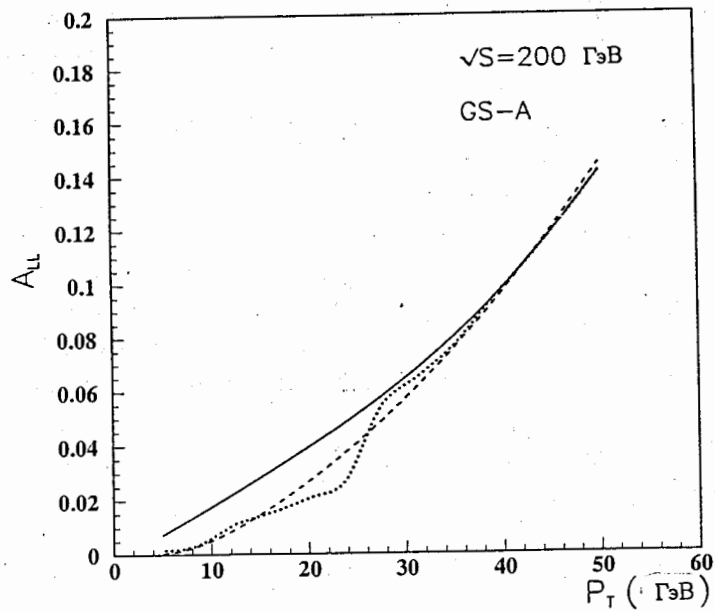


Рис.4  $P_T$ -зависимость продольной асимметрии при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ с использованием поляризованных партонных распределений  $GS-A$ . Сплошная кривая — учтены подпроцессы 1-9 (см. (6) в тексте) во всем интервале изменений  $y_1$  и  $y_2$ . Точечная кривая — учтены подпроцессы 1-9, исключена область значений  $y_1$  и  $y_2$ , при которых  $x_1$  или  $x_2$  меньше 0.2. Штрихпунктирная кривая — учтено только кварк-кварковое взаимодействие (подпроцессы 1 и 3) во всем интервале изменений  $y_1$  и  $y_2$ .

была принята равной 0.7. Область  $(\eta, P_T)$  была разбита на ячейки следующим образом:  $\Delta\eta = 0.1$  при  $-0.5 < \eta < 0.5$ ;  $\Delta P_T = 0.1$  при  $20 < P_T < 21$  ГэВ,  $\Delta P_T = 0.2$  при  $21 < P_T < 22$  ГэВ,  $\Delta P_T = 0.4$  при  $22 < P_T < 24$  ГэВ,  $\Delta P_T = 1.0$  при  $24 < P_T < 38$  ГэВ.

На рисунке видно, что приведенного выше количества двухструйных событий в области  $P_T > 20$  ГэВ будет не достаточно для определения партонных распределений, наиболее близких к реализованным природой. Этого можно добиться, если рассматривать события с более низким ограничением

по  $P_T$ : полное сечение двухструйных событий, идущих через девять перечисленных подпроцессов, при  $P_T = 10$  ГэВ почти в 125 раз больше, чем при  $P_T = 20$  ГэВ (см. рис.1). За такое же время работы коллайдера задача будет решена и при достижении максимальной интенсивности, которая при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ будет больше планируемой почти в 14 раз. Приведенного выше количества событий, по-видимому, будет достаточно при работе с планируемой интенсивностью для выбора между наборами партонных распределений  $BGC$  и  $GS$ .

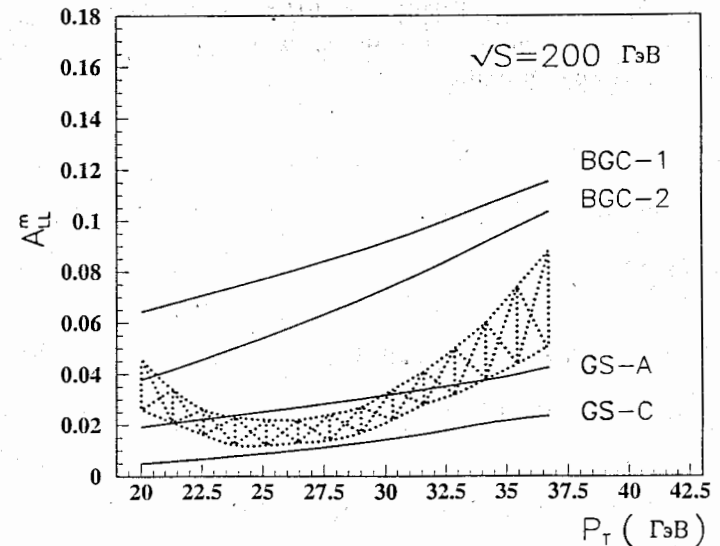


Рис.5  $P_T$ -зависимость продольной асимметрии при  $\sqrt{s} = 200$  ГэВ с учетом поляризации протонных пучков и с использованием поляризованных партонных распределений  $GS-A$ ,  $GS-B$ ,  $BGC-1$ ,  $BGC-2$ .  $P_{pp} = 0.7$ . Заштрихована область  $\delta A \pm 1\sigma$ , соответствующая количеству двухструйных событий, которые можно зарегистрировать на установке  $STAR$  за сто дней работы коллайдера  $RHIC$ .

## 4 Заключение

Большое сечение рождения струй в нуклон-нуклонных взаимодействиях делает такие исследования одним из основных источников информации о структуре материи, как пространственно-временной, так и спиновой. Существующие сценарии для поляризованных партонных распределений предполагают значительно отличающиеся асимметрии сечения рождения струй в поляризованных  $pp$ -взаимодействиях. Цель предстоящих экспериментов с использованием поляризованных лептонных и адронных пучков — измерение спин-спиновых корреляций с высокой точностью. Анализ продольной асимметрии сечений рождения струй поможет определить функции распределения поляризованных морских кварков и глюонов. Идентифицирование кварковых и глюонных струй позволит выделить вклад отдельных подпроцессов в сечение поляризованного  $pp$ -взаимодействия и уточнить вклад глюонной спиральности в спин протона.

## Литература

- [1] Baum G. et al.//Phys.Rev.Lett. 1983. V.51. P.1135.
- [2] Ashman J. et al.//Phys.Lett. 1988. V.B206. P.364; Nucl.Phys. 1989. V.B328: P.1.
- [3] Adams D. et al.//Phys.Lett. 1994. V.B329. P.399.
- [4] Abe K. et al.//Phys.Rev.Lett. 1995. V.74. P.346.
- [5] HERMES Coll., Green P. et al., HERMES Technical Design Report, DESY-PRC 93/06, JULY 1993.
- [6] E155 Coll., Arnold R. et al., SLAC proposal E155,1993.
- [7] COMPASS Coll., Baum G. et al.,COMPASS Proposal, CERN/SPSLC/96-14, SPSLC P297, 1 March 1996.

- [8] *The Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC (STAR)* Report No. PUB-5347, 1992 (unpublished).
- [9] PHENIX Conceptual Design Report. BNL, USA, 1993.
- [10] Proceedings of the *Workshop on the Prospects of Spin Physics at HERA*, Zeuthen, August 28-31, 1995, DESY 95-200, ed. by Blümlein J. and Nowak W.-D.
- [11] Клименко С.В. и др. Препринт ИФВЭ 96-75. Протвино, 1996.
- [12] Sivers D.I., Blankenbecler R. and Brodsky S.J.//Phys.Reports. 1976. V.23. P.1. Jacob M. and Landshoff P.V.//Phys.Reports. 1978. V.48. P.285.
- [13] Gordon L.E. and Vogelsung W.//Phys. Rev. 1995. V.D50. P.1901.
- [14] Martin A.D., Roberts R.G. and Stirling W.J.//Phys. Lett. 1995. V.B354. P.155.
- [15] Kajantie K., Lindfors J., Raitio R.//Nucl. Phys. 1971. V.B144. P.422.
- [16] Bourely C., Guillet J.Ph., Chiappetta P.//Nuovo Cimento 1990. V.103A. P.1337.
- [17] Brodsky S.J.,Burkardt M. and Schmidt I.//Nucl.Phys. 1995. V.B441. P.197.
- [18] Gehrmann T. and Stirling W.J.//Phys. Rev. 1996. V.D53. P.6100.
- [19] Eichten E.J. et al.//Rev.Mod.Phys. 1984. V.56. P.579.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 декабря 1997 года.