

СЗ44.1

С-13



**И. А. САВИН**

**ИЗБРАННЫЕ  
ТРУДЫ**

Объединенный институт ядерных исследований

C 344.1

C-13

И. А. Савин

ИЗБРАННЫЕ  
ТРУДЫ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
Дубна 2010  
БИБЛИОТЕКА

Составители *В. Г. Кривохижин, В. В. Кухтин*

Фотографии *Н. В. Печенова, Ю. А. Туманова*  
и из личных архивов

**Савин И. А.**

C13 Избранные труды. — Дубна: ОИЯИ, 2010. — 298 с.; фото.

ISBN 978-5-9530-0267-7

Сборник содержит наиболее значительные статьи И. А. Савина в области экспериментальной физики элементарных частиц высоких энергий. Издание приурочено к 80-летию со дня рождения ученого.

## ИГОРЬ АЛЕКСЕЕВИЧ САВИН

Игорь Алексеевич Савин родился 7 декабря 1930 г. в г. Дятьково Брянской обл. В 1949 г. после окончания школы он поступил на физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, который закончил в 1954 г.

С 19 февраля 1955 г. И. А. Савин работает в Дубне вначале в Электрофизической лаборатории АН СССР, а после образования ОИЯИ — в Лаборатории высоких энергий.

Игорь Алексеевич Савин — крупный специалист в области экспериментальной физики элементарных частиц высоких энергий. Под его руководством и при непосредственном участии были выполнены первые эксперименты на протонных ускорителях в СССР и Европе: 10-ГэВ синхрофазотроне ОИЯИ, 28-ГэВ и 70-ГэВ синхротронах ЦЕРН и ИФВЭ. Этими работами были заложены научные и методические основы для участия ОИЯИ в первом совместном крупномасштабном эксперименте NA-4 в ЦЕРН по исследованию глубоконеупругого рассеяния мюонов на нуклонах и ядрах на 400-ГэВ протонном синхротроне. Этот эксперимент изменил качество и масштабы сотрудничества ОИЯИ с другими научными центрами.

Основные этапы научной деятельности И. А. Савина:

1955–1957 гг. — участвовал в разработке детекторов и электроники для идентификации частиц и проведения исследований на синхрофазотроне (сцинтилляционные и черенковские счетчики, искровые камеры). С их помощью на созданных установках впервые в СССР наблюдались антипротоны.

1957–1964 гг. — руководил и участвовал в серии экспериментов на синхрофазотроне ОИЯИ по измерению полных и упругих сечений взаимодействий  $\pi$ - и  $K$ -мезонов; инициировал эксперимент, в котором был обнаружен пик в упругом рассеянии  $\pi^+$ -мезонов на протонах на угол  $180^\circ$ .

1965–1966 гг. — участвовал в экспериментах по изучению эффектов нарушения  $CP$ -инвариантности в распадах нейтральных  $K$ -мезонов в ЦЕРН; в этих экспериментах была обнаружена интерференция в распадах  $K_S$ - и  $K_L$ -мезонов на два заряженных пиона, подтвердившая нарушение  $CP$ -инвариантности. В 1967 г. защищена кандидатская диссертация по результатам выполненных работ.

1967–1973 гг. — предложил и осуществил программу исследования явления регенерации короткоживущих нейтральных каонов на веществе на ускорителе в ИФВЭ, для выполнения которой была создана новая экспериментальная установка — бесфильмовый искровой спектрометр (БИС). Было установлено, что сечение регенерации уменьшается с ростом импульса  $K$ -мезонов по закону, соответствующему предсказаниям теоремы Померанчука об асимптотическом поведении полных сечений взаимодействий частиц и античастиц; подтвержден «серпуховской эффект» в энергетической зависимости разности полных сечений рассеяния частиц и античастиц. Работы по регенерации нейтральных каонов стали классическими, их результаты были внесены в мировые таблицы данных. Они составили основу докторской диссертации, защищенной И. А. Савиным в 1975 г.

1975–1990 гг. — руководил со стороны ОИЯИ первым совместным ОИЯИ–ЦЕРН экспериментом NA-4. Была обнаружена  $\gamma$ - $Z$ -интерференция в электрослабых взаимодействиях мюонов на ядрах, которая указывала на существование  $Z$ -бозона, открытого через 1,5 года; измерены структурные функции протонов и дейтронов с высокой точностью; доказано, что закономерности поведения структурных функций в зависимости от кинематических переменных согласуются с предсказаниями теории КХД; определена константа связи сильных взаимодействий — параметр теории КХД; доказано, что структурные функции свободных и связанных в ядре нуклонов различаются. Эффективность и безупречное функционирование коллаборации в ЦЕРН обязаны высокому научному авторитету и блестящему организаторскому таланту И. А. Савина. Первое равноправное сотрудничество с ЦЕРН способствовало развитию в ОИЯИ самой передовой технологии создания и массового производства пропорциональных камер — современных детекторов элементарных частиц, внедрению новейших средств и методов обработки экспериментальных данных, установлению прочных научных связей с мировым научным центром. Это сотрудничество позволило реализовать научно-методический потенциал ОИЯИ и способствовало повышению авторитета ОИЯИ. В 1977 г. И. А. Савину присвоено звание профессора.

1989–1995 гг. — руководил со стороны ОИЯИ экспериментом NA-47 по изучению спиновой структуры нуклонов. Были измерены зависящие от спина структурные функции протонов и нейтронов; установлено согласие их поведения с предсказаниями КХД; доказаны выполнимость фундаментального правила сумм Бьеркена и нарушение правила сумм Эллиса–Джаффе для этих функций; обнаружено, что валентные кварки вносят малый вклад в спин нуклонов, а  $u$ - и  $d$ -кварки поляризованы противоположно.

1996–2006 гг. — руководил со стороны ОИЯИ экспериментом NA-58 (COMPASS, ЦЕРН) и активно участвовал в эксперименте HERMES

в DESY (Германия). Эти эксперименты продолжили изучение спиновой структуры нуклонов.

С 2006 г. по настоящее время И. А. Савин является научным руководителем и активным участником эксперимента COMPASS в ЦЕРН.

В ОИЯИ И. А. Савин руководил сектором, отделом. В 1989 г. на альтернативной основе он был избран Ученым советом ОИЯИ директором новой лаборатории Института — Лаборатории сверхвысоких энергий, а в 1992 г. переизбран на новый срок. Основная задача лаборатории — выполнение исследований на внешних ускорителях (в ИФВЭ, ЦЕРН, DESY, RICH и других исследовательских мировых центрах). И. А. Савин как директор большое внимание уделял развитию научно-методической базы лаборатории, по его инициативе был существенно расширен фронт сотрудничества с ведущими научными центрами мира (эксперименты в DESY (HERMES, H1), в Брукхейвене, США (STAR)). В настоящее время И. А. Савин — почетный директор Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ.

Научно-педагогический стаж И. А. Савина составляет более 35 лет, под его руководством защищено 8 кандидатских диссертаций, он 16 лет был председателем диссертационного совета Лаборатории физики частиц, работал профессором на кафедре элементарных частиц физического факультета МГУ. В настоящее время И. А. Савин является председателем комиссии по защите дипломных работ на этой кафедре.

За научные достижения И. А. Савину 10 раз присуждались премии ОИЯИ. Он является автором (соавтором) более 300 научных и научно-методических публикаций.

За научно-производственные успехи И. А. Савин награжден орденом Почета РФ (1996), медалями «За трудовое отличие» (1986), «За труды и усердие» (2006), «Ударник труда» (ВНР, 1976), золотой медалью Чехословацкой АН, Георгиевской медалью АН Украины «Честь. Слава. Труд» 4-й степени, знаком губернатора Московской области. В 2007 г. ему присвоено звание «Заслуженный деятель науки Российской Федерации».

Широта взглядов, высокий профессионализм, концептуальность мышления И. А. Савина снискали ему авторитет среди научной общественности на международном уровне и в России.

*В. Г. Кривохижин,  
В. В. Кухтин*

## ОБ ИЗМЕРЕНИИ СКОРОСТИ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА

Ю. А. МАТУЛЕНКО, И. А. САВИН, В. С. СТАВИНСКИЙ

Электрофизическая лаборатория АН СССР

(Получено 11 июня 1956 г.)

В статье рассматривается возможность использования интерференции плучения Вавилова—Черенкова для измерения скорости заряженной релятивистской частицы. С помощью предлагаемого метода возможно получение разрешения по скорости  $\Delta\beta \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ .

Необходимые теоретические предпосылки использования интерференции излучения Вавилова—Черенкова даны в работах И. М. Франка [1], [2].

Как известно, при прохождении заряженной частицы через среду (радиатор) со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде, частица излучает свет. Это излучение имеет непрерывный спектр и резкую направленность; его можно рассматривать как излучение бесконечного числа точечных когерентных источников, расположенных на траектории частицы. Угол свечения  $\theta$  к направлению движения частицы определяется соотношением  $\cos \theta = 1/n_0\beta_0$ , где  $n_0$  — коэффициент преломления среды,  $\beta_0$  — скорость частицы в единицах скорости света.

Если после радиатора поставить плоскопараллельную пластинку с полупрозрачными зеркальными поверхностями (интерферометр Фабри—Перо) перпендикулярно к траектории частицы, то в ней будет происходить интерференция лучей, пришедших из радиатора и многократно отразившихся от полупрозрачных слоев. В результате интерференции из пластинки выйдет линейчатый спектр, вид которого существенно зависит от угла  $\theta$ , а следовательно, и от скорости частицы  $\beta_0$ .

Максимумы интенсивности спектра придутся на длины волн, удовлетворяющие соотношению  $\lambda_m = \Delta/m$ , где  $\Delta$  — разность хода между двумя соседними интерферирующими лучами,  $m$  — порядок интерференции ( $\Delta = 2d \times \sqrt{n_1^2 - n_0^2 + 1/\beta_0^2}$ , где  $n_1$ ,  $d$  — коэффициент преломления и толщина пластинки).

Расстояние между максимумами равно  $\Delta\lambda_m = \lambda_m/m$  и полуширина максимума  $\omega_m$ , соответственно,  $\omega_m = [(1-R)/\pi \sqrt{R}] \Delta\lambda_m$ , где  $R$  — коэффициент отражения полупрозрачных поверхностей.

Если пропустить свет с таким спектром через интерференционно-поляризационный светофильтр [3], [4], имеющий расстояние между максимумами пропускания, равное  $\Delta\lambda_m$ , то детектор, стоящий после него, будет регистрировать частицы, имеющие скорость  $\beta_0$ .

С изменением скорости частицы выходящий из радиатора спектр сдвигается. Сдвиг спектра  $\delta\lambda_m = \lambda_m - \lambda'_m$  (где  $\lambda'_m$  — максимумы интенсивности для скорости  $\beta_1$ ) в зависимости от изменения скорости  $\Delta\beta = \beta_0 - \beta_1$  дается равенством  $\delta\lambda_m \approx \Delta\beta\lambda_m$ . Если скорость  $\beta_1$  такова, что  $\Delta\beta \gg (1/m)(1-R)/\pi\sqrt{R}$ , т. е.  $\delta\lambda_m \gg [(1-R)/\pi\sqrt{R}] \Delta\lambda_m$ , то светофильтр, настроенный на пропускание спектра от частицы со скоростью  $\beta_0$ , не пропустит спектр, соответствующий скорости  $\beta_1$ . Очевидно, что существует набор неразличимых скоростей  $\beta_i$ , для которых  $\beta_i - \beta_{i+1} \approx 1/m$ .

Следовательно, для выделения скорости  $\beta_0$  необходим предварительный анализ по скоростям. Для известного сорта частиц это можно сделать, например, с помощью анализирующего магнита, обеспечивающего точность выделения по импульсу

$$\frac{\Delta p}{p} \sim \frac{1}{2m(1-\beta_0)} \cdot \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}$$

где  $p$  — импульс частицы.

Важным обстоятельством является то, что для постоянства выходящего спектра необходимо, чтобы частица проходила через радиатор параллельно оси без рассеяния. Можно показать, что прохождение под углом к оси или многократное рассеяние приводят к уширению линий выходящего спектра и уменьшению интенсивности в максимуме. При достаточно большом угле рассеяния вообще будет выходить сплошной

спектр. Этот угол  $\delta\alpha \sim \Delta\beta$  — разрешающая способность прибора.

Это обстоятельство ограничивает эффективность счетчика.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Тамм, И. М. Франк, ДАН, 1937, 14, 107.
2. И. М. Франк, ДАН, 1944, 10, 8, 354.
3. В. L y o t, Ann. Astrophis., 1944, 7, 1—2, 31.
4. Р о з е н б е р г, УФН, 1952, 47, 2, 173.



## ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЧЕТЧИК, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ

А. С. ЗОВЕНКО, А. Л. ЛЮБИМОВ, И. А. САВИН, В. С. СТАВИНСКИЙ, Т. Т. СТОЙЧЕВ

Объединенный институт ядерных исследований

(Получено 2 сентября 1959 г.)

Описана конструкция черенковского счетчика, использующего полное внутреннее отражение иалучения от границы раздела. Приведены результаты испытания счетчика.

На современных ускорителях обычно пучки состоят из частиц с различными значениями масс. Выделить частицы той или другой массы можно методом определения импульса и скорости. По импульсу частицы сортируются магнитным полем. Скорость определяется различного рода черенковскими счетчиками. В тех случаях, когда требуется регистрировать частицы со скоростью меньше определенной величины, удобно использовать явление полного внутреннего отражения черенковского иалучения от границы раздела. Счетчики, основанные на этом принципе, уже применялись [1]. Авторами разработана конструкция счетчика, работающего вблизи границы применимости принципа.

### ОПИСАНИЕ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

На рис. 1, а и б схематически изображено устройство счетчика. Черенковский свет от заряженной частицы, проходящей через радиатор, падает на передний торец под разными углами в зависимости от скорости. Для частиц со скоростью  $\beta_0 = (n_1^2 - n_2^2)^{-1/2}$  угол падения равен углу полного внутреннего отражения. Свет от частиц со скоростью  $\beta_2 > \beta_0$  испытывает полное внутреннее отра-

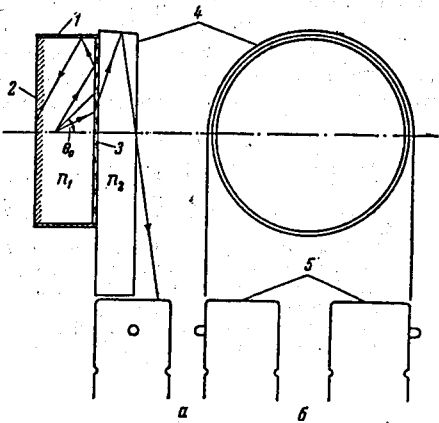


Рис. 1. Схематический вид счетчика. 1 — ди-  
рагальный контейнер в 10 см, толщиной 3 см,  
2 — задняя крышка с бархатом, 3 — сте-  
клянная пластинка толщиной 1 мм, 4 — зер-  
кало, 5 — фотоумножители ФЭУ-33,  $n_1$  — по-  
казатель преломления среды (радиатора),  
 $\theta_0$  — угол полного внутреннего отражения

этой вероятности необходимо использовать слабо сцинтиллирующие среды и минимально возможную толщину счетчика.

ИСПЫТАНИЕ СЧЕТЧИКА

Исследование характеристик счетчика проводилось на пучке  $\pi^+$ -мезонов синхротро-  
на Лаборатории ядерных проблем  
ОИЯИ. На рис. 2 представлены типичные  
кривые зависимости эффективности  $\epsilon$  от  
скорости  $\pi$ -мезонов  $\beta$  для различных пока-  
зателей преломления ( $n_1 = 1,545; 1,505$  —  
стирол со спиртом;  $n_1 = 1,466; 1,433; 1,420$ ;  
1,400 — глицерин со спиртом), полученные  
с одним фотоумножителем. Спад кривых в  
сторону малых значений  $\beta$  обусловлен тем,  
что выходящий свет не попадает на ФЭУ.  
Резкое падение эффективности в сторону бо-  
льших значений  $\beta$  определяется полным внут-  
ренним отражением. Эффективность счетчика  
вследствие малого количества света (~30  
фотонов на один ФЭУ) сильно зависит от  
экземпляра ФЭУ. Для счетчика подбирались  
фотоумножители с максимальными синей  
(~10 мка/мм) и интегральной (~50 мка/мм)  
чувствительностями, которые позволили по-  
лучить эффективность 95÷96%. Из рисунка  
видно, что разрешение счетчика по скоро-  
сти  $\Delta\beta \approx 0,03$ .

жение и поглощается на задней стенке кон-  
тейнера, покрытой черным бархатом. Для  
частиц со скоростью  $\beta_1 < \beta_0$  излучение вы-  
ходит из радиатора и попадает на два фо-  
тоумножителя ФЭУ-33, расположенных ни-  
же пучка частиц. Каждый ФЭУ имеет от-  
дельный выход. Для улучшения собирания  
света используется зеркало специальной  
формы. Минимальная разница между ско-  
ростями  $\beta_1$  и  $\beta_0$ , с одной стороны, и  $\beta_2$  и  
 $\beta_0$  — с другой, а следовательно, и разре-  
шение счетчика по скорости  $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$   
определяются дисперсией среды, многократ-  
ным рассеянием и ядерными взаимодей-  
ствиями частиц в радиаторе, разбросом по  
импульсу и коллинеарностью частиц в пучке.

Оценки показывают, что  $\Delta\beta \approx 0,05$ . Та-  
ким образом, если  $\beta_2 \approx 1$ , то максимальная  
скорость, которая может быть выделена дан-  
ным способом, составляет  $\beta_1 \approx 0,95$ . При  
этом необходимо использовать среду с пока-  
зателем преломления, близким к  $\sqrt{2}$ . Сле-  
дует отметить также, что сцинтилляция сре-  
ды, образование  $\delta$ -электронов частицей, про-  
ходящей через радиатор, и ядерные взаимо-  
действия в нем приводят к тому, что для  
любой скорости малая доля света выходит  
из радиатора, и имеется определенная веро-  
ятность его регистрации. Для уменьшения

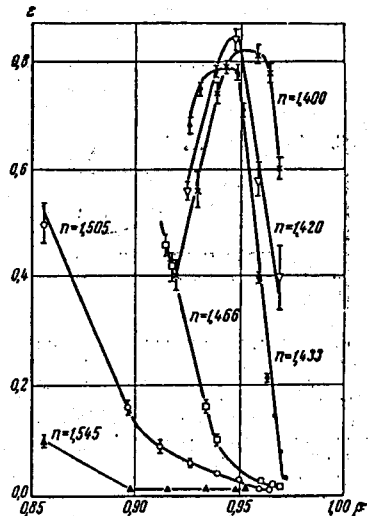


Рис. 2. Зависимость эффективности  
счетчика от скорости частиц для раз-  
ных значений  $n_1$

Эффективность при  $\beta \rightarrow 1$  для всех показателей преломления  $\epsilon_x \rightarrow 0,01$ . Оценки показывают, что с такой вероятностью могут регистрироваться  $\pi^+$ -мезоны через  $\delta$ -электроны. Величина  $\epsilon_x$  была проверена и на пучках  $\pi^+$ -мезонов с импульсом  $2,8 \text{ ГэВ}/c$  синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и оказалась равной  $0,01 \div 0,03$  для разных ФЭУ. В аналогичных счетчиках, используемых на беватроне в Беркли,  $\epsilon_x \simeq 0,1$  [2].

Используя несколько счетчиков, можно эффективно выделять частицы с данной скоростью до  $\beta \simeq 0,95$  на весьма большом фоне быстрых частиц. В частности, применение

их для выделения антипротонов с импульсом  $2,8 \text{ ГэВ}/c$  описано в работе [3].

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Векслеру за ценные обсуждения и постоянное внимание к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. Fitch, R. Motley, Phys. Rev., 1956, 101, 496.
2. L. E. Agnew et al., Phys. Rev., 1957, 108, 1545.
3. Н. М. Вирясов, А. С. Вовенко, Г. Г. Воробьев, А. Д. Кириллов, Ким Хи Ин, Б. А. Кулаков, А. Л. Любимов, Ю. А. Матуленко, И. А. Савин, Г. В. Смирнов, Л. Н. Струнов, И. В. Чувило, Ж. Эксперим. и теор. физ., 1960, 38, 445.

## ГАЗОВЫЕ ПОРОГОВЫЕ ЧЕРЕНКОВСКИЕ СЧЕТЧИКИ ДЛЯ РАБОТЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ

А. Н. БЕЛЯКОВ, А. С. ВОВЕНКО, А. Д. КИРИЛЛОВ, Б. А. КУЛАКОВ, А. Л. ЛЮБИМОВ,  
Ю. А. МАГУЛЕНКО, И. А. САВИН

Объединенный институт ядерных исследований

(Получено 13 февраля 1960 г.)

Приводятся результаты испытания газовых пороговых черенковских счетчиков двух конструкций. Эффективность счетчиков близка к единице. Установлена возможность выделения редких частиц на большом фоне более медленных частиц.

Разделение по скоростям быстрых заряженных частиц ( $\beta \sim 1$ ) черенковскими счетчиками, использующими зависимость порога или угла черенковского излучения от скорости, возможно в том случае, если показатель преломления среды близок к единице. Этому условию удовлетворяют только газовые среды. В данной работе приведены характеристики двух газовых пороговых черенковских счетчиков. Один из них<sup>1</sup> С<sub>1</sub> был экспериментальным макетом, на котором исследовалась возможность выделения пороговым счетчиком редких частиц на большом фоне других частиц. Второй счетчик С<sub>2</sub> предназначен для работы на пучках синхрофазотрона ОИЯИ с  $\pi$ - и  $K$ -мезонами. Особенности конструкции каждого из счетчиков видны на рис. 1 и 2.

Измерения со счетчиком С<sub>1</sub> проводились на синхроциклотроне ОИЯИ в пучке  $\pi$ -мезонов с энергией  $\sim 300$  Мэв. Счетчик С<sub>2</sub> испытывался в пучке положительных частиц синхрофазотрона ОИЯИ (в основном  $\pi$ -ме-

зоны и протоны) с импульсом  $\sim 3$  Гэв/с. В обоих случаях черенковский счетчик включался на совпадение со сцинтилляционным мониторным телескопом, счетчики которого имели диаметр, несколько меньший диаметра черенковского счетчика. Электронная аппаратура, блок-схема которой приведена на рис. 3, удовлетворяла условию регистрации одиночных фотоэлектронов, выбиваемых с катода фотоумножителя черенковского счетчика.

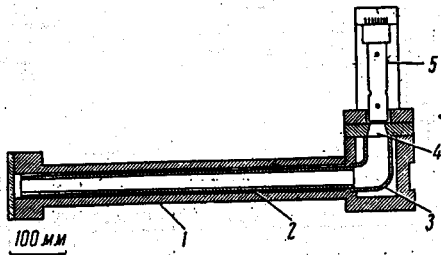


Рис. 1. Конструкция газового порогового счетчика. С<sub>1</sub>. 1 — стальной корпус счетчика; 2 — стеклянная труба  $\phi$  30 мм, напыленная изнутри алюминием; 3 — толстый стеклянный световод; 4 — плексигласовое окно; 5 — фотоумножитель ФЭУ-33

<sup>1</sup> Авторы благодарят Ю. А. Трояна, Л. С. Охрименко и С. В. Мухина, предоставивших этот счетчик.

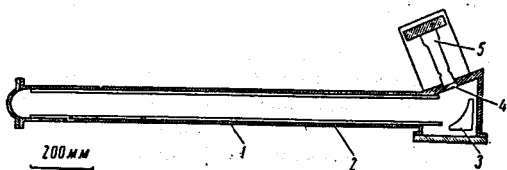


Рис. 2. Конструкция газового порогового счетчика  $S_2$ . 1 — стальной корпус счетчика; 2 — полированная дюралевая труба  $\phi$  80 мм, покрытая органической пленкой и напыленная алюминием; 3 — параболическое зеркало; 4 — кварцевое окно; 5 — фотоумножитель ФЭУ-33

В проведенных опытах измерялось отношение  $m = N_2/N_3$ . На рис. 4 приведена зависимость  $m$  от давления для счетчика  $S_1$ , наполненного воздухом. По мере увеличения давления возрастает угол свечения и количество света, попадающего на катод фотоумножителя. Соответственно возрастает и эффективность счетчика, приближаясь к единице. На кривой  $a$  отчетливо видно два плато соответствующих присутствию в пучке  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов. Кривая  $b$  снята с телескопом, содержащим черенковский счетчик, более эффективный к  $\mu$ -мезонам, чем к  $\pi$ -мезонам. В этом случае плато, соответствующее  $\mu$ -мезонам, выражено более отчетливо.

Заметная эффективность счетчика при давлениях ниже порога свечения  $\mu$ -мезонов может объясняться в основном сцинтилляцией газа и черенковским излучением  $\delta$ -элек-

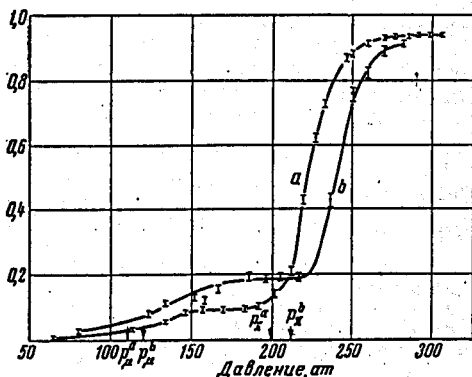


Рис. 4. Зависимость относительного счета  $m = N_2/N_3$  от давления для счетчика  $S_1$ , наполненного воздухом, кривая  $a$  для кинетической энергии  $E_k^{\mu+} = 297$  Мэв, кривая  $b$  —  $E_k^{\mu+} = 280$  Мэв;  $p_{\mu}^a$ ,  $p_{\mu}^b$ ,  $p_{\pi}^a$ ,  $p_{\pi}^b$  — пороговые давления для кривых  $a$  и  $b$  для  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов, соответственно

тронов, образованных первичной частицей в стенках и газе счетчика. Оказалось, что вклад сцинтилляции мал: поворот счетчика на  $180^\circ$  снижал счет до уровня случайных совпадений  $\sim 0,1\%$ .

Вероятность регистрации частиц через  $\delta$ -электроны при одинаковом коэффициенте преломления зависит от плотности среды. При наполнении счетчика  $S_1$  этиленом (рис. 5) счет ниже порога свечения  $\mu$ -мезонов упал в  $\sim 4$  раза, что хорошо согласуется с отношением плотностей воздуха и этилена. Следовательно, при работе с редкими частицами для лучшего выделения предпочтительно применение газов с максимальной рефракцией  $R$ . Из кривых на рис. 4 и 5 видно, что возможно выделять  $\mu$ -мезоны в пучке  $\pi$ -мезонов. Эффективность к  $\mu$ -мезонам ниже порога регистрации  $\pi$ -мезонов можно получить на основании данных об эффективности к  $\pi$ -мезонам. Она близка к единице. При этом эффективность к  $\pi$ -мезонам за счет случайных совпадений и регистрации через  $\delta$ -электроны не превышает нескольких процентов. Очевидно, что при использовании нескольких черенковских счетчиков доля присчитанных  $\pi$ -мезонов может быть значительно снижена. На рис. 6 приведена зависимость  $N_2/N_3$  от давления для счетчика  $S_2$ , наполненного воздухом, снятая в пучке, содержащем  $\sim 40\%$   $\pi$ -мезонов и  $\sim 60\%$  протонов.

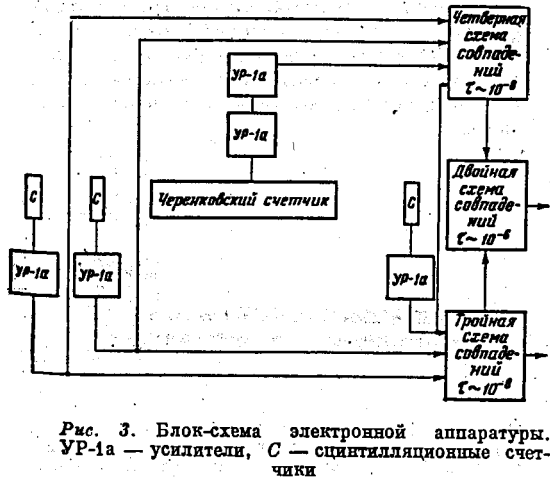


Рис. 3. Блок-схема электронной аппаратуры. УР-1а — усилители, С — сцинтилляционные счетчики

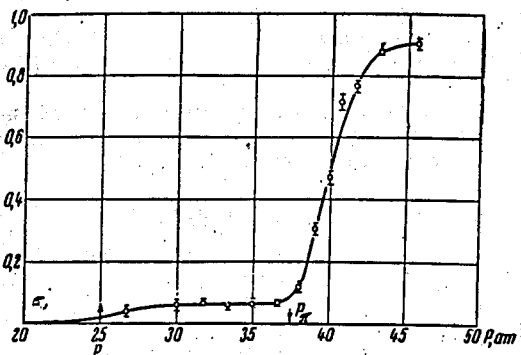


Рис. 5. Зависимость  $m$  от давления для счетчика  $C_1$ , наполненного этиленом.  $E_k^+ = 392 \text{ Мэв}$ .  $p_\mu$ ,  $p_\pi$  — пороговые давления для  $\mu$  и  $\pi$ -мезонов.

Теоретически эффективность счетчика определяется соотношением

$$\eta = 1 - e^{-\bar{n}},$$

где  $\bar{n}$  — среднее число фотоэлектронов, выходяемых с катода фотоумножителя

$$\bar{n} = \frac{\alpha}{C} \int \int_L e f \sin^2 \vartheta dl d\omega,$$

где  $\vartheta$  — угол черенковского излучения,  $e$  — коэффициент сбора света,  $f$  — квантовая чувствительность фотоумножителя,  $L$  — рабочая длина счетчика,  $\omega$  — частота излучения. Если считать, что светосбор для малых углов не зависит от  $\vartheta$ , и брать  $\vartheta(\omega) = \vartheta(\omega)$ , то выражение для  $\bar{n}$  можно значительно

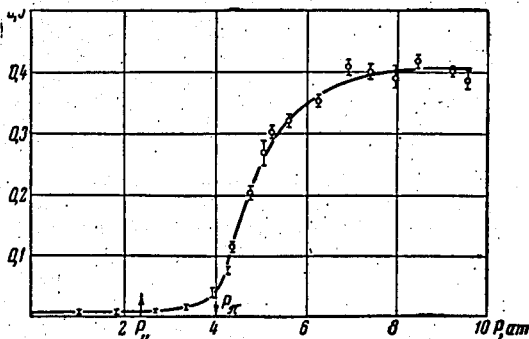


Рис. 6. Зависимость  $m$  от давления для счетчика  $C_2$ , наполненного воздухом.  $p_\mu$ ,  $p_\pi$  — пороговые давления для  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов

упростить

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \frac{\alpha}{C} \int_{\omega} e f d\omega \int_0^L \sin^2 \vartheta dl = \\ &= k \int_0^L \sin^2 \vartheta dl. \end{aligned}$$

Величина  $k$ , характеризующая счетчик, определяется только качеством оптической системы и спектральной характеристикой фотоумножителя.

Эффективность к  $\pi$ -мезонам, определяемая из экспериментальных данных, равна

$$\eta_\pi = \frac{1}{n_\pi} \left( \frac{m - \eta'}{1 - \eta'} - n_\mu \eta_\mu \right),$$

где  $\eta'$  — эффективность регистрации частиц через  $\delta$ -электроны и случайные совпадения;  $\eta_\mu$  — эффективность регистрации  $\mu$ -мезонов, обусловленная черенковским эффектом ( $\eta_\mu \approx 1$  для  $C_1$ );  $n_\mu$  — доля  $\mu$ -мезонов в пучке (вычислялась по первому плато, для счетчика  $C_2$  принималась равной нулю);  $n_\pi$  — доля  $\pi$ -мезонов в пучке (определялась из условия, что  $\eta_\pi \rightarrow 1$  с ростом давления). Расчет показателя преломления производился по формуле Лоренц — Лоренца

$$(n^2 - 1)/(n^2 + 2) \rho = R.$$

Плотность определялась для воздуха из закона идеального газа, для этилена — из формулы Битти — Бриджмена [1]. Величина  $k$  вычислялась из экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

При обработке результатов, полученных со счетчиком  $C_1$ , необходимо было учитывать торможение частиц в газе счетчика. В этом случае величина

$$\begin{aligned} \int_0^L \sin^2 \vartheta dl &= \frac{n_\pi}{n^2 \rho (dE/dx)_n} \times \\ &\times \left\{ (n^2 - 1)(\epsilon_0 - \epsilon_1) - \frac{1}{2} \ln \frac{(\epsilon_0 - 1)(\epsilon_1 + 1)}{(\epsilon_0 + 1)(\epsilon_1 - 1)} \right\} \end{aligned}$$

где  $\rho$  — плотность газа,  $\epsilon_0 = E_0/m_\pi$ ,  $\epsilon_1 = E_1/m_\pi$  — полные начальная и конечная энергии в единицах массы  $\pi$ -мезона,  $(dE/dx)_n$  — ионизационные потери  $\pi$ -мезона в газе.

В опыте со счетчиком  $C_2$  торможение частиц в газе несущественно, поэтому

$$\int_0^L \sin^2 \vartheta dl = L(1 - 1/n^2\beta^2).$$

Учитывая, что величины  $n^2$  и  $\beta^2$  мало отличаются от единицы, можно в первом приближении написать

$$\int_0^L \sin^2 \vartheta dl \approx L[(n^2 - 1) - (1 - \beta^2)].$$

Из расчета получено:

для счетчика  $C_1 - k_1 = 2,04 \pm 0,03$ ; для счетчика  $C_2 - k_2 = 11,4 \pm 0,5$ ,  $E_2 = 12,95 \pm \pm 0,02$  Гэв.

Ошибки даны статистические. Увеличение  $k$  в счетчике  $C_2$  обусловлено улучшением оптической системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. J. Gillespie, J. Phys. Chem., 1929, 33, 354.

## ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ГАЗОВЫЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЧЕТЧИК

А. С. ВОВЕНКО, Б. А. КУЛАКОВ, М. Ф. ЛИХАЧЕВ, А. Л. ЛЮБИМОВ,  
Ю. А. МАТУЛЕНКО, И. А. САВИН, В. С. СТАВИНСКИЙ

Объединенный институт ядерных исследований

(Получено 17 августа 1961 г.)

Описан дифференциальный газовый черенковский счетчик, применявшийся в опытах по определению полных сечений взаимодействия  $K$ -мезонов с протонами в области импульсов  $\sim 3-5 \text{ Гэв}/c$  [5, 6]. Указывается метод определения импульса пучка частиц с помощью такого счетчика.

Газовые черенковские счетчики применяются для разделения по скоростям частиц высокой энергии. При этом используются как пороговые газовые черенковские счетчики (п. г. с.) [1, 2], регистрирующие частицы со скоростями выше данной, так и дифференциальные (угловые) газовые черенковские счетчики (д. г. с.), регистрирующие частицы в некотором интервале скоростей [3, 4]. Комбинируя эти два типа счетчиков, можно выделять редкие частицы на большом фоне всех остальных.

В данной статье описан д. г. с., разработанный в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ в 1959 г. и в течение длительного времени используемый в пучках синхрофазотрона для выделения  $K$ -мезонов с импульсом от 3 до  $5 \text{ Гэв}/c$  [5, 6]. Краткое описание д. г. с. было дано ранее [7].

Скорость частицы  $\beta$ , показатель преломления среды  $n$  и угол  $\theta$ , образуемый черенковским излучением частицы с направлением ее движения, связаны известным соотношением

$$\cos \theta = 1/n\beta, \quad (1)$$

откуда видно, что угловое разрешение

$$d\theta/d\beta = 1/\beta \cdot \text{ctg} \theta$$

улучшается с уменьшением угла  $\theta$ . Уменьшение  $\theta$  облегчает создание оптической системы счетчика и уменьшает ее aberrации. С другой стороны, уменьшение угла свечения приводит к уменьшению интенсивности излучения  $I$ , так как  $I \sim \sin^2 \theta$ . Таким образом, при разработке конструкции д. г. с. должен быть выбран некоторый оптимальный угол  $\theta$ .

Оптическая система с фокусным расстоянием  $f$  собирает черенковское излучение быстрой частицы в кольцо радиуса  $f \cdot \text{tg} \theta$ . Это кольцо является в некотором смысле «изображением» частицы, т. е. частица как источник света эквивалентна бесконечно удаленному кольцу. Ширина кольцевого «изображения» определяется угловой шириной конуса черенковского излучения ( $\Delta\theta$ ) и ошибками оптической системы. Величина  $\Delta\theta$  для одной частицы определяется в основном дисперсией черенковского излучения в пределах спектральной чувствительности катода фотоумножителя и многократным рассеянием в газе счетчика. Для пучка частиц одной массы



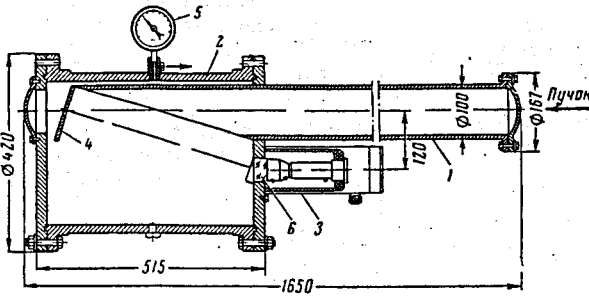


Рис. 1. Конструкция дифференциального газового черенковского счетчика. 1 — труба радиатора; 2 — корпус; 3 — экранированный кожух фотоумножителя; 4 — сферическое зеркало; 5 — манометр; 6 — плексигласовая пробка. Размеры, мм

«изображение» дополнительно размывается вследствие разброса частиц по импульсам и углам.

Конструкция счетчика схематически изображена на рис. 1. Черенковское излучение, образуемое частицей в газе, фокусируется сферическим зеркалом на кольцевую диафрагму, помещенную перед плексигласовой пробкой, через которую свет попадает на фотокатод ФЭУ-24. Плоскость фотокатода перпендикулярна направлению пучка частиц. Оптическая схема счетчика сходна с одной из схем простых зеркальных астрономических телескопов Ломоносова — Гершеля (например, [8]). Максимальный диаметр пучка частиц равен 10 см, ось фотоумножителя смещена от оси пучка на 12 см. Угол свечения  $\theta$  равен  $4^\circ$ .

Сферическое зеркало в данном случае является частью, «вырезанной» из большего сферического зеркала, ось которого совпадает с осью фотоумножителя. Это увеличивает сферическую абберацию по сравнению со случаем, когда ось фотоумножителя наклонена к пучку частиц и направлена в центр реального зеркала, но зато уменьшает кому и астигматизм, так что суммарная оптическая ошибка оказывается меньше. Оценки показывают, что за счет всех оптических аббераций происходит размытие кольцевого «изображения» на 3–4 мм. Зеркало изготовлено из стекла, сферическая поверхность которого алюминирована и напыленный слой закреплен. Юстировка зеркала проводилась при помощи специального коллиматора, изготовленного Ленинградским институтом точной механики и оптики.

Стальная труба радиатора черенковского света длиной ~ 1,5 м закрыта с двух сторон фланцами из нержавеющей стали толщиной 1 мм. Первоначально она была отполирова-

на. Однако в процессе испытания счетчика выяснилось, что от качества полировки сильно зависит фон счетчика (эффективность счетчика к частицам, излучающим черенковский свет под углом  $\geq 5^\circ$ ) (рис. 2). Поэтому вся внутренняя поверхность счетчика была покрыта черным бархатом, чтобы работать на свете, попавшем непосредственно на зеркало. Бархатное покрытие уменьшило эффективную рабочую длину счетчика приблизительно до 0,7 м. На таком пути частица при угле свечения  $4^\circ$  образует ~ 150 фотонов черенковского излучения. Следовательно, чтобы получить высокую эффективность счетчика, требуется тщательный подбор фотоумножителя с высокой квантовой эффек-

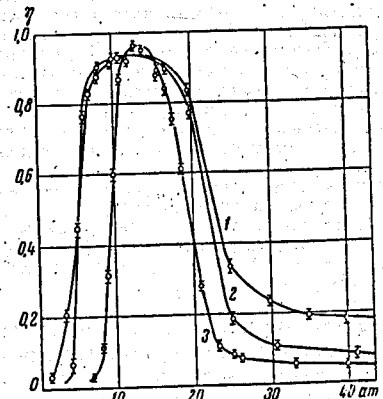


Рис. 2. Зависимость эффективности  $\eta$  д. г. с. к  $\mu$ -мезонам с импульсом 3 Гэв/с от давления воздуха в нем. 1 — полированная труба; 2 — внутренняя поверхность счетчика покрыта черным бархатом; 3 — бархатное покрытие и кольцевая диафрагма шириной 10 мм

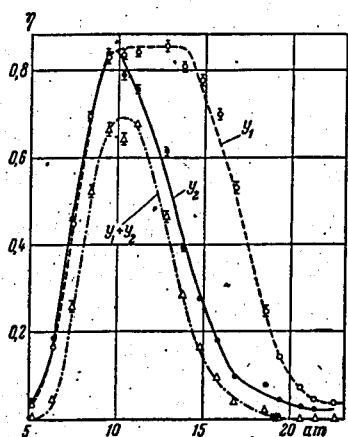


Рис. 3. Зависимость эффективности η д. г. с. к π-мезонам с импульсом 3,4 Гэв/с от давления воздуха. Y<sub>1</sub> — кольцевая диафрагма 10 мм; Y<sub>2</sub> — кольцевая диафрагма 4 мм; Y<sub>1</sub>+Y<sub>2</sub> — оба счетчика на совпадении друг с другом

тивностью и большим усилением. Электронная аппаратура должна быть чувствительной к импульсам, соответствующим одному фотоэлектрону с фотокатода ФЭУ. С различными экземплярами ФЭУ-24 эффективность счетчика колебалась от 40 до 96%.

Схема включения д. г. с. в быструю схему совпадений обычна. Работа счетчика исследовалась на пучке положительных частиц синхрофазотрона ОИЯИ [7]. На рис. 2 даны кривые зависимости эффективности д. г. с. от давления воздуха для π-мезонов с импульсом 3 Гэв/с. Характерной особенностью этих кривых является наличие фона при больших давлениях, когда угол свечения таков, что свет не должен попадать на ФЭУ. Это, по-видимому, связано с недостаточной хорошей полировкой отражающих поверхностей — трубы радиатора и зеркала, приводящей к изотропному рассеянию малой доли света по всему объему счетчика. Бархатное покрытие (кривая 2) и диафрагма (кривая 3) уменьшают количество изотропно рассеянного света, падающего на ФЭУ, что приводит к уменьшению постоянного фона счетчика.

На рис. 3 показаны эффективности двух д. г. с. к π-мезонам с импульсом 3,4 Гэв/с с кольцевыми диафрагмами разной ши-

рины. Внутренний радиус диафрагм один и тот же. Для счетчика Y<sub>2</sub> фон составляет 2%. Оценки показывают, что с такой вероятностью π-мезоны будут регистрироваться д. г. с. через δ-электроны [9]. Для дальнейшего уменьшения фона необходимо использовать газы с меньшей плотностью при том же показателе преломления, например этилен, этан.

От ширины пика эффективности д. г. с. зависит разрешающая способность счетчика по скорости. Для счетчика Y<sub>2</sub> полуширина пика от максимума до уровня постоянного фона составляет ~ 10 ат воздуха. Легко показать, что разрешающая способность счетчика по скорости в этом случае равна  $\Delta v \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Это означает, что в пучке частиц с одинаковым импульсом данный счетчик может отделять K-мезоны от π-мезонов до импульсов 6 Гэв/с. Включение Y<sub>1</sub> и Y<sub>2</sub> на совпадение улучшает разрешение и снижает постоянный фон (Y<sub>1</sub> + Y<sub>2</sub>, рис. 3). Из рис. 3 видно, что эффективность д. г. с. в максимуме не зависит от величины диафрагмы. Это обстоятельство свидетельствует о том, что кольцевое «изображение» π-мезонов имеет ширину  $\leq 4$  мм, что совпадает с произведенными оценками.

На рис. 4 показан пример выделения из пучка положительных частиц с импульсом 4,75 Гэв/с частиц разной массы — π-мезонов, K-мезонов и протонов. Здесь два д. г. с. включены на совпадение друг с другом. Д. г. с. заполнялись этиленом. При дав-

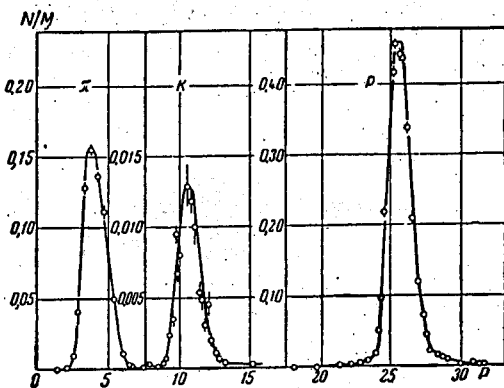


Рис. 4. Счет различных частиц в зависимости от давления этилена в двух д. г. с. По оси ординат отложен счет д. г. с. по отношению к спцинтилляционному монитору

лении, соответствующем максимуму счета  $K$ -мезонов, фон счетчика составляет  $\sim 1\%$  от величины  $K$ -мезонного пика.

По положению максимумов на рис. 4 можно определять средний импульс частиц в пучке. В самом деле, если  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления газа, соответствующие максимальным эффективностям в разных пиках, то из (1)

$$n_1 \beta_1 = n_2 \beta_2. \quad (2)$$

Так как импульс частиц  $P$  одинаков, то

$$\beta_1 = P / \sqrt{P^2 + m_1^2}, \quad \beta_2 = P / \sqrt{P^2 + m_2^2}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), получим:

$$P = \sqrt{\frac{m_2^2 n_1^2 - m_1^2 n_2^2}{n_2^2 - n_1^2}}.$$

Возникающая при этом ошибка определяется выражением

$$\frac{\Delta P}{P} \approx \frac{n_1 n_2 \sqrt{n_1^2 + n_2^2}}{(n_2^2 - n_1^2)^{3/2}} \cdot \frac{m_2^2 - m_1^2}{P^2} \cdot \Delta n,$$

где  $\Delta n$  — ошибка в определении показателя преломления, соответствующего пику эффективности. При определении импульса частиц по двум пикам на рис. 4 —  $\pi$ -мезону и  $K$ -мезонному — ошибка составляет  $\Delta P/P \approx 2\%$ . Наличие трех пиков позволяет уменьшить  $\Delta P/P$  до  $1\%$ . Если считать, что полуширина  $\pi$ -мезонного пика определяется только дисперсией черенковского излучения

и оптическими aberrациями, то по изменению полуширины в  $K$ -мезонном и протонном пиках можно определить разброс частиц в пучке по импульсам. Этот метод определения импульса частиц в пучке может применяться в случае, когда требуется получить точность лучше, чем методом токонесущей проволоки, или когда последний неприменим.

В заключение авторы выражают благодарность И. Н. Какурину за участие в конструировании счетчика и И. Захаркину за помощь в работе.

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Беляков, А. С. Вовенко, А. Д. Кириллов, Б. А. Кулаков и др., ИТЭ, 1961, № 1, 32.
2. J. H. Atkinson, V. Perez-Mendez, Rev. Scient. Instrum., 1959, 30, 10.
3. D. E. Baldwin et al., IRE Trans. Nucl. Sci., 1958, 55, 177.
4. V. Cook et al., UCRL-9386.
5. Chzan Neisen, Sui Yui-chan, M. F. Likhachev, V. S. Stavinsky, Proc. of the 1960 Ann. Intern. Conf. on High-Energy Physics at Rochester, p. 444.
6. А. С. Вовенко и др., Преприят ОИЯИ, Д-721.
7. M. F. Likhachev, A. L. Lyubimov, V. S. Stavinsky, Chzan Neai-sen, Proc. of an Intern. Conf. on Instrum. for high-energy physics, Berkeley, 1960, 89.
8. Д. Д. Максудов, Астрономическая оптика, 1946, Гостехиздат.
9. И. Захаркин, Дипломная работа, 1960, ОИЯИ.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ  $\pi^+$ -МЕЗОНОВ НА ПРОТОНАХ НА  
УГОЛ  $180^\circ$  ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

А.С.Вовенко, Б.Н.Гуськов, М.Ф.Лихачев, А.Л.Лобанов,  
Ю.А.Матуленко, И.А.Савин, В.С.Ставицкий

В Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований были измерены величины дифференциальных сечений упругого  $\pi^+$ -р - рассеяния в малом телесном угле около  $180^\circ$  при импульсах  $\pi^+$ - мезонов в лабораторной системе 3,15; 4,10 и 4,85 ГэВ/с. Результаты измерений при 3,15 ГэВ/с были опубликованы ранее [1]. В данной работе приводятся результаты измерений при 4,10 и 4,85 ГэВ/с и сопоставляются данные, полученные при всех трех энергиях.

Измерения при разных энергиях производились с помощью одной и той же установки. Описание установки дано в [2], откуда и заимствован рисунок.

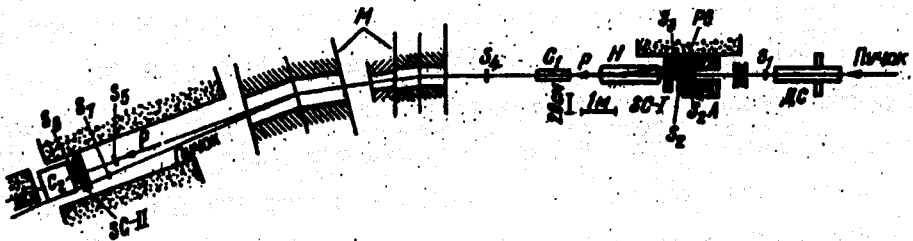


Схема установки для измерения упругого  $\pi^+$ -р - рассеяния на угол около  $180^\circ$ .  $S_1$ - $S_5$  - сцинтилляционные счетчики,  $SC$  - дифференциальный газовый черенковский счетчик,  $C_1$ ,  $C_2$  - пороговые газовые черенковские счетчики,  $H$  - водородная мишень,  $SC I$ ,  $SC II$  - искровые камеры,  $M$  - магнитный спектрометр

Отношение числа зарегистрированных установкой случаев упругого рассеяния  $\mathcal{K}^+$  - мезонов назад к общему числу полученных снимков с увеличением энергии уменьшалось (I: 4,4 при 3,15 Гэв/с; I: II при 4,10 Гэв/с и I: 40 при 4,85 Гэв/с). Это вызвано не только уменьшением величины измеряемого сечения, но и ухудшением фоновых условий вследствие меньшего пространственного разделения протонов отдачи от частиц пучка (см. рисунок). Поэтому потребовалось применение более строгих критериев для отбора случаев упругого рассеяния назад, чем в [1]. Эти же критерии были использованы для повторной обработки данных при 3,15 Гэв/с.

При просмотре пленки с искровой камеры  $SCI$  для дальнейшей обработки отбирались снимки, на которых помимо трека от падающей пучковой частицы присутствует трек, продолжение которого в сторону водородной мишени может пересекаться с продолжением пучкового трека. Через координаты этих треков проводились прямые и вычислялось расстояние минимального сближения этих прямых  $\delta$ , координата этого места и угол  $\mathcal{E}$ , под которым видно это минимальное расстояние из камеры  $SCI$ . Распределение событий по величине  $\mathcal{E}$  оказалось гауссовым с полушириной  $\sim 1,2 \cdot 10^{-2}$  рад, соответствующей ожидаемой для случаев  $\mathcal{K}^+$  - рассеяния назад (из-за кулоновского рассеяния в водороде рассеянного назад  $\mathcal{K}^+$  - мезона и погрешностей в измерении углов треков в камере  $SCI$ ). Пересекающимися считались пары треков с  $\mathcal{E} < 3 \cdot 10^{-2}$  рад. Остальные отбрасывались. Исключались также случаи, когда пересечение треков находилось вне объема жидкого водорода. Для отобранных таким образом событий строились распределения по импульсам частиц, зарегистрированных в искровой камере  $SCII$ . В этих распределениях виден четкий пик, соответствующий импульсу протонов отдачи от упругого  $\mathcal{K}^+$  - рассеяния назад (ширина этого пика определяется разбросом по энергии первичного пучка и разрешающей способностью магнитного спектрометра и составляла около 2% при 4,10 и 4,85 Гэв/с). События, попадавшие в этот пик, считались случаями упругого рассеяния  $\mathcal{K}^+$  назад (поправка на случайное попадание частицы в эту область камеры  $SCII$

с  $\varepsilon < 3 \cdot 10^{-2}$  рад составляла 1,7% для 3,15 Гэв/с; 3,7% для 4,10 Гэв/с и 6,4% для 4,85 Гэв/с).

Эффективный телесный угол установки в с.ц.м., вычисленный методом Монте-Карло с учетом кулоновского рассеяния частиц, составлял  $2,87 \cdot 10^{-3}$  стер для 4,10 Гэв/с и  $3,04 \cdot 10^{-3}$  стер для 4,85 Гэв/с.

При вычислении эффективных сечений вводились поправки на ядерное взаимодействие первичного и рассеянного навад  $\pi^+$  - мезонов и протона отдачи в водородной мишени и счетчиках, на примесь  $\mu$  - мезонов в пучке, на распад рассеянного  $\pi$  - мезона, на эффективность сцинтилляционных счетчиков и электронных схем, на эффективность искровых камер.

В таблице приведены полученные величины дифференциальных сечений, включая данные при 3,15 Гэв/с, обработанные с использованием указанных выше критериев отбора. Ошибки, указанные в таблице, включают статистическую ошибку и неопределенность в поправках.

В этой же таблице для сравнения приведены данные для 4,0 Гэв/с, полученные с помощью жидководородной камеры [2].

В предыдущей нашей работе [1] был сделан вывод о существовании значительного по величине и узкого пика в дифференциальном сечении упругого  $\pi^+$  - рассеяния навад при 3,15 Гэв/с. Из данных, приведенных в таблице, видно, что имеется узкий пик вблизи  $180^\circ$  при 4,0 Гэв/с. Действительно, величина  $(d\sigma/d\Omega)_{180^\circ}^{4,0}$  на порядок превосходит среднее сечение рассеяния в заднюю полушару и почти в 4 раза больше сечения для интервала по  $\cos \theta_{с.ц.м.}$  от  $-0,8$  до  $-1,0$  при 4,0 Гэв/с. Имеется пик в  $\pi^+$  - рассеянии навад и при 4,85 Гэв/с: величина  $(d\sigma/d\Omega)_{180^\circ}^{4,85}$  в несколько раз превосходит величину  $(d\sigma/d\Omega)_{90+180^\circ}^{4,0}$ , которая в свою очередь должна быть больше  $(d\sigma/d\Omega)_{90+180^\circ}^{4,85}$ .

Существование пика в упругом  $\pi^+$  - рассеянии навад в достаточно широком интервале энергий выше 3 Гэв указывает на то, что этот пик не связан с проявлением какого-либо резонанса, а является характерным для процесса упругого рассеяния в области высоких энергий [1].

Данные по упругому рассеянию  $K^+$  p- мезонов на протонах вблизи  $180^\circ$

Импульс $K^+$ - мезона в лаб. сист.	Интервал углов $\theta_{\text{л.м.}}$ , град.	Интервал $\cos \theta_{\text{л.м.}}$	Интервал $u$ , (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$(d\sigma/d\Omega)_{\text{л.м.}}$ , $\frac{\text{мкбн}}{\text{стер}}$	$(d\sigma/d\Omega)$ , $\frac{\text{мкбн}}{\text{ГэВ/с}}$	Ссылка
3,15	177+180	-0,998 + -1,000	0,109 + 0,104	99±12	244 ± 29	Данная работа
4,10	177+180	-0,998+ -1,000	0,086 + 0,081	74±11	136 ± 20	Данная работа
4,85	177+180	-0,998+ -1,000	0,074 + 0,068	37±12	56 ± 18	Данная работа
4,00	143+180 90+180	-0,800+ -1,000 0+ - 1,000	0,088 + -0,562 0,088 + -3,252	19±5 6,4±1,3	36±9 12±2,4	[2]

Дифференциальное сечение рассеяния назад при 4,0 Гэв/с, полученное в работе [2], совместно с  $(d\sigma/d\Omega)_{180^\circ}^{4,1}$  из данной работы хорошо описывается зависимостью вида

$$d\sigma/d\Omega = A \exp\{p_\perp/0,32\},$$

где  $p_\perp$  - перпендикулярный переданный импульс в Гэв/с.

Величина  $(d\sigma/d\Omega)_{180^\circ}$  быстро убывает в измеренном нами интервале энергий. Однако, поскольку измерения при разных энергиях проводились для разных значений квадрата переданного импульса  $u$ , а сечение рассеяния около  $180^\circ$  зависит от  $u$ , указанное убывание сечений происходит при одновременном изменении двух параметров: энергии и квадрата переданного импульса  $u$ .

Авторы благодарят В. Бирулева, Т. Добровольского, А. Завгороднего, И. Какурина, В. Перевозчикова, Н. Чернышова за помощь в работе, В. Кочкина за составление программы и проведение расчетов, коллектив синхрофазотрона за обеспечение стабильной работы ускорителя и группу эксплуатации криогенного отдела за обеспечение жидким водородом.

Объединенный институт  
ядерных исследований

Поступило в редакцию  
15 сентября 1965 г.

#### Литература

- [1] J. A. Savin, A. S. Vovenko, B. N. Gus'kov, M. F. Likhachev, A. L. Lyubimov, Ju. A. Matulenko, V. S. Stavinsky. Phys. Lett., 17, 68, 1965.
- [2] Aachen-Berlin-Birmingham-Bonn-Hamburg-London-München Collaboration. Phys. Lett., 10, 248, 1964.

[1] Измерения проводились при энергиях выше 3,0 Гэв, чтобы избежать возможного влияния рождения изобар на упругое рассеяние назад.



INTERFERENCE OF  $K_L^0$  AND  $K_S^0$  AMPLITUDES IN THE  $\pi^+\pi^-$  DECAY MODE

M. BOTT-BODENHAUSEN, X. DE BOUARD, D. G. CASSEL\*, D. DEKKERS, R. FELST, R. METMOD\*\*, I. SAVIN\*\*\*, P. SCHARFF, M. VIVARGENT, T. R. WILLITTS and K. WINTER  
CERN, Geneva, Switzerland

Received 7 September 1966

The decay law of a coherent mixture of  $K_L^0$  and  $K_S^0$  has been measured over nine  $K_S^0$  mean lives in the  $\pi^+\pi^-$  mode. The relative phase between the interfering amplitudes was found to be  $\varphi_{\eta_{+-}\varphi_{1f21}} = (1.54 \pm \pm 0.17) \text{ sign}(m_L - m_S) \text{ rad}$  and the  $K_L^0 - K_S^0$  mass difference  $|\Delta m/\Gamma_S| = 0.480 \pm 0.024$ .

We report here further results from an experiment designed to measure the decay law of a coherent mixture of  $K_L^0$  and  $K_S^0$  in the  $(\pi^+\pi^-)$  decay mode behind a regenerator. Preliminary results, reported recently [1], had been derived from data taken with two thin carbon regenerators. They already established the existence of an interference term of  $K_L^0$  and  $K_S^0$  amplitudes in  $(\pi^+\pi^-)$  decays and hence supported the interpretation of  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  decays [2] by CP violation.

This experiment has been extended over a wider range of proper time in the  $K^0$  rest system by adding data taken behind a thick carbon regenerator. Systematic effects on the fitted parameters of the decay distribution have been investigated and were found to be small; the precaution of quoting 90% confidence intervals as errors on our preliminary results [1] proved to be exaggerated.

In the present note we summarize briefly the new results and give more precise values of

- The relative phase  $\varphi$  between the interfering amplitudes;
- The mass difference  $\Delta m = m_S - m_L$  as determined by the beat frequency;
- The branching ratio  $BR = \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all charged})$ ;
- The  $K_S^0$  mean life,  $\tau_S$ .

The experimental procedure is the same as described in our previous letter [1]. However, some remarks are appropriate on the fitting of the time distribution observed behind a (30 cm) thick carbon regenerator. For the notation we refer to ref. 1.

We now evaluate explicitly the phase and modulus of the expression

$$A_S [1 - \exp\{-(15 + \frac{1}{2})t\}] / (15 + \frac{1}{2})$$

occurring in the regeneration amplitude A. In this

way we take into account the obvious dependence of this amplitude on  $K^0$  momentum and on regenerator length. The fitted phase  $\varphi$  is then simply

$$\varphi = \arg \eta_{+-} - \arg 1f_{21}(0)$$

and the fitted regeneration probability  $R = |A/\eta_{+-}|$  refers to a  $K^0$  momentum of 4.5 GeV/c and 5.6 cm carbon regenerator.

As in our previous letter, data have been normalized to the same  $K_L^0$  flux transmitted through different regenerators by using  $K_{\mu 3}$  decays, observed in a restricted fiducial decay region as a monitor. Background of  $(\pi^+\pi^-)$  decay events, mislabelled  $K_{\mu 3}$  because of transmission of pions through the Fe absorber or  $\pi \rightarrow \mu$  decay in flight has been eliminated by inserting inside the invariant mass region  $480 < m^* < 510$  MeV the relative number of events recorded without regenerator. Background of  $K_{e 3}$  events has been eliminated by a Čerenkov counter.

In the case of the thick carbon regenerator the observed monitor rate has to be corrected for the detection of diffraction scattered  $K_L^0$ , to obtain the transmitted  $K_L^0$  flux. However, in leptonic decays the direction of the parent  $K^0$  cannot be determined precisely enough to reject diffraction scattered  $K^0$  as in the case of decays into  $(\pi^+\pi^-)$ . Instead the detection efficiency for diffraction scattered  $K^0$  decaying in the  $K_{\mu 3}$  mode has been evaluated by Monte Carlo methods and was found to be 22% of that for transmitted  $K^0$ . The diffraction cross section has been calculated using the optical

\* National Science Foundation Postdoctoral Fellow, now at Cornell University, Ithaca (N. Y.), USA.

\*\* University of Geneva, Switzerland.

\*\*\* Visitor from the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR.

theorem from the total cross section of  $K^0$  in carbon,  $\sigma_T = 186 \pm 40$  mb and a carbon radius of  $3.24 \times 10^{-13}$  cm as determined in proton carbon scattering [3] with the result  $\sigma_D = 21.6$  mb. From this value and the detection efficiency we derive a correction of  $-(1.2 \pm 0.25) \times 10^{-2}$  to be applied to the  $K_{\mu 3}$  rate observed behind the thick regenerator.

Events labelled  $\pi^+\pi^-$  in the data taking were sorted into bins of proper time each  $0.5 \times 10^{-10}$  s wide. Their mass ranges were restricted to  $45 < m^* < 550$  MeV. Events with a deviation of  $\Theta^2 \leq 10^{-5}$  rad<sup>2</sup> with respect to the beam direction were attributed to  $\pi^+\pi^-$  decays of transmitted  $K^0$ . The background consisting of unidentified  $K_{e3}$

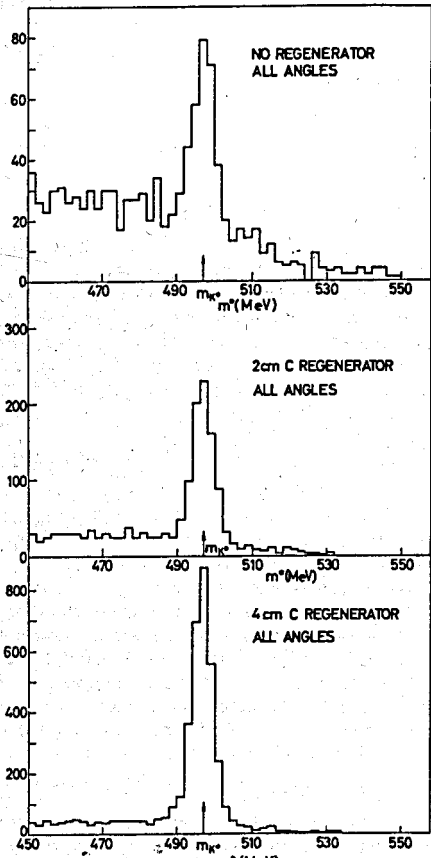


Fig. 1. Mass spectrum of events labelled  $(\pi^+\pi^-)$  for different beam conditions. Note that the constraint on beam direction has not been used.

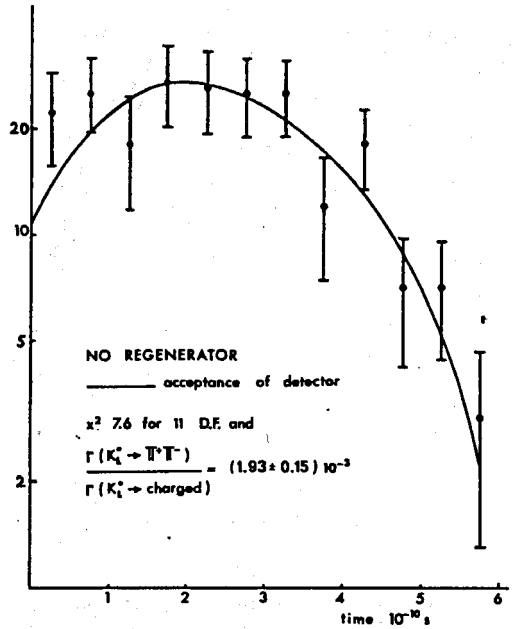


Fig. 2a. Decay distribution  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  plotted against proper time. Calculated detection efficiency, normalized by  $K_{\mu 3}$  decays is drawn in.

events and diffraction scattered  $K^0$  decays was extrapolated under the forward peak and subtracted. The wider mass range reduced the slope of leptonic background and thus the error in subtraction. The subtraction has been further refined by calculating the distribution in  $\Theta^2$  of the background. Particle identification greatly helped in reducing the leptonic background as can be seen in mass distributions for all angles  $\Theta$  in different beam conditions in fig. 1.

Data have been taken and analysed in four separate runs. The observed decay distributions of transmitted  $K^0$  in the  $(\pi^+\pi^-)$  mode are plotted against proper time, in fig. 2a without regenerator, in fig. 2b for 2, 4, and 30 cm carbon (plus 0.8 cm and 1.6 cm plastic scintillator for 2 and 30 cm C, and 4 cm carbon, respectively).

The data observed without regenerator are compared to the calculated detection efficiencies as a function of proper time. Using the  $K_{\mu 3}$  beam monitor a branching ratio of

$$BR = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all charged})} = (1.93 \pm 0.15) \times 10^{-3}$$

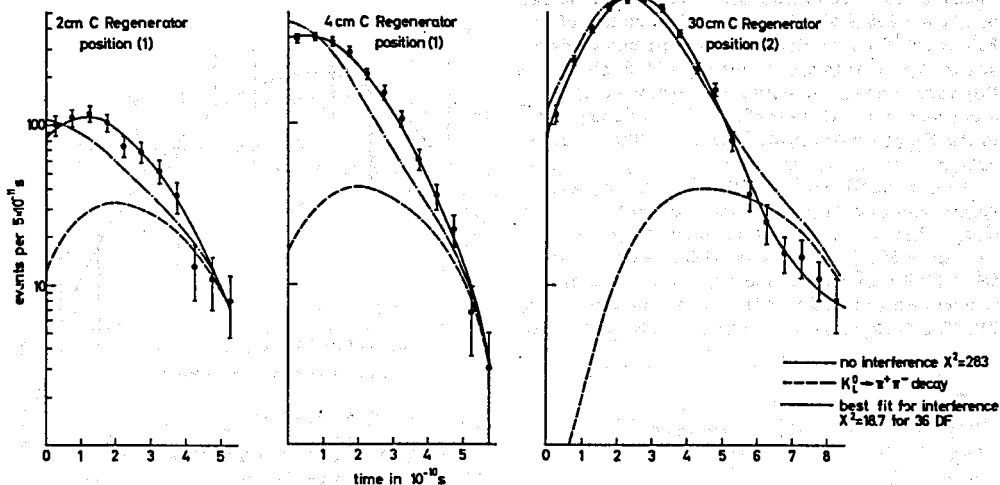


Fig. 2b. Decay distributions of  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  versus proper time as observed behind carbon regenerator of different thickness.

is obtained and a  $\chi^2$  of 7.55 against an expectation of 11. This result is in excellent agreement with earlier data [2] and checks the absolute  $K_{\mu 3}$  monitor and the calculated detection efficiencies. The time dependent  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  intensities drawn in fig. 2b are determined in the same way. Distributions derived from the assumption that transmitted  $K_L^0$  and regenerated  $K_S^0$  amplitudes are coherent [1, eq. (4)] are fitted to the experimental data to search for the best values of  $R = |A/\eta_{+-}|$ ,  $\varphi$ ,  $\delta = \Delta m/\Gamma_S$ , BR and  $\tau_S |\eta_{+-}|$  is determined by the  $K_{\mu 3}$  beam monitor. In a separate fit  $\tau_S$  was assumed to be  $0.90 \times 10^{-10}$  sec.

Two distributions are shown in fig. 2b, corresponding to the best fit obtained for two hypotheses:

- 1)  $K_L^0$  and  $K_S^0$  decay independently. The  $\chi^2$  for this fit is 283 for 38 degrees of freedom.
- 2)  $K_L^0$  and  $K_S^0$  amplitudes are coherent. The  $\chi^2$  for this fit is 18.7 for 36 degrees of freedom.

The values of the fitted parameters and their standard deviations for the second hypothesis are:

I.  $\tau_S = 0.90 \times 10^{-10}$  s assumed.

1)  $R = |A/\eta_{+-}| = 4.30 \pm 0.16$  is the modulus of the regeneration amplitude in 5.6 cm carbon of average density 1.785 at the mean momentum of 4.5 GeV/c, relative to the ratio of  $K_L^0$  and  $K_S^0$  amplitudes for  $\pi^+\pi^-$  decay. This corresponds to  $|f_{21}| = (5.70 \pm 0.23) \times 10^{-13}$  cm, where  $f_{21} = \frac{1}{2}(f(0) - \bar{f}_{21}(0))$ .

2)  $\varphi = \arg \eta_{+-} - \arg if_{21} = \mp(1.53 \pm 0.09)$  rad.

3)  $(m_S - m_L)/\Gamma_S = \pm(0.480 \pm 0.024)$ .

4)  $BR = \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all charged}) = (1.993 \pm 0.080) \times 10^{-3}$ .

The errors are mainly of statistical origin.

Systematic uncertainties have been estimated for the experimental resolution in proper time, the  $K_{\mu 3}$  beam monitor and detection efficiency; they are included in the quoted errors.

II.  $\tau_S$  determined by the fit.

1)  $R = 4.30 \pm 0.16$ .

2)  $\varphi = \arg \eta_{+-} - \arg (if_{21}) = \mp(1.54 \pm 0.17)$  rad.

3)  $(m_S - m_L)/\Gamma_S = \pm(0.480 \pm 0.024)$ .

4)  $BR = \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all charged}) = (1.993 \pm 0.080) \times 10^{-3}$ .

5)  $\tau_S = (0.904 \pm 0.024) \times 10^{-10}$  s.

We increase our error in  $\varphi$  by also determining  $\tau_S$  from the fit. However, in view of the disagreement between previous and recent measurements [4] we prefer to quote the fitted values of  $\Pi$  of  $\tau_S$ .

The relative sign of  $\delta$  and  $\varphi$  is opposite, the overall sign is not determined in this experiment. Recent results [5] indicate that  $(m_S - m_L)$  is negative. This would then fix the sign of  $\varphi$

$\varphi = \arg \eta_{+-} - \arg (if_{21}) = \mp(1.54 \pm 0.17)$  rad. (1)

The sensitivity of this experiment for an interference term between  $K_L^0$  and  $K_S^0$  amplitudes can be exhibited more clearly than in the experimental distributions of fig. 2b. This has been done by subtracting the quadratic terms of the amplitudes using the fitted parameters  $R$  and  $\eta$  and by divid-

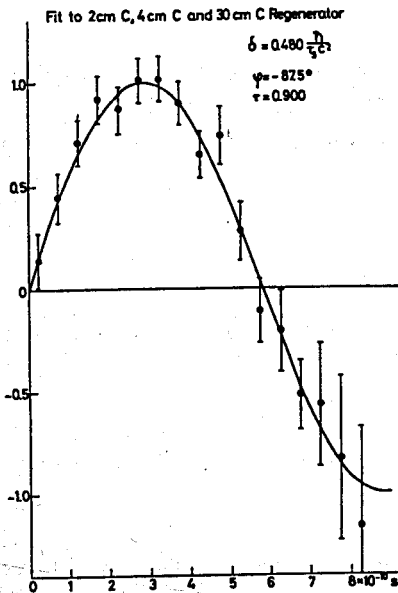


Fig. 3. Interference term of  $K_S^0$  and  $K_L^0$  amplitudes as determined from the data. Expectation  $\cos(\delta t \Gamma_S + \varphi)$  is also shown. The fitted amplitude is  $(1.08 \pm 0.12)$ .

ing the cross term by  $2R \exp(-\frac{1}{2}\Gamma_S t)$ . The statistical errors have been distributed according to the weights of the three terms. Fig. 3 shows the resultant determination of the interference term together with the expectation  $\cos(\Delta m t \Gamma_S + \varphi)$  where  $\varphi = \arg \eta_{+-} - \arg \eta_{21}^0$ . The beating of  $K_S^0$  and  $K_L^0$  amplitudes is clearly exhibited over  $\frac{1}{4}$  of a period, corresponding to nine  $K_S^0$  mean lives.

Some models of  $K_L^0$  decay into  $2\pi$  by Laurent and Roos [6] and Kabir and Lewis [7] predict that the sign of the interference term is opposite for  $K^0$  mesons originating from  $K^0$  and  $\bar{K}^0$  at the production target. The amplitude of the interference term would then be reduced by a factor  $(N(K^0) - N(\bar{K}^0)) / (N(K^0) + N(\bar{K}^0))$ . If we estimate the ratio  $K^0/\bar{K}^0$  at production from the ratio  $K^+/K^-$  [8], the amplitude of the interference would be expected to be reduced by a factor 0.6 under our experimental conditions. The observed amplitude as determined in a least square fit to the data is  $1.08 \pm 0.12$ .

A comparison of the phase  $\varphi$  with different CP violating models is not possible without independent information on  $\arg \eta_{21}^0$ .

We have also measured the charge asymmetry in  $K_{\mu 3}$  decays of  $K_L^0$  with the result

$$\frac{\mu^+ - \mu^-}{\mu^+ + \mu^-} = -(1.45 \pm 1.8) \times 10^{-2}$$

The limits on  $K_L^0$  decays through neutral leptonic currents have been improved in this experiment with the result (70% confidence, no event observed)

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all}) < 5.2 \times 10^{-6}$$

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow e^+ + e^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all}) < 2.5 \times 10^{-5}$$

Combined with an earlier result [13] we find (70% confidence)

$$\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all}) < 4 \times 10^{-6}$$

We wish to thank Mr. G. Muratori and Mr. F. Doughty for their help in the design and construction of the spark chamber optics; Drs. B. Jordan and L. Valentin for their contributions in the early stages of this experiment; Mr. B. Friend and Mr. L. Velati for their competent technical assistance and Professors B. Gregory, W. Paul, P. Preiswerk and V. F. Weisskopf for their support.

1. M. Bott-Bodenhausen, X. de Bouard, D. G. Cassel, D. Dekker, R. Felst, R. Mermod, I. Savin, P. Scharff, M. Vivargent, T. R. Willits and K. Winter, Phys. Letters 20(1966) 212.
2. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Letters 13 (1964) 138; A. Abashian, R. J. Abrams, D. W. Carpenter, G. P. Fisher, B. M. K. Nefkens and J. H. Smith, Phys. Rev. Letters 13 (1964) 243; X. de Bouard, D. Dekkers, B. Jordan, R. Mermod, T. R. Willits, K. Winter, P. Scharff, L. Valentin, M. Vivargent and M. Bott-Bodenhausen, Phys. Letters 15 (1965) 58; W. Galbraith, G. Manning, A. E. Taylor, B. D. Jones, J. Malos, A. Astbury, N. H. Lipman and G. T. Walker, Phys. Rev. Letters 14 (1965) 383.
3. G. Bellettini, G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lillethun, G. Matthiae, J. P. Scanlon and A. M. Wetherell, Nucl. Phys. 79 (1966) 609.
4. A. H. Rosenfeld, A. Barbaro-Caltiere, W. H. Barkas, P. L. Bastien, J. Kirz and M. Ross, UCRL 8030 (Rev.) (March, 1966), and G. H. Trilling, UCRL-16473 (Nov. 1965) quote  $\tau_S = (0.861 \pm 0.012) \times 10^{-10}$ s; L. Kirsch, P. Schmidt, Nevis 146 (to be published) find  $\tau_S = (0.843 \pm 0.013) \times 10^{-10}$ s.
5. W. A. W. Mehlhop, R. H. Good, S. S. Murty, O. Piccioni and R. A. Swanson, American Physical Society Meeting, Washington, April 1966 and private communication.
6. B. Laurent and M. Roos, Phys. Letters 15 (1965) 104.
7. P. K. Kabir and R. R. Lewis, Phys. Rev. Letters 15 (1965) 306.
8. W. F. Baker et al., Phys. Rev. Letters 7 (1961) 101.
9. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letters 13 (1964) 562.
10. T. D. Lee and L. Wolfenstein, Phys. Rev. 138 (1965) B1490.
11. T. T. Wu and C. N. Yang, Phys. Rev. Letters 13 (1965) 501.
12. L. Wolfenstein, Nuovo Cimento XLII A (1966) 17.
13. D. Dekkers, thesis (to be published).

## COMPATIBILITY OF THE $K^+n$ AND $K^-n$ TOTAL CROSS SECTION MEASUREMENTS, $K_L^0$ - $K_S^0$ REGENERATION AMPLITUDE ON HYDROGEN AND CP-VIOLATING PARAMETER $|\eta_{+-}|$

V.G. KRIVOKHIZHIN and I.A. SAVIN  
*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna*

Received 29 January 1976

It is shown that the  $K^+n$ - and  $K^-n$  total cross section differences and the  $K_L^0$ - $K_S^0$  transmission regeneration amplitude measurements at high energies are in a good agreement with the CP-violating parameter value  $|\eta_{+-}| = (2.30 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ .

As is known [e.g. 1], there still exists a contradiction in experimental data on the parameter  $\eta_{+-} \equiv |\eta_{+-}| \exp(i\Phi_{+-})$  which represents the ratio of the CP-violating decay amplitude  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  and the CP-conserving decay amplitude  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . In a number of experiments [2] performed before 1972 the mean value of  $|\eta_{+-}|$  was obtained as  $|\eta_{+-}| = (1.96 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ , while the results of two recent more precise experiments [3,4] have given the value of  $|\eta_{+-}| = (2.30 \pm 0.03) \times 10^{-3}$  calculated for the mean life time of  $K_S^0$  equal to  $0.895 \times 10^{-10}$  sec. Because of these facts, the mean value of  $|\eta_{+-}| = (2.17 \pm 0.07) \times 10^{-3}$  quoting now in the Particle Properties Data [5] has a scale factor  $S = 3.4$ .

One can try to resolve the existing contradiction with the help of the  $K_L^0$ - $K_S^0$  regeneration experiments on hydrogen and the total  $K^+n$  and  $K^-n$  cross section measurements at high energies.

The transmission regeneration amplitude on hydrogen  $f_{21}^0 \equiv |f_{21}^0| \exp(i\varphi_{21}^0)$  by definition is equal to the semidifference of the kaon and antikaon forward elastic scattering amplitudes on protons:

$$f_{21}^0 = [f^\sigma(K^0 p) - \bar{f}^\sigma(\bar{K}^0 p)]/2. \quad (1)$$

Applying to the both parts of eq. (1) the optical theorem and using the isospin invariance hypothesis, one can obtain

$$2 \operatorname{Im} f_{21}^0 = k [\sigma_T(K^0 p) - \sigma_T(\bar{K}^0 p)]/4\pi \\ = k [\sigma_T(K^+ n) - \sigma_T(K^- n)]/4\pi, \quad (2)$$

or

$$\Delta\sigma = 4\pi [2|f_{21}^0|/k] \sin \varphi_{21}^0, \quad (3)$$

where  $k = p/\hbar$ ,  $p$  is the kaon momentum.

It is known from the regeneration experiments [e.g. 8,9] that

$$2|f_{21}^0|/k = AR|\eta_{+-}|, \quad (4)$$

where  $R(p) = |\rho/\eta_{+-}|$ ,  $\rho$  is the regeneration coefficient and  $A$  is a constant completely known for a set of variables: kaon momentum, length of the target and weak interaction parameters of the  $K_L^0$ - $K_S^0$  system ( $\Delta m$ ,  $\tau_S$ ,  $\tau_L$  and  $\Phi_{+-}$ ). From eqs. (3) and (4) it follows that

$$\Delta\sigma(p) = A|\eta_{+-}|R(p) \sin \varphi_{21}^0. \quad (5)$$

One can use eq. (5) for a consistent check of the total  $K^+n$  and  $K^-n$  cross section measurement, on the one hand, and the hydrogen  $K_L^0$ - $K_S^0$  transmission regeneration amplitude, on the other hand, with the existing data on  $|\eta_{+-}|$ .

In order to check this consistency we have used the Serpukhov [6] and Batavia [7] data on the total cross sections (see fig. 1) and the values of  $R(p)$  and  $\varphi_{21}^0$  from the regeneration experiments [8,9].

The total cross section differences [6,7] have been approximated by expression  $\Delta\sigma(p) = Bp^{-n}$  and the constants  $B$  and  $n$  have been determined by least square method for each experiment separately and for both of them together. The results of this approximation are the following:

$$\text{IHEP data: } \Delta\sigma(p) = (12.1 \pm 4.1) \times p^{-0.65 \pm 0.10} \text{ mb} \\ (\chi^2/\text{DF} = 5.7/7); \quad (6a)$$

$$\text{FNAL data: } \Delta\sigma(p) = (12.1 \pm 5.9) \times p^{-0.57 \pm 0.11} \text{ mb} \\ (\chi^2/\text{DF} = 7/7); \quad (6b)$$

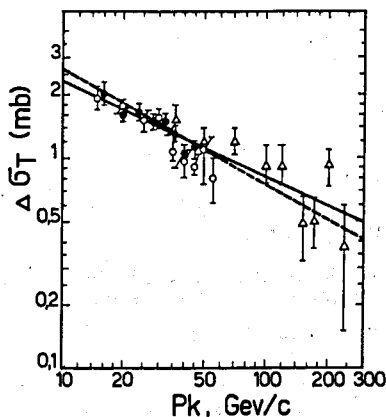


Fig. 1. The kaon and antikaon total cross sections difference at high momentum: (●)  $\Delta\sigma_T = \sigma_T(\bar{K}^0 p) - \sigma_T(K^0 p)$  calculated from the regeneration experiments [8;9] using the value of  $|\eta_{+-}| = 2.35 \times 10^{-3}$ ; (○) and (△)  $\Delta\sigma_T = \sigma_T(K^- n) - \sigma_T(K^+ n)$  obtained in the experiments [6] and [7], respectively. The solid line represents the fit of data by expression (6c), the dashed line is the fit of data [8,9] by expression  $\Delta\sigma = (8.4 \pm 3.2) \times p^{-0.55 \pm 0.11}$  mb.

IHEP+FNAL data:  $\Delta\sigma(p) = (6.8 \pm 1.3) \times p^{-0.46 \pm 0.05}$  mb  
 $(\chi^2/DF = 22/16)$ . (6c)

Using these expressions and extrapolation or interpolation procedure we have calculated  $\Delta\sigma(p_i)$  for the same momentum  $p_i$  in the region of 14–50 GeV/c at which the regeneration amplitude is measured.

The values of  $|\eta_{+-}|$  were calculated for each of cases (6a–6c) in the 8 momentum points using the energy independent regeneration phase  $\varphi_{21}^0 = -132^\circ \pm 5^\circ$  as it is observed in the experiment [9]. The calculated values were then averaged to get  $|\eta_{+-}|_{a-c}$  assuming that  $|\eta_{+-}|$  is energy independent. If all experi-

ments [6–9] are compatible, we should then obtain equalities:  $|\eta_{+-}|_a \approx |\eta_{+-}|_b \approx |\eta_{+-}|_c$  which are valid within the experimental error bars. The last value  $|\eta_{+-}|_c$  representing the averaged result of all experiments [6–9] could help in resolving the above mentioned contradiction.

Performing the calculations we have obtained  $|\eta_{+-}|_a = (2.23 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ ,  $|\eta_{+-}|_b = (2.87 \pm 0.10) \times 10^{-3}$  and  $|\eta_{+-}|_c = (2.34 \pm 0.09) \times 10^{-3}$ . All these values confirm the new value  $|\eta_{+-}|$  of the experiments [3, 4].

Looking at them separately one can see that  $|\eta_{+-}|_b$  is too big and inconsistent with any published value of  $|\eta_{+-}|$ . Experimental errors in  $\varphi_{21}^0$ , its possible weak energy dependence and errors of the extrapolation procedure cannot explain this inconsistency. It could be attributed to the possible unknown systematic errors in the used experimental data.

The value of  $|\eta_{+-}|_a$  is lower than those in the experiments [3, 4] but still consistent with them within one standard deviation.

The value of  $|\eta_{+-}|_c$  is in a very good agreement with the results of the experiments [3, 4]. It means that possible systematic errors of experiments [6–9] somewhat “compensate” each other and give the correct value of  $|\eta_{+-}|$ .

References

- [1] C. Rubbia, Proc. XVI Intern. Conf. on High Energy Phys. Chicago-Batavia, 1972, V. 4, p. 157.
- [2] Particle Properties, Phys. Lett. 39B (1972) 1.
- [3] R. Messner et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 876.
- [4] C. Geweniger et al., Phys. Lett. 48B (1974) 487.
- [5] Particle Properties, Phys. Lett. 50B (1974) 1.
- [6] Yu.P. Gorin et al., Yadernaja Fizika 17 (1973) 309.
- [7] A.S. Carroll et al., preprint Fermi Lab. Pub. -75/51 Exp.
- [8] V.K. Birulev et al., Phys. Lett. 38B (1972) 452.
- [9] V.K. Birulev et al., JINR reports E1-6851, Dubna 1972 and P1-9343, Dubna, 1976.

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ  $K_{e3}^0$ - И  $K_{\mu 3}^0$ -РАСПАДОВ

В. П. ДЖОРДЖАДЗЕ, В. Д. КЕКЕЛИДЗЕ, В. Г. КРИВОХИЖИН, В. В. КУХТИН,  
 М. Ф. ЛИХАЧЕВ, И. А. САВИН, Л. В. СИЛЬВЕСТРОВ, Г. Г. ТАХТАМЫШЕВ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступило в редакцию 23 марта 1977 г.)

Исследование  $K_{e3}^0$ -распадов представляет значительный интерес для проверки теоретических представлений о реализации и нарушении симметрий. В предположении векторного варианта слабого взаимодействия структура адронного тока таких распадов характеризуется двумя форм-факторами:  $f_+(t)$  и  $f(t)$ , зависящими от квадрата инвариантной массы лептонной пары  $t$ . Эти форм-факторы очень чувствительны к виду симметрии лагранжиана сильного взаимодействия. Так, например, в пределе точной  $SU(3)$ -симметрии параметр  $\xi(t)$ , который выражается через определенную комбинацию форм-факторов [1], при  $t=0$  должен быть мал, а в случае реализации киральной  $SU(2) \times SU(2)$ -симметрии должно быть справедливо соотношение Каллана — Треймана [2].

Плотность распределения событий в области Далитца выражается через билинейную комбинацию форм-факторов:

$$\frac{d^2N}{dE_\nu dt} \propto Af_+(t)^2 + Bf_+(t)f(t) + Cf(t)^2. \quad (1)$$

Здесь  $E_\nu$  — энергия нейтрино в системе покоя каона, а  $A$ ,  $B$  и  $C$  — определенные кинематические функции переменных  $E_\nu$  и  $t$ . Обычно предполагается, что форм-факторы линейно зависят от  $t$ :

$$\begin{aligned} f_+(t) &= f_+(0) (1 + \lambda_+ t / \mu^2), \\ f(t) &= f(0) (1 + \lambda_0 t / \mu^2) \end{aligned} \quad (2)$$

(через  $\mu$  обозначена масса покоя пиона) и объектами экспериментального исследования являются параметры  $\lambda_+$  и  $\lambda_0$ .

К настоящему времени экспериментальная информация о параметрах форм-факторов в  $K_{e3}^0$ -распадах остается довольно противоречивой.

В работах [3] и [4] нами были определены параметры форм-факторов соответственно для  $K_{e3}^0$ - и  $K_{\mu 3}^0$ -распадов. В настоящей работе мы провели совместный анализ этих распадов, считая, что параметр  $\lambda_+$  в обоих случаях один и тот же (т. е. предполагая справедливость принципа  $\mu - e$ -универсальности). Для анализа было использовано  $47 \cdot 10^3 K_{e3}^0$ - и  $82 \cdot 10^3 K_{\mu 3}^0$ -распадов, отобранных по условиям, описанным в работах [3, 4]. При вычислении статистической ошибки, которая зависит от числа моделированных событий, приближенная формула, использованная в работе [4], была заменена точной.

Параметры определялись с помощью метода наименьших квадратов, реализованного в программе «МИНУИТ» [5]. В результате такого анализа были найдены следующие значения параметров [6]:

$$\lambda_+ = 0,0337 \pm 0,0033, \\ \lambda_0 = 0,0485 \pm 0,0076, \quad d\lambda_0/d\lambda_+ = -0,83.$$

Полученное значение  $\chi^2=957$  превышает число степеней свободы (652) и указывает на наличие некоторых систематических ошибок. Было рассчитано значение параметра  $\xi(0)=0,17 \pm 0,03$ . Точности параметров приведены с учетом «масштабного фактора», т. е. умножены на величину  $\sqrt{\chi^2/\text{ст. св.}}$ .

На рисунке показаны полученные результаты (заштрихованный эллипс) вместе с известными данными. Эксперименты SANDWEISS-73 [7] и SHEN-75 [6] выполнены методом измерения поляризации  $\mu$ -мезонов в  $K_{13}^0$ -распадах, а ALBROW-72 [8], PEACH-73 [10], DONALDSON-74 [11] и BUCHANAN-75 [12] — методом анализа распределений событий в области Далитца. Через  $K_{\mu 3}/K_{e 3}$  обозначен результат, усредненный по всем известным экспериментам определения отношений парциальных ширин  $K_{\mu 3}^0$  и  $K_{e 3}^0$ -распадов [13]. Во всех случаях указаны области, соответствующие одному стандартному отклонению.

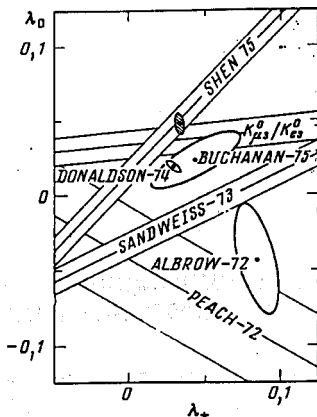
Если предположить, что линейное поведение форм-фактора  $f(t)$  распространяется в нефизическую область больших  $t$ , то наш результат для  $\lambda_0$  противоречит соотношению Каллана — Треймана. Наоборот, если считать, что это соотношение должно выполняться, то следует проводить нелинейную экстраполяцию  $f(t)$  в нефизическую область.

Полученное значение параметра  $\xi(0)$  указывает на  $\sim 17\%$ -ное нарушение  $SU(3)$ -симметрии в  $K_{13}$ -распадах.

Авторы признательны А. Т. Филишнову за полезные обсуждения.

#### Литература

- [1] L.-M. Chounet et al. Phys. Rep., 4C, 199, 1972.
- [2] C. G. Callan, S. B. Treiman. Phys. Rev. Lett., 16, 153, 1966.
- [3] В. К. Бярулев и др. ЯФ, 24, 340, 1976.
- [4] K. F. Albrecht et al. Phys. Lett., 48B, 393, 1974.
- [5] CERN Computer Program Library, D506, 1974.
- [6] В. П. Джорджадзе и др. ОИЯИ, P1-10167, 1976.
- [7] J. Sandweiss et al. Phys. Rev. Lett., 30, 1002, 1973.
- [8] G. Shen. LBL-4275, Thesis, 1975.
- [9] M. G. Albrow et al. Nucl. Phys., B44, 1, 1972.
- [10] K. J. Peach et al. Phys. Lett., 43B, 441, 1973.
- [11] G. Donaldson et al. Phys. Rev. Lett., 31, 337, 1973.
- [12] G. B. Buchanan et al. Phys. Rev., 11D, 457, 1975.
- [13] Rev. of Particle Propert., Rev. Mod. Phys., 48, 1, 1976.



Значения параметров  $\lambda_+$  и  $\lambda_0$ , полученные в данной работе (заштрихованный эллипс), и сравнение их с результатами других экспериментов



ТРАНСМИССИОННАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ  
 НА ДЕЙТРОНАХ И НЕЙТРОНАХ В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ

10—50 Гэв/с

БЕРЛИН — БУДАПЕШТ — ДУБНА — ПРАГА — СЕРПУХОВ — СОФИЯ — ТБИЛИСИ,  
 СОТРУДНИЧЕСТВО<sup>1)</sup>

(Поступила в редакцию 7 сентября 1977 г.)

Приводятся результаты исследования амплитуд трансмиссионной регенерации нейтральных каонов на дейтронах и нейтронах в интервале импульсов каонов 10—50 Гэв/с. Модули модифицированных амплитуд регенерации в зависимости от импульса каонов изменяются по законам  $A_j p^{-n_j}$ , где  $A_j$  и  $n_j$  ( $j=d, n$ ) — константы, равные соответственно  $A_d=2,88 \pm 0,04$  мбн,  $n_d=0,546 \pm 0,030$  для дейтронов и  $A_n=1,97 \pm 0,14$  мбн,  $n_n=0,530 \pm 0,019$  для нейтронов. Фазы амплитуд не зависят от импульса каонов и равны:  $\varphi_d^0 = -130,9 \pm 2,7^\circ$ ;  $\varphi_n^0 = -132,3 \pm 1,7^\circ$ . Среднее значение отношения разностей полных сечений взаимодействий  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на нейтронах и протонах  $\Delta\sigma(K^0n)/\Delta\sigma(K^0p) = 2,000 \pm 0,066$ . Значения вычетов парциальных  $\omega$ - и  $\rho$ -амплитуд, дающих вклад в  $K$ -нуклонные амплитуды взаимодействий, и их отношение равны:  $\beta_{K^0}^{\omega} = 7,2 \pm 0,1$  мбн,  $\beta_{K^0}^{\rho} = 2,0 \pm 0,4$  мбн,  $\beta_{K^0}^{\omega}/\beta_{K^0}^{\rho} = 3,6 \pm 0,7$ .

1. Введение

Измерения амплитуд трансмиссионной регенерации нейтральных каонов на нуклонах и дейтронах и изучение их энергетической зависимости дают возможность проверить соответствующие следствия теоремы Померанчука [1], теории комплексных угловых моментов (КУМ) [2-4], дисперсионных соотношений (ДС) [5-7], а также некоторые выводы теорий симметрий (ТС) [8].

Модифицированной амплитудой трансмиссионной регенерации [9]  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ -мезонов в веществе называется величина

$$F_j(p) = \frac{1}{i^k} [f^0(p) - \bar{f}^0(p)], = \frac{2}{k} |f_{21}^0(p)| \exp[i\varphi_j^0(p)], \quad (1)$$

где  $f^0(p)$  и  $\bar{f}^0(p)$  — соответственно амплитуды упругого рассеяния вперед для  $K^0$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонов на ядрах данного вещества,  $k$  — волновое число,  $p$  — импульс каонов в л.с. в Гэв/с,  $j=d, N$ ;  $N=p, n$  для регенерации на дейтронах, протонах и нейтронах.

В рамках теории КУМ, учитывающей в амплитуде рассеяния каонов на нуклонах только вклад полюсных членов, амплитуды представляются сум-

<sup>1)</sup> К.-Ф. Альбрехт, М. Захвиц, А. Майер — ИФЭ АН ГДР, Берлин — Цойтен; В. К. Бирулев, Г. Вестергомби, А. С. Вовенко, В. И. Генчев, Т. С. Григалашвили, Б. Н. Гуськов, И. М. Иванченко, В. Г. Кривохижин, В. В. Кухтин, М. Ф. Ляхчев, И. Манно, Х.-Э. Рызек, Ю. И. Саломатин, И. А. Савин, А. Е. Сеннер, Л. В. Сильвестров, В. Е. Симонов, Г. Г. Тахтамышев — ОИЯИ, Дубна; Я. Гладки, М. Новак, А. Прокеш — ФИ ЧСАН, Прага; В. Д. Кекеладзе — ТГУ, Тбилиси; П. Т. Тодоров — ИИЯЭ БАН, София; Л. Урбан — ЦИФН ВАН, Будапешт.

мой парциальных вкладов от  $\omega$ -,  $\rho$ - и  $\phi$ -полюсов. Малость константы связи  $\phi NN$  [10], «компенсация» вклада  $\rho$ -полюса в  $F_d(p)$ , равенство нулю изо-спинна дейтрона позволяют записать эти амплитуды в виде

$$F_N(p) = \frac{1}{2\pi} \left\{ \beta_{\kappa\rho}^* \left[ \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{2} \alpha_n(0) \right) + i \right] p^{\alpha_n(0)-1} \pm \beta_{\kappa\rho}^0 \left[ \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{2} \alpha_p(0) \right) + i \right] p^{\alpha_p(0)-1} \right\} \quad (2)$$

(знак + для нейтронов, - для протонов) и

$$F_d(p) = \frac{\delta}{\pi} \beta_{\kappa\rho}^* \left[ \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{2} \alpha_n(0) \right) + i \right] p^{\alpha_n(0)-1}, \quad (3)$$

где  $\delta$  — коэффициент, учитывающий «глауберовскую» поправку [11], а  $\beta_{\kappa\rho}^*$ ,  $\beta_{\kappa\rho}^0$  и  $\alpha_n(0)$ ,  $\alpha_p(0)$  — соответственно значения вычетов амплитуд в перекрестном канале и траекторий  $\omega$ - и  $\rho$ -полюсов при переданном импульсе  $t=0$ . Из (3) видно, что в теории КУМ  $|F_d(p)|$  и  $\varphi_d(p)$  связаны через интерсепт  $\omega$ -траектории, а именно

$$|F_d(p)| \sim p^{\alpha_n(0)-1}, \quad \varphi_d(p) = -\frac{\pi}{2} (1 + \alpha_n(0)). \quad (4)$$

Отсюда очевидны зависимость модуля амплитуды трансмиссионной регенерации каонов на дейтронах и независимость ее фазы от импульса каонов.

Выводы ТС в комбинации с теорией КУМ устанавливают, в частности, связь между вычетами амплитуд

$$\beta_{\kappa\rho}^* / \beta_{\kappa\rho}^0 = 3 \quad (5)$$

и разностями полных сечений взаимодействий  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на нейтронах и протонах

$$\Delta\sigma(K^0n) / \Delta\sigma(K^0p) = 2. \quad (6)$$

Предсказания ДС для амплитуд трансмиссионной регенерации каонов в случае выполнимости теоремы Померанчука совпадают с предсказаниями теории КУМ.

Данные о  $F_d(p)$  позволяют вычислить дифференциальные сечения регенерации и  $\Delta\sigma(K^0d)$ , так как

$$\left( \frac{d\sigma_d}{dt} \right)_{t=0} = \frac{\pi |F_d(p)|^2}{4(\hbar c)^2}, \quad \Delta\sigma(K^0d) = 4\pi \operatorname{Im} F_d(p), \quad (7)$$

где

$$-\Delta\sigma(K^0d) = \sigma_{\text{tot}}(K^0d) - \sigma_{\text{tot}}(\bar{K}^0d),$$

а в сочетании с данными на протонах [11] получить аналогичные величины для взаимодействий на нейтронах. Из (2), (3) и (7) следует, что

$$\Delta\sigma(K^0n) = \Delta\sigma(K^0d) / \delta - \Delta\sigma(K^0p). \quad (8)$$

В данной работе амплитуды  $F_d(p)$  определялись по интенсивности двухпиконных распадов  $K_L^0$ - и  $K_S^0$ -мезонов, происходивших в пространстве за мишенью-регенератором (M-P), помещенной в падающий пучок чистых  $K_L^0$ -мезонов. Плотность распределения числа этих распадов, зарегистрированных установкой, описывается известной интерференционной формулой (см., например, работу [11]).

Первоначальные данные о трансмиссионной регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на дейтронах содержатся в работе [12]. Здесь приводятся окончательные результаты, полученные в интервале импульсов 10–50 Гэв/с, и их сравнение с данными при меньших энергиях [13].

Эксперимент выполнен на Серпуховском ускорителе с помощью бесфильмового искрового магнитного спектрометра [14]. Так же как в [11], измерения проведены при двух положениях М–Р (геометрия 1 и 2), в которых зарегистрировано около 0,5 и 1 млн. событий соответственно. В качестве М–Р использовалась 3-метровая жидкодейтериевая мишень [15] с толщиной дейтерия на пути частиц 51,12 г/см<sup>2</sup> и полной толщиной майларовых окон 0,105 г/см<sup>2</sup>.

## 2. Обработка экспериментальных данных

Обработка экспериментальных данных велась в основном по схеме [11]. Программой геометрической реконструкции событий [16] было восстановлено около миллиона событий, большую часть которых составили полупетонные распады  $K_L^0$ .

Рис. 1 и 2 иллюстрируют суммарные распределения отобранных  $\pi^+\pi^-$ -событий по их инвариантной массе и квадрату угла рассеяния каонов. Суммарные числа отобранных  $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -распадов равны около 8400 и 10700 соответственно для геометрий 1 и 2, а  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -распадов, моделированных методом Монте-Карло [17] и «зарегистрированных» установкой, более  $5 \cdot 10^5$ .

Полное число прошедших сквозь мишень  $K_L^0$ -мезонов (монитор) и их импульсный спектр были определены из анализа трехчастичных распадов  $K_L^0$  [18], зарегистрированных установкой в этом же эксперименте.

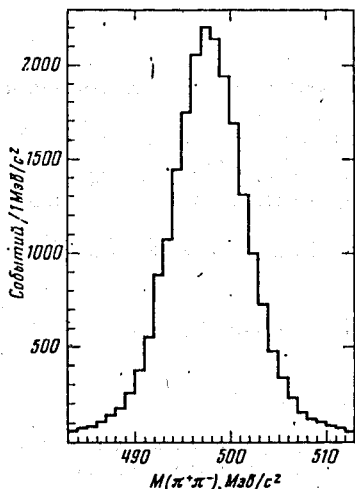


Рис. 1

Рис. 1. Распределение событий по эффективной массе двух заряженных частиц в предположении, что обе частицы — пионы. При этом угол рассеяния каона  $\theta$  не превышает трех стандартных отклонений величины разрешающей способности установки по  $\theta^2$ .

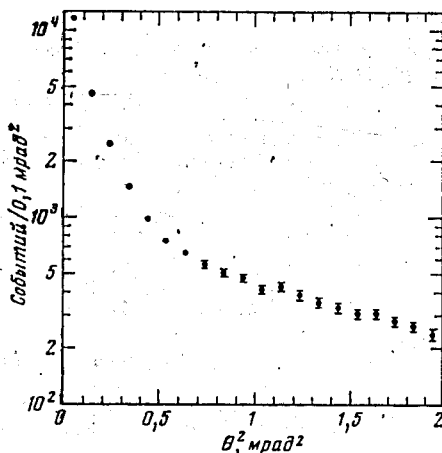


Рис. 2

Рис. 2. Распределение событий по квадрату угла рассеяния каона в мишени — регенераторе, для которых  $|M(\pi^+\pi^-) - M(K^0)|$  меньше трех стандартных отклонений величины разрешающей способности установки по эффективной массе двух пионов

Таблица 1

Значения  $\Phi_d^0(p)$  и  $|F_d(p)|$ , полученные при анализе данных отдельно для каждого импульсного интервала

Интервал импульсов каонов, Гэв/с	Фаза, град	Модуль, мкбн	Интервал импульсов каонов, Гэв/с	Фаза, град	Модуль, мкбн	Интервал импульсов каонов, Гэв/с	Фаза, град	Модуль, мкбн
12±2	-141±16	733±87	24±2	-128±6	494±29	36±2	-148±13	435±33
16±2	-133±11	647±70	28±2	-126±7	452±26	40±2	-134±17	384±30
20±2	-127±6	541±37	32±2	-145±9	452±31	46±4	-110±23	318±25

Примечание. Среднее значение фазы  $\Phi_d^0 = -130,9 \pm 2,7^\circ$ . Всюду  $|\eta_+ - | = 2,3 \cdot 10^{-3}$ , остальные константы слабого взаимодействия табличные [2].

Таблица 2

Значения  $|F_j(p)|$  и  $\Delta\sigma(K^0j)$  ( $j \equiv d, p, n$  для дейтронов, протонов и нейтронов соответственно), полученные из анализа данных с обобщения для всех импульсных интервалов фазами

Интервал импульсов каонов, Гэв/с	$ F_j(p) $ , мкбн			$\Delta\sigma(K^0j)$ , мкбн		
	дейтрон	протон	нейтрон	дейтрон*	протон	нейтрон*
12±2	726±80	—	—	6900±610	—	—
16±2	637±62	214±47	458±96	6050±400	2119±414	4260±880
20±2	543±45	169±18	405±48	5160±230	1674±176	3760±430
24±2	501±41	177±15	351±34	4760±190	1751±145	3260±300
28±2	459±37	158±16	326±36	4360±170	1558±155	3030±320
32±2	448±37	159±14	314±32	4260±180	1564±135	2920±280
36±2	427±36	139±13	312±33	4060±180	1368±124	2900±290
40±2	391±34	107±23	308±66	3720±180	1057±228	2860±630
46±4	341±32	114±19	246±44	3240±180	1119±187	2290±400

\* Цифры округлены до десятков.

Первоначально экспериментальные данные о плотности распределения числа двухипонных распадов каонов аппроксимировались интерференционной формулой со свободными параметрами  $|F_d(p)|/|\eta_+ - |$  ( $\eta_+ - |$  — параметр нарушений  $CP$ -инвариантности в распадах  $K_L^0$ ) и  $\Phi_d^0(p)$  отдельно для каждой геометрии и каждого импульсного интервала. При этом монитор, оставаясь свободным параметром, по всем импульсным интервалам совпадал в пределах погрешностей со значением, полученным из анализа зарегистрированных установкой  $K_{\mu 3}^0$  - и  $K_{\pi 3}^0$ -распадов. Результаты аппроксимаций показали, что для обеих геометрий в совпадающих импульсных интервалах значения амплитуд регенерации согласуются между собой. После этого была проведена совместная обработка всех данных.

### 3. Основные результаты

1. Окончательные значения модуля и фазы модифицированной амплитуды регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на дейтронах представлены в табл. 1 и на рис. 3, откуда видно, что фаза не обнаруживает явной зависимости от импульса каонов, а модуль убывает по закону, близкому к (4), как предсказывает простая теория КУМ при условии выполнимости теоремы Померанчука.

2. В рамках гипотезы постоянства фазы (4) модули амплитуды  $|F_d(p)|$  вычислены для каждого импульсного интервала.

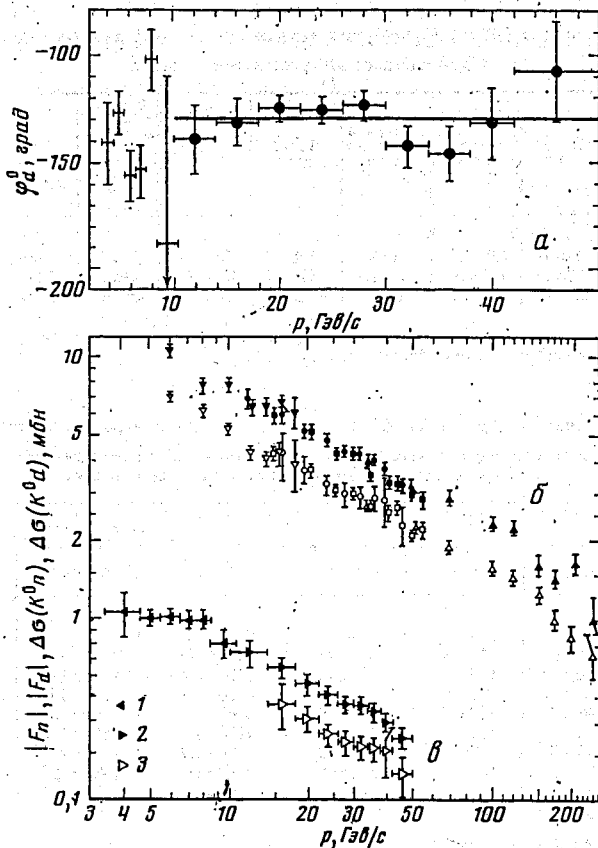


Рис. 3. Фаза амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на дейтронах в зависимости от импульса каонов; точки:  $\bullet$  — данные настоящей работы,  $+$  — работы [18] — а, б — разность полных сечений взаимодействий  $K^0d - K^0d$  и  $K^0n - K^0n$  в зависимости от импульса каонов; точки:  $\bullet, \circ$  — данные настоящей работы,  $\nabla, \nabla$  — [21];  $\blacksquare, \square$  — [20];  $\blacktriangle, \triangle$  — [22] соответственно.  $\epsilon$  — зависимость модуля амплитуды трансмиссионной регенерации на дейтронах и нейтронах; точки: 2, 3 — данные настоящей работы, 1 — работы [18]

Результаты вычислений представлены в табл. 2 и для сравнения с данными при меньших энергиях на рис. 3в.

3. Из амплитуд  $F_d(p)$  и  $F_p(p)$  [11] по формулам (2) и (3) вычислены  $\varphi_n^0 = -132,3 \pm 1,7^\circ$  и  $|F_n(p)|$ , которые приведены в табл. 2. Здесь использовалась поправка Глаубера [19].

4. Среднее значение фазы амплитуды трансмиссионной регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на дейтронах может изменяться в зависимости от изменения параметров слабых взаимодействий системы нейтральных каонов. Найдено, что это изменение описывается эмпирическим выражением

$$\varphi_d^0 = (-130,9 \pm 2,7)^\circ + 100^\circ (\Delta m' - \Delta m) / \Delta m' + 110^\circ (\Gamma_s - \Gamma_n) / \Gamma_s + (\Phi_+ - 45^\circ), \quad (9)$$

где  $\Delta m' = 0,534 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и  $\Gamma_S = (1/0,895) \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .  $|F_d(p)|$  в пределах достигнутых экспериментальных точностей от этих параметров слабых взаимодействий не зависит.

5. Разности полных сечений взаимодействий нейтральных каонов с дейтронами и нейтронами вычислены по формулам (7) и (8) соответственно. При этом  $\Delta\sigma(K^0p)$  взяты из работы [11], а «глауберовская» поправка  $\delta = 0,95 \pm 0,01$  найдена способом, изложенным в работе [19] с использованием данных работы [20]. Величины  $\Delta\sigma(K^0d)$  и  $\Delta\sigma(K^0n)$  показаны в табл. 2 и на рис. 3б вместе с данными для заряженных каонов [20-22].

6. Значения  $(d\sigma/dt)_{t=0}$ , вычисленные по формулам типа (7), приведены в табл. 3.

Таблица 3

Значения дифференциальных сечений регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на дейтронах, протонах и нейтронах при переданном импульсе  $t=0$

Интервал импульсов каонов, Гэв/с	$(d\sigma/dt)_{t=0}$ , мкбн·(Гэв/с) <sup>-2</sup>			Интервал импульсов каонов, Гэв/с	$(d\sigma/dt)_{t=0}$ , мкбн·(Гэв/с) <sup>-2</sup>		
	дейтрон	протон	нейтрон		дейтрон	протон	нейтрон
12±2	1063±234	—	—	32±2	405±67	51,0±9,0	199±40
16±2	818±159	92,4±40,6	42,4±17,7	36±2	368±62	39,0±7,3	196±41
20±2	595±99	57,6±12,3	33,0±7,8	40±2	308±54	23,1±9,9	191±85
24±2	506±83	63,2±10,7	24,8±4,8	46±4	235±44	26,2±8,7	123±43
28±2	425±69	50,4±10,2	21,4±4,7				

7. В табл. 2 и 3 приведены также данные по регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на протонах. Они получены из данных работы [11] пересчетом для современных значений констант слабых взаимодействий. В частности, пересчет средней фазы амплитуды регенерации на протонах по формуле типа (9) (см. формулу (19) в работе [11]) дает  $\varphi_p^0 = -128,1 \pm 2,3^\circ$ , где ошибка — стандартное отклонение от среднего значения<sup>2)</sup>.

8. По данным табл. 2 и 3 определены энергетические зависимости типа  $A_p r^{-n}$  для модулей амплитуд и дифференциальных сечений регенерации, а также для разностей полных сечений взаимодействий  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  (табл. 4). При этом параметры  $A$  и  $n$ , получены в предположении справедливости простой полюсной теории КУМ, которая устанавливает связь между модулем и фазой амплитуды регенерации в виде (2) и (3). Эта связь в частности, приводит к тому, что  $n$  зависит от  $\varphi_p^0$ . Учет этой зависимости в предположении постоянства  $\varphi_p^0$  в исследуемом интервале энергий приводит к уменьшению ошибок в параметрах  $A$  и  $n$ , по сравнению с ошибками этих параметров в работе [11], которые найдены из анализа  $|F_p(p)|$ .

Данные табл. 4 позволяют определить вычеты полюсов  $\omega$  и  $\rho$ :

$$\beta_{K_p}^* = 7,2 \pm 0,1 \text{ мбн}; \beta_{K_p}^0 = 2,0 \pm 0,4 \text{ мбн}. \quad (10)$$

Их отношение  $\beta_{K_p}^* / \beta_{K_p}^0 = 3,6 \pm 0,7$  в пределах одного стандартного отклонения согласуется с предсказанием (5)  $SU(6)$ -симметрии и на три стандартных отклонения меньше, чем значение, полученное в работе [12]. С предсказаниями теорий симметрий согласуется также значение отношения (6), которое равно  $2,000 \pm 0,066$ .

<sup>2)</sup> В работе [11] ошибка в  $\varphi_p^0$  соответствует двум стандартным отклонениям от среднего.

Значения констант, характеризующих энергетические зависимости типа  
 $A_j p^{-n_j}$  данных по регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  на дейтронах, протонах и нейтронах

Функция	$A_j$ , мбн			$n_j$		
	дейтрон	протон	нейтрон	дейтрон	протон	нейтрон
$ F_j(p) $	$2,88 \pm 0,04$	$1,05 \pm 0,04$	$1,97 \pm 0,14$	$0,546 \pm 0,030$	$0,576 \pm 0,026$	$0,530 \pm 0,019$
$(d\sigma/dt)_{t=0}$	$16,70 \pm 0,50$	$2,3 \pm 0,2$	$7,8 \pm 1,1$	$1,092 \pm 0,060$	$1,153 \pm 0,052$	$1,060 \pm 0,038$
$\Delta\sigma(K^0)$	$27,32 \pm 0,41$	$10,42 \pm 0,39$	$18,34 \pm 0,77$	$0,546 \pm 0,030$	$0,576 \pm 0,026$	$0,530 \pm 0,019$

9. По значению средней фазы  $\phi_d^0$  и совокупности данных о  $F_d(p)$  и  $F_p(p)$  определены интерсепты траекторий  $\omega$ - и  $\rho$ -полусов:

$$\alpha_\omega(0) = 0,454 \pm 0,030, \quad \alpha_\rho(0) = 0,523 \pm 0,114.$$

Эти значения, как и значения вычетов (10), находятся в согласии с результатами феноменологического анализа [24] мировых экспериментальных данных.

10. Как видно из рис. 3б, разности полных сечений взаимодействий  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на нуклонах и дейтронах, полученные в настоящей работе и в работах [11, 12], хорошо согласуются с соответствующими данными для заряженных каонов [20]. Это согласие является дальнейшим экспериментальным доказательством корректности использования изотопической инвариантности и оптической теоремы при анализе сильных взаимодействий каонов.

Авторы благодарят А. М. Балдина и А. А. Логунова за постоянный интерес и поддержку программы исследования регенерации  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ , выполненной на Серпуховском ускорителе.

#### Литература

- [1] И. Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725, 1958.
- [2] V. I. Lisin et al. Nucl. Phys., B40, 298, 1972.
- [3] V. Barger, R. Phillips. Phys. Lett., 33B, 425, 1970.
- [4] G. V. Dass et al. Nucl. Phys., B9, 549, 1969.
- [5] И. Г. Азнаурян, Л. Д. Соловьев. ЯФ, 12, 638, 1970.
- [6] M. Lusignoli et al. Nuovo Cim., 45A, 792, 1966; Phys. Lett., 24B, 296, 1967.
- [7] М. Е. Вишневецкий и др. ЯФ, 13, 855, 1971.
- [8] K. Johnson, S. B. Treiman. Phys. Rev. Lett., 14, 189, 1965.
- [9] R. H. Good et al. Phys. Rev., 124, 1223, 1961.
- [10] F. I. Gilman. Phys. Rev., 171, 1453, 1968.
- [11] V. K. Biryulev et al. Nucl. Phys., B115, 249, 1976; ЯФ, 24, 748, 1976.
- [12] К.-Ф. Альбрехт и др. ОИЯИ, 1-7427, Дубна, 1973.
- [13] D. Freytag et al. Phys. Rev. Lett., 35, 412, 1975.
- [14] С. Г. Басишадзе и др. ОИЯИ, P1-5361, Дубна, 1970.
- [15] Ю. Т. Борзунов и др. ОИЯИ, 8-6958, Дубна, 1973.
- [16] Д. Вестергомби и др. ОИЯИ, P10-7284, Дубна, 1973.
- [17] К.-Ф. Альбрехт и др. ОИЯИ, 1-7549, Дубна, 1973.
- [18] Г. Вестергомби и др. ЯФ, 20, 371, 1974.
- [19] В. В. Анисович, Д. А. Стоянова. ЯФ, 18, 447, 1973.
- [20] Ю. Горан и др. ЯФ, 14, 998, 1971; 17, 309, 1973.
- [21] W. Galbriith et al. Phys. Rev., 138B, 913, 1965.
- [22] A. S. Carroll et al. Fermilab-Pub-75/451-Exp, 1975.
- [23] R. E. Hendrick et al. Phys. Rev., D11, 536, 1975.
- [24] A. Bouquet, B. Diu. Nuovo Cim., 29A, 373, 1975.
- [25] Review of Particle Properties. Rev. Mod. Phys., 48, 24, 1976.

## ТРАНСМИССИОННАЯ РЕГЕНЕРАЦИЯ И АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

И.А.Савин

Объединенный институт ядерных исследований

Эффект регенерации является следствием введенных Гелл-Манном и Пайсом /1/ двух состояний в системе нейтральных К-мезонов, обладающих определенной массой и временем жизни: короткоживущих  $K_S$  и долгоживущих  $K_L$ . С точностью до известного в настоящее время нарушения CP-чётности в распадах  $K_L$  - мезонов эти два состояния могут быть записаны в виде квантовомеханической суперпозиции обладающих определенной странностью  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  -мезонов:

$$K_S = (K + \bar{K}) \cdot 2^{-0,5}; \quad K_L = (K - \bar{K}) \cdot 2^{-0,5}$$

и, наоборот,

$$K = (K_S + K_L) \cdot 2^{-0,5}; \quad \bar{K} = (K_S - K_L) \cdot 2^{-0,5}.$$

Суть явления регенерации состоит в том, что если на образец вещества падает первоначально чистая (например,  $K_L$ ) волна, то вследствие различия амплитуд взаимодействия  $K$  и  $\bar{K}$  с данным веществом ( $\phi$  и  $\bar{\phi}$ ), нарушается равновесие исходных состояний и в прошедшем пучке будет уже смесь волн  $K_L$  и  $K_S$ :

$$\phi_{вх} = K_L = (K - \bar{K}) \cdot 2^{-0,5};$$

$$\phi_{вых} = 2^{-0,5} \cdot (\phi K - \bar{\phi} \bar{K}) = (\phi + \bar{\phi}) \cdot K_L / 2 + (\phi - \bar{\phi}) K_S / 2$$

Величину  $\phi_{2I} = (\phi - \bar{\phi}) / 2$  обычно называют амплитудой регенерации. Впервые явление регенерации было замечено в работе Пайса и Пиччиони /2/.

В зависимости от вида взаимодействия-падающей волны с



веществом-регенератором различаются и наблюдаются на опыте разные виды регенерации:

- 1) трансмиссионная,
- 2) упругая или дифракционная,
- 3) неупругая,
- 4) электромагнитная.

Трансмиссионная регенерация или регенерация в прошедшем пучке появляется, когда весь блок вещества, как целое, взаимодействует с падающей  $K_d$  волной. Уже Пайс и Пиччиони показали на идеализированном примере вещества, которое полностью поглощает  $\bar{K}$  и полностью пропускает  $K$ , что этот тип регенерации является когерентным процессом. Впоследствии /3+4/ было доказано, что и в обычном веществе этот процесс когерентен.

Упругая или дифракционная регенерация ( упругое регенеративное рассеяние) есть процесс, при котором отдельные нуклоны ядра дают когерентный вклад в амплитуду рассеяния.

При неупругой регенерации ( неупругом регенеративном рассеянии) ядра мишени возбуждаются или разваливаются при столкновении с падающими  $K_d$ .

Электромагнитная регенерация может появиться в том случае, если каоны имеют электромагнитную структуру, приводящую к тому, что  $K$  и  $\bar{K}$  по-разному взаимодействуют с электронами.

Каждый из этих процессов характеризуется определенной интенсивностью и распределением угла вылета ( $\Theta$ )  $K_{ш}$  по отношению к направлению движения падающего  $K_d$ . Связь этих характеристик со свойствами падающего пучка и мишени была выведена теоретически в нескольких работах /3+5/ и впоследствии подтверждена экспериментально. Мы будем иметь дело в основном с первыми двумя типами регенерации.

Угловое распределение когерентно регенерированных  $K_{\text{III}}$  (трансмиссионных) аналогично распределению света в дифракционной картине с размером первой зоны Френеля  $10^{-7}$  рад. Таким образом, когерентные  $K_{\text{III}}$  летят практически в направлении падающих  $K_{\text{I}}$  и их угловое распределение будет определяться разрешающей способностью прибора, с помощью которого они наблюдаются.

Интенсивность когерентных  $K_{\text{III}}$  данного импульса  $p$  определяется комплексным коэффициентом  $\rho(p) \equiv |\rho(p)| \exp(i \Phi_p(p))$ , который может быть выражен в виде произведения трех членов - числа атомов в единице объема  $N$ , разности амплитуд упругого рассеяния вперед  $K$  и  $\bar{K}$  на данном ядре  $\phi(p) - \bar{\phi}(p) \equiv 2 \phi_{2I}(p)$  и фактора  $\Psi$ , связанного с длиной регенератора, импульсом  $K_{\text{I}}$  и разностью масс  $K_{\text{I}}$  и  $K_{\text{III}}$  - мезонов :

$$\rho(p) = N \cdot i [\phi(p) - \bar{\phi}(p)] \cdot \Psi ;$$

$$\Psi = \frac{\pi \Lambda_s}{k} \cdot \frac{1 - \exp(i\delta - \frac{1}{2})l}{-(i\delta - \frac{1}{2})}$$

Здесь  $l = \frac{L}{\Lambda_s}$  - длина регенератора  $L$  (см), выраженная в распадающих длинах  $K_{\text{III}}$ ,  $\Lambda_s = \beta \gamma \tau_s = \frac{pc}{E} \cdot \frac{E}{m} \cdot \tau_s$ ,  $k = p/\hbar$  - волновое число,  $\delta = (m_{\text{I}} - m_{\text{III}})/\frac{\hbar c}{\tau_s}$  - разность масс  $K_{\text{I}}$  и  $K_{\text{III}}$ , выраженная в единицах  $\frac{\hbar c}{\tau_s}$ .

Из последних выражений видно, что фаза коэффициента регенерации состоит из суммы двух членов

$$\Phi_p(p) = \arg i [\phi(p) - \bar{\phi}(p)] + \arg \Psi ,$$

первый из которых есть фаза разности амплитуд упругого рассеяния

$K$  и  $\bar{K}$  на угол ноль, а второй полностью вычисляется.

Таким образом, интенсивность когерентно регенерированных  $K_{\text{II}}$  равна

$$I(p) = |\rho(p)|^2 = \frac{N^2 \Lambda_s^2}{k^2} \cdot |\phi(p) - \bar{\phi}(p)|^2 \cdot \frac{1 + e^{-l} - 2e^{-\frac{l}{2}} \cos \delta l}{\delta^2 + \frac{1}{4}}$$

где когерентность процесса подчеркивается наличием множителя  $N^2$ .

При изучении трансмиссионной регенерации регенерация дифракционная является фоновым процессом. Его угловое распределение  $-\frac{dN}{d\Omega}(\theta)$  имеет такой же вид, как распределение частиц при упругом рассеянии на ядре и для малых углов  $\theta$  хорошо аппроксимируется кривой Гаусса <sup>/4/</sup>:

$$\frac{dN}{d\Omega}(\theta) = \frac{dN}{d\Omega}(0) \cdot \exp[-\theta^2/2\theta_0^2], \text{ где}$$

$$\theta_0 = \lambda/R \quad (\lambda - \text{длина волны падающего } K_{\text{I}},$$

$R$  - радиус ядра) и

$$\frac{dN}{d\Omega}(0) = N\Lambda_s |\phi(p) - \bar{\phi}(p)|^2 \cdot (1 - e^{-l}).$$

Последнее выражение представляет собой интенсивность дифракционно регенерированных  $K_{\text{II}}$  под углом  $0^0$ .

Из выражений для интенсивностей когерентной и дифракционной регенераций следует, что под углом  $0^0$  их отношение не зависит от свойств амплитуд рассеяния, а целиком определяется данной мишенью:

$$|\rho(p)|^2 / \frac{dN}{d\Omega}(0) = \frac{N\Lambda_s}{k^2} \cdot \frac{1 + e^{-l} - 2e^{-\frac{l}{2}} \cos \delta l}{(\delta^2 + \frac{1}{4}) \cdot (1 - e^{-l})}$$

Приведенные здесь соотношения являются основой всех экспериментальных методов наблюдения регенерации, сводящихся к представлению интенсивности регенерированных  $K_{\text{II}}$  в функции квадрата угла

рассеяния  $\theta$ . В области малых углов  $\theta$ , определяемой разрешающей способностью аппаратуры, будут заключены когерентно и частично дифракционно регенерированные  $K_{III}$ . Для больших углов  $\theta$  интенсивность  $K_{III}$  в логарифмическом масштабе будет убывать линейно с  $\theta^2$ . Экстраполируя интенсивность  $K_{III}^0$  из области больших углов к нулю, можно разделить вклад когерентных и дифракционных  $K_{III}$ .

Измерить интенсивность регенерированных  $K_{III}$  можно путем изучения их распадов на  $\Pi^+\Pi^-$  - пары (КП2). Измерив полное число регенерированных  $K_{III}$ , мы определим модуль коэффициента регенерации  $|S(p)|$ . Измерив же распределение интенсивности распадов на  $\Pi^+\Pi^-$  - пары в функции расстояния (времени) от регенератора, можно определить не только модуль, но и фазу коэффициента регенерации  $\Phi_p(p)$ .

Действительно, как хорошо теперь известно /57/, в пространстве за регенератором, помещенном в пучок первоначально чистых  $K_{II}$ , происходит интерференция в распадах на  $\Pi^+\Pi^-$  - мезоны регенерированных когерентно  $K_{III}$  и  $K_{II}$ , распадающихся по той же схеме с нарушением СР-чётности. Теоретическое распределение числа этих распадов имеет вид

$$\frac{d^2 N_{+-}}{dp dt}(p, t) = M \cdot S(p) \cdot \varepsilon(p, t) \cdot \Gamma_{s+} \left[ |S(p)|^2 e^{-\Gamma_s t} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_{+-} t} + 2 |S(p)| \cdot |\eta_{+-}| \cdot e^{-\frac{\Gamma_s + \Gamma_{+-}}{2} t} \cdot \cos(\delta \Gamma_s t + \Phi_p(p) - \Phi_{+-}) \right],$$

где, кроме  $|S(p)|$  и  $\Phi_p(p)$ , все величины могут быть определены независимо, или известны с хорошей точностью /25/. Здесь:

$M$  - монитор (число прошедших сквозь регенератор  $K_{II}$ ),  $S(p)$  - форма спектра прошедших  $K_{II}$ ,  $\varepsilon(p, t)$  - эффективность установки,  $\Gamma_{III}$  и  $\Gamma_{II}$  - ширины распадов  $K_{III}$  и  $K_{II}$ ,  $|\eta_{+-}|$ ,  $\Phi_{+-}$  - модуль и

фаза CP-нарушающей амплитуды распада  $K_L$

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \equiv |\eta_{+-}| \exp(i\phi_{+-}).$$

Таким образом, имея экспериментальное распределение числа распадов  $K_L$  и  $K_S$  на  $\pi^+\pi^-$  - мезоны и фитируя его теоретической функцией, мы определим  $|\rho(p)|$  и  $\phi_p(p)$  одновременно. Используя затем приведенные ранее соотношения, мы сможем найти  $\phi(p) - \bar{\phi}(p)$  и  $\arg[\phi(p) - \bar{\phi}(p)] \equiv \phi_{21}$ , т.е. определить энергетическое поведение разности амплитуд упругого рассеяния на угол ноль. Это позволит сравнивать результаты экспериментов с предсказаниями различных теоретических моделей, использующих дисперсионные соотношения, комплексные моменты и др. /8+13/

В частности, может быть проверено выполнение теоремы Померанчука, утверждающей, что разность полных сечений частиц и античастиц на данном нуклоне стремится к нулю при энергии, стремящейся к бесконечности. В нашем случае, используя оптическую теорему и изотопинвариантность, имеем

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{k} \cdot \text{Im} [\phi(p) - \bar{\phi}(p)] &= \sigma_{\text{tot}}(Kp) - \sigma_{\text{tot}}(\bar{K}p) = \\ &= \sigma_{\text{tot}}(K^+n) - \sigma_{\text{tot}}(K^-n) \equiv \Delta\sigma(p), \end{aligned}$$

или

$$4\pi \cdot \frac{|\phi(p) - \bar{\phi}(p)|}{k} \cdot \sin \phi_{21} = \Delta\sigma(p).$$

Обычно теорему Померанчука проверяют по измерениям полных сечений взаимодействий заряженных частиц, например,  $K^+$  и  $K^-$ . Проверка теоремы в экспериментах по регенерации обладает рядом несомненных преимуществ. Эти преимущества, главным образом, заключаются в том, что в регенерационных экспериментах непосредственно измеряется разность амплитуд под углом  $0^\circ$ , в то время

как при измерениях полных сечений необходимо делать экстраполяции к нулевому углу рассеяния. Другим важным преимуществом является то, что амплитуда регенерации связана непосредственно с разностью сечений. Следовательно, здесь не надо проводить двух экспериментов с  $K^+$  и  $K^-$  - мезонами и учитывать в разности неизбежно возникающие систематические ошибки. Важность учёта систематических ошибок при проведении экспериментов по полным сечениям подтверждается проделанными в Серпухове измерениями /26+28/.

Эксперимент по изучению трансмиссионной регенерации на водороде при высоких энергиях проводится на серпуховском ускорителе с помощью спектрометра, схема ( см. рис. I предыдущей лекции) и некоторые особенности работы которого уже обсуждались.

Регенерация  $K_L^0 - K_S^0$  происходит в 3 м. жидководородной мишени. Установка регистрирует распады нейтральных частиц ( $\nu$ ) на две заряженные частицы, возникающие в объеме длиной 6 м за счётчиком антисовпадений. Информация о событиях принимается вычислительной машиной БЭСМ-3М и записывается на магнитные ленты. Измерения осуществляются при периодической смене на пучке полной и пустой мишени.

Приведенные ниже результаты /14,15/ основаны на 100.000 зарегистрированных  $\nu$  - событиях, большую часть которых составляют трехчастичные распады  $K_{L2}^0$ ,  $K_{M2}^0$ ,  $K_{E2}^0$ .

Распады  $K_{L2}^0$  находились среди всех  $\nu$ , удовлетворяющих требованиям, чтобы  $m_{L\pi}$  - инвариантная масса двух заряженных частиц в предположении, что обе они являются пионами, была близкой к массе каона, а угол рассеяния  $\theta$  между суммарным вектором - импульсом двух распадных частиц и направлением полета падающего  $K_L^0$  был близок к нулю.

Распределения  $\nu$  - событий по  $m_{\pi\pi}$  и  $\theta^2$ , иллюстрирующие процедуру отбора  $K_{\pi 2}$  - распадов, представлены ниже. На рис. 1а, где результаты измерений с водородом и без него приведены к одному и тому же потоку  $K_{\pi}$ , видно, что большинство событий с малыми  $\theta^2$  имеют инвариантную массу, близкую к массе  $K$ -мезона. С другой стороны, события с массой в районе 498 Мэв/с<sup>2</sup> имеют распределение по  $\theta^2$  в виде ярко выраженного пика вперед на довольно плоском фоне (рис. 1б), образуемом в основном трехчастичными распадами.

Для отбора  $K_{\pi 2}$  - распадов применялись критерии 1)  $\theta^2 \leq 0,6 \text{ мрад}^2$  и 2)  $491 \leq m_{\pi\pi} \leq 505 \text{ Мэв/с}^2$ , которые были установлены ранее [16]. Общим критериям удовлетворили 2640 и 450 событий, полученных с водородом и с пустой мишенью соответственно.

Для изучения энергетической зависимости  $\phi_{21}(p)$  необходимо получить экспериментальные распределения по  $t$  числа  $K_{\pi 2}$  - распадов каонов разных импульсов и фитировать их теоретической функцией. Эти распределения были получены для шести энергетических интервалов, по которым были распределены отобранные  $\nu$  - события с импульсами от 14 до 42 Гэв/с. Пять первых интервалов имели ширину  $\pm 2$  Гэв/с, а последний -  $\pm 4$  Гэв/с. Внутри каждого  $p$ -интервала события распределялись по интервалам  $t$  с шагом  $5 \cdot 10^{-11}$  сек, начиная с  $t = 0$  на конце мишени.

Распределенные по  $(p, t)$  - интервалам  $\nu$  - события содержали фон от трехчастичных распадов, который необходимо было вычесть для определения чистого числа  $K_{\pi 2}$  - распадов. Фон от распадов  $K_{\pi 3}$  был вычтен с помощью детектора мюонов. Оставшийся фон фитировался прямой линией в распределениях  $\nu$  по  $\theta^2$  для области  $0,6 < \theta^2 \leq 4 \text{ мрад}^2$  и вычитался из области пика с помощью экстраполяции. После вычитания фона во всех шести  $t$  - распре-

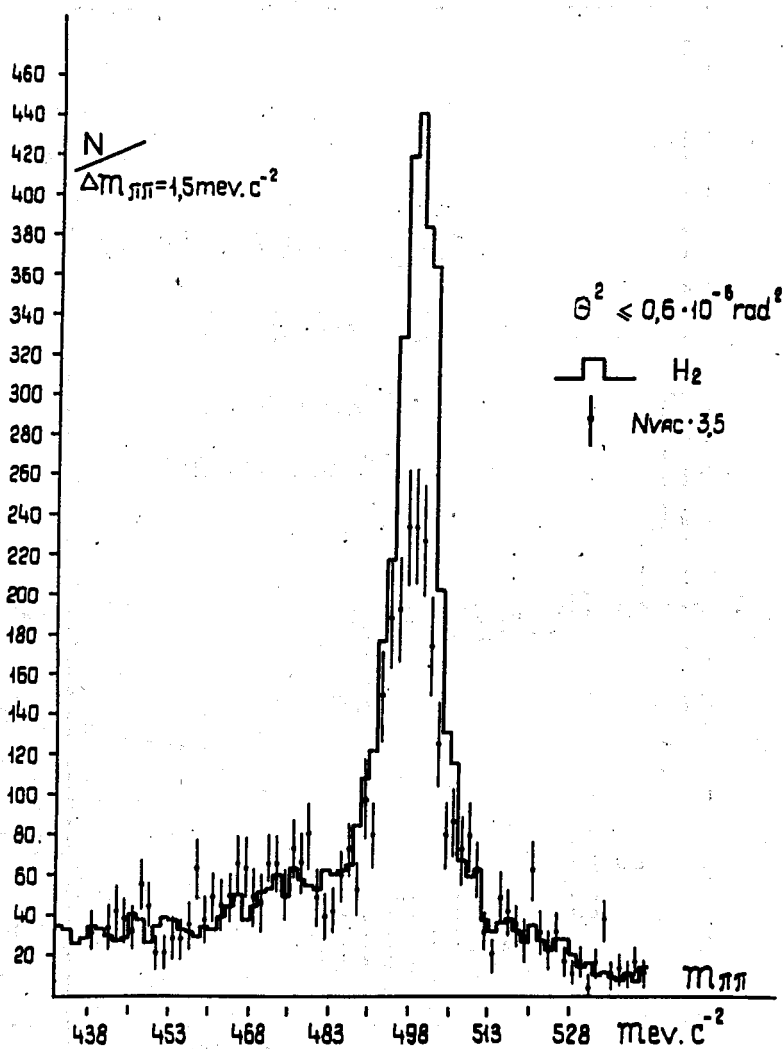


Рис.1а

Распределение событий по инвариантной массе при измерениях с водородом ( гистограмма) и без водорода (точки).  
 Взяты события с малыми углами рассеяния.



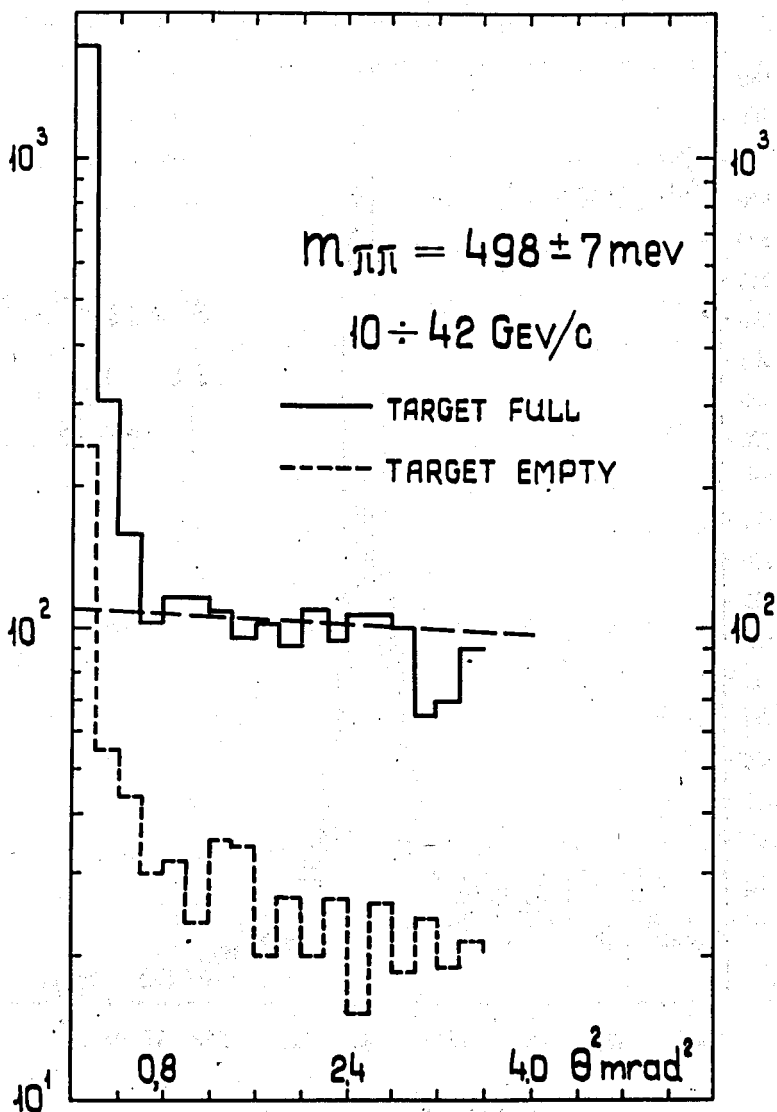


Рис.16

Распределение событий по углу рассеяния при измерениях с водородом и без водорода. Взяты события с инвариантной массой в районе массы клона.

делениях осталось 1850 событий, полученных в измерениях с водородом. Полное число чистых  $K_{\pi 2}$  распадов, наблюдаемых с пустой мишенью, оказалось равным 242.

Для фитирования полученных  $t$  - распределений необходимо знать  $E(p, t)$ ,  $S(p)$  и  $M$ . Эффективность  $E(p, t)$ , а также эффективности регистрации всех других мод распада  $K_{\pi}$  были вычислены методом Монте-Карло.

Спектр  $S(p)$  был восстановлен по распадам  $K_{\pi 3}$  и  $K_{\pi 3}$  обычным методом /17,18/ путем сравнения экспериментальных и генерированных методом Монте-Карло "истинных" и "ложных" энергий.

Восстановленный спектр, выраженный в числе прошедших сквозь регенератор  $K_{\pi}$ , представлен на рис.2. Его форма согласуется с кривой, рассчитанной по модели Триллинга /19/. Полученный спектр сравнивался с непосредственно определенным по распадам  $K_{\pi} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Вычисления эффективностей и спектра были проверены путем сравнения и согласования различных экспериментальных и генерированных методом Монте-Карло распределений. В частности, сравнивались спектры вторичных частиц из  $K_{\pi 3}$ -распадов, а также распределения по времени числа распадов  $K_{\pi} \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Из последних распределений был определен параметр  $|\eta_{+-}| = (1,89 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$  (см. рис.3а). Эта величина, полученная для интервала импульсов  $14 \pm 42$  Гэв/с, согласуется с измеренной ранее при энергиях до 10 Гэв /25/ и является дальнейшим экспериментальным подтверждением независимости  $|\eta_{+-}|$  от энергии.

Знание спектра и эффективностей регистрации различных мод распада позволило определить поток  $K_{\pi}$  по числу зарегистрированных  $K_{\pi 3}$  -  $M_{\pi 3} = (1,07 \pm 0,05) \cdot 10^9$  - а также отношение потоков при измерениях с водородом и без него  $(3,5 \pm 0,06)$ .

Фитирование экспериментальных  $t$  - распределений числа.

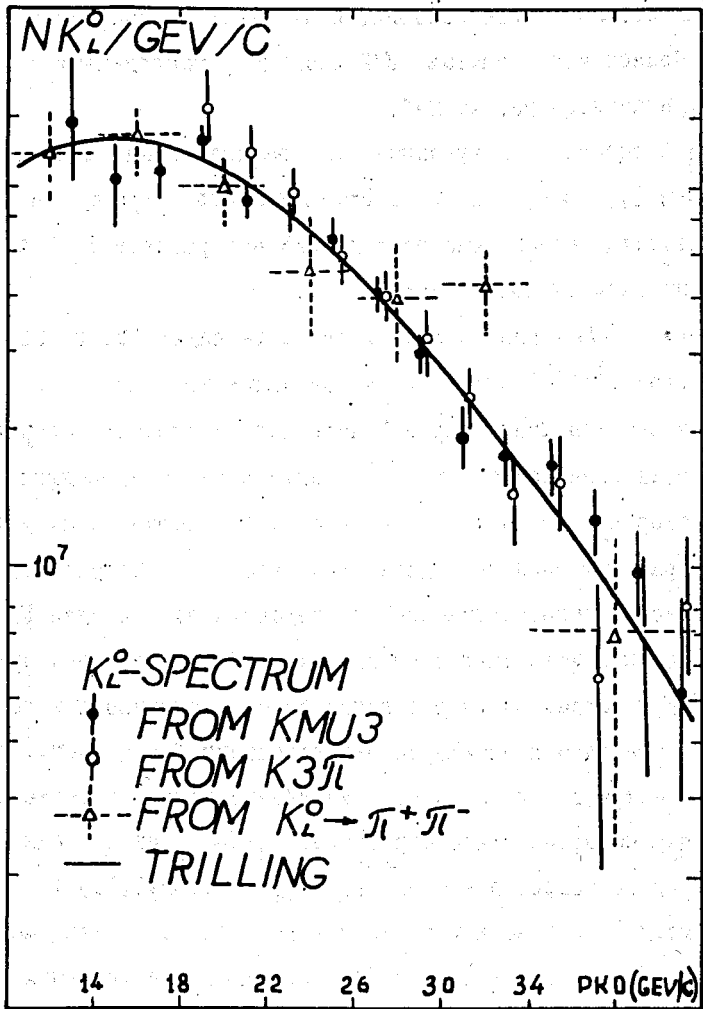


Рис.2

Спектр проведших через водородную мишень  $K_L^0$ ,  
 восстановленный по различным модам распада.

2π-распадов осуществлялось методом наименьших квадратов /20/.

Для проверки устойчивости физических результатов фитирование данных проводилось двумя способами: без учёта и с учётом измерений с пустой мишенью. В последнем случае, в принципе, отношения чисел событий, наблюдаемых с водородом и без него, можно представить функцией, не содержащей  $S(p)$  и  $\mathcal{E}(p, t)$ . Оба метода дали согласующиеся результаты.

Различалось несколько вариантов фитирования. Вначале искомые параметры  $|g(p)|$  и  $\Phi_p(p)$  оставались полностью свободными, а  $M_H$  варьировался (всегда) в ограниченных пределах  $\pm 20\%$  от найденной величины. Полученные таким образом наилучшие значения  $|g(p)|$  и  $\Phi_p(p)$  оказались независимыми друг от друга (с малыми корреляциями) в области 14-30 Гэв/с, причем фаза  $\Phi_p(p)$  в пределах ошибок была постоянна. При больших энергиях от 30 до 42 Гэв/с, вследствие малости числа событий и недостаточной длины распадного объема, корреляции между  $|g(p)|$  и  $\Phi_p(p)$ , а вместе с ними и ошибки, сильно возрастали. Продолжение эксперимента с увеличенным до 9 м распадным объемом, по-видимому, позволит уменьшить эти корреляции.

Для уменьшения корреляций между  $|g(p)|$  и  $\Phi_p(p)$  во всем интервале энергий было сделано несколько предположений об определенной энергетической зависимости фазы регенерации. Оказалось, что в пределах экспериментальных ошибок величину  $\Phi_p(p)$  можно считать не зависящей от энергии.

Поэтому в дальнейшем при фитировании предполагалось, что  $|g(p)|$  свободный параметр, а  $\Phi_p$  - общая для всех шести энергетических интервалов фаза.

Экспериментальное распределение числа 2π - распадов и вид функции, наилучшим образом его описывающей, представлены на рис.36. Полученные по результатам фитирования величины  $\varphi_{21} = (-118 \pm 13)^\circ$ ,

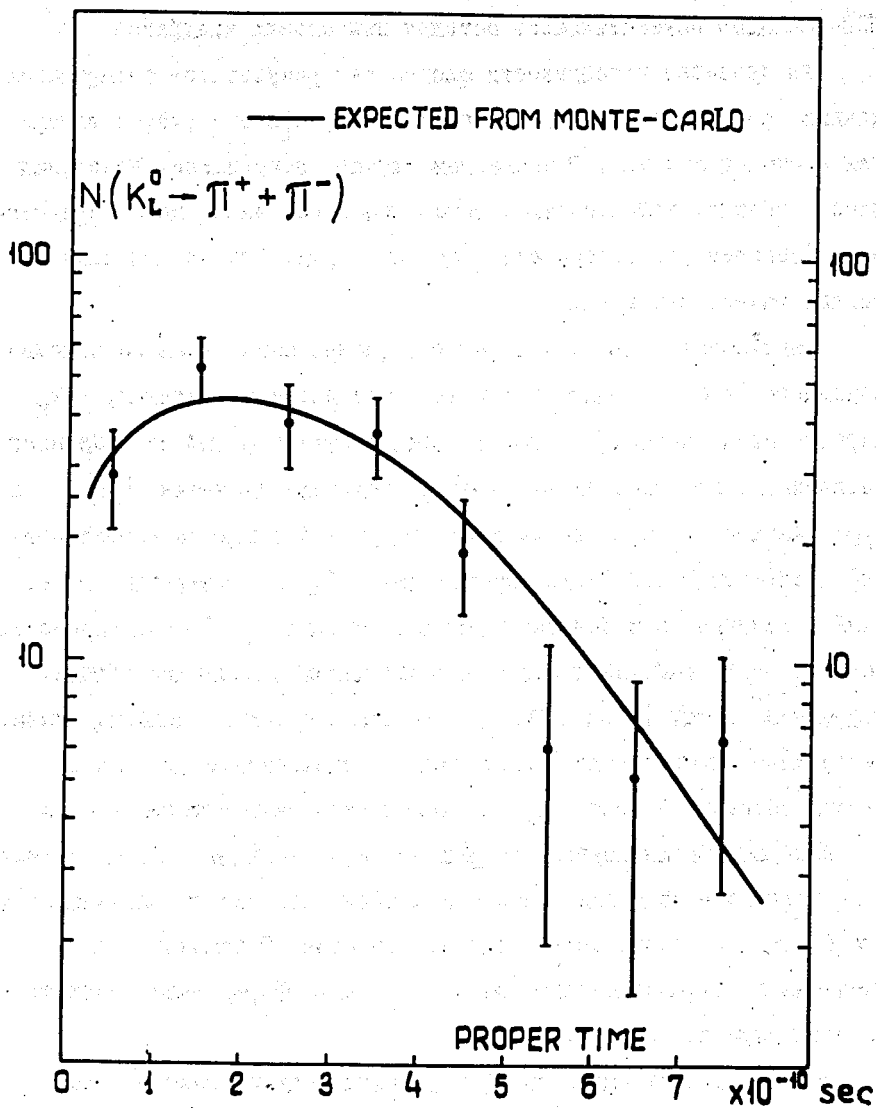


Рис.3а

Распределение по собственному времени распадов долгоживущих каонов на два пиона.

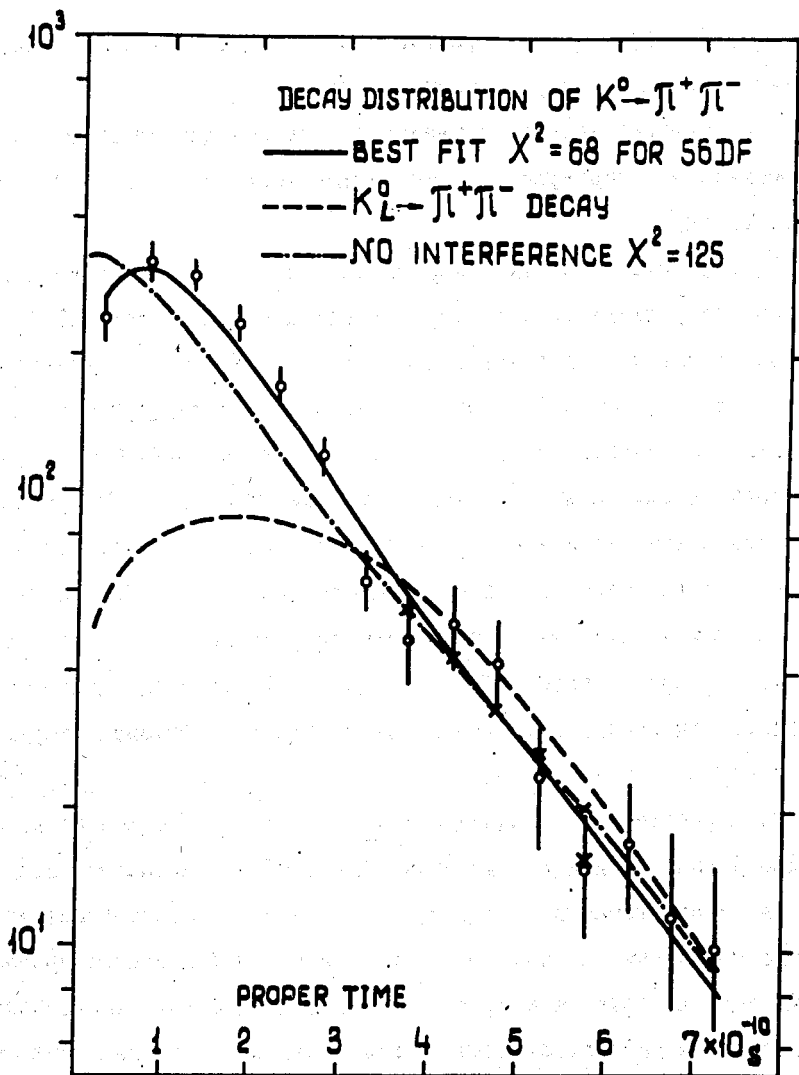


Рис.36

Распределение по собственному времени распадов  $K^0$ ,  
наблюдаемых при измерениях с водородом.

$\frac{|\Phi_{2,1}(p)|}{k}$ ,  $\Delta\sigma$  — приведены на рис.4, откуда видно, что две последние из них уменьшаются с увеличением импульса  $K_d$ .

Представляет интерес сравнить полученные данные с другими имеющимися в литературе и с некоторыми теоретическими моделями регенерации.

1. В работе /II/ было описано поведение  $KN$  — амплитуд в функции энергии на основе теории комплексных моментов (ТКМ) с учётом ветвлений для случаев выполнения ( $\Delta\sigma(\infty) = 0$ ) и возможного нарушения ( $\Delta\sigma(\infty) \neq 0$ ) теоремы Померанчука. Наилучший фит экспериментальных данных, проведённый в /II/, давал  $\Delta\sigma(\infty) = -0,54 \text{ mb}$ . Сравнение наших данных с этими вычислениями показано на рис.4а. Полученная нами величина  $\varphi_{2,1}$  в пределах ошибки согласуется с фазой, предсказанной для случая выполнения теоремы Померанчука ( $-130^\circ$ ) и на две стандартных ошибки отличается от случая её нарушения, при котором  $\Delta\sigma(\infty) = -0,54 \text{ mb}$ . В пределах одного стандартного отклонения наши данные не исключают нарушения теоремы, при котором  $\Delta\sigma(\infty) \leq 0,4 \text{ mb}$ .

2. В работе /IO/ амплитуда регенерации была вычислена на основе дисперсионных соотношений. Здесь также рассматривался случай нарушения теоремы Померанчука. При этом экспериментальные данные по полным сечениям  $KN$  — взаимодействий аппроксимировались формулами, которые давали  $\Delta\sigma(\infty) = -2,2 \text{ mb}$ . Результаты вычислений представлены на рис.4б, откуда видно, что по измерениям как фазы, так и модуля амплитуды регенерации, наши данные исключают использованную аппроксимацию, а вместе с ней и соответствующую степень нарушения теоремы Померанчука.

3. Дисперсионные соотношения /IO/, а также ряд ТКМ — моделей /I2, I3/ предсказывают медленное изменение фазы регенерации на протоне с увеличением энергии без нарушения теоремы Померанчука.

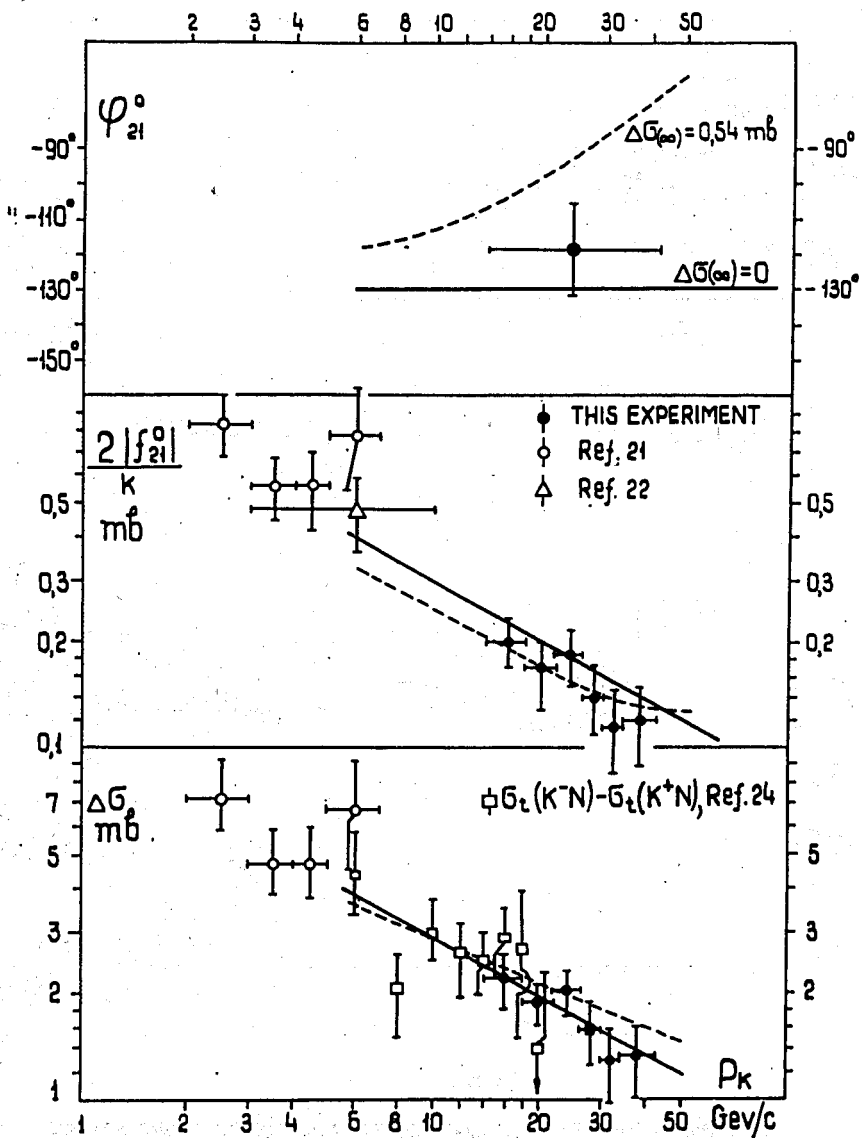


Рис.4а

Сравнение результатов измерений амплитуды регенерации с вычислениями по модели комплексных полюсов /II/.



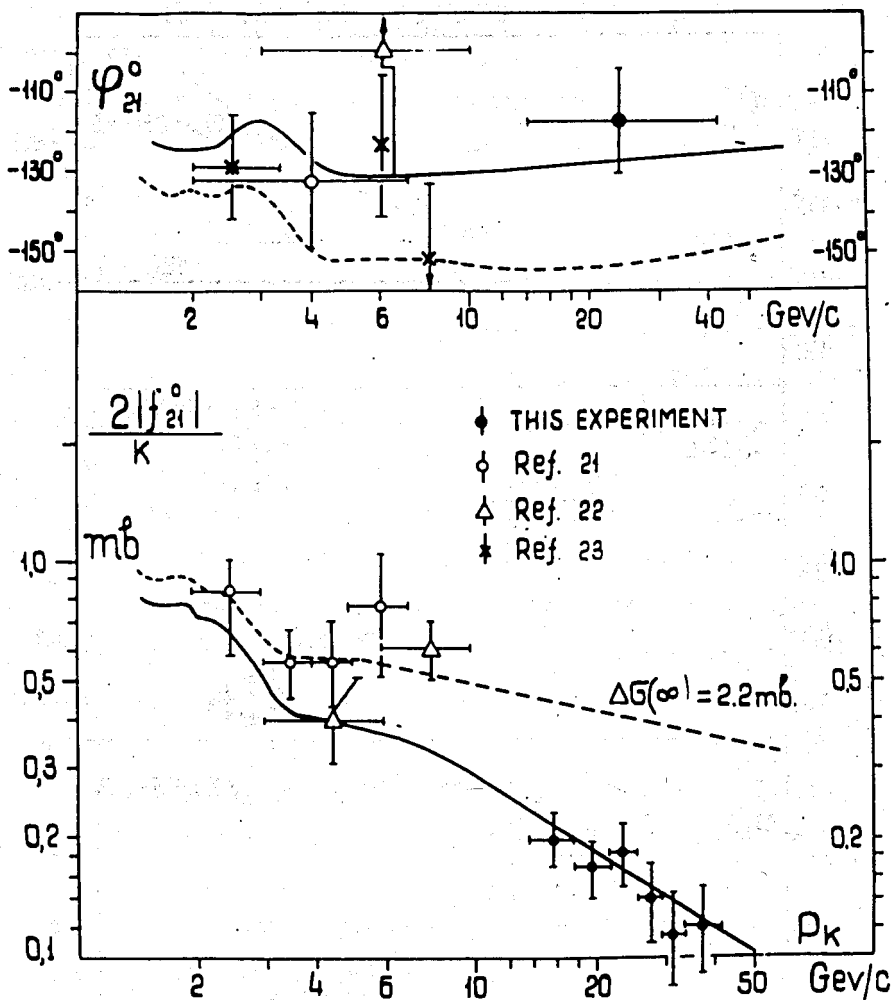


Рис. 46

Сравнение результатов измерений амплитуды регенерации с вычислениями по дисперсионным соотношениям /10/.

Совокупность имеющихся данных ( см. рис.4б) не противоречит таким предсказаниям.

4. Наши данные по  $\Delta\sigma$ , представленные на рис.4а, показывают, что разность полных сечений взаимодействия  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  на протонах в области  $10+42$  Гэв/с убывает с ростом энергии по закону, близкому к  $\Delta\sigma(p) \sim p^{-0.5}$ , предсказываемому простыми ТММ - моделями /II/. Имеющиеся в этой области энергии данные по полным сечениям  $K^+p$  и  $K^-p$  взаимодействий, изотопически сопряженных  $K^0p$  и  $\bar{K}^0p$ , согласуются с нашими, но имеют значительно большие экспериментальные ошибки.

#### Л и т е р а т у р а

1. M.Gell-Mann, A.Pais, Phys. Rev. 97, 1387 (1955)
2. A.Pais, O.Piccioni, Phys. Rev. 100, 1487 (1955)
3. M.Good, Phys.Rev. 106, 591 (1957); 110, 550 (1958)
4. R.Good, et al., Phys. Rev. 124, 1223 (1961)
5. V.L.Lyuboshits, et al. Preprint JINR D-1926,1965
6. M.Bott-Bodenhausen, et al.Phys.Letters, 20, 212 (1966)
7. C.Alff-Steinberger, et al. Phys.Letters, 20, 207 (1966)
8. M.Lusignoli, et al. Nuovo Cim., 45A, 792 (1966)  
and Phys.Letters, 24B, 296 (1967)
9. И.Г.Азнаурян и Л.Д.Соловьев, ЯФ I2, 638 (1970)
10. М.Е.Вишневский и др. Препринт ИТЭФ № 815 (1970)
11. В.И.Лисиц и др.Препринт ИТЭФ № 872,1971
12. V.Barger, R.Phillips. Phys.Letters, 33B, 425 (1970)
13. G.V.Dass, C.Michael, R.Phillips.Nucl.,B9, 549 (1969)
14. G.Giacomelli, Rapporteurs Talk at the Amsterdam Conference on Elementary Part., 1971



15. В.К.Бирулев и др., ОИЯИ, РІ-6164, Дубна, 1971.
16. С.Г.Басиладзе и др. Сообщение ОИЯИ РІ-5361, 1970.
17. Г.Г.Тахтамышев. Препринт ОИЯИ № 2543 (1966).
18. A.Bohm, et al. Nucl.Phys., 9B, 606 (1969).
19. G.Trilling, UCID-10148, 1966.
20. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ, Д-810, Дубна, 1961.
21. P.Darriulat, et al. Phys.Letters, 33B, 433 (1970).
22. C.Buchanan, et al. Phys.Lett., (1971), 37B, 213
23. A.Brody, et al. Phys.Rev.Letters, 26, 1050 (1970).
24. K.J.Foley, et al. Phys.Rev., 181, 5, 1775 (1969).
25. Review of Particle Properties. Phys.Lettets, 33B, 1 (1970).
26. J.Allaby et al. Phys.Lett. 30B, 500 (1969).
27. S.P.Denisov et al., Phys.Lett. 36B, 415 (1971).
28. S.P.Denisov et al., Phys.Lett. 36B, 528 (1971).

## СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ И ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

И.А.Савин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

### 1. Введение

Цель моего доклада — показать, какие имеются возможности для изучения актуальных проблем сильных и электрослабых взаимодействий в 1985–1990 гг. на внешних установках, в создании которых ОИЯИ принимает активное участие.

В качестве таких установок я выбрал установку МА-4, научная программа которой, по-видимому, завершится в следующем пятилетии, комплекс меченых нейтрино и установку ДЕЛФИ, на которых ряд исследований, начатых на МА-4, получит дальнейшее развитие. Последнее утверждение относится не только к экспериментальным, но и к теоретическим исследованиям.

Обсуждая сильные взаимодействия, я остановился на проблемах структуры мезонов, их анализа в рамках КХД и ядерных эффектов в структурных функциях.

В электрослабых взаимодействиях я выделил проблемы учёта радиационных поправок, определения свойств ПВЕ (масс, ширины, сечений) и констант их связи, определения числа поколений лептонов и изучения распадов  $K^{\pm}$ -мезонов на высоком уровне точности.

### 2. Установки и их характеристики

Схема установки МА-4, в том виде, в каком она работает в настоящее время <sup>1/1</sup>, показана на рис.1. С её помощью в 1985 г. завершается набор данных по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) мезонов на ядрах  $H_2, D_2, N_2, C$  и  $Fe$ , по статистике превышающих все другие эксперименты.

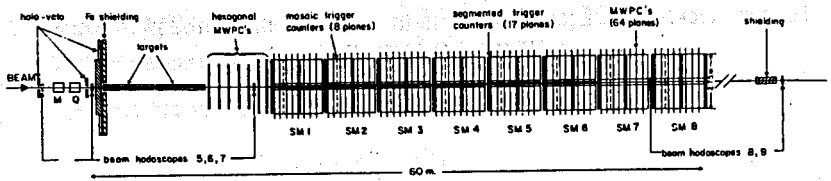


Рис.1. Схема установки NA-4. SM1+8 - супермодули тороидального магнита, оборудованные детекторами.

Для изучения ГНР в области больших  $x$  ( $0,4 < x < 2$ ) предлагается несколько модифицировать установку, дополнив ее адронным калориметром для регистрации энергии адронного ливня, образующегося в ГНР. Калориметр вместе с системой "живых" мишеней будет расположен на месте первого супермодуля.

Схема комплекса меченых нейтрино (КМН), создаваемого в ИФВЭ при участии ОИЯИ, показана на рис.2.

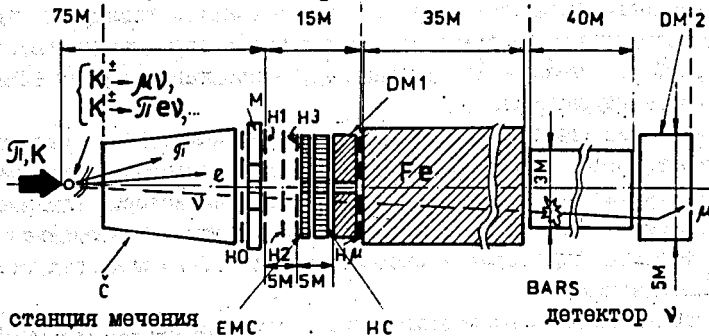


Рис.2. Схема расположения детекторов комплекса меченых нейтрино ИФВЭ.

Основные характеристики КМН:

1. Средний импульс распадающихся каонов:  $\langle P_{K^+} \rangle = 35$  ГэВ/с,  $\sigma_p/p \approx 8\%$ .
2. Состав пучка:  $1,5 \cdot 10^9$  К,  $10^{10}$   $\pi$ ,  $5 \cdot 10^{10}$  р при  $3 \cdot 10^{13}$  р/д на мишень Т.
3. Примесь нейтрино другого типа в чистых пучках  $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ : не более  $10^{-3}$ .
4. Средняя энергия регистрируемых событий:  
 $\langle E_{\nu_e} \rangle = 12,5$  ГэВ,  $\langle E_{\nu_\mu} \rangle = 23,4$  ГэВ.

5. Разрешение по энергии нейтрино:  $\sigma_{E\nu_e} = 0,75$  ГэВ,  $\sigma_{E\nu_\mu} = 1,15$  ГэВ ( в 3-4 раза лучше других экспериментов).
6. Разрешение по направлению вылета нейтрино:  $\sigma_{\theta\nu_e} = 0,4$  мрад,  $\sigma_{\theta\nu_\mu} = 0,6$  мрад ( в 5-10 раз лучше др. экспериментов).
7. Точность абсолютного мониторингования:  $\sim 1\%$  (в 10 раз лучше др. экспериментов).
8. Разрешения по координатам вершин:  $\sigma_{z_{ke3}} = 0,8$  м,  $\sigma_{z_{k\mu_2}} = 1,6$  м,  $\sigma_{z_{\nu_e}} = 17$  см,  $\sigma_{z_{\nu_\mu}} = 14$  см.

Комплекс открывает широкие возможности для изучения проблем стандартной модели как на действующем 70 ГэВ ускорителе, так и на УНК. Некоторые из них обсуждаются ниже.

Общая схема детекторов многоцелевой установки ДЕЛФИ <sup>1/2/</sup> для использования на встречных электрон-позитронных пучках (LEP) в ЦЕРН показана на рис.3.

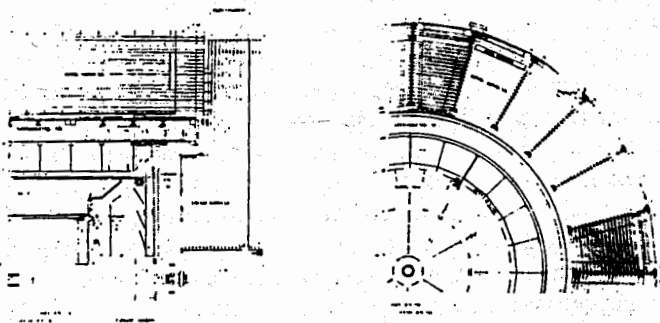


Рис.3. Схема расположения детекторов в установке ДЕЛФИ.

### 3. Сильные взаимодействия

#### 3.1. ГНР лептонов и их анализ в рамках КХД

Анализ структурных функций на предмет сравнения с предсказаниями КХД и извлечения масштабного параметра  $\Lambda$  этой теории выполнен многими экспериментальными группами. Результаты этого анализа были обобщены мной в докладе <sup>1/3/</sup>. Напомню основные итоги.

Все группы используют эволюционные уравнения Альтарелли-Липатова-Паризи для структурных функций. Считается, что это наиболее прямой метод сравнения данных ГНР с КХД. Однако следует иметь в виду, что:

1) Для решения уравнений необходимо иметь данные вплоть до  $x=1$ . Практически все наборы данных по структурным функциям ограничены значением  $x \leq 0,7$ . Экстраполяция к  $x=1$  выполняется в

предположении, что структурные функции равны нулю при  $x = 1$ . Мы знаем теперь, что для ГНР на ядрах это предположение некорректно.

2)  $Q^2$  - эволюция структурных функций  $F_2$  и  $Q$  зависит от неизвестной структурной функции  $G(x, Q^2)$  и параметра  $\Lambda$ , и поэтому анализ каждой из них в отдельности не позволяет определить константу  $\Lambda$ , поскольку её значение сильно коррелировано с формой глюонного распределения.

3) Решение эволюционных уравнений основано на численных методах интегрирования. Однако какую необходимую и достаточную точность вычислений они должны обеспечивать, не выяснено. Результаты, получаемые на одних и тех же наборах данных и с использованием разных численных методов, сильно различаются.

4) Экспериментальные группы практически не имеют процедур для анализа синглетных структурных функций в следующем порядке по константе сильных взаимодействий ( $\alpha_s$ ).

Все группы, проделав анализ, получили значения  $\Lambda$  в лидирующем порядке ( $\Lambda_{LO}$ ), некоторые также и в следующем приближении ( $\Lambda_{\overline{MS}}$ ) разложения в ряд по  $\alpha_s$  для несинглетных функций, используя модифицированную схему перенормировок  $\overline{MS}$ , в рамках которой  $\Lambda_{LO}$  не должно сильно отличаться от  $\Lambda_{\overline{MS}}$ . Однако на практике отношение  $(\Lambda_{\overline{MS}} - \Lambda_{LO}) / \Lambda_{LO}$  из разных анализов меняется от  $\pm 0,1$  до  $1,2$ .

Статистические ошибки в определении константы  $\Lambda$  уже достаточно малы ( $\sim 20\%$ ), в то время как систематические составляют  $100\%$  и более. Последние возникают по техническим и физическим причинам. Главными источниками аппаратурных систематических неопределенностей являются нормировка данных и точность определения энергии падающей (рассеянной) частицы.

Главными источниками физических неопределенностей являются плохие данные о параметре  $R = \sigma_L / \sigma_T$ , неопределенности пороговых эффектов рождения "чарма" в распределениях морских кварков, плохое знание распределения глюонов. Все эти неопределенности концентрируются при малых  $x$  и  $Q^2$ . Поэтому результаты анализа с использованием этой области наиболее подвержены возможным систематическим ошибкам.

Для их минимизации экспериментаторами будут использоваться определенные выборки данных, но, несмотря на предосторожности, перечисленные выше экспериментальные, физические и теоретические неопределенности нашли свое отражение в большом разбросе средних значений  $\Lambda$  как для  $\Lambda_{LO}$  (80-360 МэВ), так и для  $\Lambda_{\overline{MS}}$  (120-340 МэВ). В этой ситуации бессмысленно объединять данные разных экспериментов и искать для  $\Lambda$  мировую среднюю величину. По-видимому, истинное значение этой константы лежит в интервале 100-300 МэВ и, по-моему,



вблизи его левого края, как впервые наблюдается в эксперименте MA-4<sup>1/4</sup>. В пользу этого вывода говорят несколько фактов: 1) Мюонные данные, менее подверженные неопределенностям, дают значение  $\Lambda_{LD}$  в интервале 80-160 МэВ. 2) Возможно, что измеренные структурные функции (особенно в нейтринных экспериментах) содержат вклад высших твистов, пропорциональный  $I/q^2$  или  $I/w^2$ . Более сильные обрезания по  $w^2$  для данных EMC и CDHS приводят к значениям  $\Lambda \leq 100$  МэВ как в лидирующем, так и в следующем порядке. 3) Ядерные эффекты (см. ниже) в структурных функциях, не учтенные в практических процедурах эволюционного анализа, могут приводить к различию констант  $\Lambda$ , извлекаемых из данных на ядрах и на водороде. Прямой оценки этого различия не сделано. Косвенная оценка дает величины  $|\Delta\Lambda| = 20+70$  МэВ. Неподрезанные ядерным эффектам  $\mu p$  данные EMC дают величину  $\Lambda \approx 100$  МэВ. 4)  $e^+e^-$  - данные, свободные от многих неопределенностей ГНР - экспериментов, дают величину  $\Lambda$  тоже в районе 100 МэВ.

Эти выводы справедливы и сегодня. За время, прошедшее после Лейпцигской конференции, появилась лишь одна публикация<sup>15/</sup>, где анализируются окончательные данные EMC по  $\mu p$  - рассеянию и получена величина  $\Lambda_{MS} = 105 \begin{matrix} +55 & +85 \\ -45 & -45 \end{matrix}$  для несинглетной функции  $F_2$  при  $x = 0,3+0,8$ .

Каковы перспективы уточнения  $\Lambda$  в 1986-1990 гг.? Здесь мы можем рассчитывать на следующие обстоятельства:

- 1) слегка расширится кинематическая область до  $q^2 \leq 250$  ГэВ<sup>2</sup>;
- 2) существенно увеличится статистика;
- 3) уменьшатся систематические ошибки;
- 4) будут использованы более точные процедуры для вычисления  $\Lambda$ ;
- 5) ожидается прогресс с вычислениями радиационных поправок, пропорциональных  $\alpha^2$ .

Какие новые данные могут быть использованы нами для уменьшения неопределенностей в  $\Lambda$ ?

1) MA-4:  $F_2^N(C)$  - нуклонные структурные функции из ГНР на углероде при  $E=120, 200, 280$  ГэВ, вычисленные с существенно меньшими систематическими и статистическими ошибками ( $\Delta E/E \lesssim 0,2\%$ ,  $\sim 800$  тыс. событий). Качество ожидаемых данных оценивается точностью  $\Delta\Lambda \lesssim 20$  МэВ.

2) MA-4:  $F_2^N(H_2)$  и  $F_2^N(D_2)$  из ГНР на водороде и дейтерии при  $E=100, 200, 280$  ГэВ.

Количество событий  $\sim 2 \cdot 10^6$  ( для сравнения: EMC имеет  $\sim 2,5 \cdot 10^5$ ),  $x > 0,1$ ,  $q^2 > 20$  ГэВ<sup>2</sup>,  $\Delta\Lambda \sim 20$  МэВ,  $\Delta R \approx 0,015$ .

3) Меченые нейтрино:  $F_2^{3N}$  (заряженные и/или нейтральные токи),  $xF_3$  - с существенно меньшими ошибками в определении нормировки и энергии нейтрино. В переходной области  $Q^2 = 1+10 \text{ ГэВ}^2$ , где, по-видимому, ещё существенную роль играют высшие твисты, наличие точных данных поможет найти причину разногласий (см., напр. /3/), имеющихся в мировых нейтринных данных, а также уточнить  $\Lambda$ .

### 3.2. Кварки в ядрах /6/

Начиная с 1983 г., когда эффект ЕМС был подтвержден, физики, занимающиеся элементарными частицами, стали уделять значительно больше внимания ядерным проблемам. Во-первых, потому что был установлен факт влияния ядра на структурные функции нуклонов. Во-вторых, потому что при определенных кинематических условиях ядро перестает быть смесью протонов и нейтронов. Представилась возможность открыть новую страницу исследования ГНР лептонов и попытаться взглянуть на ядро как на адрон, кварк-глюонная структура которого требует специального изучения /7/. Тем более что, к счастью, можно выделить такую кинематическую область ГНР, где вклад многокварковых конфигураций, возможно, существующих в ядре, в измеряемые на опыте сечения усилен, а влияние других причин, например, неопределенностей в параметре  $R(x, Q^2) = \sigma_L / \sigma_T$ , уменьшено /3/. Это область больших значений  $x$  ( $\geq 0,5$ ), включая  $x > 1$ .

Здесь имеется две возможности: 1) изучить имеющийся в коллаборации NA-4 материал по  $F_2^N(x, Q^2)$  из  $\mu$ -с-,  $\mu$ - $D_2$ - и  $\mu$ - $D_2$ - взаимодействий и получить окончательные результаты по структурной функции ядра углерода, предварительные данные о которой были сообщены ещё в 1981 г. /8/; 2) провести специальный набор данных на установке NA-4 с улучшенным разрешением по  $x$  в области  $0,4 < x \leq 2$  и изучить с хорошим статистическим обеспечением структурные функции и их отношения для ряда ядер. Иллюстрация этих возможностей дана на рис. 4-7.

Рис.4 демонстрирует улучшение разрешения установки NA-4 с использованием дополнительной информации об энергии адронного ливня ( $\nu$ ).

Рис.5 показывает возможность различить две гипотезы о поведении структурной функции вблизи  $x=1$ .

Сравнение ожидаемых данных по отношению  $F_2^N(\text{Fe})/F_2^N(D_2)$  и предсказаний для  $x > 0,7$  различных моделей, объясняющих эффект ЕМС в области его наблюдения ( $x < 0,7$ ), сделано на рис.6.

На рис.7 дана оценка числа событий, ожидаемых в области  $x > 1$ .

### 4. Электрослабые взаимодействия (ЭСВ)

Хотя за стандартную электрослабую модель уже выдали два ком-

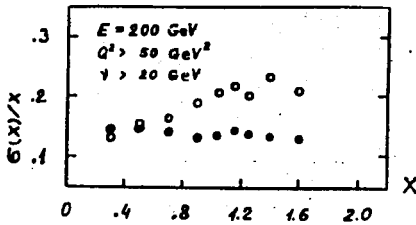


Рис.4. Разрешение спектрометра NA-4  $\sigma(x)/x$  в зависимости от  $x$  без калориметра (открытые точки) и с калориметром (закрытые точки), измеряющим энергию адронного ливня с точностью  $\Delta E/E = 0,8E^{-0,5}$ .

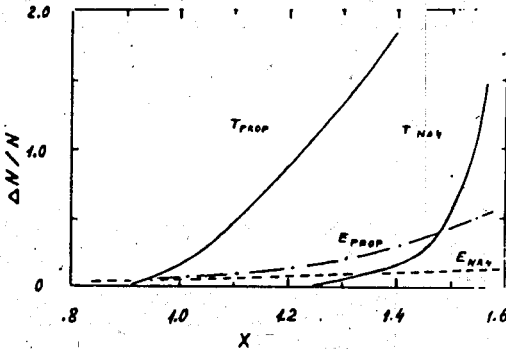


Рис.5. Разность двух параметризаций структурных функций  $F_2(x)$   $T_{PROF}(NA-4) \sim (1-x)^3 \exp(-x/0,14)$ , выраженная в числе событий  $\Delta N/N$ , в зависимости от переменной  $x$  для спектрометра существующей конфигурации ( $T_{NA-4}$ ) и с добавлением калориметра ( $T_{PROF}$ ). Соответствующая экспериментальная статистика, существующая ( $E_{NA-4}$ ) или планируемая  $E_{PROF}$ , показана пунктирными линиями.

спекта Нобелевских премий, имеется ещё длинный перечень проблем для её дальнейшей проверки.

Широкая программа исследований ЭСВ будет осуществлена на LEP, в частности, в районе  $Z^0$ -пика. Предполагается, что "производительность" LEP будет оцениваться числом  $\sim 1,5 \cdot 10^6 Z^0$ /год. Положение  $Z^0$ , его ширина, сечения, константы связи и др. характеристики будут изучены с большой точностью. Кроме того, имеются хорошие возможности для определения числа поколений лептонов, поиска новых кварков, новых скалярных бозонов, изучения струй и т.д.

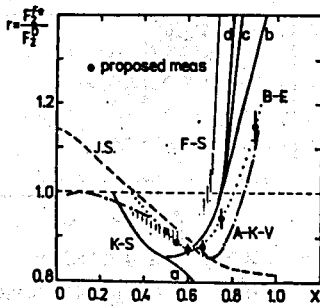


Рис.6. Отношение нуклонных структурных функций из измерений на железе и дейтерии в зависимости от  $x$ . Точки с ошибками - планируемые измерения. Кривые - вычисления по разным моделям: J.S. /9/, F-S /10/, B-E /11/, K-S (a, b, c, d) /12/, A-K-V /13/.

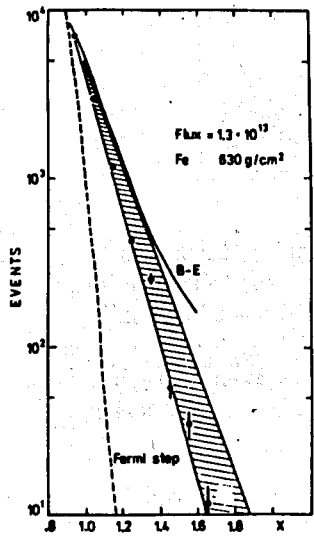


Рис.7. Ожидаемая зависимость числа событий ГНР от  $x$  в области  $x > 1$ . Заштрихованная область соответствует предсказаниям /7/ для экспонент  $\exp(-x/b_1(2))$ , между  $b_1 = 0,105$  и  $b_2 = 0,12$ . Кривой B-E показано предсказание /11/. Пунктир - модель ферми-движения с  $F_F = 190$  МэВ. Расчёт сделан для железной мишени  $630 \text{ г/см}^2$  и потока падающих мюонов  $1,3 \cdot 10^{13}$ .

На установке NA-4 можно провести дальнейшие исследования ЭСВ путем изучения асимметрий  $A^+$  и  $A^-$ , определения сечения электророзщепления мюон-частиц и др.

Большая часть физической программы проекта "Меченые нейтрино" также посвящена проблемам ЭСВ. Среди них проверка универсальности

$\nu_e - \nu_\mu$ , поиск осцилляций нейтрино, проверка гипотезы смешивания лептонов, поиски редких процессов, прецизионные исследования распадов  $K^{\pm}$  - мезонов, включая поиски новых типов нарушения CP и редких ( $10^{-9}$ - $10^{-10}$ ) распадов.

Несколько оценок возможностей из этого перечня проблем.

#### 4.1. Константы связи

Для практического применения модели мы должны знать лагранжиан. Напомним, что, например, лагранжиан для нейтральных токов определяется 13 независимыми параметрами (константами связи): 4 - для описания реакций нейтрино-кварк (адрон), 2 - для нейтрино-электрон, 4 - для электрон-кварк и 3 - для электрон-электрон (мюон). Многие из них определены с плохой точностью или неизвестны совсем<sup>14/</sup>. Параметр стандартной модели ЭСВ определен по совокупности мировых данных с точностью около 7%:  $\sin^2 \theta_w = 0,217 \pm 0,014$ .

Как известно, NA-4 внёс свой вклад в определение констант связи мюон-адронных нейтральных токов и  $\sin^2 \theta_w$ , измерив асимметрию В<sup>15/</sup>:

$$B = -k(a_\mu - \lambda \nu_\mu) A_0 \cdot g(y) Q^2,$$

где  $a_\mu(\nu_\mu)$  - аксиально-векторная (векторная) константа связи мюона с  $Z^0$ , а  $A_0$  в рамках КМ есть комбинация констант связи  $Z^0$  с кварками  $A_0 = (6/5)(a_d - 2a_u) = -1,8$ . Используя  $a_\mu$  из измерений асимметрий F-В в реакции  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ , можно найти  $\nu_\mu$ :

$$\nu_\mu = 0,12 \pm 0,14 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)}.$$

Определение констант связи мюонных нейтральных токов можно продолжить на установке NA-4, измеряя P - нечетные асимметрии  $A^+$  и  $A^-$  в рассеянии мюонов одного знака, но противоположной продольной поляризации ( $\lambda$ ):  $A^\pm = [\sigma^\pm(-\lambda) - \sigma^\pm(+\lambda)] / [\sigma^\pm(-\lambda) + \sigma^\pm(+\lambda)]$ . Имеющиеся здесь возможности показаны на примере комбинации констант, измеренной ранее в SLAC:

	SLAC, ed	NA-4, Cu
$a_\mu(2\nu_\mu - \nu_e)$	$-0,45 \pm 0,12$	$-0,37 \pm 0,04$
$\nu_\mu(2a_u - a_d)$	$0,23 \pm 0,38$	$-0,06 \pm 0,05$

что при известных кварковых константах связи даст  $a_\mu = -0,50 \pm 0,05$  и  $\nu_\mu = -0,04 \pm 0,04$ , т.е. улучшит достигнутой точность в несколько раз. Из измерений асимметрий  $A^+$  и  $A^-$  можно также определить параметр ЭСВ  $\sin^2 \theta_w$  с точностью  $\Delta \sin^2 \theta_w \lesssim 0,01$ .

Измерения констант связи из асимметрий в реакциях  $e^+e^- \rightarrow \ell\ell^-$  планируется и на LEP. В районе  $Z^0$  - пика они обеспечат высокую статистическую точность, которая, например, позволит измерить параметр ЭСВ с точностью  $\Delta \sin^2 \theta_w \approx 0,001$ , что на порядок лучше, чем возможно на установке NA-4.

#### 4.2. Радиационные поправки

Хорошо известно, что для правильной интерпретации данных по ГНР и структурным функциям необходим корректный учёт процессов с обменом более чем одним фотоном (рад. поправки). Соответствующие теоретические и практические процедуры были развиты в ОИЯИ<sup>16/</sup> и успешно применены во многих экспериментах.

В настоящее время РП приобретает принципиальное значение как критический тест стандартной модели, в которой массы ПВБ выражаются соотношениями

$$m_w = \left[ \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} G_\mu \sin^2 \theta_w (1 - \Delta Z)} \right]^{1/2}; \quad m_z = \frac{m_w}{\cos \theta_w},$$

откуда следует, что

$$\sin^2 \theta_w^{(1)} = \frac{38,65 \text{ ГэВ}^2}{m_w^2} \quad \text{или} \quad \sin^2 \theta_w^{(2)} = 1 - \frac{m_w^2}{m_z^2}.$$

Величины, входящие в эти соотношения, сведены в таблицу:

Параметр	Эксперименты		Станд. мод., $\sin^2 \theta_w = 0,217 \pm 0,014$
	UA1	UA2	
$m_w$	$80,9 \pm 1,5 \pm 2,4$	$81,0 \pm 2,5 \pm 1,3$	$83,0 \begin{smallmatrix} +2,9 \\ -2,7 \end{smallmatrix}$
$m_z$	$95,6 \pm 1,5 \pm 2,9$	$91,9 \pm 1,3 \pm 1,4$	$93,8 \begin{smallmatrix} +2,4 \\ -2,2 \end{smallmatrix}$
$m_z - m_w$	$14,7 \pm 2,1 \pm 0,4$	$10,9 \pm 2,8 \pm 0,2$	$10,8 \pm 0,5$
$\sin^2 \theta_w^{(2)}$	$0,284 \pm 0,035$	$0,223 \pm 0,053$	$0,217 \pm 0,014$
$\sin^2 \theta_w^{(1)}$	$0,228 \pm 0,008 \pm 0,014$	$0,228 \pm 0,014 \pm 0,007$	$0,217 \pm 0,014$

Видно, что согласие эксперимента со стандартной моделью не совсем удовлетворительное. Требуется существенный прогресс в повышении точности определения  $\sin^2 \theta_w$  и масс ПВБ, в особенности  $z^0$ . Здесь опять наилучшие возможности имеет LEP и, в частности, установка ДЕЛФИ. Установки UA1 и UA2 сами также планируют улучшить точность определения масс ПВБ.

#### 4.3. Поколения лептонов

Точное значение масс и ширин ПВБ важно и для другой проблемы — определения числа поколений лептонов. На установке ДЕЛФИ, например, оценено, что ограничение на число поколений  $N_G$  будет дано с точностью  $\Delta N_G = 0,3^{1/2}$ .

Это число можно определить и другим способом, например, определив вероятность (или её верхнюю границу) распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ + \chi^0$ , где  $\chi^0$  есть комбинация слабо взаимодействующих (ненаблюдаемых) частиц (см., например, /17/). Скорость таких распадов связана с числом поколений лептонов, когда  $\chi^0 = \nu\bar{\nu}$ :

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \chi^0) = \sum_{\nu}^N \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}).$$

Верхний предел ширины распада, вычисленный в рамках стандартной модели на основании данных о распаде  $K \rightarrow \mu\mu$ , дается соотношением  $B[\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}) / \Gamma(K^+ \rightarrow \mu e)] \leq 5 \cdot 10^{-9}$ . Экспериментальный предел пока на два порядка выше:  $1,7 \cdot 10^{-7}$ . В рамках проекта "Меченые нейтрино" он может быть существенно понижен (до  $\sim 10^{-9}$ ). Напомню, что наблюдение такого процесса на уровне, превышающем  $5 \cdot 10^{-9}$ , означало бы существенный выход за пределы стандартной модели и указывало бы на "новую" физику.

#### 4.4. Распады $K^\pm$ -мезонов

Отклонение от стандартной модели и выход на "новую" физику весьма вероятно наблюдать, изучая распады  $K^\pm$ -мезонов на высоком уровне точности, который планируется в проекте "Меченые нейтрино". Здесь кроме поиска редких распадов, наиболее интересный из которых  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu e$ , планируется изучать асимметрии в распадах  $K^+$  и  $K^-$ :  $A = [R(K^+) - R(K^-)] / [R(K^+) + R(K^-)]$ , где  $R = dN/dE$  или  $R = d^2N/dx dy$ ,  $B$  - вероятность распада по определенному каналу или характеристика распадной частицы,  $x, y$  - переменные Даллица.

По теоретическим оценкам /18/ для миллислабого взаимодействия, нарушающего CP-чётность в распадах  $K^\pm \rightarrow 3\pi$  и  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ , следует ожидать асимметрии на уровне  $10^{-4} \div 10^{-5}$ . Этот уровень может быть достигнут в проекте "Меченые нейтрино", где, например, за 700 часов работы будет зарегистрировано  $K^\pm \rightarrow 3\pi^\pm - 10^9$  распадов,  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0 - 3 \cdot 10^8$  распадов и  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma - 5 \cdot 10^6$  распадов.

При поисках распадов  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \mu e$  можно за такое же время достигнуть уровня  $\leq 10^{-12}$ .

В заключение можно с уверенностью сказать, что в ходе выполнения обсуждавшихся экспериментов в 1986-1990 гг. будет получена новая важная информация, подтверждающая стандартную модель или указывающая на её нарушение.

#### Литература

1. Benvenuti A.C. et al., Nucl.Instr. and Methods 226(1984)330.
2. Delphi Progress report, CERN/LEPC 84-16, 1984.
3. I.A.Savin, in Proceedings Of the XXII Int.Conf.on High Energy

- Phys., Leipzig, July 19-25, 1984, Ed. by A. Meyer and E. Wisoczorek, Zeuthen, 1984, v. II, p. 251.
4. D. Bollini et al., Phys.Lett. 104(1981) 403.
  5. J.J. Aubert et al., CERN-EP/85-34.
  6. Н.Н. Боголюбов, ОИЯИ Д2-85-206, Дубна, 1985.
  7. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980, E2-83-415, Dubna, 1984; Балдин А.М. и др. ОИЯИ I-84-185, Дубна, 1984.
  8. A. Argento et al. Nuclear quark-parton structure function from deep inelastic muon-carbon scattering. Report submitted to the Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versailles, France, 1981; see also I.A. Savin in: Proceedings of the VI Intern. Seminar on HEP Problems, Dubna, report DI, 2-81-728, 1981.
  9. J. Swed, Phys.Lett. 128B(1983), 245.
  10. L.L. Frankfurt, M.I. Strikman, Preprint LNPI-886, Leningrad, 1983.
  11. A.V. Efremov, E.A. Bondarchenko, Preprint JINR E2-84-124, Dubna, 1984.
  12. L.A. Kondratyuk, M. Shmatikov, ITEP Preprints 114(1983) and 13(1984), Moscow.
  13. S.V. Akulinichev, S.A. Kulagin, G.M. Vagranov, Preprint NBI-85-08, Copenhagen, 1985.
  14. P. Langacker, см. /3/, том II, стр. 215.
  15. A.A. Argento et al., Phys.Lett. 120B(1983)245.
  16. Д.Ю. Бардин и др. ЯФ 29(1979)969, Nucl.Phys. B197(1982)1; ЯФ 32(1980) 782; А.А. Ахундов и др. ЯФ 26(1977)1251.
  17. S. Pakvasa, J. Ellis, D.V. Nanopoulos, Ref. TH. 3464-CERN, 1983.
  18. В.В. Анисович, В.М. Шехтер, ЯФ 5(1967)855.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ НУКЛОНОВ И ЯДЕР

И. А. Савин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

### 1. Введение

В течение последнего десятилетия изучение глубоконеупругих взаимодействий лептонов ( в особенности заряженных ) с нуклонами и ядрами дало науке новые сведения об их структуре, а также способствовало появлению и критической проверке новых теоретических идей.

Доминирующим процессом, ответственным за глубоконеупругие взаимодействия заряженных лептонов с нуклонами, является однофотонный обмен, в рамках которого соответствующее сечение записывается в виде:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{1}{x} \left[ (1-y) + \frac{y^2}{2(1+R)} + \frac{Q^2}{2E^2} \left( \frac{1}{1+R} - \frac{1}{2} \right) \right] F_2(x, Q^2),$$

где  $x, y, Q^2$  - обычные кинематические переменные,

$F_2$  - неупругая структурная функция нуклона, а

$R = \sigma_L / \sigma_T$  - отношение полных сечений поглощения нуклоном виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризациями. В рамках кварк-партонной модели эта формула соответствует процессу упругого рассеяния фотона на квазисвободном кварке, входящем в состав нуклона.

В классических экспериментах на электронных пучках СЛАК<sup>/1/</sup> в области  $Q^2$  до  $20(\text{ГэВ}/c)^2$  были установлены, с одной стороны, точечная природа конститuentов нуклонов, а с другой стороны - нарушение гипотезы бьеркеновского скейлинга<sup>/2/</sup>, предсказывающего независимость  $F_2$  от  $Q^2$  при достаточно больших значениях последней величины. Структурная функция оказалась независимой от  $Q^2$  лишь в узком интервале значений переменной  $x=0,25-0,35$ . При  $x$  меньше чем  $0,25$   $F_2$  возрастает, а при  $x$  больше чем  $0,35$  - убывает с увеличением  $Q^2$ . Эти наблюдения были подтверждены в последующих экспериментах на мюонном пучке Фермилаб<sup>/3/</sup> и в экспериментах с нейтрино<sup>/4/</sup>, где область точных исследований расширена до  $Q^2$  около  $100(\text{ГэВ}/c)^2$ .

Дальнейшие исследования структурных функций проводятся на высококачественном мюонном пучке ЦЕРН в экспериментах Европейской мюонной коллаборации (ЕМС) и коллаборации Болокья-ЦЕРН-Дубна-Минхен-Саппе (ВСДМС). Эксперименты ЕМС выполняются с помощью традиционного магнитного спектрометра, аксептанс которого ограничен размерами магнита. Эксперименты ВСДМС, о которых в основном

пойдет речь ниже, проводятся с помощью оригинального тороидального спектрометра и рассчитаны на получение данных вплоть до максимально возможных  $q^2$ , где время их набора лимитируется только интенсивностью пучка. В принципе максимальная величина  $q^2$ , равная  $560 \text{ (ГэВ/с)}^2$ , достижима в ЦЕРНе при энергии падающих мюонов  $280 \text{ ГэВ}$  ( $q^2_{\text{max}} = 2M^2$ ). Практически уже имеются данные вплоть до  $q^2 = 280 \text{ ГэВ}^2$ . Можно думать, что здесь эффекты типа хвостов упругих рассеяний, резонансов и пр., называемые высшими твистами <sup>/5/</sup> и убывающие как  $q^{-2}$ ,  $q^{-4}$ , ..., пренебрежимо малы и мы находимся в области, идеальной для проверки предсказаний квантовой хромодинамики (КХД) и извлечения из данных по  $F_2(x, q^2)$  необходимого для КХД параметра  $\Lambda$ .

В экспериментах в ЦЕРНе наряду с жидководородными используются твердые мишени: ЕМС - железная, ВСДМС - углеродная. В случае ядерных мишеней интерпретация сечений глубоконеупругих взаимодействий через  $F_2(x, q^2)$  возможна лишь в предположении об аддитивности вклада в сечение от каждого нуклона, входящего в состав данного ядра. Если это так, то с равным основанием можно предположить, что виртуальный фотон рассеивается на квазисвободных партонах, входящих в состав ядра <sup>/6/</sup>. В этом случае измеряемые сечения глубоконеупругих мюон-ядерных взаимодействий могут быть выражены через универсальную кварк-партоновую структурную функцию ядра, которая согласно <sup>/7/</sup> имеет вид

$$F_{2c}(x) = a \cdot \exp(-x/b),$$

где  $a$  и  $b$  - константы, а величина  $x$ , определенная обычным способом,  $x = Q^2/2M\nu$ , где  $M$  - масса нуклона - может принимать значения, большие 1. В ряде работ <sup>/8/</sup> было показано также, что глубоконеупругие взаимодействия лептонов с ядрами являются эффективным средством изучения структуры ядра на коротких расстояниях, КХД эффектов в ядрах и, в частности, позволяют измерить высокоимпульсную компоненту волновой функции (ВФ) ядра. Наличие последней также должно приводить к  $F_{2A}(x) > 0$  при  $x > 1$ , причём  $x$  - зависимость отношения  $F_{2A}(x)/F_2(x)$  сильно изменяется в рамках разных моделей ВФ.

Ниже данные ВСДМС при энергии 120 и 200 ГэВ <sup>/9/</sup> и предварительные данные при энергии 280 ГэВ <sup>/10, 11/</sup> обсуждаются с точки зрения указанных выше аспектов и сравниваются с другими данными.

## 2. Установка и данные ВСДМС

Схема установки ВСДМС показана на рис.1. Это (в принципе) - намагниченный железный тор с 40-м углеродной мишенью, помещенной в его центральной отверстии. Азимутально-симметричное магнитное поле отклоняет все рассеянные и попавшие в железо мюоны по направлению

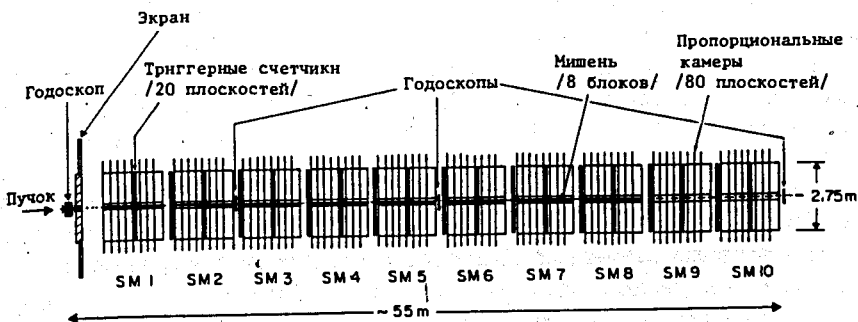


Рис. I. Схема экспериментальной установки коллаборации VCDMS. Намагниченные железные торы, перемежающиеся триггерными счётчиками (20 плоскостей) и пропорциональными камерами (80 плоскостей), размещены в 10 идентичных единицах-супермодулях SM1-10. Два последних супермодуля не имеют мишеней. Установка защищена спереди от мюонов гауло пучка системой спцинтилляционных счётчиков антисовпадений.

к оси и удерживает их на периодических траекториях, максимальное удаление которых от центра (сагитта) пропорционально  $Q^2/E_0$ . Запуск установки осуществляется с помощью плоскостей кольцевых спцинтилляционных счётчиков. Выключение из триттера колец с наименьшим радиусом естественным образом определяет пороговое значение  $Q^2$  (20 ГэВ<sup>2</sup> при энергии пучка 120 ГэВ), выше которого аккумулируются данные. Траектории рассеянных мюонов восстанавливаются по их координатам, зарегистрированным пропорциональными камерами. Более детально установка описана в сообщениях /9-12/. Её основные характеристики следующие:

- точность определения энергии падающего мюона - 0,5%;
- абсолютная калибровка энергии - с точностью лучше 1%;
- разрешение по энергии для рассеянных мюонов - 7% (практически не зависит от E);
- разрешение по  $Q^2$  изменяется в интервале  $10 \pm 6\%$  для  $Q^2$  от 20 до 300 (ГэВ/с)<sup>2</sup> соответственно;
- аксептанс слабо меняется в исследуемой кинематической области и составляет 75% для  $Q^2/E > 0,1$  и  $x > 0,3$  и не меньше 30% на краях;
- систематическая ошибка в определении светимости установки при разных энергиях не превышает 2%.

Указанные характеристики обеспечивают высокую степень надёжности и точности экспериментальных данных.

Данные на углеродной мишени накапливались в 1979-1980 годах при энергиях 120, 200, 240 и 280 ГэВ и составляют несколько миллионов событий. Обсуждаемые ниже результаты по структурным функциям нуклонов основаны на анализе около 300 000 событий глубоконеупругих рассеяний при энергиях 120, 200 и 280 ГэВ<sup>9,10</sup> отобранных в интервалах  $0,3 \leq x \leq 0,7$  и  $25 \leq q^2 \leq 280$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

При вычислении поперечных сечений, соответствующих однофотонному обмену, были внесены поправки на возможный вклад в экспериментально определяемые сечения от процессов с испусканием нескольких фотонов. Эти радиационные поправки (РП) были вычислены в первом порядке по электромагнитной константе  $\alpha$  методом, описанным в работах<sup>13/</sup>. В отличие от традиционного<sup>14/</sup> этот метод свободен от нефизического параметра—"мягкости фотона" и позволяет получить формулы, существенно ускоряющие расчёты РП на ЭВМ. Вычисленные поправки использовались в виде мультипликативного фактора для каждого ( $q^2, x$ ) интервала. Численно РП не превышали 10%.

Для вычисления  $F_2(x, q^2)$  необходимо знать величину  $R$ . Она была оценена в данном эксперименте по перекрывающимся интервалам ( $q^2, x$ ) при разных энергиях. Найдено, что среднее значение  $R = 0 \pm 0,2$  для  $0,3 \leq x \leq 0,7$  и  $50 \leq q^2 \leq 100$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Сводка средних значений  $R$ , полученных в других экспериментах, приведена в табл. I<sup>15/</sup>.

Таблица I  
Сводка данных по измерению отношения  $R = \sigma_L / \sigma_T$

коллаборация	реакция	среднее значение $R$
SLAC, 1978	ep	$0,21 \pm 0,10$
SLAC-MIT, 1979	ed	$0,17 \pm 0,07$
CHIO, 1979	$\mu p$	$0,38 \pm 0,38$
EMC, 1981	$\mu p$	$0,03 \pm 0,10$
EMC, 1981	$\mu Fe$	$-0,13 \pm 0,19$
CDHS, 1981	$\nu N$	$0,10 \pm 0,07$
BCDMS, 1981	$\mu C$	$0,0 \pm 0,2$

Четыре последних эксперимента, данные которых находятся в области больших  $q^2$ , дают заметно меньшее значение  $R$ , в пределах ошибок не исключаящее  $R=0$ .

Величина  $R=0$  использовалась для получения  $F_2(x, q^2)$  по данным BCDMS, показанным на рис.2. Значения структурной функции вычислены для центра соответствующего интервала, ширина которого по  $x$

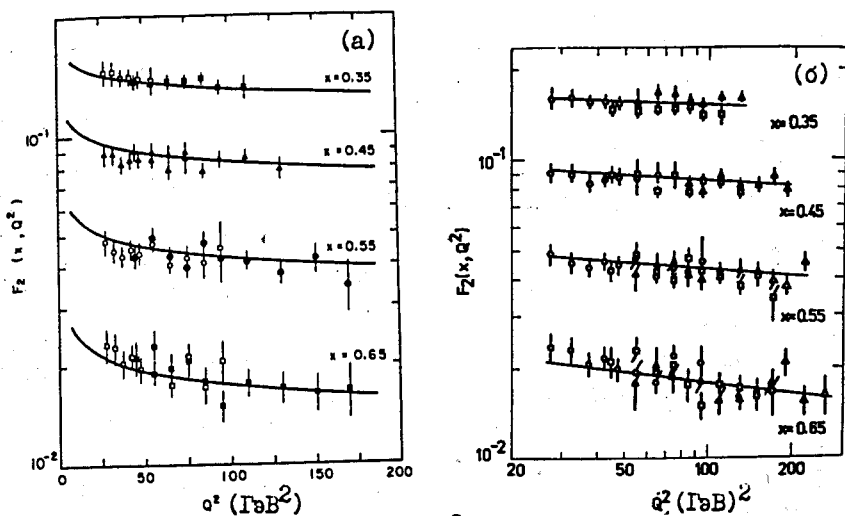


Рис.2. Структурные функции  $F_2(x, Q^2)$ , измеренные при двух энергиях: 120 ГэВ (светлые символы) и 200 ГэВ (темные символы) - (а); то же при трех энергиях: 120 ГэВ (круги), 200 ГэВ (квадраты) и 280 ГэВ (треугольники) - (б). Кривые - аппроксимация данных несинглетными формулами КХД в лидирующем порядке по  $\alpha_s$  с  $\Lambda = 85$  МэВ(а) и  $\Lambda = 10$  МэВ(б).

составляла  $\Delta x = 0,1$ , а по  $Q^2 - \Delta Q^2 = 10, 20$  и  $40 (\text{ГэВ}/c)^2$  для  $Q^2$  соответственно между 25-100, 100-200 и 200-280 ГэВ.<sup>2</sup> Ошибки, показанные на рис.2, кроме статистических включают систематические, связанные с 2%-ной неопределенностью светимости, 7%-ной ошибкой в вычислениях акцептанса и 0,5%-ной ошибкой в определении энергии мюона. Все ошибки суммированы в квадратурах. Данные VSDMS при различных энергиях находятся в хорошем согласии друг с другом, а также с данными других мюонных и нейтринных экспериментов, превосходя их по точности, особенно в области больших  $Q^2$  (см.рис.3).

В изучаемой кинематической области VSDMS возможно также получить моменты структурной функции

$$M_2(n, Q^2) \sim \int_0^1 x^{n-2} F_2(x, Q^2) dx.$$

Нахтмановские моменты  $^{1/6}$  (см.рис.4) с номерами  $n=4, 6$  были вычислены для тех  $(Q^2, x)$  - интервалов, где экспериментальные данные перекрывают больше 65% площади подынтегрального выражения. Неопределенности экстраполяции  $F_2(x, Q^2)$  по  $x$  в неизмеряемую область включены в ошибки, которые, естественно, оказываются завышенными.

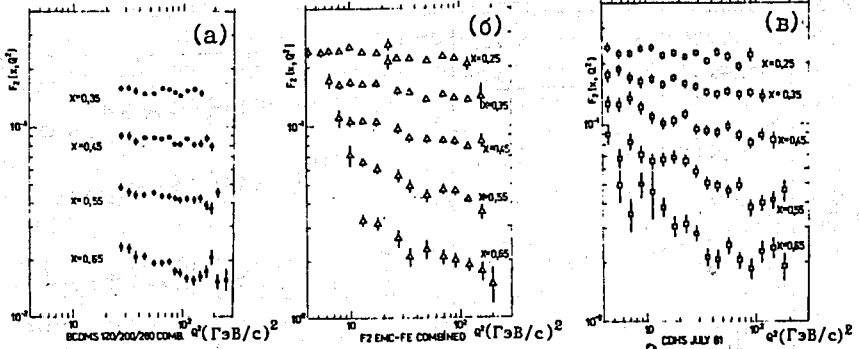


Рис.3. Комбинированные данные по измерению  $F_2(x, Q^2)$  в экспериментах коллабораций VSDMS (а), EMC (б) и CDHS (в).

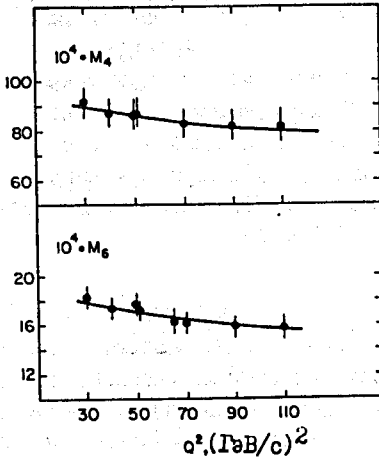


Рис.4. Моменты (четвертый и шестой) структурной функции, вычисленные по данным при энергиях 120 и 200 ГэВ. Кривые - аппроксимация данных синглетными формулами КХД с учётом второго порядка по  $\alpha_s$  и  $\Lambda = 27$  МэВ при фиксированном отношении глюонных и кварковых моментов  $K=0,5$  в точке  $Q_0^2 = 5$  (ГэВ/с) $^2$ .

Из рис.2 видно, что  $Q^2$  - зависимость  $F_2(x, Q^2)$  очень слабая. Аппроксимируя данные эмпирической закономерностью

$$F_2(x, Q^2) = A_1(1-x)^{A_2} \left[ 1 + A_3 \ln \frac{Q^2}{3 \text{ ГэВ}^2} \cdot \ln \frac{0,25}{x} \right],$$

можно получить численное значение параметра  $A_3$ , характеризующего  $Q^2$  - поведение  $F_2$ , как для каждого интервала  $x$ , так и для всех в среднем (см.табл.2). Для каждого случая гипотеза  $A_3 = 0$  значительно ухудшала достоверность аппроксимации, приводя к величинам  $\chi^2/DF$ , в 2 раза большим, чем указаны в табл.2. Т.о., нарушение скейлинга, хотя и меньшее, чем в eN- и vN-опытах, наблюдается и по данным VSDMS.

3. Сравнение данных с предсказаниями КХД для  $F_2(x, Q^2)$  и ее моментов

Как хорошо известно, пертурбативная квантовая хромодинамика

Таблица 2

Параметры эмпирической закономерности, описывающей  $\nu\text{CDMS}$ 

Е, ГэВ	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$\chi^2/DF$
120+200	$0,57 \pm 0,02$	$2,82 \pm 0,09$	$0,12 \pm 0,02$	1,10
280	$0,69 \pm 0,17$	$3,24 \pm 0,09$	$0,073 \pm 0,14$	1,72
120+200+280	$0,63 \pm 0,10$	$3,03 \pm 0,05$	$0,090 \pm 0,008$	1,58

предсказывает логарифмическую зависимость структурных функций и их моментов от  $q^2$ . Скорость их убывания с ростом  $q^2$  определяется масштабным параметром  $\Lambda$ , связанным с бегущей константой сильных взаимодействий  $\alpha_s$ . В рамках КХД параметр  $\Lambda$  является свободным и может быть найден только из анализа экспериментальных данных.

В литературе имеется два теоретически эквивалентных метода КХД анализа данных и извлечения параметра  $\Lambda$ : 1) использование моментов структурных функций; 2) прямое использование  $F_2(x, q^2)$  и др. структурных функций. Каждый из них имеет свои достоинства и недостатки.

Для моментов имеются четкие теоретические предсказания и сравнительно простые формулы как в лидирующем порядке их разложения по  $\alpha_s$ , так и в следующем (нелидирующем, втором). Формулы и процедуры вычислений вплоть до второго порядка по  $\alpha_s$  существуют как для структурных функций, в которые основной вклад дают несинглетные распределения кварков (несинглетные функции, например,  $x F_3(x, q^2)$ ,  $F_2^D(x, q^2) - F_2^n(x, q^2)$ ), так и для синглетных функций, например,  $F_2^{sing}(x, q^2)$ . Недостаток метода моментов вытекает из их определения: для вычисления  $M_2(n, q^2)$  требуется знание структурной функции во всем интервале  $x$  от 0 до 1. В экспериментах это условие не выполняется.

Предсказания КХД для структурных функций проверяются с помощью численного /17/ или приближенного аналитического /18/ решения эволюционных уравнений Липатова-Альтарелли-Паризи /19/ типа

$$F_2(x, q^2) = x \int_0^1 dy P(x, y, q^2, q_0^2) F_2(y, q_0^2),$$

где ядро  $P$  - известная функция, содержащая константу  $\alpha_s$ , а  $F_2(x, q_0^2)$  - граничное условие для структурной функции при  $q_0^2 < q^2$ , которое должно быть задано. Этот метод в области  $q^2 > 20(\text{ГэВ}/c)^2$  имеет небольшое преимущество по сравнению с методом моментов в смысле полноты использования имеющихся в данном эксперименте данных между  $x = x_{\min}$  и  $x = x_{\max}$ . Однако проблема экстраполяции данных от  $x_{\max}$  до 1 остается и здесь. К недостаткам метода следует отнести необходимость задания граничных условий при  $q^2 = q_0^2$ , что делается,

например, путем подгонки параметров  $A_1$ – $A_4$  в эмпирических зависимостях, например,

$$F_2(x, Q_0^2) = A_1 \cdot x \cdot A_2 (1-x)^{A_3} (1+A_4 x).$$

Математические трудности метода обусловили отсутствие до настоящего времени практических процедур для анализа синглетных структурных функций во втором (нелидирующем) порядке по  $\alpha_s$ , хотя заделы для них существуют /17/. Вследствие этого большинство экспериментальных групп, анализирующих данные по  $F_2^{\mu N}(x, Q^2)$ , полученные с изоскалярных мишеней, вместо правильных процедур для синглетных функций используют приближения несинглетных функций. На примере метода моментов в лидирующем порядке можно показать аналитически, что при этом возможна существенная (до фактора 2 и больше) ошибка в величине извлекаемого параметра  $\Lambda$ , на что, к сожалению, до настоящего времени не обращается достаточного внимания.

Данные ВСДМС сравнивались с предсказаниями КХД различными способами.

Для  $F_2(x, Q^2)$  по указанным выше причинам использовались лишь несинглетные процедуры Гонзалеса-Аройо и др. /17/. Применение их для  $F_2(x, Q^2)$  в области  $x=0,3+0,7$  может быть оправдано, если вклады кварков моря и глюонов пренебрежимо малы. В лидирующем (LO) и во втором (SO) порядке по  $\alpha_s$  величины  $\Lambda$  \*) оказались следующими:

$$\Lambda_{LO}^{NS} = \begin{matrix} 85 & +60 & +90 \\ & -40 & -70 \end{matrix} \text{ МэВ}, \quad \Lambda_{SO}^{NS} = \begin{matrix} 32 & +20 & +30 \\ & -15 & -20 \end{matrix} \text{ МэВ}$$

по данным при энергиях 120 и 200 ГэВ и

$$\Lambda_{LO}^{NS} = \begin{matrix} 10 & +10 & +36 \\ & -6 & -10 \end{matrix} \text{ МэВ}$$

по данным при энергиях 120, 200 и 280 ГэВ (предварительным).

Систематические ошибки, указанные вторыми, представляют квадратичные комбинации систематических смещений величины  $\Lambda$  вследствие возможной 2%-ной неопределенности в определении потока мюонов и 0,5-ной неопределенности в определении энергии рассеянного мюона. Если повторить несинглетную аппроксимацию  $F_2(x, Q^2)$  при энергиях 120 и 200 ГэВ, вычисленных при  $R=0,1$  вместо  $R=0$ , то величина  $\Lambda_{LO}$  уменьшится на 60 МэВ.

Аппроксимация моментов  $M(4, Q^2)$  и  $M(6, Q^2)$  несинглетными формулами /20/ привела к величине

$$\Lambda_{LO}^{NS} = \begin{matrix} 80 & +130 & +100 \\ & -80 & -70 \end{matrix} \text{ МэВ},$$

согласующейся с приведенной выше.

\*) Приводимые числа соответствуют ренормализационной схеме MS, использованной в процедурах /17/.



Как уже указывалось, несинглетное приближение для  $F_2(x, Q^2)$  может дать правильные значения  $\Lambda$  только в том случае, если вклад кварков моря и глюонов пренебрежимо мал. Однако это не совсем ясно из экспериментов. Нейтринные данные BEBC<sup>4/</sup> и мюонные данные СНО<sup>3/</sup> указывают на то, что вклад глюонов в моменты  $M(n, Q^2)$ ,  $n \leq 6$ , может быть значительным. Поэтому моменты BCDMS при энергиях 120 и 200 ГэВ были проанализированы с помощью синглетных формул<sup>21/</sup> методом, подробно описанным в работе<sup>22/</sup>. Изменение  $n$ -ного момента в зависимости от  $Q^2$ , включая поправки второго порядка по  $\alpha_s$ , определяется формулой:

$$M_{2S}(n, Q^2) = \\ = Q_{2S}(n, Q_0^2) \left\{ A_1(n, Q^2, Q_0^2) [\alpha]^{-\delta^n/2\beta_0} + A_2(n, Q^2, Q_0^2) [\alpha]^{-\delta^n/2\beta_0} \right\} - \\ - G_2(n, Q_0^2) \left\{ B_1(n, Q^2, Q_0^2) [\alpha]^{-\delta^n/2\beta_0} + B_2(n, Q^2, Q_0^2) [\alpha]^{-\delta^n/2\beta_0} \right\},$$

где  $\alpha = \bar{\alpha}(Q^2)/\bar{\alpha}(Q_0^2)$ ;  $\bar{\alpha}(Q^2) = \bar{\alpha}_0(Q^2) \left[ 1 - \frac{\beta_1}{4\pi\beta_0} \bar{\alpha}_0(Q^2) \ln \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right]$ ,  
 $\bar{\alpha}_0 = 4\pi/\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}$ ;  $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}N_f$ ;  $\beta_1 = 102 - \frac{38}{3}N_f$ ,  $N_f = 4, 5$ ;  
 $A_i = A_{i1}^n + A_{i2}^n \bar{\alpha}(Q^2)/4\pi + A_{i3}^n \bar{\alpha}(Q_0^2)/4\pi$ ;  
 $B_i = B_{i1}^n + B_{i2}^n \bar{\alpha}(Q^2)/4\pi + B_{i3}^n \bar{\alpha}(Q_0^2)/4\pi$ ,  $i = 1, 2$ .  
 Численные коэффициенты  $A_{ij}$ ,  $B_{ij}$  и  $\delta_{\pm}^n$  взяты из работ<sup>23/</sup>, где они вычислены в рамках схемы MS, и мало отличаются от приведенных в работе<sup>24/</sup>.

Параметры  $Q_{2S}(n, Q_0^2)$  и  $(G_2, n, Q_0^2)$  имеют смысл  $n$ -ного момента синглетных кварков и глюонов соответственно, взятых в точке отсчета  $Q^2 = Q_0^2$ . В рамках пертурбативной КХД они не вычисляются и должны быть взяты из эксперимента. При аппроксимации данных они должны были бы быть свободными параметрами. Однако по ряду причин<sup>25/</sup> свободными параметрами при аппроксимации данных BCDMS были взяты  $\Lambda^S$ ,  $Q_{2S}(4, Q^2)$  и  $Q_{2S}(6, Q^2)$ , а отношение  $K = G_2(n, Q_0^2) / Q_{2S}(n, Q_0^2)$  использовалось как фиксированный параметр в интервале  $0+1$  при  $Q_0^2 = 5(\text{ГэВ}/c)^2$ . Значения  $\Lambda^S$ , соответствующие наилучшей аппроксимации данных, с учётом статистических и систематических ошибок приведены в табл.3 как для лидирующего, так и для второго порядка по  $\alpha_s$ . Вычисленные моменты для случая  $K=0,5$  и  $\Lambda = 27 \text{ МэВ}$  показаны на рис.4.

Сравнивая результаты анализа данных BCDMS с рассчитанными при использовании несинглетных и синглетных формул КХД, можно заметить, что  $\Lambda^S$  существенно отличается от  $\Lambda^{MS}$ .

Из табл.3 видно, что в зависимости от  $K$  в интервале  $0+1$  центральное значение  $\Lambda^S$  меняется в несколько раз, причём  $\Lambda_{50}^S$  более

Таблица 3

Значения  $\Lambda^S$ , определенные по синглетным формулам КХД для моментов в лидирующем (LO) и во втором (SO) порядке разложения по  $\alpha_s$ .

$K = \frac{q_2(n, q_0^2)}{q_2(n, q_0^2)}$	$\Lambda^S \pm \Delta \Lambda_{stat}^S$		$\pm \Delta \Lambda_{syst}^S$ (МэВ)	
	SO		LO	
0,00	12 +32 -12 - 8	+34 - 8	41 +79 -41 -35	+71 -35
0,05	15 +34 -15 -11	+39 -11	39 +81 -39 -31	+78 -31
0,20	18 +39 -18 -13	+34 -13	44 +88 -44 -35	+79 -35
0,50	27 +48 -27 -20	+44 -20	60 +104 - 60 -47	+86 -47
1,00	49 +72 -49 -35	+57 -35	80 +128 - 80 - 55	+110 - 55

чувствительны к вкладу глюонов. Анализ других данных /3,4/ показывает, что для  $n=6$  отношение глюонных и кварковых моментов заключено в интервале между 0,9 и 0,6 при величине  $q^2 = 5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, являющейся нашей нормировочной точкой. Т.о., наиболее вероятное значение  $\Lambda_{SO}^S$ , определяемое по моментам ВСДМС, должно находиться между двумя последними строчками табл.3, т.е.  $\Lambda_{SO}^S \approx 40$  МэВ. Эта величина согласуется с результатами анализа /22/ предварительных данных ВСДМС /12/. Интересно отметить, что к ней близки также результаты КХД анализа данных по  $e^+e^-$  - аннигиляции в адроны /26/, которые дают значение  $\Lambda$  во времениподобной области.

Сводка /15,27,28/ значений параметра  $\Lambda$ , определявшегося в течение 1978-1981гг. в разных экспериментах, приведена в табл.4. Среднее значение параметра  $\Lambda_{LO}$ , по данным 1981 года, включая данные ЕМС /29/, которые хорошо согласуются с данными ВСДМС, оказывается равным  $157^{+55}_{-40}$  МэВ.

Видно, что с расширением области изучаемых  $q^2$  имеется систематическое уменьшение  $\Lambda$ . В принципе, в этом нет ничего неожиданно. В появившейся недавно работе /30/ Д.В.Ширковым был установлен закон уменьшения  $\Lambda$  с ростом энергии и с открытием новых каналов рождения кварковых пар  $s\bar{s}$ ,  $b\bar{b}$  и др.

Уменьшение  $\Lambda$  с ростом  $q^2$  объяснено также Д.П.Роем /31/ возможным наличием в нуклонах внутренней  $|uudc\bar{c}\bar{b}\rangle$  компоненты, обнаруживаемой с вероятностью 1-2%.

Таблица 4

Сводка значений КХД параметра  $\Lambda$ 

Коллаборация	Год	$q^2$ интервал	$\Lambda_{Lo}$ или $\Lambda_{MS}$ МэВ	Экспериментальные данные
1 BEBC + GGM	1978	1-10	$740 \pm 50$	$xP_3 + F_2$
2 CDHS	1979	5-100	$500 \pm 200$	$xP_3 + F_2$ , моменты
3 " + SLAC	1979		$330 \pm 200$	"
4 CHIO + SLAC	1979	3-40	$640 \pm 150$	$F_2$ , моменты
5 "		2,5-40	$900 \pm 40$	$F_2^p - F_2^n$ , моменты
6 MSU-FNAL	1980	6-120	$150 \pm 50$	$F_2$
7 " + SLAC	1980	3-120	$500 \pm 200$	$F_2$
8 CDHS	1981	2-280	$200^{+150}_{-100}$	$xP_3 + F_2$
9 BCDMS	1980	25-200	<100	moments
10 EMC, Fe	1981	5-200	$122^{+22}_{-20}$ $^{+144}_{-70}$	$F_2$
11 " $H_2$	"	"	$110^{+58}_{-46}$ $^{+124}_{-69}$	$F_2$
12 BCDMS	"	25-180	$85^{+60}_{-40}$ $^{+90}_{-70}$	$F_2$
13 "	"	25-280	$10^{+10}_{-6}$ $^{+36}_{-10}$	$F_2$
14 "	"	30-110	$80^{+130}_{-80}$ $^{+100}_{-70}$	NS моменты
15 "	"	"	$40^{+50}_{-40}$ $^{+50}_{-30}$	S моменты
16 GGM	1981	2-50	$190^{+160}_{-120}$	$xP_3 + F_2$
17 CHARM	1981	3-180	$290 \pm 120 \pm 100$	$xP_3 + F_2$
18 SLAC		<20	$250 \pm 700$	
19 BEBC + GGM	1981	2-70	$210 \pm 95$	$xP_3 + F_2$

Уменьшение  $\Lambda$  с ростом  $q^2$  может также объясняться вкладом высших твистов, который ещё существен, например, в области экспериментов SLAC и других при  $q^2 < 30$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, и отсутствует в экспериментах BCDMS<sup>6</sup>.

Влияние высших твистов на результаты BCDMS при энергиях 120 и 200 ГэВ было проверено с помощью параметризации /32/

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{QCD} \left( 1 + \frac{\mu^2}{(1-x)Q^2} \right)$$

Аппроксимация данных в таком виде приводила к величине  $\mu^2 = 0,16^{\pm} \pm 0,6 \text{ лэВ}^2$  и практически не изменяла результирующих значений  $\Lambda$ . Это означает нечувствительность данных к дополнительному  $Q^2$  - зависящему члену. Была предпринята попытка решить обратную задачу: зафиксировать определенное значение  $\Lambda$  и посмотреть, компенсируется ли предписываемое им изменение  $F_2(x, Q^2)$  членом, ответственным за высшие твисты. Оказалось, что в случае  $\Lambda = 400 \text{ МэВ}$  требуется отрицательный вклад высших твистов при значении  $\mu^2 = 1,5 \text{ ГэВ}^2$ . В случае малой величины  $\Lambda$  (10 мэВ) высшие твисты могут дать положительный вклад с  $\mu^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ .

#### 4. Кварк-партоновая структурная функция ядра

Как указывалось во введении, определенные аспекты взаимодействия мюонов с ядрами должны приводить к появлению событий в области  $x > 1$ , кинематически запрещенной для взаимодействий на свободном нуклоне.

Возможность изучения этих аспектов в экспериментах BCDMS была рассмотрена /11/ на примере анализа части данных при энергии 280 ГэВ. Было отобрано 75000 событий глубоконеупругих взаимодействий с переменными  $x > 0,2$  и  $Q^2 > 50 \text{ (ГэВ/с)}^2$ , соответствующих потоку падающих мюонов  $6,5 \cdot 10^{10}$ . Оказалось, что из них 40 событий имеют величину  $x > 1$ . Для уменьшения влияния систематических ошибок, связанных с разрешением спектрометра, был применен дополнительный критерий отбора:  $\sqrt{s} > 20 \text{ ГэВ}$ , после чего в области  $x > 1$  осталось 360 событий. Они были тщательно проанализированы, включая визуальный просмотр на дисплее и сравнение всех типичных распределений с аналогичными для событий с  $x < 1$  (см. рис. 5). Заметных аномалий в поведении событий с  $x > 1$  не обнаружено.

Используя стандартную программу вычисления акцептанса установки методом Монте-Карло с учётом поправок на разрешение и радиационных поправок, мы вычислили  $F_{2c}(x)$ , проинтегрировав данные по всему интервалу  $Q^2 = 50 + 280 \text{ (ГэВ/с)}^2$ . Экспериментальные значения  $F_{2c}$  в зависимости от  $x$  вместе с результатами их аппроксимации экспоненциальной зависимостью показаны на рис. 6. Параметр  $b$  оказался равным 0,14, что близко к соответствующим величинам, определяемым при исследовании других ядерных процессов при высоких энергиях /33/.

Следует отметить, что данные BCDMS при  $x > 1$  являются предварительными. Чем меньше величина  $F_{2c}(x)$  и чем быстрее она изменяется,

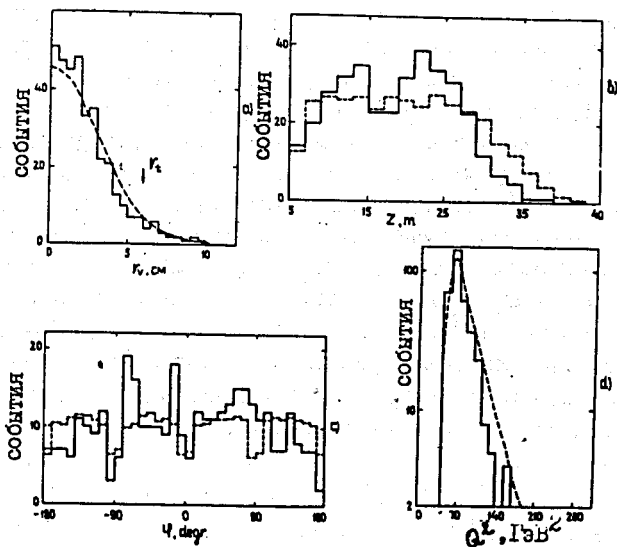


Рис.5. Сравнение распределений двух групп событий: 1)  $x > 1$  (сплошные линии) и 2)  $x < 1$  (пунктирные линии), удовлетворяющих условию  $Q^2 > 50 \text{ (ГэВ/с)}^2$  и  $\nu > 20 \text{ ГэВ}$ , по переменным:

- а)  $r_v$  - минимальное расстояние от вершины до оси  $z$  ;
- б)  $z$  - координата точки взаимодействия;
- с)  $\varphi$  - азимутальный угол ;
- д)  $Q^2$ .

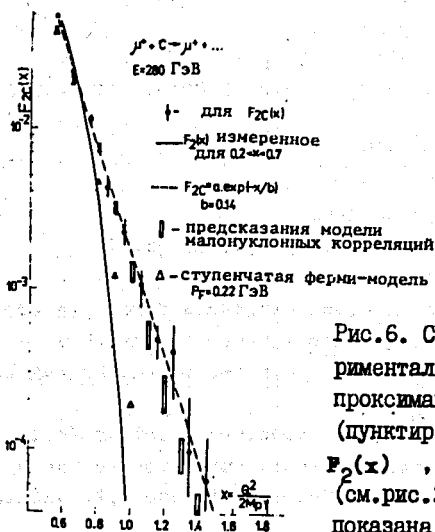


Рис.6. Структурная функция  $F_{2c}(x)$  (экспериментальные точки) и результаты ее аппроксимации экспоненциальной зависимостью (пунктир). Нуклонная структурная функция  $F_2(x)$ , измеренная в интервале  $x=0,3+0,7$  (см.рис.2) и экстраполированная до  $x=1$ , показана сплошной линией.

тем более ее значения чувствительны к систематическим ошибкам, поведение которых должно быть изучено. Особенно важной является проблема тщательного изучения изменения разрешения с ростом  $x$ . В области  $x > 1$ ,  $\Delta x/x \approx 50\%$  и функция разрешения ещё недостаточно точно определена, чтобы делать какие-либо критические проверки существующих моделей, в частности модели, учитывающей малонуклонные корреляции в ядре, хотя предсказания ее <sup>18/</sup> близки к нашим данным. Анализ событий с  $x > 1$  продолжается. Проводятся точные вычисления функции разрешения спектрометра, увеличивается статистика при энергии 280 ГэВ, а также при энергии 200 ГэВ, где также наблюдаются события с  $x > 1$ . Полная статистика составит около  $10^4$  событий. Будет изучена их  $q^2$ -зависимость.

Много дополнительной информации будет получено из анализа данных по  $F_{2A}(x)$ , полученным с дейтериевыми и водородными мишенями, к накоплению которых приступила коллаборация VMDMS.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor R.E. In: Proc. of 1975 Intern. Conf. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, SLAC, Stanford, 1975, p.679.
2. Bjorken J.D. Phys. Rev., 1959, 179, p.1547.
3. Chang C. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, p.901.  
Anderson H.L. et al. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p.1450.  
Gordon B.A. et al. Phys. Rev., 1979, D20, p.2645.
4. De Groot J.G.H. et al. Zeit. für Phys., 1979, C1, p.143.  
Heagy S.M. et al. Phys. Rev., 1981, D23, p.1045.  
Bosetti P.C. et al. Nucl. Phys., 1978, B142, p.1.
5. De Rujula A., Georgi H., Politzer H.D. Annals of Phys., 1977, 103, p.315.
6. Балдин А.М., ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.  
Балдин А.М. В кн.: ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
7. Baldin A.M., JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
8. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Nucl. Phys., 1981, B181, p.22.
9. Bollini D. et al. Phys. Lett., 1981, 104B, p.403.
10. Argento A. et al. New results on nucleon structure functions from muon-carbon scattering at high  $Q^2$ . Report presented at the International Conference on High energy Physics, Lisbon, Portugal, 1981.
11. Argento A. et al. Nuclear quark-parton structure function from deep inelastic muon-carbon scattering. Report submitted to the Conference on High Energy Physics and Nuclear structure, Versailles, France, 1981.

12. Bollini D. et al. In: Proc. of 1979 Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Fermilab, 1979, p.149.
13. Ахундов А.А. и др. ЯФ, 1977, 26, с.1251;  
Щумейко Н.М. ЯФ, 1979, 29, с.1571.
14. Mo L.W., Tsai Y.S.Rev.Mod.Phys.,1969, 41, p.205.
15. Drees J. Review of the structure of hadrons from lepton-nucleon interactions, talk at the 1981 International Symp.on Lepton and Photon Interactions at High Energy, Bonn, 1981.
16. Nachtmann O.Nucl.Phys., 1973, B63, 237.
17. Gonzalez-Arroyo A. et al. Nucl.Phys., 1979, B153, p.161; B159, p.512; 1980, B166, p.429.
18. Исаев П.С., Коваленко С.Г. ЯФ, 1980, 32, с.756;  
Бедняков В.А. и др.ОИЯИ, Р2-81-557, Дубна,1981.
19. Докшицер Ю.Л. ЖЭТФ, 1977, 73, с.1216;  
Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p.298.
20. Buras A.J. Rev.Mod.Phys.,1980, 52, p.199.
21. Floratos E.G.,Ross D.A., Sachrajda C.T. Nucl.Phys.,1977,B129, p.66; 1978, B139, p.545; 1979, B152, p.493.
22. Aurenche P. et al., Nucl.Phys., 1981, B172, p.189.
23. Floratos E.G. et al., Phys.Lett.,1979, B80, p.269; B87, p.403 (erratum).
24. Furmanski W., Petronzio R., Phys.Lett., 1980, B97, p.437.
25. Fadeev N.G. et al. JINR, E1-81-585, Dubna, 1981, Submitted to Phys.Lett.
26. Eidelman S. et al. Phys.Lett., 1979, B82, p.278.
27. Wahl H. Deep inelastic lepton-hadron scattering: structure functions. Rapporteur talk at the International Conference on High Energy Physics, Lisbon, Portugal, 1981.
28. Smadja G.  $\mu N$ : determination of nucleon structure functions.Talk at the 1981 International Symp.on Lepton and Photon Interactions at High Energy, Bonn, 1981.
29. J.J.Aubert et al. CERN-EP/81-84, CERN-EP/81-85, submitted to Phys.Lett.
30. Shirkov D.V.JINR, E2-81-76, Dubna, 1981.
31. Roy D.P.Preprint TIFR/TH/81-19, Bombay, 1981.
32. Abbott C.F., Atwood W.B., Barnett R.M., Phys.Rev.,1980,D22,p.582.
33. Балдин А.М. Лекции на XIV Международной школе молодых учёных по физике высоких энергий, Дубна, 1980 г., ОИЯИ, Д2-81-158, Дубна, 1981, с.296.

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ МЮОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

И. А. Савин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

### 1. Введение

Исследование неупругих рассеяний заряженных лептонов на нуклонах и ядрах является одним из основных методов экспериментального изучения структуры адронной материи.

В его основу легли широко известные опыты по глубоконеупругому рассеянию (ГНР) электронов на протонах и дейтронах, выполненные в Стэнфордской национальной ускорительной лаборатории США (СЛАК) в 1967–1975 гг.<sup>/1/</sup> Характерной чертой этих исследований является "прощупывание" структуры объекта с помощью электромагнитного поля, природа которого и локальные свойства точно описываются квантовой электродинамикой (КЭД). В опытах СЛАК ГНР изучено вплоть до достижимых там переданных четырех-импульсов  $q^2$  около 20 (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Дальнейшее изучение структуры адронов с помощью заряженных лептонов осуществляется в высокоинтенсивных мюонных пучках в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (ФНАЛ), США<sup>/2/</sup> и в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН), Женева, Швейцария<sup>/3/</sup>. Электромагнитные свойства мюонов так же точно описываются в КЭД, как и свойства электронов ( $\mu - e$  - универсальность<sup>\*)</sup>). Энергии (E) существующих мюонных пучков позволяют в принципе расширить границу изучаемых  $q^2$  до  $q^2_{\max} = 2ME \approx 600$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, достижимых при E=300 ГэВ.

В этих исследованиях мюоны имеют определенные методические преимущества перед электронами. Потери на излучение у мюонов в  $10^4$  раз меньше, чем у электронов, что позволяет использовать в экспериментах с ними протяженные мишени, а создание таких установок, как NA-4<sup>/5/</sup>, позволяет также регистрировать рассеянные мюоны практически во всем телесном угле с высокой и однородной эффективностью.

Структура адронов изучается также в нейтринных экспериментах с помощью слабых взаимодействий, теория которых развита достаточно хорошо.

\* Мюон может отличаться от электрона в теории В.Г.Кадышевского<sup>/4/</sup>.



Перед нейтрино мюоны имеют преимущество в том, что энергии как падающей, так и рассеянной частиц измеряются с высокой точностью. Ещё одно преимущество перед нейтрино заключается в том, что спиральность мюонов можно контролировать (изменять) без изменения знака заряда частицы. Это достигается путем выбора определенного соотношения между энергией первичных частиц  $\pi$  и  $K$  - мезонов, от двухчастичных распадов которых в основном образуются мюоны, и энергией последних.

Указанные преимущества позволили уже сейчас получать в мюонных пучках данные о структуре нуклонов с точностью в несколько процентов до  $Q^2 = 250$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Такие передачи сравнимы с массой промежуточных бозонов и их существование должно заметно проявляться через интерференцию электромагнитных и слабых взаимодействий. Эта интерференция должна приводить к ряду наблюдаемых в ГНР мюонов разных знаков и спиральностей асимметрий, абсолютная величина которых должна быть в сотни раз больше, чем впервые наблюдаемая в СЛАК <sup>16/</sup>.

В настоящей лекции рассмотрено состояние изучения структурных функций нуклонов в глубоконеупругих взаимодействиях мюонов на ускорителях ФНАЛ и ЦЕРН.

## 2. Экспериментальные установки

В настоящее время в мюонных пучках действуют три крупные установки, каждая из которых имеет свои особенности.

В США эксперименты проводятся коллаборацией - БФН (Беркли-Фермилаб-Принстон) <sup>17/</sup> с использованием большого железного мультимюонного спектрометра. Он состоит из 18 модулей, каждый из которых имеет вес 25 тонн и содержит по пять 10 см намагниченных в вертикальном направлении стальных пластин, 5 калориметрических сцинтилляционных счётчиков (кроме модулей 16-18), двух пропорциональных и дрейфовых камер. В чётных модулях (4-18) расположены плоскости из 12 триггерных сцинтилляционных счётчиков. Полезный объем спектрометра имеет сечение  $1,8 \times 1\text{м}^2$  и длину 16м. В центральной области ( $1,4 \times 1\text{м}^2$ ) магнитное поле равно 19,7 кгаусс и однородно в пределах  $\pm 3\%$ . Сердечник магнита является одновременно мишенью. Отсутствие отверстий для обмоток обеспечивает высокую эффективность для регистрации мультимюонных конечных состояний. Стальные пластины магнита и сцинтилляционные счётчики обеспечивают поглощение рожденных адронов и измерение их энергии. Разрешения спектрометра по  $Q^2 \approx 10\%$  и по энергии адронов около  $1,5/E$ .

В ЦЕРН эксперименты с мюонами проводятся на двух установках - NA-2 и NA-4.

Установка NA-2 <sup>1/8/</sup> Европейской мюонной коллаборации (EMC) является классическим большим магнитным спектрометром с "точечной" мишенью и детекторами, расположенными до, внутри и за обычным дипольным магнитом (см. рис. I). Требования высокой эффективности и статистической точности измерения сечений INP привели к тому, что установка имеет большие размеры.

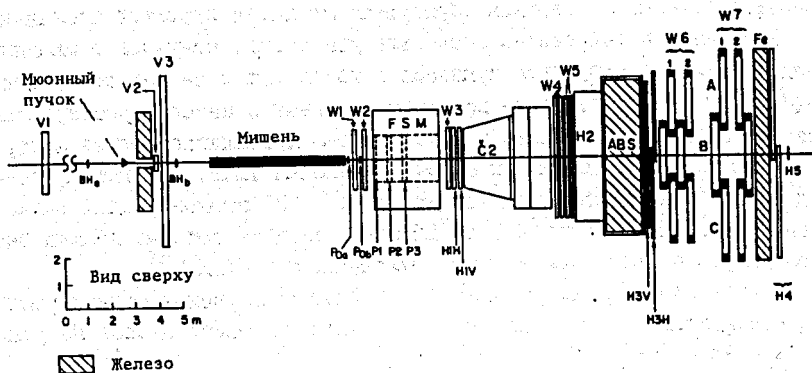


Рис. I. Схема спектрометра NA-2 Европейской мюонной коллаборации.

Мишень - жидкие  $H_2/D_2$  или железо, прослоенное спинтэлитатором, имеет длину соответственно 6м и 4,7м.

Магнит (FSM) имеет апертуру 4,3м вдоль пучка, 2м поперек и 1м в высоту. Он работает в фиксированных режимах, при которых интеграл поля составляет около 2,3; 4,4 и 5,2 Т\*м.

В качестве координатных детекторов до магнита используются блоки дрейфовых камер  $w_1$  и  $w_2$  ( $1,2 \times 2,2 \text{ м}^2$ ), имеющих по 8 плоскостей со средней разрешающей способностью около 0,3мм. Два блока пропорциональных камер  $P_{0a}$  и  $P_{0b}$ , содержащие по 6 плоскостей с шагом намотки проволок сигнальных электродов 1мм, перекрывают зону пучка и рассчитаны на работу с интенсивностью пучка до  $10^8$ /цикл.

Для трассировки частиц внутри магнита используются модули пропорциональных камер  $P_1, P_2, P_3$  ( $1,8 \times 0,8 \text{ м}^2$ ), каждый из которых содержит 3 плоскости сигнальных проволок с шагом 2мм.

Координаты траекторий частиц за магнитом регистрируются блоками дрейфовых камер  $w_3$  ( $1,2 \times 2,4 \text{ м}^2$ ),  $w_4, 5$  ( $2,6 \times 5,3 \text{ м}^2$ ),  $w_6$  ( $3,48 \times 2,88 \text{ м}^2$ ) и  $w_7$  ( $4,32 \times 3,48 \text{ м}^2$ ). Поверхность, покрываемая камерами  $w_7$ , составляет около  $4,4 \times 10 \text{ м}^2$ . Блоки камер имеют ту же структуру, что и до магнита. Блоки  $w_6, 7$  разбиты на 3 группы А, В и С. В группах А, С содержится 11 координатных плоскостей, в группе В, где загрузка частиц

больше, имеется 16 измеряющих плоскостей. Среднее пространственное разрешение камер в блоках W6,7 составляет около 0,4 мм. Разрешающая способность электроники считывания информации с дрейфовых камер определяет минимальное расстояние между двумя различаемыми треками. Оно равно 3 мм.

Для идентификации вторичных частиц используются черенковский пороговый счётчик С2, калориметр H2+ABS и мюонный детектор Fe+H4.

Газовый пороговый черенковский счётчик перекрывает всю апертуру спектрометра и при наполнении неоном (азотом) при атмосферном давлении позволяет разделять пионы и каоны в области импульсов 20-70 (6-20) ГэВ/с.

Калориметр обеспечивает измерение энергии нейтральных частиц, попадающих в апертуру магнита, а также дополнительную информацию для идентификации мюонов, электронов и адронов. Калориметр состоит из слоев пассивного металла и сцинтилляционных счётчиков и разбит на три модуля. Первый - "электронно-фотонный" - имеет толщину 20 радиационных единиц и разрешение по энергии  $\sigma/E = 0,4/E^{0,5}$  (ГэВ). Второй и третий - адронные модули - имеют разрешение по энергии  $\frac{\sigma}{E} = 1,5/E^{0,5}$ . Полная толщина материала в калориметре соответствует 5,5 длин взаимодействия.

Мюонный детектор состоит из намагниченного железа толщиной 2,5м (10 длин взаимодействий) и годоскопа сцинтилляционных счётчиков H4.

Запуск спектрометра осуществляется комбинациями совпадений сигналов от элементов больших годоскопических плоскостей сцинтилляционных счётчиков H1, H3 и H4 и антисовпадений от вето-счётчиков V1-V3.

Основные характеристики спектрометра NA-2 могут быть суммированы следующим образом:

1) Спектрометр предназначен для регистрации продуктов глубоко-неупругих взаимодействий мюонов, вылетающих в л.с.вперед. Угловой аксептанс в горизонтальной плоскости составляет  $\pm 8^\circ$  для мюонов с энергией  $E > 15$  ГэВ и  $\pm 5^\circ$  в вертикальной плоскости.

2) Энергия, координата и направление падающего мюона определяются с точностью около  $\pm 0,5\%$ ,  $\pm 1$ мм и  $\pm 0,2$  мрад, соответственно.

3) Разрешение по импульсу для рассеянных в водородной мишени частиц при максимальном поле магнита составляет  $\sigma(p)/p = 0,15\%$ , угловое разрешение от 0,1 до 0,6 мрад в зависимости от импульса и точки взаимодействия, координаты которой определяются с точностью  $\sigma_y = \sigma_z = 0,7$ мм и  $\sigma_x$  (мм) =  $(0,85 + 15/p)/\theta$ .

Спектрометр NA-4 <sup>19/</sup> благодаря своему тороидальному магнитному полю, высокой эффективности регистрации рассеянных мюонов, длинной

40м-мишени, распределенным детекторам и вследствие всего этого высокой светимости, имеет преимущества перед остальными установками при изучении ГИР с большими переданными импульсами, вплоть до максимально достижимых в настоящее время.



Рис. 2. Схема спектрометра NA-4.

Спектрометр (см.рис.2) состоит из 10 идентичных супермодулей SM1+10, каждый из которых имеет длину 5,25м и наружный диаметр 2,75м. Диаметр внутреннего отверстия, где отсутствует магнитное поле и куда вставляются мишень ( $H_2$ ,  $D_2$  или C) и обмотки, равен 0,5м. Постоянный ток 2500А течет по обмоткам параллельно оси, создавая в железе круговое поле, которое меняется от 2,11Т в центре до 1,77Т на край железа. Обратный ток течет по шинам, удаленным от железа, и не влияет на распределение поля в нем.

Значения поля, а также его распределение по радиусу и азимуту были вычислены аналитически. Вычисления интеграла поля проверены измерениями потока методом петли, а также прокалиброваны с помощью частиц известной энергии, отклоненных прямо в ярмо магнита. Точность восстановления энергии оказалась лучше, чем 1%.

Каждый супермодуль спектрометра NA-4 состоит из 8 модулей сердечника, изготовленного из 1,1 см пластин низкоуглеродистой стали, двух

плоскостей сегментированных кольцевых триггерных счётчиков ( $\beta 2,7\text{м}$ ), 8 плоскостей ( $3 \times 3\text{м}^2$ ) проволочных пропорциональных камер, измеряющих поочередно X или Y координату с шагом 4 мм.

Высокая эффективность спектрометра достигается вследствие того, что тороидальное магнитное поле при соответствующем направлении удерживает (фокусирует) рассеянные мюоны внутри железа на периодических траекториях (см. рис. 3), характерные параметры которых  $\lambda_{1/2}$  и  $\Delta$



Рис. 3. Принцип работы спектрометра NA-4  $\Delta = \frac{M_\mu}{c \cdot 4B} \cdot \frac{Q^2}{Q_{\text{max}}^2} \cdot \lambda_{1,2} = 0,66 \cdot P_L / B$ .

зависят лишь от кинематических переменных рассеянных частиц и не зависят от энергии падающей частицы. Это качество придает спектрометру свойство скейлинговой (масштабной) инвариантности. Размеры магнита и величина поля  $B$  определяют предельный переданный импульс  $q_c^2$ , ниже которого все рассеянные мюоны удерживаются внутри железа

$q_c^2 = 0,6 \cdot B_{\text{эф}} \cdot (R_{\text{out}} - R_{\text{in}}) \cdot E_0$ , где  $B_{\text{эф}}$  — эффективное поле, уменьшенное по сравнению с оригинальным на фактор около 0,7 вследствие воздушных зазоров между пластинами, модулями и супермодулями. При энергии  $E_0 = 280 \text{ ГэВ}$   $q_c^2 = 270 (\text{ГэВ}/c)^2$ . Траектории рассеянных мюонов с  $q^2 > q_c^2$  только частично укладываются внутри железа, однако их длины вполне достаточно для определения кинематических переменных  $p$  и  $\theta$  вплоть до  $q_{\text{max}}^2$ . В спектрометре есть естественные ограничения на  $q^2$  снизу. Этих ограничений два: одно (неуправляемое) вследствие центрального отверстия магнита, второе (управляемое), зависящее от конфигурации колец триггерных счётчиков, включенных в схему запуска. Выключение центральных колец способствует тому, что установка запускается преимущественно событиями с большими  $q^2$ . Это является важным обстоятельством при наборе данных в этой области, так как сечение уменьшается пропорционально  $q^{-4}$ .

Запуск установки осуществляется комбинацией совпадений сигналов от кольцевых счётчиков любых подряд стоящих четырех плоскостей, сигналов от счётчиков пучкового годоскопа и антисовпадений от вето-счётчиков, защищающих установку от гало пучка.

Пучковые годоскопы являются единственными детекторами, распо-



через две безразмерные феноменологические структурные функции  $F_1(x, Q^2)$  и  $F_2(x, Q^2)$  или  $F_2(x, Q^2)$  и  $R(x, Q^2)$ , где последняя есть отношение сечений поглощения нуклоном виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризациями.  $R$  выражается через  $F_1$  и  $F_2$  соотношением

$$R(x, Q^2) = \frac{W_2(x, Q^2)}{W_1(x, Q^2)} \cdot \left(1 + \frac{v}{Q^2}\right) - 1, \quad \text{где } vW_2 \equiv F_2 \text{ и } 2M_p W_1 \equiv F_1.$$

Зная из эксперимента  $d^2\sigma/dQ^2 dx$ , можно вычислить структурные функции и сравнить их поведение с закономерностями, предсказываемыми различными моделями и теориями.

Для структурных функций  $F_1$  и  $F_2$  имеется гипотеза бьеркеновского скейлинга [11], согласно которой они в пределе больших  $v = E_0 - E'$  и  $Q^2$  становятся функциями только одной переменной  $x$ .

В рамках простой кварк-партоновой модели нуклона [12] сечение ГНР вычисляется в предположении, что виртуальный фотон взаимодействует упруго со свободным точечным безмассовым кварком.

В этой модели переменная  $x$  есть доля полного импульса нуклона, переносимая кварком  $q_1$ . Для количественного описания процесса вводится распределения кварков  $q_1(x)$  и антикварков  $\bar{q}_1(x)$  в нуклоне, которые характеризуют вероятности нахождения партона  $i$  с долей момента  $x$ . Тогда, например, структурная функция  $F_2$  есть:

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 \cdot x \cdot [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \quad \text{где } e_i - \text{заряд } i\text{-го партона.}$$

В четырехкварковой модели нуклонов со стандартными зарядами кварков ( $u, d, s, c$ )  $= (\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}, -\frac{2}{3})$  структурные функции  $F_2$  про-

тона и изоскалярной мишени имеют вид [10]  
 $F_2^{ep}(x) = \frac{5}{18} \times \Sigma(x) + \frac{1}{6} \times \Delta^{ep}(x)$ ,  $F_2^{en}(x) = \frac{5}{18} \times \Sigma(x) + \frac{1}{6} \times \Delta^{en}(x)$   
 соответственно, где  $\Sigma(x) = v(x) + s(x) + c(x)$  - синглетная сумма распределений валентных кварков ( $v \equiv u_v + d_v$ )<sup>\*</sup>, кварков "неочарованного" моря ( $s(x) \equiv u_s + d_s + \bar{u}_v + \bar{u}_s + \bar{d}_v + \bar{d}_s + s + \bar{s}$ ) и кварков "очарованного" моря ( $c(x) \equiv c + \bar{c}$ ), а

$$\Delta^{en}(x) \equiv (\bar{c} - \bar{s} + c - s) \quad \text{и}$$

$$\Delta^{ep}(x) \equiv \Delta^{en}(x) + (u_v + u_s - d_v - d_s) + (\bar{u}_v + \bar{u}_s - \bar{d}_v - \bar{d}_s) -$$

несинглетные комбинации распределений кварков.

Кварк-партоновая модель имеет ряд следствий, проверяемых экспериментально. В частности, бьеркеновский скейлинг для структурных функций  $F_2$  и  $F_1$  выполняется в ней автоматически, так как все распределения партонов являются функциями только переменной  $x$ . Моменты структурных функций, например,

\* Для упрощения записи  $u_v(x) \equiv u_v$  и т.д.

$$M_2(n) = \int_0^1 dx x^{n-2} F_2(x), \quad n=2,3,\dots,$$

не зависят от  $q^2$  и являются функциями только номера  $n$ . Имеется ряд соотношений (правил сумм) для интегралов от структурных функций, измеренных с помощью частиц и античастиц. Для структурных функций  $F_2$  и  $F_1$  выполняется соотношение  $F_2 = 2x \cdot F_1$ , которое приводит к тому, что  $R \rightarrow 0$ .

Кварк-партоновая модель, несмотря на свою привлекательность, слишком проста, чтобы объяснить всю совокупность данных по ГНР. Уже в первых опытах в СЛАК был наблюден ряд отклонений от ее предсказаний, в том числе нарушение скейлинга.

Нарушение бьеркеновского скейлинга-асимптотического предела наивной партоновой модели - может быть следствием невыполнения в природе ряда предположений, лежащих в ее основе. По-видимому (особенно в неасимптотической области малых  $q^2$ ), необходимо учитывать, что мишени и кварки имеют массу, что кварки в нуклоне не являются свободными и что кроме взаимодействий с одним кварком возможно когерентное взаимодействие гамма-кванта с несколькими конститuentами.

Эффекты массы мишени до некоторой степени учитываются путем замены переменной  $x$  на переменную Нахтмана  $\xi = 2x / (1 + \sqrt{1 + \frac{4m^2 x^2}{q^2}})$

и переопределения моментов структурных функций. Эти эффекты пренебрежимо малы в области больших  $q^2$ .

Взаимодействия между кварками естественным образом учитываются в асимптотически свободных калибровочных теориях поля (АСКТ), в частности, в квантовой хромодинамике (КХД).

В противоположность простой партоновой модели, которая соответствует теории поля с невзаимодействующими частицами, КХД есть теория взаимодействующих частиц. Взаимодействие между кварками осуществляется путем эмиссии глюонов и описывается эффективной константой  $\bar{g}(q^2)$ , которая удовлетворяет уравнению

$$d\bar{g}^2/dt = \bar{g}\beta(\bar{g}), \quad \bar{g}(t=0) = g,$$

где  $t = \ln \frac{Q^2}{\mu^2}$ ,  $g$  - перенормируемая константа связи,  $\beta(g)$  - функция ренормализующей группы,  $\mu^2$  - шкала, точка, в которой теория перенормируется. Функция  $\beta(g)$  может быть вычислена:

$$\beta(g) = -\beta_0 g^3 / 16\pi^2 - \beta_1 g^5 / (16\pi^2)^2 + \dots$$

Параметры  $\beta_0$  и  $\beta_1$  в калибровочной теории  $SU(3)$  равны  $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}f$ ,  $\beta_1 = 102 - \frac{38}{3}f$ , где  $f$  - число "ароматов". Оставляя в выражении для  $\beta(g)$  только первый член и вставляя затем  $\beta(g)$  в уравнения для  $\bar{g}^2(q^2)$ , получим формулу для эффективной константы связи  $\bar{g}^2(q^2)$  в лидирующем порядке:

$$\bar{g}^2(q^2) = 16\pi^2 / \beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2),$$



где масштабный параметр  $\Lambda$  связан с  $\mu$  и  $g$  выражением

$$\Lambda^2 = \mu^2 \exp[-16\pi^2/\beta_0 g^2].$$

$\Lambda$  - свободный параметр, который должен быть найден из сравнений предсказаний КХД с экспериментом.

Эффективная константа связи в лидирующем порядке уменьшается с ростом  $Q^2$  и обращается в 0 при  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Это и означает асимптотическую свободу частиц.

Наиболее прямо, предсказания АСКТ для ГНР лептонов делаются для моментов структурных функций. Символически они выражаются соотношениями типа

$$M(n) = \int_0^1 dx x^{n-2} F_2(x, Q^2) = A_n [e_n(Q^2/\Lambda^2)]^{-d_n} (1 + \frac{f_n}{e_n(Q^2/\Lambda)} + \dots),$$

где  $A_n$  и  $f_n$  - константы,  $d_n$  - коэффициенты аномальных размерностей. В лидирующем порядке (первый член разложения) все формулы и предсказания партонной модели остаются справедливыми и для АСКТ за исключением того, что распределения партонов становятся функциями не только  $x$ , но и  $Q^2$ .

Если учитывать следующие к лидирующему порядку члены разложения моментов по эффективной константе связи, то поправки к соотношениям партонной модели могут значительно измениться.

В КХД точные формулы для моментов могут быть получены как в лидирующем, так и в следующем порядке разложения (см. например /10/) эффективной константы связи. Используя интегро-дифференциальные уравнения /15/, можно также иметь КХД формулы и для структурных функций. Сравнение как тех, так и других с экспериментом позволяет иметь два способа количественной проверки теории. Можно показать /16/, что эксперимент обеспечивает при этом необходимую точность.

КХД не учитывает большое количество упомянутых выше когерентных эффектов, которые приводят к нарушению скейлингового или КХД - поведения структурных функций. Эти эффекты (высшие твисты) могут приводить к наличию в структурных функциях членов (поправок), пропорциональных  $Q^{-2}$ ,  $Q^{-4}$ , .... Предполагается, что с учётом высших твистов структурные функции, например,  $F_2$ , имеет вид (см., например, /17/ и имеющиеся там ссылки):

$$F_2(x, Q^2) \approx C(1-x)^\alpha(1+bx) \left[ 1 + \frac{\mu_1^2}{Q_0^2(1-x)} + \frac{\mu_2^4}{Q_0^4(1-x)^2} + \dots \right],$$

откуда ясно, что когерентные эффекты могут сказываться больше всего при малых  $Q^2$  и  $x \rightarrow 1$ .

4. Последние данные по глубоконеупругим рассеяниям мюонов  
Табл. I суммирует данные, которые будут обсуждаться ниже.

Большинство данных носит еще предварительный характер и представляет лишь часть обработанной статистики. Следует отметить также, что еще

Таблица I

Сводка последних данных по глубоконеупругим рассеяниям мюонов

Коллаборация	Энергия, ГэВ	Частица, мишень	x мин.-макс.	Q <sup>2</sup> мин.-макс.
МСУ - ФНАЛ, 1980	270	$\mu^+$ , Fe	0,045-0,55	10-140
БФП, 1979	90	" , Fe	0,045-0,55	3- 50
	209	" , Fe	0,045-0,65	15-150
EMC (NA-2), 1980	120	" , H <sub>2</sub>	0,04 -0,65	3- 50
"- "-	280	" , H <sub>2</sub>	0,015-0,65	5-150
"- "-	120	" , Fe	0,08 -0,65	3- 50
"- "-	250	"-	0,08 -0,65	15-200
"- "-	280	"-	0,08 - 0,65	15-200
ВСДМС (NA-4), 1980	120	$\mu^+$ , C	0,3 - 0,7	25-100
"- "-	200	$\mu^+, \mu^-$ , C	0,2 - 0,7	40-180
"- "-	240	$\mu^+$ , C	0,2 - 0,7	50-200
"- "- 1979	280	" , C	0,2 - 0,7	50-240

не учтённые систематические ошибки в представляемых структурных функциях составляют около  $\pm 15\%$ , что затрудняет их согласование и количественную и качественную интерпретацию.

Прежде чем сравнивать результаты этих экспериментов, необходимо сделать несколько замечаний общего порядка:

1) До настоящего времени не существует согласованной процедуры вычисления и представления структурных функций. Группы усредняют данные по разным интервалам кинематических переменных, представляют их в середине интервала или усредненными по величине интервалов.

2) Поправки к экспериментально полученным величинам тоже вносятся не одинаково. Ряд групп делает поправки на искажение переменных  $x$  и  $Q^2$  за счёт ферми-движения нуклонов в ядре, другие предпочитают этого не делать. Не все группы вносят поправки на эффекты  $\gamma$ - $\chi$ -интерференции.

3) Поправки к однофотонному обмену ( радиационные поправки) учитываются разными способами. Американские группы и NA-2 используют метод Мо и Тсаи /18/, NA-4 использует метод, развитый в ОИЯИ /19/.

4) Используются разные способы учёта величины  $R(x, Q^2)$ .

Имеющиеся экспериментальные данные по  $R$  содержат большие ошибки, и вследствие этого нельзя усмотреть в них какой-либо систематической зависимости от  $x$  или  $Q^2$ . В литературе имеются усредненные значения:  $R = 0,52 \pm 0,35$  для интервала малых  $x(0,003+0,1)$  и  $R = 0,21 \pm 0,1$  для остальной области. Большинство групп оценивает возможное изменение своих результатов при изменении  $R$  в определенных пределах.

Указанные выше обстоятельства также затрудняют сопоставление данных и приводят к их дополнительному систематическому различию на уровне 15-20%.

#### 4.1. Жидководородные мишени

Данные измерений ГНР с жидководородными мишенями опубликованы пока только группами СЛАК<sup>1/</sup> и СНЮ<sup>2/</sup>.

На конференции в Мадисоне в 1980 году были представлены новые предварительные данные группы ЕМС по измерению структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  на водороде при энергиях 120 и 280 ГэВ<sup>ж)</sup> (см. рис. 6).

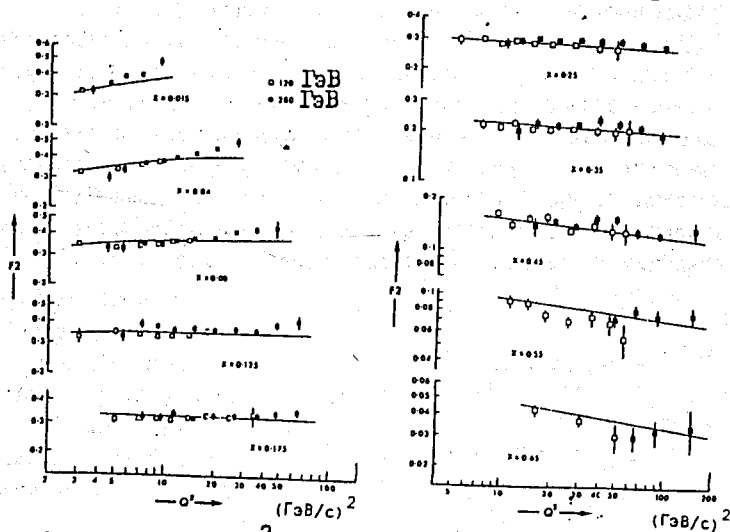


Рис. 6. Измерение  $F_2(x, Q^2)$  на водороде по данным ЕМС.

Для вычислений  $F_2$  использовалась величина  $R=0,2$ . Были внесены радиационные поправки методом /18/ и значения  $F_2$ , показанные на рис. 6, относятся к центру интервала. Указаны только статистические ошибки. Систематические ошибки оцениваются на уровне 10%, но могут меняться от точки к точке. Они включают неопределенности энергии

ж) См. оригинальные доклады J.J. Aubert et al или обзор всех данных ЕМС в /20/.

пучка, эффективности установки, потока мюонов и радиационных поправок.

Данные при двух энергиях хорошо согласуются между собой.

Рассмотрение данных ЕМС показывает, что в них качественно наблюдается примерно то же поведение  $F_2(x, Q^2)$ , что и в опытах СЛАК: при малых  $x$  функция  $F_2$  растет с увеличением  $Q^2$ , при средних  $x$  зависимость  $F_2$  от  $Q^2$  отсутствует, и при больших  $x$   $F_2$  уменьшается с увеличением  $Q^2$ , хотя и менее явно, чем в опытах СЛАК. Данные ЕМС довольно хорошо совпадают с данными СЛАК и количественно, хотя более тщательное сравнение указывает на их возможный систематический сдвиг.

#### 4.2. Твердые мишени

Группа МСУ-ФНАЛ сообщила новые данные  $/21/$  по измерению структурных функций  $F_2(x, Q^2)$  на железе при энергии 270 ГэВ, где не подтверждаются "пороговые аномалии", наблюдаемые ими ранее  $/22/$ .

При вычислении  $F_2$  использовалось соотношение  $R(x, Q^2) = 1,2(1-x)/Q^2$ , а также  $R=0,25$ . В последнем случае значения возрастали на несколько % при малых и на 12% при самых больших величинах  $x$ . Внесены поправки на ферми-движение нуклонов в ядре, на разрешение спектрометра, радиационные поправки и поправки к потоку мюонов. Значения  $F_2$  в функции  $Q^2$  для центров разных интервалов по  $x$  показаны на рис.7 в сравнении с дейтериевыми данными СЛАК. Авторы утверждают, что между ними есть хорошее качественное согласие, а также согласие с данными нейтринных экспериментов.

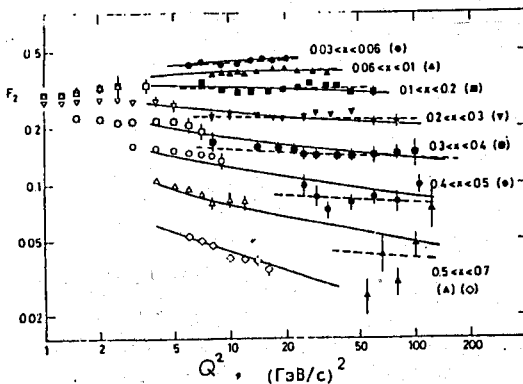


Рис.7. Измерение  $F_2(x, Q^2)$  по данным МСУ (закрытые символы) и СЛАК (открытые символы). Пунктир - КХД с  $\Lambda = 100$  МэВ, сплошная линия - с  $\Lambda = 500$  МэВ.

Предварительные данные группы БМ по ГНР на железе при энергиях 90 и 209 ГэВ были опубликованы в 1979 году. Структурные функции  $F_2(x, Q^2)$  (см.рис.8) были вычислены в предположении, что  $R$

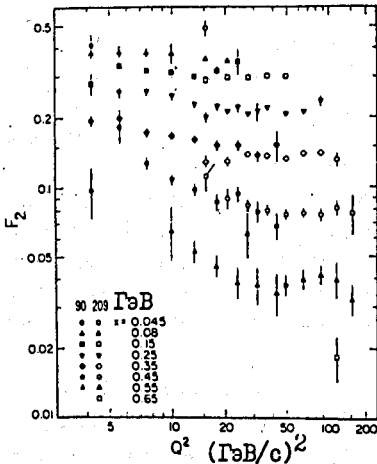


Рис.8. Данные БП.

использовалась величина  $R=0,2$  или  $0$ . Вносились радиационные поправки, поправки на ферми-движение, на нормировку потоков и разрешение аппаратуры. Ошибки приводятся только статистические. Оцениваемые систематические ошибки составляют  $\pm 15\%$ . На рис.9 показаны значения  $F_2$  в функции  $q^2$  для центров разных  $x$  - интервалов. Результаты измерений при трех энергиях объединены в определенных предположениях об устранении разницы в нормировке.

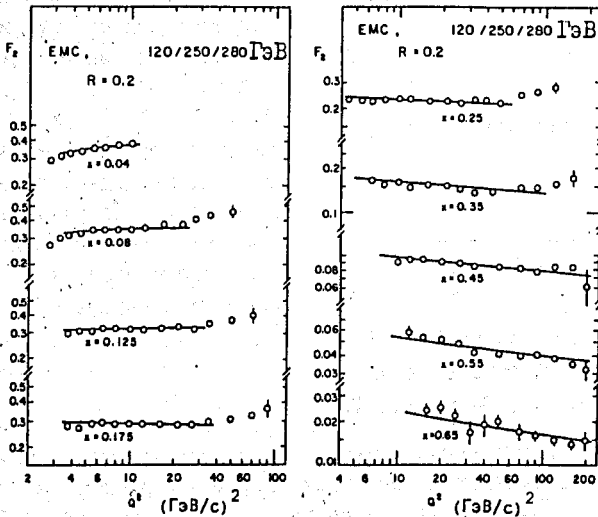


Рис.9. Измерение  $F_2(x, q^2)$  на железе по данным EMC. Линии - KXJ фит при  $\Lambda=100\text{MeV}$  с использованием метода /17/.

\*) См. оригинальные доклады J.J. Aubert et al. или обзор /20/

В эксперименте NA-4 структурные функции  $F_2(x, q^2)$  изучаются на сравнительно легком ядре углерода. Предварительные данные при энергиях 120, 200 и 240 ГэВ сообщались на конференции в Мэдисоне /23/ при энергии 280 ГэВ - на симпозиуме в Фермилаб в 1979 г.<sup>9/</sup> Для вычисления структурных функций использовалась величина  $R=0$ , возможные изменения  $F_2(x, q^2)$  при переходе в  $R$  от 0 к 0,2 оценены для каждого интервала  $x$ . В экспериментальные значения  $F_2$  были внесены радиационные поправки методом, развитым в ОИЯИ /19/, а также впервые на эффекты интерференции слабого и электромагнитного взаимодействий. Внесены также поправки на эффективность детекторов, разрешающую способность спектрометра и нормировку потока падающих мюонов. Поправки на ферми-движение не вносились.

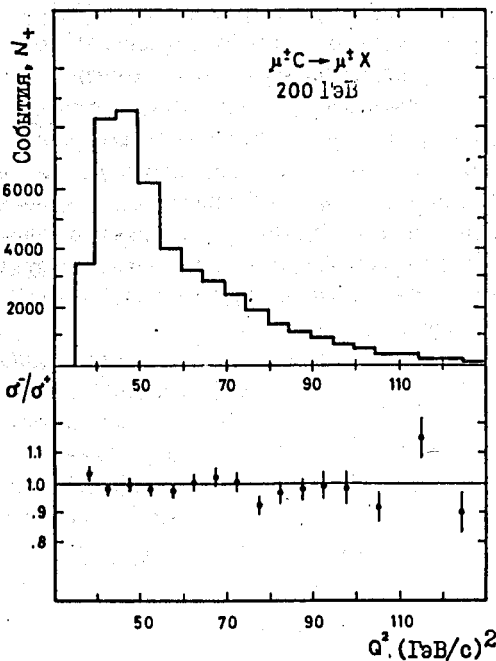


Рис.10.  $q^2$  - распределение событий ИНР при 200 ГэВ для  $\mu^+$  (вверху) и отношение числа событий для  $\mu^+$  и  $\mu^-$  (внизу), данные NA-4.

На рис.11 приведены структурные функции для центра интервала по  $x$  в зависимости от  $q^2$ . Результаты при всех энергиях находятся в хорошем согласии друг о другом с учётом оцениваемой 5% относительной

При энергии 200 ГэВ впервые данные были получены для пучков мюонов разного знака (и спиральности). При переходе от  $\mu^+$  к  $\mu^-$  поле всех элементов канала, а также поле спектрометра было изменено на обратное, чтобы сохранить условия измерений. На рис.10 показаны типичные распределения событий и их отношения для  $\mu^+$  и  $\mu^-$ . В области  $q^2$  до 100  $(\text{ГэВ}/\text{с})^2$  в пределах статистической точности не наблюдается систематической разницы в данных и поэтому для дальнейшего анализа они были объединены.

ошибки в нормировке потоков. Хотя и не имеется прямых указаний на существование больших систематических ошибок, однако их возможный размер оценен и показан на рис. II вертикальными линиями.

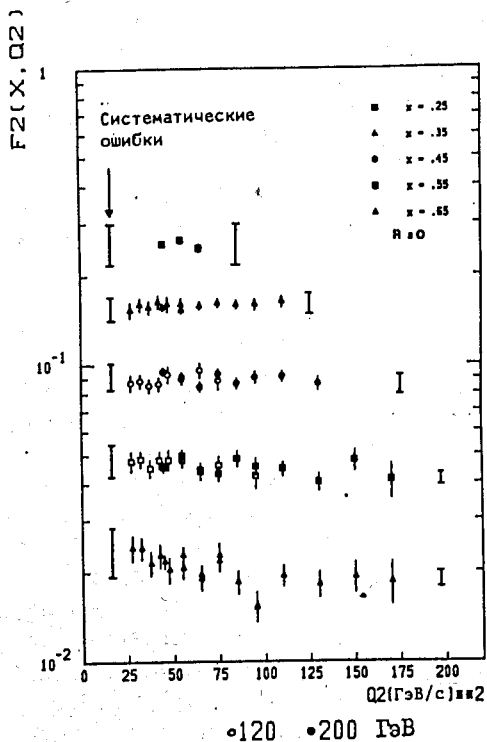


Рис. II (а) Измерение  $F_2(x, Q^2)$  по данным NA-4 при энергиях 120 и 200 ГэВ.

## 5. Анализ поведения структурных функций

### 5.1. Нарушение скейлинга

Нарушение скейлинга в области малых значений  $Q^2$  было установлено в нейтринных экспериментах и в опытах СЛАК. Из нейтринных экспериментов следовало, что вероятность скейлингового поведения структурных функций не превышает  $10^{-3}$  для  $Q^2 > 3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. В опытах СЛАК эта же вероятность составляет  $10^{-10}$  для  $Q^2 > 5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> и  $W > 2$  ГэВ с учётом статистических и систематических ошибок.

Количественная проверка гипотезы скейлингового поведения новых данных EMC показана в табл. 2, где представлены результаты фита в

Основными источниками систематических ошибок являются неопределённости в вычислениях акцептанса, учёта разрешающей способности аппаратуры и контроле абсолютной энергии. Например, 0,5% ошибка в энергии пучка и краевые эффекты акцептанса приводят к систематической ошибке 10–15%, уменьшающейся с ростом  $Q^2$ . Детальный анализ всех систематических ошибок ещё не проведен. Совокупность данных NA-4 и EMC в дважды логарифмическом масштабе показана на рис. I2, а данных NA-4 и СЛАК – на рис. I3. В первом случае общий характер закономерностей одинаков, но, по-видимому, существует небольшая систематическая разница в данных. Во втором случае – явно заметен другой режим  $Q^2$  – поведения  $F_2(x, Q^2)$ , особенно при больших  $Q^2$ .

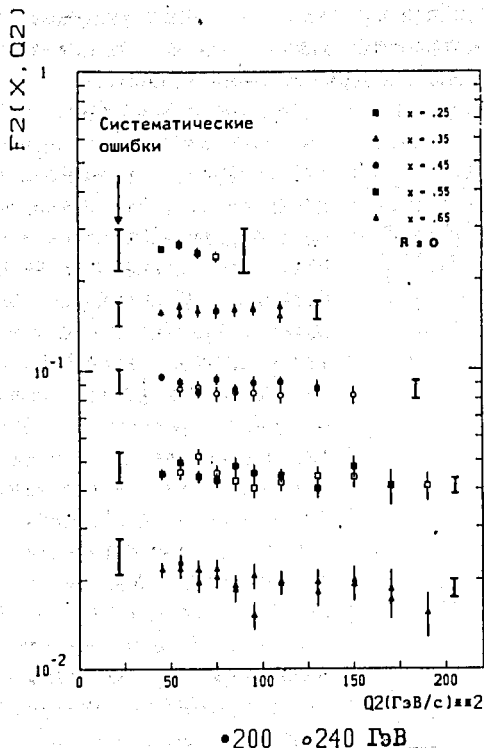


Рис.11(б) Измерение  $F_2(x, Q^2)$  по данным NA-4 при энергиях 200 и 240 ГэВ.

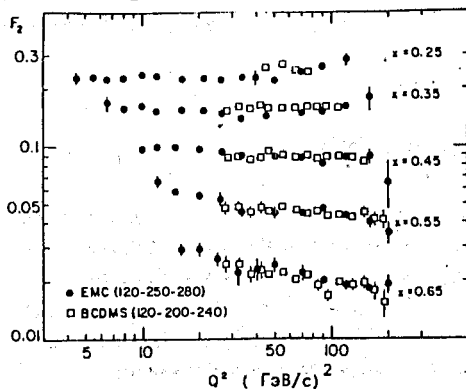


Рис.12. Сравнение измерений  $F_2(x, Q^2)$  по данным EMC и NA-4. Ошибки указаны только статистические.

предположении, что  $F_2$  не зависит от  $Q^2$ . Эта гипотеза имеет плохой уровень достоверности, если взять все интервалы  $x$ , как для железа, так и для  $H_2$ . В области больших  $x$  эффект нарушения скейлинга не такой явный.

Нарушение скейлинга характеризуют параметром наклона  $\beta(x)$  эмпирической зависимости  $F_2(x, Q^2) = F(x) \cdot (Q^2/Q_0^2)^{\beta(x)}$ , откуда

$$\beta(x) = d(\ln F_2) / d(\ln Q^2).$$

На рис.14 показаны значения параметра  $\beta(x)$ , определенные по  $H_2$  - и Fe- данным EMC. Видно явное присутствие  $Q^2$ -зависимости при малых  $x$ , где данные согласуются. При больших значениях  $x$  нарушение скейлинга незначительно. Можно видеть некоторую разницу в значениях  $\beta(x)$ , определенных из данных на жидкой и твердой мишени, особенно при  $x \geq 0,5$ .

Из рис.11 видно, что  $Q^2$  - зависимость структурных функций, измеренных в эксперименте NA-4, очень слабая. Параметризация типа  $F_2(x, Q^2) = \sum_{i=1}^n a_i (1-x)^{i+1} [1 + c \ln \frac{Q^2}{3} \ln \frac{1}{4x}]$



Таблица 2

Проверка гипотезы  $q^2$  - независимости  $F_2$  по данным EMC.

Данные EMC	$\chi^2 / DF$	
	все x-интерв.	$x > 0,25$
$H_2: I20+280$ ГэВ	432/134	80/70
$Fe: I20+250+280$	688/123	201/69

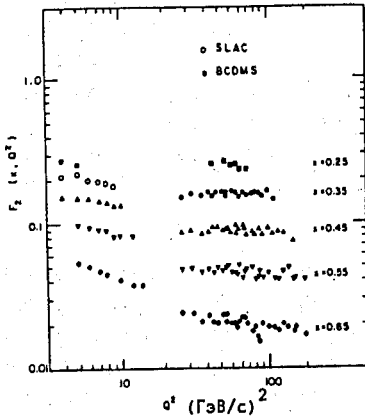


Рис.13. Сравнение измерений  $F_2(x, Q^2)$  по данным СЛАК и НА-4.

при  $S=0, I2\pm 0,03$  имеет только незначительное преимущество перед параметризацией, не содержащей члена, пропорционального  $Q^2$ .

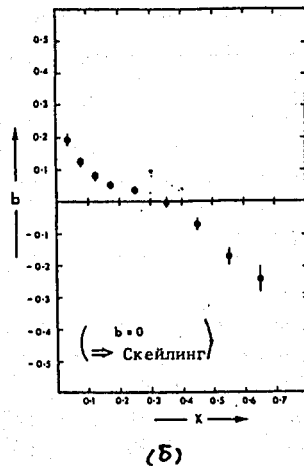
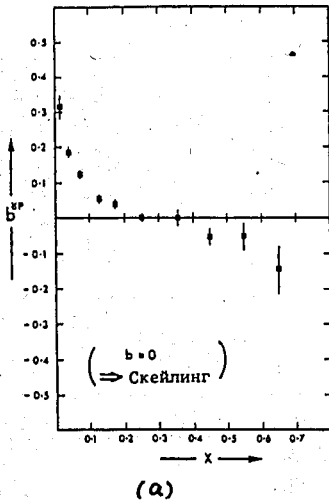


Рис.14. Параметр наклона, характеризующий нарушение скейлинга по данным EMC на водороде (а) и на твердой мишени (б).

### 5.2. Сравнение структурных функций с предсказаниями КХД

Как уже сказано выше, имеется два альтернативных способа проверки предсказаний КХД для ГНР лептонов: прямое использование  $F_2(x, Q^2)$  или использование моментов. Каждый из них имеет свои преимущества и недостатки.

Для использования структурных функций и уравнений Альтарелли-Паризи /15/ необходимо знать  $F_2(x, Q_0^2)$  при фиксированном значении  $Q_0^2$ . Поскольку на практике это условие не удовлетворяется, то структурные функции описываются с помощью свободных параметров, куда входит и  $\Lambda$ , и осуществляется фитирование всех данных при разных значениях  $Q_0^2$ . Обычно анализ ограничивается областью  $x > 0,25$ , где преобладает вклад синглетной части структурной функции. Он параметризуется в виде

$$F_2(x, Q_0^2) = Ax^\alpha(1-x)^\beta (1-\gamma x).$$

Константа  $A$  либо фиксируется из правила сумм, либо остается свободной.  $\Lambda$  не меняется существенно от этого выбора. Результаты такого фита данных EMC при 250 и 280 ГэВ ( $Fe$ ) в лидирующем порядке по константе взаимодействия приведены в табл.3, откуда видна их устойчивость от параметра  $Q_0^2$ . В табл.4 приведены результаты фита других данных для  $Q_0^2 = 2$ .

Таблица 3  
Аппроксимация данных EMC по ГНР на железе при энергиях 250 и 280 ГэВ формулами КХД в лидирующем порядке.

	$Q_0^2$	$\chi^2/DF$	$\Lambda_{min}$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
$F_2(x, Q_0^2) =$	2	37/33	100	0,74	3,71	0,42
$Ax^\alpha(1-x)^\beta (1-\gamma x)$	7	37/33	100	0,72	3,77	0,46
	20	37/33	100	0,69	3,58	0,73
$F_2(x, Q_0^2) =$	7	39/33	100	0,68	4,16	
$Ax^\alpha(1-x)^\beta$						

Таблица 4  
То же, что в табл.3, но для других данных при  $Q_0^2 = 2(\text{ГэВ}/c)^2$

Данные	$\Lambda, \text{МэВ}$	$\chi^2/DF$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
СЛАК ed	340	18*/39	0,65	2,46	0,22
СЛАК ep	250	145**/39	0,69	2,3	0,34
EMC I20/250/280 Fe I00		83/72	0,74	3,4	0,59
EMC I20/280 H <sub>2</sub> I00		85/78	0,71	3,2	0,23

\*) Вкл. стат. и сист. ошибки;      \*\*) только стат.ошибки.

Данные EMC указывают на то, что даже в лидирующем порядке параметр  $\Lambda$  меньше 100 МэВ и меньше, чем величина СЛАК. Результаты этого фита показаны на рис.6 для H<sub>2</sub> и на рис.9 для твердой мишени.

Систематическая ошибка в определении  $\Lambda$  из данных ЕМС оценивается в 100 МэВ.

Данные группы МСУ также были проанализированы в рамках уравнений Альтарелли-Паризи. Результаты фита показаны на рис.7 пунктиром и дают  $\Lambda = 100 \pm 50$  МэВ. Если в фит включить также данные СЛАК, то результат изменяется (сплошные линии) и дает  $\Lambda = 0,5 \pm 0,2$  ГэВ. Авторы предполагают, что вклад высших твистов при малых  $q^2$  может объяснить эту разницу.

Для сравнения с предсказаниями КХД <sup>/26/</sup> группа БФП фитировала свои данные зависимость  $\ln F_2 = a + b \cdot \ln \ln (q^2/0,09)$ . Параметры наклона  $b$  показаны на рис.15. Надёжны только точки для  $x \geq 0,2$ , где результаты совпадают с нейтринными данными. Предпочтительнее является величина  $\Lambda = 0,3$ . Чувствительность фита к изменению  $\Lambda$  до 0,5 показана пунктиром.

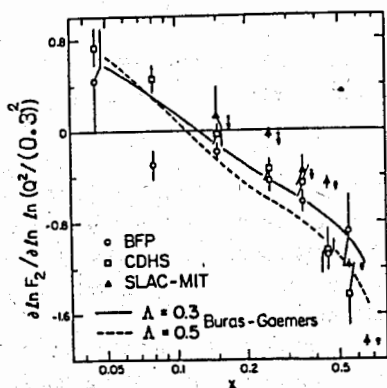


Рис.15. Параметр наклона, характеризующий нарушение скейлинга по данным БФП, его сравнение с предсказаниями <sup>/26/</sup> для структурных функций из КХД.

Роль следующих порядков разложения была показана, например, в работе <sup>/27/</sup> на примере анализа моментов структурных функций, вычисленных по данным СЛАК и СНЮ. На рис.16а результаты фитирования данных в лидирующем порядке представлены как зависимость  $\chi^2/DF$  в функции  $\Lambda$  для различных моментов  $n = 2, 4, 6, 8$  и 10, а на рис.16б то же с учетом высших поправок. Видно, что в первом случае область минимума ( $\chi^2/DF < 1$ ) соответствует интервалу  $\Lambda = 0,7 \pm 1,1$  ГэВ, а во

Альтернативный метод сравнения данных ГНР с предсказаниями КХД для моментов структурных функций имеет преимущество в том, что не требуется никаких предположений относительно  $x$  - зависимости  $F_2(x, q^2)$ . Более того, в литературе есть высказывания о том <sup>/17/</sup>, что определять величину  $\Lambda$  из экспериментальных данных только в лидирующем порядке бессмысленно. Формулы же поправок в следующем порядке получены тоже только для моментов. Однако недостатком такого метода является то, что данные должны покрывать большую часть интервала  $x$  от 0 до 1. Ограничение области  $x$  приводит к необходимости экстраполяций, вносящих в результаты дополнительные неопределенности.

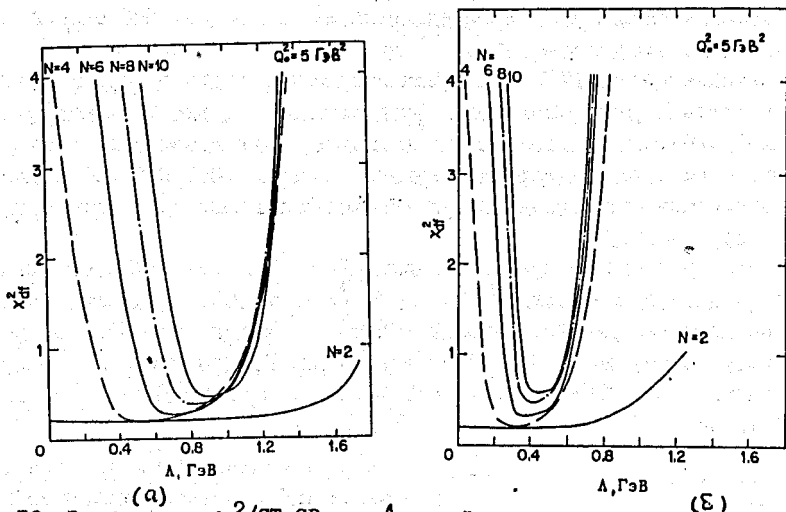


Рис.16. Зависимость  $\chi^2/\text{ст.св.}$  от  $\Lambda$  при фитировании различных моментов по данным СЛАК и СНО формулами КХД в лидирующем порядке (а) и с учётом высших поправок (б).

втором  $-\Lambda = 0,3 + 0,6$ . Результаты фита данных СЛАК и СНО формулами КХД с  $\Lambda = 300$  МэВ и с учётом высших поправок по  $\bar{q}$  и его экстраполяция в область современных мюонных экспериментов показаны на рис.17. Там же показаны данные <sup>19/</sup> NA-4. В тех же условиях фит только данных NA-4 дает значение для  $\Lambda < 100$  МэВ.

Более поздние вычисления моментов из данных NA-4 показаны на рис.18. Детальное сравнение их с предсказаниями КХД не проводилось, т.к. группа предпочитает сначала устранить ещё имеющиеся систематические ошибки, а затем, объединив данные при всех энергиях, получить точные количественные закономерности в  $q^2$ -поведении  $F_2$  и моментов.

### 5.3. Эффекты высших твистов

Для выяснения роли когерентных эффектов в ГНР была осуществлена попытка <sup>17/</sup> объяснить поведение структурных функций  $F_2(x, q^2)$ , измеренных в опытах СЛАК, степенной зависимостью от  $q^2$ . Оказалось, что данные прекрасно описываются зависимостью, приведенной в конце параграфа 3, где  $\mu_2$  может быть также положено равным 0.

Предполагая, что среди всех когерентных эффектов рассеяние на дикварках является доминирующим процессом, в работе <sup>124/</sup> получили удовлетворительное согласие модели с имеющимися данными по величине  $R(q^2, x)$ .

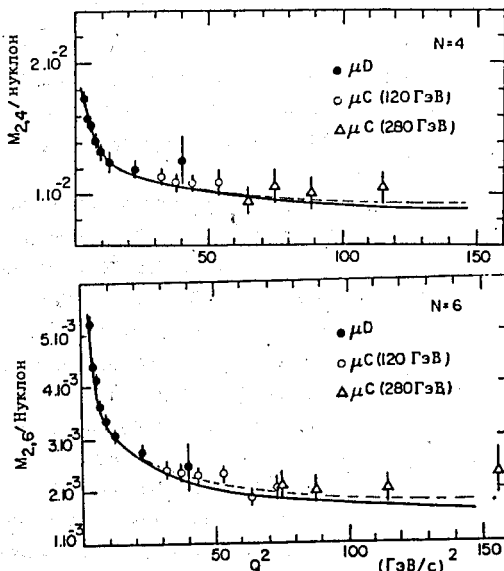


Рис.17. Экстраполяция моментов, вычисленных по данным СЛАК и СНО с использованием КХД формул с высшими поправками и  $\Lambda = 300$  МэВ. Показаны также точки NA-4 из /9/.

функции  $A(x)$  и  $B(x)$  становятся также зависимыми от  $Q^2$ . Это изменяет форму кривых  $F_2(x, Q^2)$ , но лишь при больших  $Q^2 (> 20(\text{ГэВ}/c)^2)$  за пределами данных СЛАК.

Группа ЕМС попыталась оценить влияние высших твистов на результаты анализа КХД, используя при фиксированном  $Q^2$  параметризацию

$$F_2(x, Q_0^2) = Ax^\alpha (1-x)^\beta + a \cdot x^\alpha (1-x)^{\beta-1} / Q_0^2.$$

Результаты фитирования различных данных представлены в табл.5.

Отмечаются большие корреляции между значениями  $\Lambda$  и параметром  $\alpha$ , характеризующим присутствие твистов. Минимум  $\chi^2$  для различных комбинаций пар  $\Lambda, \alpha$  очень плоский. Видно, что в согласии с работой /25/ данные можно хорошо описать в рамках КХД с параметром  $\Lambda = 100$  МэВ, если учесть присутствие твистов с параметром  $\alpha = 0, 1+0, 2$  ГэВ<sup>2</sup>. Для данных ЕМС также обнаружена большая корреляция между  $\Lambda$  и  $\alpha$ , но здесь величина  $\alpha$  оказывается большой и отрицательной. Это можно понять так, что высшие твисты необходимы для описания данных СЛАК, но они не имеют значения в области данных ЕМС.

Развивая идеи вклада дикварковых состояний, авторы работы /25/ предположили, что в результате взаимодействия дикварк возбуждается в состояние с более высокой инвариантной массой и, следовательно, его вклад в  $F_2$  падает с увеличением  $Q^2$  значительно медленнее, чем предполагалось раньше. Такой гипотезе соответствует параметризация  $F_2(x, Q^2) = A(x) + \frac{B(x)}{1+Q^2/M^2(x)}$ , которая хорошо описывает данные СЛАК. Значение массы  $M(x)$  близко к разумной величине около 1 ГэВ.

Добавление эффектов КХД стандартным образом с  $\Lambda = 100$  МэВ приводит к тому, что

## 5.4 Краткие итоги анализа

Итоги весьма предварительного анализа новых мюонных данных можно суммировать следующим образом.

1. Нарушение гипотезы скейлинга подтверждается.  
 2. Проверка предсказаний КХД с использованием уравнений Альгарелли-Паризи в лидирующем порядке по константе связи  $\bar{g}$  дает значение  $\Lambda = 100$  МэВ (в основном для области  $x > 0,25$ , где преобладает синглетная часть структурной функции) с возможной систематической ошибкой около 100 МэВ. Высшие поправки по  $\bar{g}$  могут изменить это значение.

3. В области СЛАК поведение структурных функций может быть объяснено только высшими твистами, в области новых экспериментов высшие твисты, по-видимому, дают малый вклад.

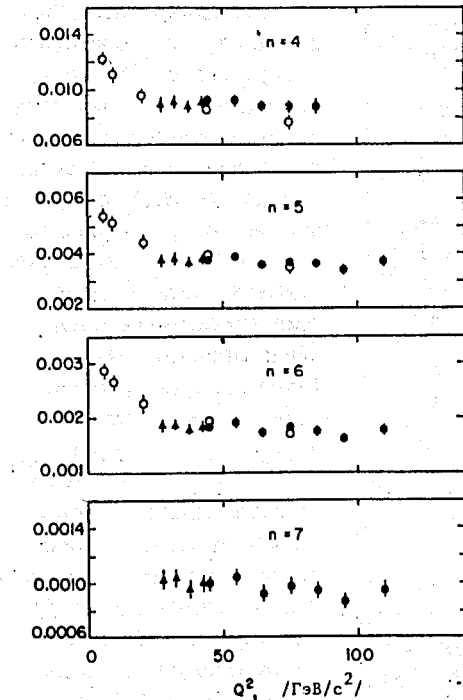


Рис. 18. Нахтмановские  $14/$  моменты при  $n=4+7$ , вычисленные по данным  $NA-4/23/$  при 120 ГэВ (треугольники) и 200 ГэВ (закр. круги). Открытые круги - данные нейтринных экспериментов.

4. Анализ моментов структурных функций по новым данным еще не проводился. Предварительные данные  $NA-4$  указывают на их очень слабую зависимость от  $q^2$ .

Таблица 5

Влияние высших твистов на поведение структурной функции  $F_2(x, q^2)$

Данные	$\Lambda$ , МэВ	$\alpha$	$\chi^2/DF$	$\alpha$	$\beta$
СЛАК ed	400	-0,05	17,3*/39	0,65	2,53
	300	0,02	18/39	0,63	2,59
	200	0,1	20/39	0,61	2,65
	100	0,21±0,1	22/39	0,59	2,73

СЛЭК ер	400	$-0,13 \pm 0,03$	88 **/39	0,71	2,35
	300	-0,07	90/39	0,68	2,40
	200	-0,08	94/39	0,66	2,46
	100	+0,09	101/39	0,71	2,52
EMC $\mu p$	400	$-0,89 \pm 12$	97/75	0,88	2,91
	300	-0,79	94/75	0,85	3,00
I20/280	200	-0,68	90/75	0,81	3,07
	100	-0,50	87/75	0,78	3,18

\* ) Включены статистические и систематические ошибки.

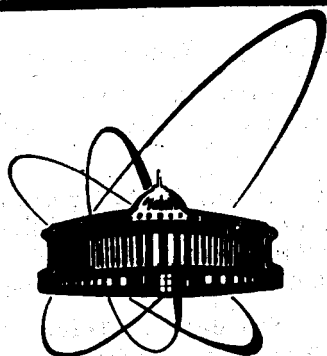
\*\* ) Включены только статистические ошибки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W.B. Atwood, SLAC-PUB-2428, Stanford, 1979.
2. B.A. Gordon et al., Phys.Rev., 1979, D20, p.2645.
3. R.Cliffet et al., CERN, to be published.
4. V.Kadyshevsky, FERMILAB-Pub-78/70, Batavia, 1978.
5. I.Golutvin et al., CERN/SPSC/74-79/P19, Geneva, 1974.
6. C.Y.Prescott et al., Phys.Lett., 1978, 77B, p.347.
7. A.R.Clark et al., LBL-9912, Berkeley, 1979.
8. J.J.Aubert et al., CERN-EP/80-134, Geneva, 1980.
9. D.Bollini et al., In Proc.of IXth Intern.Symp.on Lepton and photon Interactions at High Energies, Batavia, 1979, p.149.
10. A.Buras, Rev.Mod.Phys., 1980, 52, N<sup>o</sup> 1, p.199.
11. J.D.Bjorken, Phys.Rev., 1969, 179, p.1547.
12. R.P.Feynman, Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p.1415.
13. C.G.Callan and D.J.Gross, Phys.Rev.Lett., 1969, 22, p.156.
14. O.Nachtmann, Nucl.Phys., 1973, B63, p.237.
15. G.Altarelli and G.Parisi, Nucl.Phys., 1977, B126, p.298,  
Ю.Докшитцер, Д.Дьяконов, С.Троян, В кн.: Материалы 13 зимней школы ЛИЯФ по физике элементарных частиц, Ленинград, 1978г. стр.1-89.
16. M.Klein, I.A.Savin, J.Zacek, JINR, E1-12544, Dubna, 1979.

17. M.Barnett, SLAC-PUB-2396, Stanford, 1979,  
L.Abbot and R.Barnet, SLAC-Pub-2325 T/E, Stanford, 1979.
18. L.W.Mo and Y.S.Tsai, Rev.Mod. Phys., 1969, 41, p.205.
19. А.Ахундов и др., ЯФ, 1977, 26, с.1251.
20. H.E.Montgomery, CERN-EP/80-177, 1980.
21. R.C.Ball et al., MSU-CSL-80, Michigan. 1980.
22. R.C.Ball et al., Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.866.
23. D.Bollini et al., CERN/EP-80-133, Geneva, 1980.
24. L.F.Abbot et al., SLAC-PUB-2327, Stanford, 1979.
25. A.Donnachie, P.V.Landshoff, M/C TH 80/11, Manchester, 1980.
26. A.Buras and K.Gaemers, Nucl.Phys..1979, B132, p.249.
27. P.Aurenche et al., CERN, Ref.TH 2887, Geneva, 1980.





Объединенный  
Институт  
Ядерных  
Исследований  
Дубна

E1-82-847

**ELECTROWEAK ASYMMETRY  
IN DEEP INELASTIC MUON-NUCLEON  
SCATTERING**

**BCDMS Collaboration**

Submitted to "Physics Letters, B"

**1982**

A.Argento, A.C.Benvenuti, D.Bollini, T.Camporesi, G.Heiman,  
L.Monari, F.L.Navarria  
Istituto di Fisica dell'Universita and INFN, Bologna, Italy

M.Bozzo<sup>1</sup>, R.Brun, H.Genow<sup>2</sup>, M.Goossens, R.Kopp<sup>3</sup>, W.D.Nowak<sup>4</sup>,  
L.Piemontese, J.Pilcher<sup>5</sup>, C.Rubbia, D.Schinzel, G.Vestergombi<sup>6</sup>  
CERN, Geneva, Switzerland

D.Yu.Bardin, J.Cvach, N.G.Fadeev, I.A.Golutvin, Yu.T.Kiryushin,  
V.S.Kisselev, M.Klein, A.Kondor, V.G.Krivokhizin, V.V.Kukhtin,  
I.A.Savin, G.I.Smirnov, A.G.Volodko, J.Zacek, P.Todořov  
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR

D.Jamnik,<sup>8</sup> U.Meyer-Bekhout, J.O'Connor, A.Staude, K.M.Teichert,  
R.Tirler, R.Voss; S.Wojcicki<sup>9</sup>, C.Zupancic  
Sektion Physik der Universität,<sup>10</sup> München, Germany

M.Cribier, T.Dobrowolski, J.Feltesse, P.Rich-Hennion,  
A.Milsztajn, J.F.Renardy, Y.Sacquin, G.Smadja, P.Verrecchia,  
M.Virchaux  
CEN, Saclay, France

---

<sup>1</sup> Now at INFN, Genova, Italy.

<sup>2</sup> Now at DESY, Hamburg, Germany.

<sup>3</sup> Now at Sektion Physik der Universität, München, Germany.

<sup>4</sup> Now at Institut für Hochenergiephysik der Akademie der  
Wissenschaften der DDR, Berlin-Zeuthen, GDR.

<sup>5</sup> On leave from the Enrico Fermi Institute, Chicago, Ill., USA.

<sup>6</sup> On leave from the Central Research Institute for Physics  
of the Hungarian Academy of Sciences, Budapest, Hungary.

<sup>7</sup> Now at the Nuclear Centre of the University, Prague,  
Czechoslovakia.

<sup>8</sup> On leave from the E.Kardelj University and the  
J.Stefan Institute, Ljubljana, Yugoslavia.

<sup>9</sup> US Senior Scientist (Humboldt Awardee), on leave from  
Stanford University, Stanford, Ca., USA.

<sup>10</sup> Supported by Bundesministerium für Forschung and  
Technologie.

## 1. INTRODUCTION

Since the discovery of weak neutral currents in 1973 [1], several neutrino and electron scattering experiments have studied their structure in detail confirming the predictions of the WS/GIM model [2]. Still, it is considered important to study the neutral currents in new kinematical regions and different reaction channels [3].

In the deep inelastic scattering of longitudinally polarized muons on nuclear targets

$$\mu^\pm N \rightarrow \mu^\pm X \quad (1)$$

the weak neutral current can be studied through its interference with the electromagnetic current [4]. The cross section for reaction (1),  $\sigma^\pm(\lambda)$ , depends on the charge and the polarization  $\lambda$  of the incoming muon.

At the CERN SPS we have measured the cross section asymmetry

$$B = \frac{\sigma^+(-|\lambda|) - \sigma^+(+|\lambda|)}{\sigma^+(-|\lambda|) + \sigma^+(+|\lambda|)}, \quad (2)$$

of scattering muons of 120 and 200 GeV incoming energy on an isoscalar carbon target. The charge and polarization of the beam were changed by reversing the field direction of all beam magnets. Simultaneously, the field of the detector magnet was reversed to ensure equal acceptance for the scattered muons.

Taking into account the one-photon and  $Z^0$  boson exchange to first order, the asymmetry  $B$  is equal to

$$B = -\kappa(a_\mu - \lambda v_\mu)A_s g(y)Q^2. \quad (3)$$

Here  $\kappa Q^2 = Q^2 G / (\sqrt{2} \cdot 2\pi\alpha) = 1.79 \cdot 10^{-4} Q^2 \text{ GeV}^{-2}$  determines the magnitude of  $B$  for a given momentum transfer  $Q^2$ ;  $v_\mu(a_\mu)$  are the vector (axial-vector) couplings of the muon to the  $Z^0$  and  $g(y) = [1 - (1-y)^2] / [1 + (1-y)^2]$ ,  $y$  being the relative energy transfer.  $A_s$  is a ratio of structure functions which in the valence quark approximation reduces to a combination of axial-vector quark couplings,  $A_s = (6/5) \cdot (a_d - 2a_u)$  [4]. In the WS/GIM model  $A_s = -1.8$ ,  $a_\mu = -0.5$ , and  $v_\mu = -0.5 + 2\sin^2\theta_w$  which is nearly zero for the standard value of  $\sin^2\theta_w = 0.23$ . Thus the asymmetry  $B$  is expected to be almost independent of the polarization and, unlike the asymmetry measured at SLAC [5], essentially parity conserving. The charge asymmetry is affected by higher order electromagnetic contributions. They compensate part of the electroweak effect [6] and are predominantly due to interference between one- and two-photon exchange and between lepton and hadron bremsstrahlung.

## 2. APPARATUS AND DATA TAKING

The apparatus used in this experiment is shown in fig. 1 and has been extensively described elsewhere [7]. Its good acceptance for deep inelastic scattering with large  $Q^2$ , its azimuthal symmetry which minimizes the effect of variations of beam position and direction, and the high luminosity achievable with the 40 m long carbon target make it particularly well suited for the measurement of a small asymmetry. The spectrometer consists of ten 5 m long iron toroids, magnetized to saturation, which surround the target. Keeping the magnet always on the same hysteresis loop by computer control of the excitation current, the absolute value of the field after a polarity change is reproduced with a relative precision of  $2 \cdot 10^{-4}$ . The target and iron absorb the hadronic shower close to the interaction point and the surviving scattered muon is focused towards the axis. The toroids are instrumented with twenty planes of trigger counters, which are segmented into rings to permit a  $Q^2$  dependent trigger, and with eighty planes of multiwire proportional chambers (MWPC). Four hodoscopes along the spectrometer axis detect the incoming muons and measure their trajectories. A wall of counters in front of the spectrometer provides a veto against the beam halo.

The CERN muon beam [8] is strongly polarized in its normal operating mode where forward decay muons are selected: a Monte-Carlo simulation of the beam gives  $|\lambda| = 0.81 \pm 0.04$  at 200 GeV and  $|\lambda| = 0.66 \pm 0.05$  at 120 GeV. The calculation for 200 GeV has been checked measuring the energy spectrum of electrons from beam muon decays [9].

The energy of each muon is measured with an accuracy of  $\pm 0.5\%$  by a set of hodoscopes around one of the bending magnets of the beam. The bending power of the magnet was monitored with Hall probes, allowing a relative energy calibration of positive to negative beams with a precision of  $6 \cdot 10^{-4}$  at 200 GeV and  $13 \cdot 10^{-4}$  at 120 GeV.

The trigger required 4 consecutive trigger planes (tracks longer than  $\approx 10m$ ) in coincidence with a beam halo signal. The data were taken in eight periods of twelve days each; five were used for the measurement at 200 GeV with a  $Q^2 > 30 \text{ GeV}^2$  trigger, two periods for 120 GeV with  $Q^2 > 20 \text{ GeV}^2$  and one for 120 GeV with  $Q^2 > 12 \text{ GeV}^2$ . The beam charge was reversed twice per data taking period and the intensity adjusted to about  $2 \cdot 10^7 \mu/\text{spill}$ .

### 3. DATA ANALYSIS

The total data sample was checked for stable and proper functioning of all detector components on a run-by-run basis, one run comprising about 5000 deep inelastic events. About 10% of the runs were excluded from the analysis because of hardware malfunctioning or beam instabilities. After geometrical reconstruction and kinematical fitting of tracks, rejection of background from halo feed-through and accidental triggers was based on geometrical cuts and on the requirement that tracks are geometrically consistent with the trigger pattern recorded from the scintillation counters. Events classified ambiguous by the selection program were visually inspected and about half of them, corresponding to less than 3% of all deep inelastic events, were found to be good. Including these events in the analysis does not affect the result appreciably; the effect of residual background in the accepted data sample is accounted for in the systematic errors.

Kinematical cuts were applied to exclude regions where the spectrometer acceptance varies rapidly or where radiative corrections to the deep inelastic cross section exceed 10%. These cuts, together with the number of surviving events, are summarised in the table. The data were corrected for small differences in beam energy and for systematic differences in the efficiencies of MWPC's and trigger counters. Exploiting the redundancy of detectors in the apparatus, all efficiencies can be calculated reliably from the data themselves. The asymmetry from such effects is mostly due to the trigger counters and amounts in total to  $\approx 10\%$  of the interference effect. It was evaluated for each data taking period separately and subtracted from the measured asymmetry.

The measured event rates were converted to cross sections using the muon flux counted in the beam defining hodoscope. Since care was exercised to take  $\mu^+$  and  $\mu^-$  data at equal beam intensities, systematic errors in corrections for deadtime losses, etc., almost cancel in the asymmetry calculation. At present, we estimate a systematic uncertainty of the relative normalisation of  $4 \cdot 10^{-3}$ .

Finally, asymmetries from all running periods were combined and corrected for higher order electromagnetic and weak-electromagnetic effects according to ref.[6]; the magnitude of these corrections is shown in fig. 2. The results for the two beam energies are presented in fig. 3 as a function of  $g(y)Q^2$ . Straight line fits to the two data samples,  $B = a + b \cdot g(y)Q^2$ , give (with statistical errors only)

$$200 \text{ GeV: } a = (.15 \pm .17) \cdot 10^{-3}, \quad b = (-.147 \pm .037) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$$

$$120 \text{ GeV: } a = (.06 \pm .17) \cdot 10^{-3}, \quad b = (-.174 \pm .075) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$$

The 120 GeV result is the average of separate fits to the two data sets. These results agree well with the standard model predictions (3) (for  $\sin^2 \theta_w = 0.23$ )  $a = 0$ ,  $b = -.151 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$  at  $|\lambda| = .81$  (200 GeV) and  $b = -.153 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$  at  $|\lambda| = .66$  (120 GeV).

#### 4. SYSTEMATIC ERRORS

As instrumental sources of systematic errors we have considered the calibration uncertainty of the magnetic fields and the effect of the change of beam phase space under polarity reversal. They lead to systematic errors of  $\Delta b = .01 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$  (200 GeV) and  $\Delta b = .02 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$  (120 GeV).

Further errors arise from the natural charge asymmetry of matter: differences in halo contamination for  $\mu^+/\mu^-$  beams, asymmetry of muon background from meson decays, small differences in the muon energy loss and the spatial asymmetry of  $\delta$  rays generated along the muon track which affect slightly the event reconstruction. From these sources, of which the first is the most important one, we estimate errors of  $\Delta b = .02 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$  for both data sets. The total systematic errors are  $\Delta b = .02 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$  for 200 GeV and  $\Delta b = .03 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$  for 120 GeV beam energy.

To search for possible problems inherent in the experiment, the B asymmetry has been evaluated in bins of the vertex position and of the azimuth angle. Also, the effect of kinematical cuts has been carefully studied. In all cases no fluctuations beyond the statistical ones have been observed. Evaluating the asymmetry from data samples of equal beam charge within a single data taking period gives a zero slope within statistical errors.

A check on the potential effects of systematic errors is given by the comparison of the slope parameters  $b$  measured in different data taking periods. With statistical errors only, the  $\chi^2$  per degree of freedom is smaller than 1.0 for the 120 GeV data and is equal to 2.0 for the five 200 GeV periods. In the latter case, the probability of such a  $\chi^2$  or a larger one is 10%. It increases substantially if we take into account those systematic errors which are expected to vary randomly from period to period.

**Table** Definition of kinematic regions for the asymmetry measurements at 120 GeV (both trigger conditions) and at 200 GeV with the resulting event numbers.

Beam Energy (GeV)	120	120	200
$Q^2$ Range ( $\text{GeV}^2$ )	15-60	25-100	40-180
x range	.14-.80	.30-.80	.20-.80
y range	.20-.80	.20-.80	.20-.85
$\mu^+$ Events ( $10^3$ )	360	310	730
$\mu^-$ Events ( $10^3$ )	370	300	920

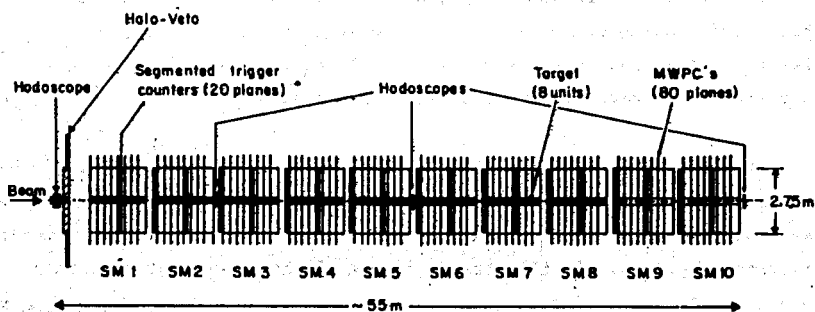


Fig. 1. Schematic layout of the experimental set-up.

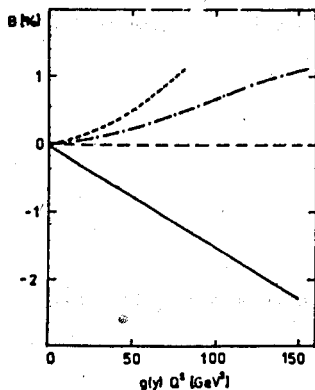


Fig. 2. The B asymmetry from  $\gamma$ - $Z^0$  interference to first order, calculated for a polarization  $\lambda = .81$  and  $\sin^2\theta_w = .23$  (solid line), and the asymmetry expected from higher order electromagnetic processes at beam of energies of 120 GeV (dashed line) and 200 GeV (dash-dotted line).

To illustrate the correct interpretation of our result, we present in fig. 4 the B asymmetry calculated in kinematical variables other than  $g(y)Q^2$  compared to standard model calculations with  $\sin^2\theta_w = 0.23$ . We remark an impressive overall agreement, in particular in the Bjorken  $x$  variable in which almost no slope is predicted by the theory but which is very sensitive to the magnetic field calibrations and other systematic effects (e.g. differences in muon energy loss) which influence the momentum reconstruction.

## 5. CONCLUSIONS

The interference between the weak and electromagnetic currents has been observed for the first time in the muon-quark interaction. The quantitative interpretation of the results relies on the validity of the quark parton model and the radiative corrections. The mixing angle of the standard WS/GIM model derived from the measured slope parameters  $b$  is  $\sin^2\theta_w = 0.23 \pm 0.07$  (stat.)  $\pm 0.04$  (syst.). The B asymmetry measured at polarizations  $\pm 1$  depends strongly on the right-handed weak charge  $I_3^R$  of the muon [10]. Using  $\sin^2\theta_w = 0.23$ , we obtain  $I_3^R = 0.00 \pm 0.06$  (stat.)  $\pm 0.04$  (syst.). This result rules out a neutral heavy lepton  $M^0$  of any mass in a right-handed weak isospin doublet with the muon.

Assuming the quark (u,d) and electron axial vector couplings of the standard model, our experiment and the measurements of the forward-backward asymmetry in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  reactions determine completely the muon neutral current couplings. As illustrated in fig. 5, both types of experiment yield complementary information: using  $a_\mu = -0.55 \pm 0.07$  derived from PETRA results [11], we find  $v_\mu = -0.12 \pm 0.14$  (stat.)  $\pm 0.08$  (syst.). The corresponding value of  $\sin^2\theta_w = 0.19 \pm 0.07$  (stat.)  $\pm 0.04$  (syst.) is in good agreement with the values obtained in earlier  $\nu$  and  $e$  experiments for the electron and quark currents.

---

\*) A correction for sea quarks to  $A_0$  would increase  $\sin^2\theta_w$  by 0.01.



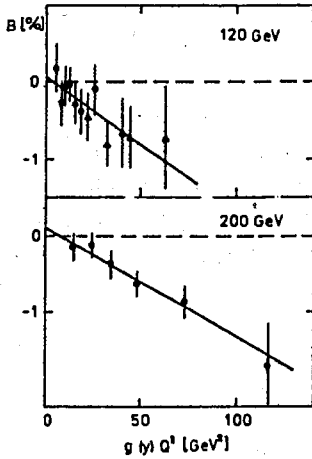


Fig. 3. The measured B asymmetry after radiative corrections at 120 GeV and 200 GeV beam energy vs.  $g(y)Q^2 = Q^2 \cdot [1 - (1-y)^2] / [1 + (1-y)^2]$  [eq.(3)]. For the 120 GeV data, circles represent data with  $Q^B > 15 \text{ GeV}^2$  and triangles data with  $Q^B > 25 \text{ GeV}^2$ . Solid lines are straight line fits to the data.

Fig. 4. The measured B asymmetry after radiative corrections at 200 GeV beam energy plotted as a function of the scaling variables  $x$  and  $y$ ,  $Q^B$ , and the muon scattering angle  $\theta$ . The solid lines are asymmetries predicted by the WS/GIM standard model, using  $\sin^2 \theta_w = 0.23$ . The dashed and dash-dotted lines in the  $x$  plot are asymmetries which would arise from a systematic relative  $\mu^+/\mu^-$  difference of  $3 \cdot 10^{-3}$  in the spectrometer magnetic field and the beam energy, respectively.

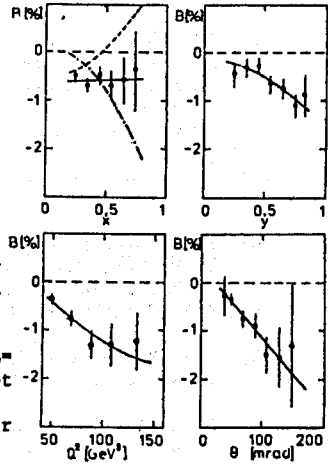
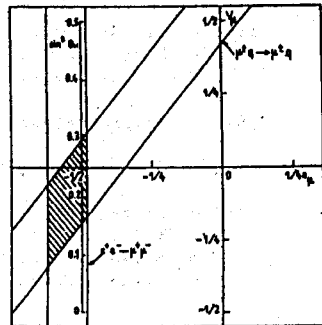


Fig. 5. Experimental limits on the muon neutral current couplings from this experiment (200 GeV data) and from  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  forward-backward asymmetries measured at PETRA [11]. Only statistical errors are shown.



## ACKNOWLEDGEMENTS:

We are indebted to the technical staff of our home institutes who contributed to the construction and maintenance of the detector and to the CERN SPS division for invaluable help in operating the muon beam and the beam momentum spectrometer. The collaboration of P.L. Frabetti, V.S. Khabarov and D.A. Smolin was indispensable to achieve the high level of stability in operating the apparatus that was essential for this measurement. Finally, we acknowledge significant contributions of G. Sultanov to the data analysis.

## REFERENCES

- [1] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 138;  
A. Benvenuti et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 800.
- [2] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;  
A. Salam, in Elementary Particle Theory, 1969, ed. by N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm), p. 367;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;  
S.L. Glashow et al., Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [3] P.Q. Hung and J.J. Sakurai, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 31 (1981) 375;  
J.E. Kim et al., Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 211.
- [4] N.N. Nikolaev et al., Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 18 (1973) 70;  
E. Derman, Phys. Rev. D7 (1973) 2755;  
S. Berman and J. Primack, Phys. Rev. D9 (1974) 2171;  
S.M. Bilenky and S.T. Petcov, JINR E2-10809 (1977).
- [5] C.Y. Prescott et al., Phys. Lett. 77B (1978) 347 and  
Phys. Lett. 84B (1979) 524.
- [6] D.Yu. Bardin and N.M. Shumeiko, Yad. Fiz. 29 (1979) 969;  
D.Yu. Bardin et al., Nucl. Phys. B197 (1982) 1.
- [7] D. Bollini et al., CERN/EP 82-55, submitted to Nucl. Instr. and Methods.
- [8] R. Clift and N. Doble, CERN/Lab. II/EA/74-2  
N. Doble, CERN/Lab. II/EA/75-17  
O.C. Allkofer et al., Nucl. Instr. and Methods 179 (1981) 445.
- [9] D. Bollini et al., Nuovo Cimento 63A (1981) 441.
- [10] M. Klein et al., Phys. Lett. 85B (1979) 385.
- [11] W. Bartel et al., Phys. Lett. 108B (1982) 140;  
R. Brandelik et al., Phys. Lett. 110B (1982) 173;  
B. Adeva et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1701;  
M. Davier, Proc. 21th Int. Conf. on High Energy Physics (Paris 1982),

Received by Publishing Department  
on December 10, 1982.

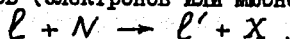
## ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ РАССЕЯНИЯ ЛЕПТОНОВ НА ЯДРАХ

И. А. Савин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

### I. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, информация о структуре нуклонов в наиболее "чистом" виде получается из реакций глубоконеупругого рассеяния (ГНР) заряженных лептонов (электронов или мюонов):



Чистота её обусловлена тем, что измеряемое на опыте дважды дифференциальное сечение рассеяния лептона  $d^2\sigma_{\text{exp}}/dq^2 dx$ , где  $q^2$  - переданный четырехимпульс, а  $x = q^2/2M\nu$ ,  $\nu = E - E'$ , очень близко к теоретически рассчитанному сечению  $d^2\sigma_{\text{th}}/dq^2 dx$ , основной вклад в которое дает процесс однофотонного обмена:

$$d^2\sigma_{\text{exp}}/dq^2 dx \approx d^2\sigma_{\text{th}}/dq^2 dx \approx \frac{4\pi\alpha^2}{q^4 x} [(1-y) + y^2/2(1+R)] F_2(x, q^2).$$

В этом подходе, кроме кинематических переменных  $q^2$ ,  $x$ ,  $y = \nu/E$ , сечение реакции зависит от  $R(x, q^2)$  и  $F_2(x, q^2)$ .

Первая величина есть отношение сечений поглощения нуклоном виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризацией,  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , являющаяся в общем случае функцией двух переменных  $x$  и  $q^2$ , но асимптотически стремящаяся к 0 при  $q^2 \rightarrow \infty$ .

Величина  $F_2$  есть феноменологическая структурная функция нуклона. Для неё Бьёркен высказал гипотезу скейлинга, согласно которой при достаточно больших энергиях (передачах) зависимость  $F_2$  от  $q^2$  пропадает. В этом случае структурная функция имеет простой физический смысл:  $F_2(x) = x \sum_i e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)]$ .

где  $e_i, q_i, \bar{q}_i$  - заряд и функции распределений партонов и антипартонов в нуклоне. Таким образом, при достаточно больших  $q^2$ , когда параметр  $R$  близок к нулю, сечение ГНР лептонов пропорционально структурной функции  $F_2$ , которая характеризует распределение кварков и антикварков в нуклоне.

В предасимптотической области, где, как установлено на опыте, гипотеза скейлинга нарушается,  $q^2$ - поведение структурной функции  $F_2$  предсказывается квантовой хромодинамикой (КХД):  $F_2 \sim \ln(\alpha^2/\Lambda^2)$ , где  $\Lambda = 100+300$  МэВ. Отметим также, что  $F_2$  равна нулю на краях кинематического интервала по  $x$ : при  $x=0$   $F_2=0$  по определению, а при  $x=1$  она стремится к нулю из-за малой вероятности одному партону иметь полный импульс всего нуклона ( $\bar{q}_i(I)=0$ ).

Формула, подобная указанной выше, может быть написана также для суммы глубоконеупругих сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино, откуда также извлекается информация о  $F_2$  и других структурных функциях (см. ниже).

С точки зрения структуры нуклонов, а также для проверки предсказаний КХД, наиболее интересной областью изучения ГНР является область больших  $q^2$ . Однако в области значений  $q^2 = 10+300$  ГэВ<sup>2</sup>, доступной на современных пучках лептонов, измеряемые сечения лежат в интервале величин  $10^{-36}-10^{-39}$  см<sup>2</sup>. Для обеспечения высокой точности измерений за разумное время экспериментаторы используют не нуклонные, а ядерные мишени. При этом для извлечения из измеренных на опыте сечений информации о структурных функциях нуклона делается ряд упрощений, а именно, предполагается, что:

1. Реакция глубоконеупругого рассеяния лептона на ядре по-прежнему описывается однофотонным ( $W$ ) обменом, и виртуальный фотон ( $W$ ) рассеивается на партоне индивидуального нуклона.

2. Вклад в сечение каждого нуклона аддитивен, т.е.

$$F_2^N(A) \sim \frac{1}{A} \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx}$$

где  $A$  - атомный номер ядра мишени.

3. Рассматривается "идеализированное" (изоскалярное) ядро, имеющее одинаковое число нейтронов и протонов, для которого

$$F_2^N = \frac{1}{2} (F_2^p + F_2^n)$$

4. Параметр  $R(x, q^2)$  мал и не зависит от  $x, q^2$  или  $A$ .

Хотя имеются обоснованные возражения против этих упрощений, в большинстве экспериментов, выполненных до настоящего времени на

ядерных мишенях в пучках электронов, мюонов, а также нейтрино, результаты получены исходя из их справедливости.

В какой области кинематических переменных и насколько серьезно они могут измениться, если одно или несколько из этих предположений не достаточно строгие? Такой же вопрос можно задать относительно других структурных функций ( $F_1$ ,  $x F_3$ , ...), извлекаемых из ГНР лептонов.

До 1982 года теория отвечала, что осложнения следует ожидать на краях кинематической области по  $x$ , т.е. при малых и больших значениях  $x$ . При малых значениях, когда  $x < 0,05$ , предсказывалось  $/1/$  так называемое ядерное экранирование, вследствие чего структурная функция нуклона, измеренная на ядре, оказывается меньше, чем структурная функция, измеренная на изолированном нуклоне:

$$F_2^N(A)/F_2 |_{x < 0,05} < 1$$

При больших  $x$ , когда  $x > 0,8$ , предполагалось  $/2/$ , что будут сказываться эффекты, связанные с движением нуклонов в ядре, а также кумулятивные эффекты, вследствие чего становятся возможными значения  $x > 1$  и структурная функция не стремится к нулю при  $x \rightarrow 1$ , а поэтому

$$F_2^N(A)/F_2 |_{x > 0,8} > 1.$$

Теоретические предсказания в области малых значений  $x$  изучались экспериментально  $/3/$ . В области больших  $x$ , кроме некоторых данных из СЛАК, имеется только первое указание на наличие кумулятивных эффектов, сообщенное коллаборацией ЕЦМС в 1981 г.  $/4/$ .

За исключением этих пограничных областей никаких серьезных теоретических осложнений при интерпретации данных ГНР на ядрах не ожидалось, и в течение ряда лет, особенно в период 1979–1982 гг., когда в ЦЕРН были созданы мощные экспериментальные установки и прекрасные пучки частиц, в лептон-адронных экспериментах было накоплено много данных для изучения структурных функций. Результатом этого изучения явился большой сюрприз, преподнесенный на 21-й Международной конференции по физике высоких энергий, известный теперь под названием эффекта ЕМС.

Оказалось, что структурные функции  $F_2^N(A)$ , полученные из опытов с железной и дейтериевой мишенями, не имеют идентичной  $x$ -зависимости. Таким образом, были поставлены под сомнение указанные выше предположения, а вместе с ними и большинство полученных до сих пор результатов по структурным функциям и распределениям кварков. Поэтому понятно то внимание, которое было уделено экспериментаторами и теоретиками осмыслению и подтверждению эффекта ЕМС. Ситуация, сложившаяся в середине 1983 года, обобщена в докладах К.Рита  $/5/$  и

Ф.Индурейна /6/ на конференции в Брайтоне, докладе Ф.Дидака /7/ на конференции в Корнелле. Эти доклады и новые оригинальные работы использованы ниже для рассмотрения современного состояния проблем измерения параметра  $R(x, Q^2)$  (раздел 2) и изучения ядерных эффектов в структурных функциях нуклонов (раздел 3).

## 2. ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРА $R(x, Q^2)$

Как видно из формулы для сечения ГНР, знание  $R$  необходимо при вычислении структурных функций. Роль этого параметра и его вклад в систематические ошибки  $F_2$  возрастают с увеличением  $y$ , что может привести к видимому изменению  $Q^2$ -зависимости  $F_2$ . Поскольку при этом большинство экспериментально регистрируемых событий лежит в области малых  $x$ , знание  $R$  становится очень важным именно здесь. Известно, что параметр  $R$  может быть выражен через структурные функции

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(x, Q^2) - 2xF_1(x, Q^2) + F_2Q^2/v^2}{2xF_1(x, Q^2)}$$

В рамках партонной модели для конститuentов со спином  $1/2$  параметр  $R=0$ , поскольку существует известное соотношение  $F_2=2xF_1$ , полученное при пренебрежении малыми эффектами массы и поперечного импульса конститuentов. Учёт поперечного импульса кварков приводит к зависимости /8/  $R=4 \langle p_T^2 \rangle / Q^2$ , где  $p_T$  - порядка нескольких сотен МэВ. Из этой оценки также следует, что при больших  $Q^2$  значение  $R$  должно быть мало. Учёт глюонов и рождения кварк-антикварковых пар в рамках КХД предсказывает /9/ определенные  $x$ - и  $Q^2$ -зависимости для  $R$ , согласно которым  $R \rightarrow 0$  при больших  $x$  и  $Q^2$ . При малых значениях  $x$  и  $Q^2$  параметр  $R$  отличен от нуля.

Экспериментально в электрон-мюонных пучках параметр  $R$  определяется путем измерения сечения ГНР при фиксированных значениях  $x$  и  $Q^2$  (или  $y$  и  $Q^2$ ), но при нескольких падающих энергиях. Тогда, как видно из альтернативной записи сечения ГНР через  $\sigma_L$  и  $\sigma_T$ ,

$$d^2\sigma/dQ^2 dx = \Gamma_T \sigma_T (1 + \varepsilon R),$$

где  $\Gamma_T$  - поток виртуальных фотонов с поперечной поляризацией, а  $\varepsilon$  - кинематический параметр ( $\varepsilon = [1-y - Q^2/4E^2] / [1-y + y^2/2 + Q^2/4E^2]$ ),

фитируя данные прямолинейной зависимостью от  $\varepsilon$ , мы получим  $R$  как наклон этой прямой к оси  $\varepsilon$ . Отсюда видна простота и в то же время слабость метода: для минимизации ошибок требуется перекрыть точными измерениями максимальный интервал изменения  $\varepsilon$ , т.е.  $y$ , что весьма трудно достигнуть в широком интервале переменных  $x$  и  $Q^2$ .

В отличие от электрон-мюонных пучков, где имеется процедура непосредственного определения параметра  $R$ , в нейтринных экспе-

риментах ( см. например, /10/)  $R(x, q^2)$  определяется через отношение структурных функций, вычисленных из формул для дифференциального сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино на ядрах:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G^2 s}{2\pi} \left[ (1-y - \frac{Mxy}{2E}) F_2 + xy F_4 \pm (y - y^2/2) x F_3 \right].$$

Вклад в сечения от каждой из структурных функций  $x F_1, F_2, x F_3$  или  $F_L \approx F_2 - 2xF_1$  в отдельности может быть вычислен благодаря тому, что он имеет разную  $y$ -зависимость. Параметр  $R$  определяется как

$$R = \sigma_L / \sigma_T = F_L / 2 x F_1.$$

Таким образом, величина  $R$ , извлекаемая из нейтринных экспериментов, может зависеть от тех предположений, которые сделаны при вычислении структурных функций  $F_1, F_2, F_3$ .

Приступая к обсуждению результатов по измерению параметра  $R$ , мы не должны также забывать того обстоятельства, что если ядерные эффекты проявляются в одной структурной функции, а именно в  $F_2$ , то с большой вероятностью они присутствуют также и в  $F_1$ , а значит и в параметре  $R(x, q^2)$  там, где последний отличен от нуля.

### 2.1. Измерение $R(x, q^2)$ на водороде

Кроме известных данных SLAC /11/, наиболее полные данные по этому параметру получены коллаборацией EMC /12/. При энергиях 120, 200 и 280 ГэВ значения  $R$  получены в зависимости от переменных  $\nu$  (усредненные по интервалу  $q^2 = 8-145 \text{ ГэВ}^2$  со средним  $\langle q^2 \rangle = 22,5 \text{ ГэВ}^2$ ),  $q^2$  (усредненные по интервалу  $\nu = 60-160 \text{ ГэВ}$  со средним  $\langle \nu \rangle = 100 \text{ ГэВ}$ ) и  $x$  (для двух интервалов  $\nu$ , см. рис. I).

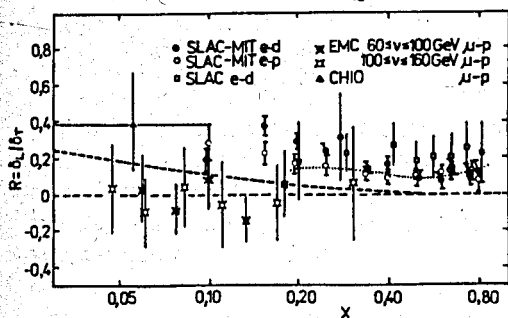


Рис. I. Параметр  $R = \sigma_L / \sigma_D$ , определенный в опытах с водородными мишенями, в зависимости от переменной  $x$ .

В пределах возможных статистических и систематических ошибок не наблюдалось изменения параметра  $R$  при вариациях соответствующей переменной. Среднее значение параметра по всему интервалу кинематических переменных оказалось равным  $\bar{R} = 0,00 \pm 0,035$  (стат.)  $\pm 0,095$  (сист.).

На рис. I вместе с данными EMC показаны измерения SLAC. Видно существенное отличие в их поведении как при малых, так и при боль-

ших  $x$ . Отличие  $R$  от нуля при больших  $x$  и  $\langle Q^2 \rangle = 4 \text{ ГэВ}^2$  в данных СЛАК интерпретируется <sup>/13/</sup> как указание на присутствие высших твистов, исчезающих в той же области  $x$  при значительно больших  $Q^2$  ( $Q^2 = 20 \pm 40 \text{ ГэВ}^2$ ), характерных для измерений в ЦЕРН.

Следует обратить внимание на тенденцию роста  $R$  с уменьшением  $x$ , видную в данных СЛАК, которая может быть коррелирована также с уменьшением  $Q^2$  в этой области. Поведение  $R$  в зависимости от  $x$  согласуется с предсказаниями КХД.

## 2.2. Измерение $R(x, Q^2)$ на ядрах

На ядрах параметр  $R$  измерялся как в пучках электронов и мюонов, так и в пучках нейтрино.

Нейтринные эксперименты. Новые данные коллаборации CHARM по определению параметра  $R$  <sup>/14/</sup> в функции  $x$  показаны на рис.2. В каждой точке измерения перекрывают определенный интервал по  $Q^2$ , центральное значение которого изменяется от  $Q^2 = 0,76 \text{ ГэВ}^2$  при  $x = 0,05$  до  $Q^2 = 18,9 \text{ ГэВ}^2$  при  $x = 0,3 + 0,5$ .

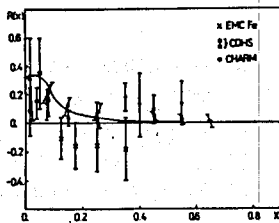


Рис.2. Определение параметра  $R$  в ГНР нейтрино и мюонов на ядрах.

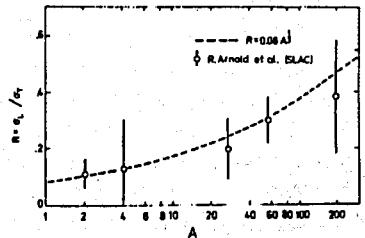


Рис.3. Измерения параметра  $R$  в ГНР электронов на ядрах и их параметризация <sup>/15/</sup>  $R(A) = 0,08A$ .

Видно, хотя и с большими ошибками, тенденция возрастания  $R$  в области значений  $x < 0,1$ , соответствующая предсказаниям КХД. Тенденция роста  $R$  с уменьшением  $x$  станет более явной, если принять во внимание тот факт, что верхний предел для  $R$ , установленный ранее СДНС <sup>/10/</sup> в области  $x = 0,4 + 0,7$ , очень мал и в пределах ошибок совместен с нулём:  $R \leq 0,04 \pm 0,04$ . Следует, однако, отметить, что обсуждаемая тенденция роста, так же как в опытах СЛАК на водороде, может быть следствием как уменьшения  $x$ , так и уменьшения  $Q^2$ , средние значения которого при  $x < 0,1$  существенно ниже, чем в остальной области  $x$ .

В целом, ошибки измерений параметра  $R$  в нейтринных экспериментах велики и не могут исключить гипотезу, что он не зависит от  $x$  и постоянен на уровне среднего значения  $R \approx 0,1$ .



Мюнные эксперименты. Средние значения  $R$ , определенные из мюнных экспериментов на углероде  $^{15}/$  и железе  $^{16}/$ , были очень малы и в пределах ошибок не отличались от нуля. Недавно коллаборация EMC провела более тщательный анализ всей совокупности данных на железной мишени и смогла оценить  $R$  в ряде интервалов  $x$  (см.рис.2)  $^{5}/$ . В пределах ошибок результаты согласуются с гипотезой, что параметр  $R$  также, как для водорода, не зависит от  $x$  и равен нулю ( $\bar{R} = 0,03 \pm 0,12$ ), хотя тенденцию роста  $R$  с уменьшением  $x$  при  $x < 0,1$  тоже можно усмотреть.

Разные средние значения  $R$  в нейтринных и мюнных экспериментах могут быть обусловлены либо тенденцией роста  $R$  с уменьшением  $x$  и/или  $Q^2$  (КХД и высшие твисты), сильнее влияющей на нейтринные данные из-за присутствия событий с низкими  $Q^2$ , либо это может быть следствием методики измерения и возможности существования здесь эффекта типа EMC.

Электронные эксперименты. На 5 ядрах ( $d, He, Al, Fe, Au$ ) в SLAC была изучена  $A$ -зависимость параметра  $R$   $^{17}/$ . Измерения сделаны при  $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$  для трех значений  $x = 0,3; 0,5$  и  $0,7$ . Усредненные величины показаны на рис.3. Они согласуются со средним значением, определенным ранее для дейтерия ( $\bar{R} = 0,24 \pm 0,1$ )  $^{11}/$ , но и могут быть хорошо фитированы зависимостью  $^{18}/$   $R(A) = a(x, Q^2) A^{1/3}$ , где  $a = 0,08$  в измеренной области, что не противоречит имеющимся результатам для  $A=1$ . Зависимость типа  $A^{1/3}$  заслуживает изучения, т.к. она подсказывает очевидное предположение, что для поперечных виртуальных фотонов существуют экранирование и  $\sigma_T(A) \sim A^{2/3}$ , а для продольных оно отсутствует и  $\sigma_L(A) \sim A$ .

Имеющаяся информация об измерениях параметра  $R(x, Q^2)$  можно суммировать следующим образом:

1. Существует заметное различие в  $x$ -поведении параметра  $R(x, Q^2)$  в областях  $Q^2$ , характерных для SLAC и ЦЕРН, обусловленное вкладом различных явлений. Это различие не может быть игнорировано при сравнении результатов изучения ГНР в мюнных и электронных экспериментах.

2. В области измерений ГНР в SLAC, даже при достаточно больших  $x$  и  $Q^2$ , параметр  $R$  отличен от нуля и имеется указание на его возможную  $A$ -зависимость  $R(A) = a A^{1/3}$ .

3. В области измерений ГНР, достижимой в мюнных или нейтринных экспериментах, где  $Q^2 \gtrsim 20 \text{ ГэВ}^2$ , параметр  $R$  близок к нулю во всей области  $x \gtrsim 0,1$  как для водорода, так и для тяжелых ядер. Здесь оправдано использование  $R=0$  при определении структурных функций из сечений ГНР.

4. В области  $x < 0,1$  при вычислениях структурных функций вместо  $R=0$ , даже в экспериментах ЦЕРН, более оправдано использование значений  $R(x)$ , отличных от нуля, либо предсказываемых КХД, либо некоторых усредненных экспериментальных данных. Это особенно необходимо, если для данного интервала  $x$  среднее значение  $Q^2 \lesssim 5 \text{ ГэВ}^2$ .

5. Имеющиеся экспериментальные данные по  $R(x, Q^2)$  содержат большие ошибки, что затрудняет однозначную интерпретацию данных о структуре нуклонов. Требуется существенный прогресс в измерениях этого параметра.

### 3. ЯДЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЯХ НУКЛОНА

Как было указано выше, структурные функции нуклона, определяемые из опытов с тяжелыми ядерными мишенями, могут иметь другое  $x$ -и/или  $Q^2$  - поведение, чем структурные функции, вычисленные из экспериментов с водородом и дейтерием. Влияние соседних нуклонов ядра на структуру каждого из них (ядерные эффекты) уже давно привлекало внимание теоретиков и экспериментально изучалось в адрон-адронных экспериментах.

Основываясь на их результатах, А.М.Балдин /29/ утверждал, что распределения кварков и глюонов в ядрах существенно отличаются от их распределений в свободных нуклонах, а кварк-партонная структурная функция ядра не сводится к механической сумме нуклонных структурных функций и является самостоятельным объектом изучения в физике адронов.

Ядерные эффекты в глубоконеупругих взаимодействиях лептонов при больших  $x$  впервые были сообщены коллаборацией БЦДМС на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра в Версале (1981 г.) /4/, а затем при средних  $x = 0,05-0,65$  Европейской мюонной коллаборацией на Парижской конференции в 1982 г. /30/. Данные БЦДМС остаются пока неопубликованными и неподтвержденными. Данные же EMC (эффект EMC) получили поддержку и подтверждение из сравнения опубликованных данных БЦДМС на углероде и данных EMC на дейтерии, в опытах СЛАК на железе /31/, алюминии /32/ и ряде других мишеней /17/, а также в специально поставленном коллаборацией БЦДМС опыте с одновременным использованием железной и дейтериевой или железной и азотной мишеней /33/. К обсуждению этих эффектов мы переходим.

#### 3.1. Эффект EMC: экспериментальные данные

Как отмечалось выше, до 1982 г. при измерениях структурных функций нуклона из данных по ГНР на ядрах, в области средних значений  $x$ , предлагалось учитывать только поправки, связанные с мед-

ленным движением нуклонов внутри ядра /2/. При этом предполагалось, что нуклоны не (слабо) связаны друг с другом и их внутренние свойства не отличаются от свойств свободных нуклонов.

Справедливость такого предположения впервые проверена экспериментально ЕМС в ходе систематического изучения структурных функций с использованием водородной /34/, дейтериевой /35/ и железной /16/ мишеней. Для учёта известной разницы в структурных функциях  $F_2^N(x, Q^2)$  и  $F_2^N(x, Q^2)$  сравнивались структурные функции нуклонов, определяемые из железной и дейтериевой мишеней, т.е.

$$F_2^N(Fe) = \frac{1}{56} F_2^{\mu Fe} \quad \text{и} \quad F_2^N(D) = \frac{1}{2} F_2^{\mu D}.$$

Для сравнения использовались комбинированные данные при энергиях 120, 200, 250 и 280 ГэВ на железе и данные на дейтерии при энергии 280 ГэВ. После тщательного анализа, внесения поправок и оценки оставшихся систематических ошибок отношение  $F_2^N(Fe)/F_2^N(D)$  в функции  $x$  показано на рис.4 вместе с теоретическими предсказаниями /2/. Из-за недостаточной статистики на дейтерии данные были усреднены по  $Q^2$ . Вследствие этого  $Q^2$  меняется от  $Q^2 = 9+27 \text{ ГэВ}^2$  для интервала с наименьшим значением  $x = 0,05$  до  $Q^2 = 36+170 \text{ ГэВ}^2$  для  $x=0,65$ . Наблюденная зависимость была параметризована прямой линией  $a + bx$ ,

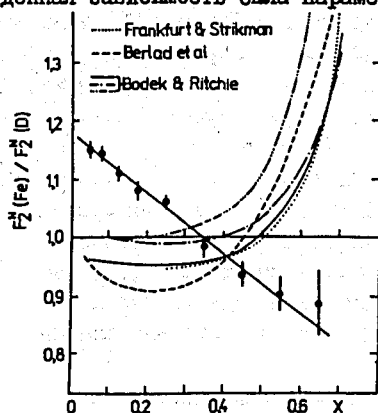


Рис.4. Результаты ЕМС по измерению отношения структурных функций нуклона, определенных в ГНР мюонов на железе и дейтерии, и теоретические предсказания для этого отношения.

для которой в результате фита получены значения  $a = 1,18 \pm 0,01$  и  $b = -0,52 \pm 0,04$  (стат.)  $\pm 0,21$  (сист.), где систематические ошибки преобладают. Этот результат находился в полном противоречии с теоретическими ожиданиями и на языке распределения кварков означал, что для конstituэнтов в нуклонах ядра по сравнению со свободными нуклонами подавлена вероятность иметь большое значение  $x$  (область валентных кварков) и, наоборот, повышена вероятность иметь малое значение  $x$  (область морских кварков).

Хотя предсказаний о возможном существовании эффекта ЕМС в литературе нет, имеется ряд известных причин, которые могут изменить распределения кварков в ядрах по сравнению с нуклоном. Среди них в первую очередь были названы следующие: 1) изменение массы или радиуса нуклона в ядре <sup>36/</sup>, 2) существование в ядре возбужденных барионных состояний типа  $\Delta$  <sup>37/</sup> или  $6q, 9q$ , ... многокварковых состояний <sup>38/</sup>, 3) существование в ядре дополнительного моря за счёт взаимодействий между нуклонами <sup>39/</sup> и др. Поскольку предполагается, что все особенности поведения дейтона понятны хорошо, наблюдаемый эффект, по-видимому, относится к ядру железа.

Обладают ли другие ядра такими же свойствами? На этот вопрос можно было ответить сразу, сравнив опубликованные результаты ЕЦМС <sup>15/</sup> по  $F_2^N(C)$  на углероде с данными ЕМС на дейтерии <sup>35/</sup>. В пределах статистических и систематических ошибок обоих экспериментов отношение  $F_2^N(C, \text{ЕЦМС})/F_2^N(D, \text{ЕМС})$  имеет ту же  $x$ -зависимость, что и на рис.4.

Вскоре после первого обсуждения результата ЕМС были пересмотрены старые данные СЛАК-МИТ по  $e^-$ - и  $e^+$ -рассеянию, где для вычитания фона от стенок мишеней, сделанных из алюминия и железа, использовались их макеты. Эти пересмотренные данные в виде отношения сечений ГНР электронов на алюминии и дейтерии <sup>32/</sup> и на железе и дейтерии <sup>31/</sup> в области значений  $x$ , перекрывающейся с ЕМС, имеют ту же тенденцию, что и у ЕМС. Параметризуя их прямолинейной зависимостью в области  $x = 0,2-0,6$ , авторы получили

$$a_{Al} = 1,11 \pm 0,02 \pm 0,023, \quad b_{Al} = -0,30 \pm 0,06,$$

$$a_{Fe} = 1,15 \pm 0,04 \pm 0,011, \quad b_{Fe} = -0,45 \pm 0,08,$$

что также не противоречило результатам ЕМС, имея в виду их большие систематические ошибки <sup>\*</sup>, но и указывало на возможную  $A$ -зависимость эффекта. Данные СЛАК, как и ЕМС, усреднены по  $q^2$ , среднее значение которого изменяется от 3,3 до 19,3 ГэВ<sup>2</sup> для железа и от 1,9 до 20,1 ГэВ<sup>2</sup> для алюминия на краях соответствующих интервалов  $x = 0,25-0,9$  и  $x = 0,075-0,863$ .

По сравнению с ЕМС СЛАК расширил область измерений по  $x$  в сторону больших значений, где видно проявление эффектов ферми-движения, обнаруживающееся при значительно больших, чем ожидалось <sup>12/</sup>, величинах  $x$ . Приводя вместе со своими данными на железе и алюминии опубликованные ещё в 1975 г. отношения сечений ГНР электронов на меди <sup>40/</sup> в области малых значений  $x$  и  $q^2$ , авторы обратили внимание на возможное разногласие здесь электронных и мюонных эксперимен-

<sup>\*</sup>) Дальнейшее обсуждение согласованности данных ЕМС и СЛАК см. ниже.

тов, которое могло быть следствием эффекта экранирования, хотя сами авторы работы /40/ утверждают, что никакого эффекта экранирования они не наблюдают.

Специальный эксперимент /17/ по изучению возможной  $A$ -зависимости сечений глубоконеупругих взаимодействий электронов был выполнен в 1983 г. в СЛАК с использованием 9 мишеней:  $d, He, Be, C, Al, Ca, Fe, Ag$  и  $Au$ . ГНР были изучены в кинематической области  $x=0,09-0,9$  и  $q^2=2+15 \text{ ГэВ}^2$  при нескольких энергиях падающих электронов в интервале  $E=8+24,5 \text{ ГэВ}$ . Рассеянные электроны детектировались 8-ГэВ спектрометром СЛАК в 23 кинематических точках, лежащих в интервале энергий  $E=3,1+8,4 \text{ ГэВ}$  и углов рассеяния  $\theta = \pi + 23^\circ$ . Были предприняты меры для снижения до минимума возможных систематических ошибок. Систематические ошибки в отношениях сечений  $\sigma_A/\sigma_D$ , возникавшие из-за неопределенностей в радиационных поправках ( $\pm 0,6\%$ ), акцептанса спектрометра ( $\pm 0,3\%$ ), мертвого времени аппаратуры ( $\pm 0,3\%$ ), мониторинга пучка ( $\pm 0,1\%$ ), фона пионов ( $\pm 0,5\%$ ), избытка нейтронов (до  $\pm 0,7\%$ ) и фона от пар электронов (до  $\pm 0,5\%$ ), сложенные в квадратурах, сравнимы с ошибками из-за неопределенностей в толщинах мишеней, которые не превышали  $\pm 1,5\%$ .

Поскольку, как указывалось выше, в этом эксперименте было показано, что параметр  $R = \sigma_L/\sigma_T \neq 0$ , и получено указание на его возможную  $A$ -зависимость, авторы не извлекали из своих данных структурные функции, а предпочли выравнивать дифференциальные сечения, усредненные по  $q^2$ . Для отношения  $\sigma_A/\sigma_D$  в каждом интервале  $x$  данные были получены при нескольких значениях  $q^2$  из набора 2,5,10 и 15  $\text{ГэВ}^2$ . Результаты измерений показаны на рис.5, где нанесены также данные других экспериментов СЛАК /31,32,40/. Авторы утверждают, что в пределах сис-

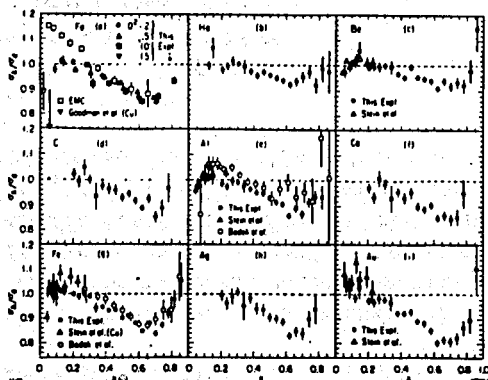


Рис.5. Отношения сечений  $\sigma_A/\sigma_D$ , определенных в опытах СЛАК /17/, в зависимости от  $x$  при различных  $q^2$  для железа (а) и усредненные по  $q^2$  для разных ядер (б+г).

тематических ошибок между ними нет разногласий. Оставляя этот вопрос в стороне, можно видеть, что сами данные последнего эксперимента для всех ядер имеют одни и те же особенности: при  $x \lesssim 0,3$  отношения  $\sigma_A/\sigma_D$ , в противоположность отношению  $R_2^N(\text{Fe})/R_2^N(\text{D})$  ЕМС, близки к единице, в интервале  $x=0,3+0,65$  ведут себя подобно отношению структурных функций ЕМС, а при  $x > 0,65$  проявляют тенденцию, предсказанную моделями с учётом ферми-движения.

Зависимость отношений  $\sigma_A/\sigma_D$  от атомного номера одинаково хорошо описывается формулами

$$\sigma_A/\sigma_D = c A^\alpha \quad \text{или} \quad \sigma_A/\sigma_D = a [1 + b\rho(A)],$$

где  $\rho(A)$  - средняя ядерная плотность. На рис.6а показаны результаты степенного фита при двух значениях  $x$ : при  $x=0,30$ , где  $\sigma_A/\sigma_D \approx 1$ , и при  $x=0,62$ , где отклонение этого отношения от единицы максимально. В обоих случаях коэффициент  $\alpha$  мал. Коэффициенты  $\alpha$  и  $b$  для разных  $x$  показаны на рис.6б, откуда видно, что наиболее крутая зависимость  $\sigma_A/\sigma_D$  от  $A$  достигается при  $x \approx 0,65$ .

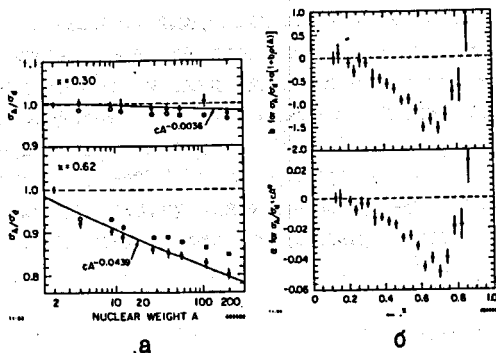


Рис.6. Усредненные по  $Q^2$  отношения  $\sigma_A/\sigma_D$  в зависимости от  $A$  при фиксированных значениях  $x=0,3$  и  $x=0,62$  (а), и зависимость от  $x$  параметров их аппроксимации степенной функцией или формулой, учитывающей изменение ядерной плотности (б).

Специальный эксперимент по проверке эффекта ЕМС был выполнен в октябре-декабре 1983 г. в ЦЕРН коллаборацией БЦМС (НА-4)<sup>33/</sup>.

Основные цели эксперимента формулировались следующим образом:

- 1) подтвердить (или опровергнуть) эффект на более высоком уровне достоверности (с существенно меньшими систематическими ошибками);
- 2) исследовать его  $Q^2$  - зависимость в той же области, где он был обнаружен;
- 3) измерить отношения  $R_2^N(\text{A})/R_2^N(\text{D})$  для двух мишеней - железо, азот.

Эксперимент был выполнен на мюонном пучке СПС ЦЕРН при энергии

280 ГэВ. Регистрация событий глубокоэластичного рассеяния мюнов на ядрах осуществлялась с помощью модернизированного спектрометра /41/, содержащего 8 тороидальных магнитных модулей, длиной 5м каждый. Этот вариант спектрометра содержит 8 модулей мишени, 2 из которых помещены в головной части установки перед первым магнитом, а 6 - внутри тороидальных магнитов. Длина модуля мишени, заполняемого жидким дейтерием либо жидким азотом, составляет 4,8м. Большая часть данных была получена при одновременном облучении 6 модулей дейтериевой мишени и одного блока из железа длиной 75 см, помещенного внутрь третьего тороидального магнита. Были также выполнены измерения с 6 мишенями, заполненными жидким азотом, с пустыми мишенями, а также с каждой мишенью в отдельности. Установка запускалась рассеянными мюонами, квадрат передаваемого импульса которых превышал  $25 \text{ ГэВ}^2$ . Всего было зарегистрировано более  $0,5 \cdot 10^6$  ГИР.

Здесь приводятся предварительные результаты анализа 40% событий, зарегистрированных из мишеней, расположенных в тороидах. Кинематическая область, в которой лежали отобранные события, ограничена следующими значениями:  $50 \leq q^2 \leq 200 \text{ (ГэВ/с)}^2$ ,  $0,2 \leq x \leq 0,7$ . Вследствие конечного разрешения по координате Z (вдоль пучка), примесь событий, зарегистрированных на дейтериевой (азотной) мишени, от событий, образованных на железной мишени, составляет 1,4% (0,5%).

Отобранные таким образом события глубокоэластичного рассеяния не содержат фона от гало мюонного пучка. Примесь мюонов от распадов  $\pi$  и K - мезонов, образующихся в адронном ливне, не превышает 1%. Энергия налетающих мюонов в 91,4% случаев измерялась пучковой станцией с точностью 0,5%, для остальных случаев она принималась равной номинальной - 280 ГэВ.

Было вычислено, что потери энергии в дейтерии до попадания в железную мишень составляют 0,486 ГэВ, потери на всей длине железной мишени - 1,5 ГэВ. Точность вычисления этих потерь слабо влияет на результат вычисления отношений структурных функций.

Абсолютная величина радиационных коррекций, которые вносились для того, чтобы получить сечение глубокоэластичного рассеяния в однофотонном приближении, не превышала 10%. Влияние возможных ошибок этих коррекций на величину отношения структурных функций пренебрежимо мало.

Поправки на изменение величины потока мюонов вдоль оси мишени не превышали 2% и были получены с помощью метода Монте-Карло.

Поскольку результаты, полученные ранее на углеводе (БЦДМС) и железе (ЕМС), хорошо согласуются с нулевым значением отношения

$R = \sigma_{\perp} / \sigma_{\parallel}$ , при вычислении  $F_2(q^2, x)$  полагалось  $R=0$ .

На рис.7а и 7б приведены отношения структурных функций нуклона, измеренных на железной, азотной и дейтериевой мишенях, в зависимости от квадрата передаваемого 4 - импульса для различных интервалов по  $x$ .

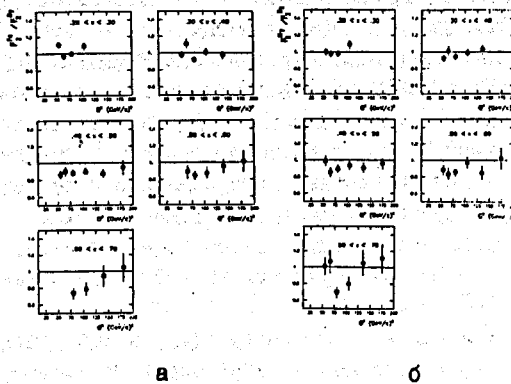


Рис.7. Отношения структурных функций  $F_2^N(\text{Fe})/F_2^N(\text{D})$  (а) и  $F_2^N(\text{N}_2)/F_2^N(\text{D})$  (б) в зависимости от  $Q^2$  для разных интервалов  $x$  (БЦДМС).

Эти результаты интерпретируются как отсутствие  $Q^2$  - зависимости величин  $F_2^N(\text{Fe})/F_2^N(\text{D})$  и  $F_2^N(\text{N}_2)/F_2^N(\text{D})$  в интервал измерения. Усредненные по  $Q^2$  зависимости этих отношений от  $x$  показаны на рис.8а,б. Приведенные отношения получены после внесения поправок, учитывающих неэвскалярность ядер.

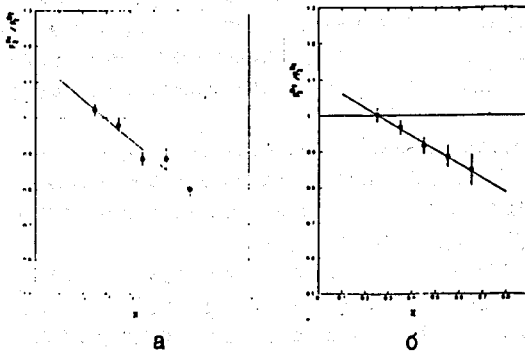


Рис.8. Те же отношения структурных функций, что и на рис.7, но усредненные по  $Q^2$ , в зависимости от  $x$  (БЦДМС).

Для этого использовалось приближенное соотношение /35/  
 $F_2^N = F_2^D \cdot (1 - 0,75x)$ . Экспериментальные точки на рис.8 хорошо описываются линейной зависимостью  $F_2^N(A)/F_2^N(D) = a + bx$ , где  
 $a_{\text{Fe}} = 1,16 \pm 0,03$ ,  $b_{\text{Fe}} = -0,56 \pm 0,08$ ,  $a_{\text{N}_2} = 1,10 \pm 0,04$ ,  $b_{\text{N}_2} = -0,39 \pm 0,09$ ,  
 что находится в согласии с наблюдениями ЕМС.



Таким образом, два мюонных эксперимента - ЕМС и БЦМС - наблюдают один и тот же эффект: отношения структурных функций  $F_2^N(A)/F_2^N(D)$  в зависимости от переменной  $x$  монотонно убывают в интервале  $x \approx 0,1+0,65$  от значения около  $1,1$  до  $\sim 0,8$ , в то время как в электронном эксперименте СЛАК отношение соответствующих сечений  $\sigma_A/\sigma_D$  близко к  $1$  до  $x \approx 0,3$  и лишь потом начинает монотонно убывать примерно по тому же закону, что и в экспериментах ЦЕРН.

Согласуются ли между собой результаты этих экспериментов? Для ответа на этот вопрос вспомним, что по определению (см. формулу во введении) отношения сечений реакций ГНР и отношения структурных функций равны между собой в случаях, когда либо  $R=0$ , либо  $R=\text{const}$  (не зависит от  $A$ ) и интервал измерений по  $y$  одинаков для двух мишеней. Однако, как мы уже видели, ни одно из этих условий в опытах СЛАК не удовлетворяется. Наоборот, там было получено указание на зависимость  $R$  от  $A$ , которая была параметризована /18/ в виде  $R = aA^{1/3}$ .

Максимальное различие между отношениями сечений и структурных функций можно оценить аналитически из формулы для дифференциального сечения ГНР мюонов при  $y=1$ :

$$\sigma_A/\sigma_D \Big|_{y=1} = [F_2^N(A)/F_2^N(D)] \cdot [(1+R_D)/(1+R_A)].$$

Подставив результаты СЛАК /17/ для железа  $R_{Fe} = 0,299$  и дейтерия  $R_D = 0,112$ , получим

$$\sigma_{Fe}/\sigma_D \Big|_{y=1} \approx 0,85 \cdot [F_2^N(Fe)/F_2^N(D)],$$

что полностью компенсирует эффект ЕМС.

Можно попытаться вычислить (см. /18/), какое отношение сечений  $\sigma_A/\sigma_D$  в каждом интервале  $x$  было бы наблюдено ЕМС или БЦМС, если бы в этих экспериментах вместо экспериментально обоснованной величины  $R=0$  для обоих ядер, использовалась степенная зависимость от  $A$  - одна и та же при всех  $x$ . Коэффициент  $a$  в формуле  $R=aA^{1/2}$  в согласии с /17/ взят  $a=0,08$  - на основании измерений в области  $x=0,3+0,7$  (с уменьшением  $x$  он должен только возрастать и тем самым увеличивать  $\Delta R_A(x) = R_A(x) - R_D(x)$ ). В этом смысле использование  $a=0,08$  для всего интервала  $x=0,1+0,7$  будет соответствовать минимально возможному изменению результата из-за  $A$ -зависимости  $R$ . Результаты детального расчёта в кинематической области ЦЕРН ( $q^2 = 35+200 \text{ ГэВ}^2$ ,  $x=0,1+0,8$ ,  $y=0,1+0,9$ ) показаны на рис.9 для двух ядер - железа и алюминия. Сплошной линией там же показана исходная параметризация ЕМС ( $I, I7-0,52x$ ). Видно, что учёт возможной зависимости  $R(A)$  существенно преобразует отношение сечений в области

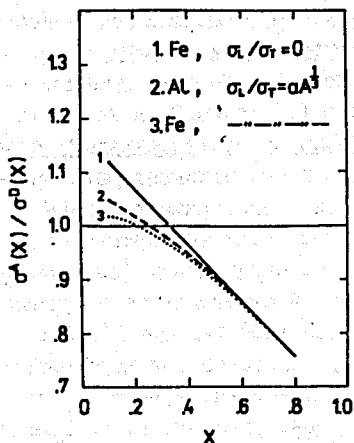


Рис.9. Зависимость от переменной  $x$  отношений  $\sigma_A/\sigma_D$ , вычисленных из отношения структурных функций ЭМС, при разных  $R = \sigma_L/\sigma_T$ :  
 1)  $R=0$ ; 2) и 3)  $R=0,08A^{1/3}$  для Al и Fe соответственно.

$x < 0,4$ , приближая результат, полученный ЭМС/БЦДМС, к результату СЛАК. Самое сильное изменение наблюдается при малых значениях  $x$ , которые кинематически коррелированы с большими значениями  $y$ , важными для учёта вклада члена с  $R$  в сечение рассеяния.

Обратим внимание на кривую 2 на рис.9, которая показывает, как изменился бы результат ЭМС при использовании для  $R_A(x)$  значений  $R_{Al}$  и  $R_D$ , определяемых выражением  $R = 0,08A^{1/3}$  для алюминия и дейтерия. Эта кривая хорошо согласуется с усредненными результатами СЛАК по измерению  $\sigma_{Al}/\sigma_D$ . Это наводит на мысль, что результаты измерений СЛАК  $\sigma_A/\sigma_D$ , будучи пересчитаны с использованием зависимости  $R(A)$  к отношениям  $F_2^N(A)/F_2^N(D)$ , покажут для всех  $A$  универсальную зависимость от  $x$ . Отсюда следует и другой вывод:  $A$ -зависимость эффекта ЭМС может быть изучена без искажений другими эффектами только там, где  $R \approx 0$ , т.е. при достаточно больших  $q^2$  и  $x$ , что, по-видимому, доступно только на установке БЦДМС.

Если возможную зависимость  $R(A)$  факторизовать в виде  $R(A) = a(x, q^2) \cdot A^{1/3}$  и учесть экспериментально наблюдаемый рост  $R$  с уменьшением  $x$  (т.е.  $a(x, q^2)$  должно быть больше, чем найденное при больших  $x$  значение  $a = 0,08$ ), то отличие в отношениях сечений и структурных функций, пропорциональное разности

$\Delta R_A = a(x, Q^2)(R_A - R_D)$ , при малых  $x$  будет ещё сильнее, чем оцененное выше. Это позволит количественно согласовать измерения ЕМС и СЛАК и в области  $x < 0,1$ , а также измерения ЕМС и тех нейтринных экспериментов /42-46/, где для проверки эффекта сравнивались сечения  $\sigma^{\nu A}$  и  $\sigma^{\nu D}$ .

Таким образом, суммируя имеющиеся экспериментальные данные, можно сделать следующие выводы:

1. Эффект ЕМС подтвержден независимыми измерениями коллаборации БЦДМС, где он был обнаружен с использованием двух мишеней одновременно в той же самой кинематической области.

2. Коллаборация БЦДМС не наблюдает  $Q^2$  - зависимости этого эффекта в интервале  $Q^2 = 50 \div 200 \text{ ГэВ}^2$ .

3. Результаты нейтринных и электронных экспериментов согласуются с результатами мюонных в области  $x = 0,3 \div 0,7$ .

4. Если принять во внимание, что  $R(x, Q^2) = \sigma_L / \sigma_T$  может зависеть от  $A$ , например, в виде  $R = a(x, Q^2) \cdot A^{1/3}$ , то

- результаты еА-экспериментов СЛАК и  $\mu$ А-экспериментов ЦЕРН совместны в области измерений по  $x$  от  $x \approx 0,1$  до  $x = 0,7$ ,
- а с учётом возможной  $x$  - зависимости параметра  $R$  - все  $\nu$ -,  $e$ - и  $\mu$  - эксперименты совместны даже при очень малых  $x$  ( $x \gtrsim 0,03$ ) без привлечения эффекта экранирования для объяснения видимого различия в данных;
- изучение ядерных эффектов структурных функций возможно только в тех экспериментах (по-видимому, только мюонных), где  $R \approx 0$  при достаточно больших  $x$  и  $Q^2 \approx 20 \text{ ГэВ}^2$ ; установка БЦДМС имеет здесь несомненные преимущества.

5. Получена информация, дополняющая первоначальное наблюдение ЕМС, в частности, слабая  $A$  - зависимость эффекта и его независимость от  $Q^2$ .

### 3.2. Эффект ЕМС: объяснения

В рамках идей, лежащих на поверхности, в 1983-1984 гг. был рассмотрен ряд моделей, претендовавших на "объяснение" эффекта ЕМС. Обзор и критический анализ этих моделей /47/ выходит за рамки настоящего доклада. В нижеследующем (неполном) перечне моделей, разбитых на два класса, в которых рассматривается, соответственно, изменение внутренних свойств нуклонов и присутствие в ядре многокварковых состояний, отличных от нуклона, мы лишь указываем основную идею, область согласия модели с данными ЕМС/БЦДМС и область (зависимость) измерений ГНР, где возможно получить результаты для критической проверки данной модели.

Теоретические модели для объяснения эффекта EMC  
 Класс I: Изменение внутренних свойств нуклонов

Авторы	Основная идея	1. Область качественного согласия с EMC 2. Область измерений ГНР, критичная для модели
1	2	3
M. Stanzel et al. /48/	Радиус нуклона в ядре на 13% больше, чем в свободном состоянии, учёт ферми-движения.	1. При всех $x$ . 2. Малые $x (x < 0,1)$ ; $x > 1$ .
F. Close et al. /49/	Радиус конфайнмента кварка в ядре $^56\text{Fe}$ на 15% больше, чем в дейтоне.	1. $x=0,1+0,7$ . 2. Малые $x (x < 0,2)$ ; большие $x (x > 0,7)$ ; $x > 1$ .
R. Jaffe et al /50/ Liu Feng et al /51/ A.W. Hendry et al /52/	Радиус конфайнмента медленно (логарифмически) растет с ростом плотности ядра.  При промежуточных значениях $x=0,05+0,5$ эффективный размер нуклона в ядре на 5% больше, чем в свободном состоянии.	A - зависимость при больших $x$ .
L. Frankfurt, M. Strikman /53/	(Анти) экранирование валентных кварков. Увеличение размера нуклона, связанного в ядре.	1. $x > 0,3$ . 2. Малые $x (x < 0,2)$ , большие $x$ , $x > 1$ ; A - зависимость.
J. Szwed /54/	9-15% нуклонов в железе возбуждены ( $\Delta$ - изобары).	1. $x=0,1+0,7$ . 2. Малые $x$ , большие $x$ .

Класс 2: Многокварковые состояния в ядрах, отличные от нуклона

A. M. Балдин /29/	Универсальная кварк-партоновая структурная функция ядра $\sim \exp(-x/b)$ , не сводимая к суперпозиции структурных функций нуклонов. Кумулятивный эффект, многокварковые состояния в ядрах.	1. $x > 0,5$ . 2. Малые $x$ , большие $x$ , $x > 1$ , A-зависимость.
Е. А. Бондарченко, А. В. Ефремов /55/	Перманентное образование и распад многокварковых флуктуаций (флуктонов) в ядре.	1. Все $x$ . 2. Большие $x$ , A- зависимость, $x^2$ и $\bar{q}(x)$ из $\nu p$ и $\sqrt{A}$ ; соотношения морских и валентных кварков.

1	2	3
R.L.Jaffe /56/	Коалесценция двух нуклонов в $6q$ - мешок большего, чем $3q$ -мешок радиуса. Возрастающие доли морских кварков в железе по сравнению с дейтроном на 60%.	1. $x=0,2 \pm 0,7$ . 2. Большие $x$ , малые $x$ ; соотношения морских и валентных кварков.
A.I.Titov /57/	Примесь $6q$ - компоненты в ядре: а) углерода для согласования с данными БЦМС при больших $x$ - 7%;	1. $x=0,1 \pm 0,7$ . 2. Малые $x$ ,
M.Pirner & J.Vary /58/	б) железа для данных БМС и фактор ${}^3\text{He}$ - 16%;	малые и большие $x$ ;
C.Carlson & T.Havens /59/	в) то же, что б), но 30%;	
M.Chemtob & R.Peschanski /60/	г) зависит от $A$ как $A^{1/3}$ : ~ 10% для $\text{Be}$ , ~ 20% для $\text{Fe}$ , ~ 30% для $\text{Au}$ .	$x > 1$ ; $q^2$ - зависимость, $A$ - зависимость.
L.Kondratyuk, M.Shmatikov /61/	Примесь в ядре железа $12q$ -компоненты (17 $\pm$ 6)%.	1. $x > 0,1$ . 2. $A$ - зависимость при больших $x$ .
H.Faissner, B.Kim /62/	Присутствие в ядре $\alpha$ -клатеров в количестве (20 $\pm$ 5)%.	1. $x > 0,1$ . 2. $A$ - зависимость при больших $x$ , "избранные" ядра: ${}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O}, \dots$
C.Llewellyn-Smith /63/ M.Ericson, A.Thomas /64/	Ядро содержит $0,12A$ пионов,	1. $x=0,1 \pm 0,7$ . 2. Малые $x$ ( $x < 0,05$ ) большие $x$ , $A$ -зависимость множественности $\pi^\pm$ и доли странных кварков.
E.Berger et al. /65/	а для согласования данных при малых $x$ требуется, чтобы доля пионов возросла до $0,4A$ .	
A.Titov /66/	В ядре присутствуют одновременно $6q$ -кластеры и пионы.	1. Все $x$ . 2. Малые и большие $x$ , доля морских кварков в ядрах.

I	2	3
S.Date et al. /70/	Структурная функция ядра содержит 2 компоненты: первая - сумма структурных функций нуклонов, вторая - экзотическая не зависящая от A компонента, вероятность наблюдения которой пропорциональна $A^{1/3}$ .	1. $x > 0,2$ . 2. Малые и большие $x$ , $x > 1$ , A-зависимость.

Из этого перечня видно, что большинство моделей качественно согласуются с экспериментальными данными в интервале измерения  $x$  от 0,2 до 0,7. Однако критическая проверка моделей требует точных данных на границах - при малых ( $x < 0,1$ ) и больших ( $x > 0,8$ , включая  $x > 1$ ) значениях  $x$ . Измерения при малых  $x$  весьма трудно выполнить на существующих пучках и установках, в то время как исследовать область больших  $x$  сравнительно легко.

### 3.3. Ядерные эффекты в области переменной $x > 1$

Хотя глубоконеупругие рассеяния лептонов на ядрах в области  $x > 1$ , из которых можно получить информацию о многокварковых степенях свободы, ферми-движении и др. проблемах ядерных эффектов структуры материи, являются пока мало исследованными, в адрон-адронных столкновениях эти проблемы изучаются уже более 10 лет. Имея в виду важность области больших значений  $x$  для понимания ядерных эффектов в структурных функциях, целесообразно обсудить и сопоставить некоторые данные ГНР лептонов с результатами адронных экспериментов в этом аспекте.

Первая попытка наблюдать события с  $x > 1$  в ГНР мюонов на ядрах углерода была предпринята коллаборацией ЕЦМС. Для этой цели была проанализирована часть событий при энергии 280 ГэВ, включающая 86000 рассеяний в области  $x > 0,2$ . При дополнительных критериях отбора  $\sqrt{s} > 20$  ГэВ и  $Q^2 > 50$  ГэВ<sup>2</sup> этот же набор содержал 360 событий с  $x > 1$ . Эти события были просмотрены физиками на дисплее и лишь 2% из них были признаны сомнительными. Для событий с  $x > 1$  и  $x < 1$  произведено сравнение всех геометрических распределений. Они оказались подобными. Подобными же оказались и  $x$  - распределения событий в области  $x > 0,8$  при двух энергиях. Попытки объяснить появление событий в области  $x > 1$  с помощью: а) обычно используемого метода Монте-Карло для учёта искажения переменных за счёт конечного разрешения аппаратуры или б) за счёт более тонких эффектов (формула Мольера для многократного рассеяния, аномально большая расходимость пучка, фон от гало пучка, "обычное" ферми-движение и др.) не увенчались успехом. Отсюда был сделан вывод, что наблюдаемые события с  $x > 1$  обусловлены либо каким-то вторичным эффектом, неизвестным экспериментаторам, либо они обусловлены ядерными эффектами.

Приняв в качестве достоверной последнюю гипотезу, можно попытаться вычислить ядерную структурную функцию  $F_{20}(x)$ . Такие вычисления были сделаны <sup>/4/</sup> при энергии 280 ГэВ с условиями отбора  $x > 0,5$ ,  $\nu > 30$  ГэВ,  $q^2 > 50$  ГэВ<sup>2</sup>, Акселтанс установки с учётом разрешения и радиационные поправки были вычислены стандартным методом <sup>/15/</sup>. Результирующая  $F_{20}(x)$  в зависимости от  $x$  вплоть до  $x = 1,5$  была аппроксимирована экспонентой  $\exp(-x/b)$ , константа в которой согласуется с предсказанием фрагментационной модели А.М.Балдина <sup>/29/</sup> и результатами адрон-адронных экспериментов (см. соответствующие доклады данного семинара). Имея в виду остающиеся сомнения об адекватности Монте-Карло и эксперимента, приведенные результаты можно рассматривать как верхнюю оценку  $F_{20}(x)$  в области больших  $x$ . Для данного семинара мной и Г.И.Смирновым сделана оценка возможных ошибок в наклоне "b" за счёт разных способов отбора событий. Использовались ГНР мюонов на углеороде при энергии 200 ГэВ на статистике около  $1,4 \cdot 10^4$  событий в области  $0,6 < x < 1,8$  и новая программа моделирования событий методом Монте-Карло, в которой в дополнение к старой, учитывалась возможность больших потерь энергии мюона в индивидуальных столкновениях. Экспоненциальный фит  $F_{20}(x) = a \exp(-x/b)$  был выполнен в двух областях:  $x < 0,8$  и  $x > 0,8$ , в результате которого получено  $b = 0,132 \pm 0,005$  и  $b = 0,094^{+0,03}_{-0,01}$  соответственно. В пределах ошибок наклон "b" одинаков в обеих областях.

Окончательное доказательство того, что наблюдаемые события в области  $x > 1$  действительно появляются за счёт ядерных эффектов, будет получено после того, как правильность учёта разрешающей способности установки методом Монте-Карло будет показана на ГНР в водороде, где события с  $x > 1$  должны появляться только за счёт ошибок в вычислении кинематических переменных. К анализу этих данных коллаборация БЦМС уже приступила.

Возможность изучения кварк-партоной структурной функции ядра в адрон-адронных взаимодействиях основана на фрагментационной модели А.М.Балдина <sup>/29/</sup>. Какие результаты, характеризующие ядро с точки зрения его кварковой структуры, получены в адрон-адронных экспериментах и как они согласуются с этой моделью? Подробности можно найти в литературе <sup>/71-76/</sup>, а также в докладе, представленном на данном семинаре <sup>/74/</sup>. К основным результатам можно отнести следующие:

I. Универсальность  $X_B$ - зависимости инклюзивных сечений рождения  $P^\pm$  и  $K^\pm$  - мезонов под углами, близкими к  $180^\circ$ , измеренных на многих ядрах <sup>/76/</sup>, и их аналогия соответствующим результатам леп-

тон-ядерных экспериментов. Адрон-адронные данные продвинулись в область значительно больших  $X_B^{*9}$ , пока недоступную в лептонных экспериментах из-за малости сечений. Наблюдение событий с  $X_B > 3$  указывает на присутствие в ядре многокварковых состояний с числом кварков больше 9.

2. Отношения сечений рождения пионов на свинце и более легких ядрах (d, He, Al) в зависимости от  $X_B^{/76/}$  имеют характерный минимум при  $X_B \approx 0,6$  и стремятся к 1 при  $X_B \rightarrow 1$ . Это те же закономерности, которые наблюдаются в опытах СЛАК<sup>/17/</sup>.

3. А - зависимость структурной функции ядра в области  $X_B > 1$  при фиксированном  $X_B = 1,3$  имеет сложный вид: при малых А сечения растут логарифмически, а для  $A > 30$  имеется указание на появление плато. Такие данные из ГНР лептонов пока отсутствуют. Мы видели, что А - зависимость сечений ГНР электронов изучалась лишь в опытах СЛАК до  $x \lesssim 0,9$ .

Совокупность адрон-ядерных данных в кумулятивной области ( $x > 1$ ) не нашла пока удовлетворительного теоретического описания, основанного на единой картине ядра, хотя ряд моделей, предложенных для объяснения эффекта EMC, качественно описывает и кумулятивные эффекты (см., напр., <sup>/55,57,66/</sup>).

В заключение этого раздела можно сказать следующее:

1. Эффект EMC, предварительные лептон-ядерные и обширные адрон-ядерные данные и подобие в их поведении в кумулятивной области кинематических переменных (области, запрещенной при столкновении падающей частицы с одиночным покоящимся нуклоном) указывают на существование в ядрах многокварковых состояний. Иначе говоря, в определенной кинематической области мы достигли границы применимости классической модели, в которой в качестве основных квазичастиц ядерной материи считались нуклоны.

2. Так же как ядро при определенных условиях не сводится к простой сумме протонов и нейтронов, его, до-видимому, невозможно свести и к простой сумме различных многокварковых состояний. Ядро есть адрон, кварк-глюонная структура которого требует специального изучения.

В заключение я выражаю благодарность А.М.Балдину, А.В.Ефремову, В.Г.Кривохижину и Г.И.Смирнову за полезные обсуждения и помощь при подготовке доклада.

\* ) Определение переменной  $X_B$  см. в <sup>/72/</sup>.



## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. N.N.Nikolaev, V.I.Zakharov, Phys.Lett. 55B, 1975, 397;  
В.И.Захаров, Н.Н.Николаев, ЯФ, 21, 1975, 434.
2. G.Berlad et.al., Phys.Rev.D22, 1980, 1547.  
L.Frankfurt, M.Strikman, Nucl.Phys.B181, 1981, 22.  
A.Bodek, J.Ritchie, Phys.Rev.D23, 1981, 1079, Phys.Rev.D24 1981  
1400.
3. M.S.Goodman et al., Phys.Rev.Lett.47, 1981, 293;  
D.O.Caldwelle et al., Phys.Rev.Lett. 42, 1979, 553.
4. Argento A. et al., Nuclear quark-parton structure function from  
deep inelastic muon-Carbon scattering. Report submitted to the  
Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, Versail-  
le, France, 1981;  
И.А.Савин. В сб.: Труды VI Межд. семинара по проблемам физики  
высоких энергий. ОИЯИ, ДИ, 2-81-728, Дубна, 1981, с.223.
5. K.Rith, in Proceedings of the International Europhysics Confer-  
ence on High Energy Physics, Brighton, July 1983, Rutherford, p.80.
6. F.J.Yndurian, ibid. p.605.
7. F.Dydak, in Proceedings of the International Symposium on Lepton  
and Photon Interactions at High Energies, Cornell, August 1983.
8. R.P.Фейнман, Photon-hadron Internations, W.A.Benjamin Inc 1972 .
9. E.Reya, Phys.Rep. 69, 1981, 195.
10. H.Abramowicz et al., Z. fur Phys. C17, 1983, 283.
11. A.Bodek et al., Phys.Rev. D20, 1979, 1471.
12. J.J.Aubert et al., Phys.Lett. 121B, 1983, 87.
13. L.F.Abbott et al., Phys.Rev. D22, 1980, 582.
14. F.Bergsma et al., CERN-EP/84-08.
15. D.Bollini et al., Phys.Lett. 104B, 1981, 403.
16. J.Aubert et al., Phys.Lett. 105B, 1981, 322.
17. R.G.Arnold et al., SLAC-PUB-3257, 1983.
18. И.А.Савин, Г.И.Смирнов, Краткие сообщения ОИЯИ № 2, 1984.
19. G.Miller et al., Phys.Rev. D5, 1972, 528.
20. E.M.Riordan et al., Phys.Rev.Lett. 33, 1974, 561.
21. H.L.Anderson et al., Phys.Rev.Lett. 38, 1977, 1450.
22. B.A.Gordon et al., Phys.Rev.D20, 1979, 2645.
23. H.Abramowier et.al., Phys.Lett.107B, 1981, 141.
24. S.M.Heage et al., Phys.Rev.D23, 1981, 1045.
25. P.C.Bosetti et al., Nucl.Phys.B203, 1982, 362.
26. M.Jonker et al., Phys. Lett.109B, 1982, I33.
27. M.D.Mestayer et.al., Phys.Rev.D27, 1983, 27.

28. P.D.Meyers, Ph.D.Thesis LBL-17108, 1983 .
29. A.M.Балдин , In: Proc.Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden 1980, v.2, p.1; see also JINR Reforts E-1-80-545, Dubna, 1980; E2-83-415, 1983.
30. J.J.Aubert et.al., Phys.Lett.123B,1983,275.
31. A.Bodek et al., Phys.Rev.Lett.50,1983,1431.
32. A.Bodek et al.,Phys.Rev.Lett.51,1983,534.
33. A.Argento et al., report submitted to the 22 International conference on High Energy Physics, Leipzig, 1984.
34. J.Aubert et al., Phys.Lett.105B,1981, 315.
35. J.Aubert et al., Phys.Lett. 123B, 1983,123.
36. J.V.Noble, Phys.Rev.Lett.46,1981, 412.
37. A.M.Green, Rep. on Progress in Physics 39, 1976,1109.  
H.J.Weber and H.Arenhovel, Phys.Rep.36, 1978,277.  
V.Bakken et al., Physica Scripta 19, 1979, 491.  
L.Frankfurt and M.I.Strikman, Phys.Rep.76C,1981,215.
38. E.Lehman, Phys.Lett.62B,1976,296.  
V.A.Matveev and P.Sorba, Nuovo Cim.Lett. 20,1977,435.  
H.Hogaasen et al., Z.Phys.C4,1980,131.  
L.Bergstrom S.Fridriksson, Rev.of Mod.Phys.52,1980,675.  
H.J.Pirner J.P.Vary, Phys.Rev.Lett.46,1981,1376.  
M.Namiki et al., Phys.Rev.C25,1982,2157.
39. R.M.Godbole and K.V.L.Sarma, Phys.Rev.D25,1982,120.
40. S.Stein et al., Phys.Rev.D12,1975,1884.
41. A.C.Benvenuti et al., CERN-EP/84-31.
42. B.B.АМОСОВ и др. Письма в ЖЭТФ, 34, 1984, 327.
43. BEBC-TST: preprint RL-83-059,1983; WA21: см. В /5/.
44. A.M.Cooper et al., CERN/EP 84-37,1984.
45. M.A.Parker et al., Nucl.Phys.B232,1984,1;preprint RL-83-059,1983.
46. H.Abramowicz et al., CERN-EP/84-57.
47. N.N.Nikolaev: In: Proc. of the VII Int. Seminar on High Energy Physics Problems. JINR, D1,2-84-599, Dubna, 1984.
48. M.Staszal et al.,U.of Warsaw preprint LFT/9/83.
49. F.Close et al., Phys.Lett.129B,1983,346.  
F.Close et al., Rutherford preprint RAL-84-028.
50. R.Jaffe et al., Phys.Lett. 134B,1984,449.
51. Liu Feng et al., Preprint of Institute of Particle Physics, HZPP-84-5, Wuhan, China.
52. A.W.Hendry et al., Indiana U.preprint IUHET-83, Bloomington,1983.
53. L.Frankfurt, M.Strikman, Preprint LNPI N°886, 1983,Leningrad.
54. J.Szwed, Phys.Lett. 128B,1983,245.

55. Е.А.Бондарченко, А.В.Ефремов. Препринт ОИЯИ Е2-82-927,  
Дубна, 1982; Е2-84-124, 1984.
56. R.L.Jaffe, Phys.Rev.Lett. 50,1983,228.
57. А.И.Титов, JINR, -Е2-83-72, Dubna,1983.
58. M.Pirner, J.Vary, U.of Heidelberg preprint UNI-HD-83-02.
59. C.Carlson, T.Havens, Phys.Rev.Lett.51,1983,281.
60. M.Chemtob,R.Peschanski, Saclay preprint SPh-T-84-49,1984.
61. L.A.Kondratyuk, M.Zh.Shmatinov, Preprint ITEP-114, ITEP-13,  
1984.
62. H.Faissner, B.Kim, Phys.Lett.130B,1983,321.
63. C.H.Llewellyn-Smith, Phys.Lett.128B,1983,107.
64. M.Ericson, A.Thomas, Phys.Lett.128B,1983,112.
65. E.Berger et al., Argonne preprint ANL-HEP-PR-83-24,1983.
66. А.Титов,Препринт JINR Е2-83-460,1983.
67. J.Kubar et al., Preprint NTH 84/1,1984.
68. J.Dias de Deus et al., Preprint CFMC E-1/84.
69. S.Cleymans et al., Preprint KUL-TP-83/29,1983.
70. S.Date et al., Preprint WU-HEP-84-1,1984 Waseda Union, Tokio,  
Japan.
71. А.М.Балдин и др., Препринт ОИЯИ I-84-185. Дубна, 1984.
72. В.С.Ставинский, Сообщение ОИЯИ P2-9528, Дубна,1976.
73. А.М.Baldin, in Proc.at the XIX Int.,Conf, on High Energy,  
Tokio, 1978, p.455.
74. А.М.Балдин и др. В кн.: Труды УП Международного семинара по  
проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-84-599, Дубна,  
1984, с.195.
75. А.М.Baldin et al., On the distribution of quarks in nuclei,  
report submitted to the 22 International conference on High  
Energy Physics Leipzig 19-25 Jul 1984.
76. А.М.Baldin et al., JINR report E1-82-472,Dubna,1982.

## Интерференция во взаимодействиях мюонов

И. А. Савин



Игорь Алексеевич Савин, доктор физико-математических наук, начальник научно-экспериментального электронного отдела Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (Дубна). Область научных интересов — экспериментальная физика элементарных частиц.

За последние два десятилетия физики добились крупных успехов в познании строения материи и основных закономерностей микромира. Эти успехи достигнуты на двух фронтах — на теоретическом, где обобщаются накопленные факты, ищутся закономерности, на их основе строятся модели и т. п., и на экспериментальном, где модели проверяются (опровергаются или подтверждаются) и где получают новые данные для их уточнения и дальнейшего развития. Только всесторонне проверенные модели становятся теориями, которые объясняют все известные явления и предсказывают новые.

На наших глазах такой путь проходит (или, вернее сказать, почти прошла) модель, объединившая электромагнитные и слабые взаимодействия. Теоретические построения в основном завершены и теперь подвергаются критической проверке. Одна из главных гипотез этой теории — существование трех тяжелых частиц, именуемых промежуточными векторными бозонами, которые вместе с фотоном являются переносчиками электрослабого взаимодействия. В прошлом году физики Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН, Женева) сумели зарегистрировать промежуточные бозоны в прямых экспериментах

на мощном ускорителе. Честь этого фундаментального открытия принадлежит большому интернациональному коллективу, работающему под руководством К. Рубиа<sup>1</sup>.

Две из этих частиц заряжены ( $W^+$  и  $W^-$ ), а одна — нейтральна ( $Z^0$ ).  $Z^0$ -бозон обнаруживает себя во многих процессах слабого взаимодействия элементарных частиц. Поэтому целью экспериментаторов являлись не только прямые эксперименты по его рождению на ускорителях, но и поиск косвенных свидетельств его существования, т. е. исследование эффектов, которые являются следствием его наличия в природе.

Мы расскажем об одном из таких экспериментов, который был выполнен в 1980 г. в ЦЕРНе, еще до прямого наблюдения  $Z^0$ -бозонов. Обработка данных и их анализ заняли два года, поэтому результаты эксперимента были опубликованы лишь в 1982 г. Они не только доказывают,

<sup>1</sup> См.: Природа, 1983, № 4, с. 107; № 8, с. 102. См. также: Смондырев М. А. Промежуточные векторные бозоны. — Природа, 1983, № 12, с. 21.

что  $Z^0$  существует, но и свидетельствуют о большем — о том, что два из четырех основных взаимодействий в природе действительно являются различными проявлениями другого, более фундаментального взаимодействия элементарных частиц.

Прежде чем обсуждать эксперимент и его результаты, остановимся несколько подробнее на основных представлениях о строении и свойствах материи и силах, «управляющих миром».

### СЕМЕЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

По современным представлениям, вся материя построена из двух семейств элементарных частиц — лептонов и кварков.

На сегодня известны 6 лептонов: три заряженных — электрон (с массой около 0,5 МэВ), мюон (105 МэВ) и  $\tau$ -лептон (1,8 ГэВ) — и три нейтральных (с массой, близкой к нулю) — электронное, мюонное и  $\tau$ -нейтрино.

Кварки, в отличие от лептонов, в свободном состоянии, по-видимому, не существуют. Однако сейчас уже ни у кого не вызывает сомнения тот факт, что в связанном состоянии они входят в состав протонов, нейтронов,  $\Delta$ -мезонов и других частиц, которые называют адронами. Число известных адронов сейчас уже превышает 300.

Экспериментально пока обнаружены кварки пяти видов (или, как принято говорить, ароматов): это кварки  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$  и  $b$ . Предсказан, но пока не обнаружен шестой кварк  $t$ . Все кварки электрически заряжены, но в отличие от лептонов они имеют дробный заряд, кратный  $1/3$  заряда электрона ( $-1/3$  у кварков  $d$ ,  $s$ ,  $b$  и  $+2/3$  у кварков  $u$ ,  $c$  и  $t$ ).

Всем перечисленным частицам, которые на сегодня считаются фундаментальными, соответствуют их античастицы.

Комбинируясь в группы, кварки образуют различные адроны. Частицы, состоящие из трех кварков, называют барионами. К ним относятся, в частности, протон (кварковый состав  $uud$ ) и нейтрон ( $udd$ ). Другой обширный класс адронов — это мезоны, в состав которых входят уже не три, а два кварка. Примером может служить  $\Delta^+$ -мезон (кварковый состав  $ud$ ).

Лептоны и кварки относятся к фермионам — частицам с полуцелым значением специфической квантовой характеристики — спина. В системе единиц, принятой в физике элементарных частиц ( $\hbar=c=1$ ), спин кварков и лептонов равен  $1/2$ .

### ЧЕТЫРЕ ОСНОВНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ. НЕ СЛИШКОМ ЛИ МНОГО?

Все наблюдаемые в природе физические процессы происходят, в конечном итоге, в результате того, что элементарные частицы вступают во взаимодействия между собой:

Эти взаимодействия можно разделить на четыре типа: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное. Гравитационное взаимодействие определяет законы движения всех макроскопических тел во Вселенной, но в микромире им можно пока пренебречь (поэтому в дальнейшем мы его учитывать не будем). Слабые взаимодействия ответственны за процессы распада атомных ядер и адронов. Наиболее известный процесс, идущий за счет слабого взаимодействия, это  $\beta$ -распад нейтрона в ядрах. С электромагнитным взаимодействием, так же как и с гравитацией, все мы знакомы «лично»: электричество, радио, телевидение, испускание и поглощение света, магнетизм — все это разнообразие его проявления. Благодаря сильному взаимодействию возникают силы, удерживающие заряженные протоны и электрически нейтральные нейтроны в ядрах атомов. Кроме того, оно ответственно за различные ядерные процессы, большинство из которых в естественных земных условиях не происходят — их можно воспроизвести лишь искусственным путем, например, в ядерных реакторах или ускорителях.

В соответствии с современными представлениями, взаимодействие между двумя элементарными частицами происходит за счет обмена третьей частицей, которая, таким образом, является переносчиком взаимодействия, квантом обусловленного им поля сил. Каждое взаимодействие характеризуется, кроме того, радиусом действия — определенным расстоянием, на котором оно проявляется, и интенсивностью. Чем больше радиус взаимодействия, тем меньше масса частицы-переносчика. Электромагнитные силы отличаются своим дальним действием, соответственно фотон — переносчик электромагнитного взаимодействия — частица, лишенная массы. Радиус слабых взаимодействий, наоборот, очень мал — порядка  $10^{-16}$  см. Поэтому промежуточные бозоны — переносчики слабых взаимодействий — очень массивны, примерно в 100 раз тяжелее протона. Именно поэтому их прямое наблюдение стало возможным лишь недавно, когда в ЦЕРНе был запущен  $pp$ -коллайдер на энергию 540 ГэВ.)

Интенсивность взаимодействия количественно определяется некоторой постоянной, которую называют константой связи данного взаимодействия. По величине константы связи взаимодействия выстраиваются в следующем порядке: гравитационное, для которого она самая маленькая, слабое, электромагнитное, а затем сильное.

Итак, достаточно двух семейств элементарных частиц и четырех видов взаимодействий, чтобы описать физические процессы, происходящие в природе. Но не слишком ли это много? Ведь нет явной причины, по которой природа должна быть столь «неэкономной». Нельзя ли свести все к одному семейству частиц и одному, но более фундаментальному взаимодействию между его членами? Над этим вопросом уже давно думают физики в честолюбивом стремлении создать единую теорию фундаментальных взаимодействий. Это вовсе не означает отказа от уже достигнутого, от созданных теорий. Речь идет о том, чтобы различные взаимодействия участвовали на равных правах в рамках более общей теории, были проявлениями одного и того же, единого взаимодействия в различных физических ситуациях. Именно так произошло с электрическими и магнитными силами, когда Дж. Максвелл объединил их в одну, показав, что на самом деле они представляют собой две различные реализации единого электромагнитного взаимодействия. Недавно мы стали свидетелями следующего шага: была построена теория, в которой вскрылась тесная связь столь непохожих на первый взгляд взаимодействий, как слабое и электромагнитное.

### СТАНДАРТНАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Объединение слабых и электромагнитных взаимодействий было достигнуто на основе так называемых калибровочных полей, кванты которых служат переносчиками взаимодействий<sup>2</sup>. В случае электрослабого взаимодействия их четыре: хорошо известный всем фотон  $\gamma$  и три частицы, переносящие собственно слабые взаимодействия —  $W^+$ ,  $W^-$  и  $Z^0$ . Теория электрослабых взаимодействий была развита в 60-х годах в работах С. Вайнберга, Ш. Глэшу и А. Салама. За прошедшие годы она доказала свою жизнеспособность, в нее

верят большинство физиков и называют «стандартной»<sup>3</sup>.

При построении стандартной теории, кроме интуиции, аналогии с квантовой электродинамикой и теоретического опыта предшественников, ее авторы использовали также экспериментальные факты о структуре слабых взаимодействий. Они предположили, что при достаточно больших энергиях взаимодействующих частиц электромагнитные и слабые взаимодействия, как два возможных проявления одного, более фундаментального взаимодействия, будут неразличимы в том смысле, что вероятности рождения промежуточных векторных бозонов и фотонов будут сравнимы. Поскольку вероятность таких процессов пропорциональна квадрату соответствующей константы связи, то константы связи слабого и электромагнитного взаимодействий (обозначаемые соответственно буквами  $g$  и  $e$ ) также должны быть сравнимы по величине. В стандартной теории связь между ними очень проста:

$$e = g \cdot \sin \theta_w.$$

Угол  $\theta_w$ , называемый углом Вайнберга, — это свободный параметр теории, определяемый из опыта. (Обычно приводится не значение самого угла, а квадрат его синуса:  $\sin^2 \theta_w = 0,229 \pm 0,010$ .) Массы промежуточных бозонов также связаны через этот параметр:

$$M_w = M_z \cdot \cos \theta_w.$$

Стандартная теория замечательна тем, что имеет много предсказаний, проверяемых на опыте. К числу наиболее ярких из них относится предсказание так называемых нейтральных токов — процессов, возникающих вследствие обмена нейтральным  $Z^0$ -бозоном. В момент создания стандартной теории (тогда ее еще просто называли моделью Вайнберга — Салама) такие процессы в эксперименте еще не наблюдались. Они были открыты в ЦЕРНе в 1973 г.<sup>4</sup>

<sup>3</sup> За фундаментальный вклад в создание теории, объединяющей слабое и электромагнитное взаимодействия, С. Вайнберг, Ш. Глэшу и А. Салам были удостоены Нобелевской премии по физике за 1979 г. См.: Кобзарев И. Ю. Лауреаты Нобелевской премии 1979 года по физике — С. Вайнберг, Ш. Глэшону, А. Саламу. — Природа, 1980, № 1, с. 84.

<sup>4</sup> Мартымянов В. П. Проблема нейтральных слабых взаимодействий. — Природа, 1974, № 2, с. 105.

<sup>2</sup> Ансельм А. А. В поисках единой теории фундаментальных взаимодействий. — Природа, 1980, № 6, с. 9; № 7, с. 63.

Важным следствием стандартной теории является то, что величина параметра  $\sin^2\theta_w$  должна быть одной и той же, какие бы реакции с участием лептонов (нейтрино, электронов и мюонов) ни изучались. В период с 1973 по 1979 г. этот вывод был также подтвержден в многочисленных экспериментах, выполненных с помощью нейтринных пучков и пучков поляризованных электронов<sup>5</sup>.

Эксперимент с поляризованными электронами был особенно важен, поскольку в нем было получено первое указание на то, что электрослабое взаимодействие объединяет слабое и электромагнитное и действительно существует в природе, а не является просто математической абстракцией, придуманной досужими физиками. Дело в том, что электрон — заряженная частица. Поэтому в отличие от нейтрино, которое может участвовать только в слабых взаимодействиях, переносимых промежуточными бозонами, он вступает также в электромагнитные взаимодействия, переносимые фотоном. Если действительно оба эти взаимодействия вносят свой вклад в процесс рассеяния, то между ними должна иметь место интерференция. Это приведет к тому, что вероятность рассеяния электронов будет зависеть от направления их продольной поляризации. (Продольной поляризацией называется среднее значение проекции спина частицы на направление ее движения. Поляризация может меняться от +1; когда направление спина совпадает с направлением движения, до -1, когда оно противоположно.) В рамках стандартной теории можно вычислить сечение (вероятность) рассеяния для каждой поляризации и определить асимметрию  $A$  — разность сечений рассеяния электронов с разной поляризацией, деленную на их сумму. Если сечение рассеяния отрицательных частиц с положительной и отрицательной поляризациями обозначить соответственно  $\sigma^-(+1)$  и  $\sigma^-(-1)$ , то

$$A = [\sigma^-(+1) - \sigma^-(-1)] / [\sigma^-(+1) + \sigma^-(-1)].$$

Асимметрия в рассеянии поляризованных электронов ядрами дейтонов была измерена в опытах на линейном ускорителе Станфордского ускорительного центра (США). Это был очень трудный эксперимент, так как расчеты предсказывали асимметрию на уровне сотых долей процента. Было показано, что знак асимметрии  $A$  и ее абсолютная величина

находятся в полном соответствии с теоретическими предсказаниями<sup>6</sup>.

Стандартная теория предсказывает также тонкие эффекты, обусловленные нейтральными токами, которые должны проявляться во взаимодействиях атомных электронов с ядрами тяжелых элементов. Эксперименты по наблюдению этих эффектов были поставлены в 1978—1980 гг. четырьмя группами экспериментаторов. Первыми положительный результат получили Л. М. Барков и М. С. Золотарев в Институте ядерной физики СО АН СССР<sup>7</sup>. Затем близкие результаты были получены физиками из Беркли и Сиэтла (США), но в то же время группа экспериментаторов из Оксфорда (Англия) опубликовала данные, которые сильно отличались от предыдущих. На чистом небосклоне стандартной теории появилось облачко сомнений. Необходимо было поставить новые эксперименты, рассеивающие или, наоборот, укрепляющие эти сомнения.

Одним из них стал эксперимент по изучению асимметрии во взаимодействиях поляризованных положительных и отрицательных мюонов на ядрах углерода.

Асимметрию типа  $A$ , наблюдавшуюся в опытах с электронами, можно также наблюдать и в опытах с мюонами. Но, кроме того, с мюонами можно наблюдать другой тип асимметрии в сечениях — асимметрию  $B$ , когда одновременно с изменением поляризации падающих частиц изменяется и знак их заряда. По аналогии с  $A$  асимметрия  $B$  записывается в виде

$$B = [\sigma^+(+1) - \sigma^+(-1)] / [\sigma^+(+1) + \sigma^+(-1)],$$

где верхний значок обозначает заряд мюона.

Расчеты в рамках стандартной модели показывали, что оба типа асимметрии пропорциональны квадрату импульса, переданного падающей частицей другим частицам, участвующим в реакции. Ценность обнаружения асимметрии  $B$  заключается в том, что если она наблюдается, то стандартная теория получает новое подтверждение на не изучавшемся пока процессе. Более того, если стандартная теория права во всех своих деталях, то асимметрия в процес-

<sup>5</sup> См.: Смондырев М. А. Экспериментальная проверка модели Вайнберга — Салама. — Природа, 1979, № 4, с. 93.

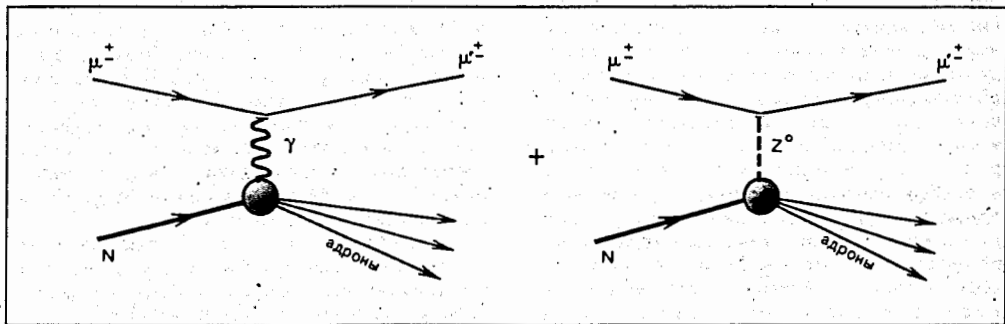
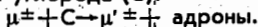
<sup>6</sup> Несохранение четности при неупругом рассеянии электронов. — Природа, 1979, № 1, с. 114.

<sup>7</sup> Несохранение четности в атомных переходах. — Природа, 1978, № 11, с. 134.

сах рассеяния мюонов, где переданные импульсы значительно больше, чем в рассеянии электронов, должна быть почти в 100 раз более заметной.

**ИДЕЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

Итак, что же и как делалось конкретно? Изучались так называемые реакции глубоконеупругого рассеяния мюонов на ядрах углерода (C):



Основные диаграммы Фейнмана, изображающие глубоконеупругое взаимодействие мюонов ( $\mu^\pm$ ) с нуклонами [N] (точнее, с составляющими их кварками). Слева — рассеяние мюонов за счет электромагнитного взаимодействия с обменом одним фотоном [ $\gamma$ ]; справа — рассеяние за счет слабого взаимодействия с обменом  $Z^0$ -бозоном. Реакции происходят в два этапа: сначала мюон, подлетающий к кварку, испускает виртуальный фотон (или  $Z^0$ ), затем промежуточная частица поглощается кварком из состава нуклона. Мюон, взаимодействуя с кварком, тратит часть своей энергии на рождение адронов.

Реакции с участием элементарных частиц принято изображать с помощью так называемых диаграмм Фейнмана. Согласно общим представлениям о структуре и взаимодействии частиц, кратко изложенным выше, мюоны выступают в электромагнитные и слабые взаимодействия. Существуют определенные правила, по которым можно рассчитать вероятность или сечение данной реакции. Оно пропорционально квадрату амплитуды рассеяния, в которую вносят вклад все возможные с точки зрения законов сохранения диаграммы.

Вернемся к обсуждаемой реакции  $\mu^\pm + C \rightarrow \mu'^\pm + \text{адроны}$ . Обозначим буквой  $a$  амплитуду процесса рассеяния мюона на ядре углерода за счет электромагнитного взаимодействия с обменом одним фотоном, а буквой  $b$  амплитуду того же процесса, но происходящего за счет чисто слабого взаимодействия с обменом одним  $Z^0$ -бозоном (предположим пока, что можно пренебречь вкладом других диаграмм). Тогда выражение для сечения реакции будет содержать три члена:

$$\sigma(\mp) \approx (a \mp b)^2 = a^2 \mp 2ab + b^2.$$

Направление движения и энергия падающих мюонов ( $\mu^\pm$ ) обычно известны с хорошей точностью, а угол рассеяния и энергии рассеянных мюонов ( $\mu'^\pm$ ) измеряются с помощью экспериментальной установки. Если энергия рассеянного мюона сильно отличается от энергии падающего, то такие реакции называются глубоконеупругими. Остаток энергии уходит на образование адронов. Глубоконеупругими эти реакции называются потому, что в таких случаях мюон проникает не только в ядро, но и в глубь составляющих его нуклонов (протонов и нейтронов) и, взаимодействуя с кварками, из которых они построены, тратит часть своей энергии на рождение адронов.

Первый член ( $a^2$ ) представляет собой вклад от чисто электромагнитных взаимодействий, третий ( $b^2$ ) — от чисто слабых, а второй член ( $\mp 2ab$ ) — их интерференцию. Чтобы ее наблюдать, необходимо найти способ отделения вклада интерференционного члена от двух других. Как было показано в работах С. М. Биленького (Объединенный институт ядерных исследований, Дубна), для этого достаточно измерить асимметрию  $B$  в сечениях реакций глубоконеупругого рассеяния для  $\mu^+$  и  $\mu^-$  с разной поляризацией. Асимметрия  $B$  целиком определяется относительным вкладом двух взаимодействий  $\mp b/a$ . В



этом легко убедиться, если проделать не- сложные алгебраические преобразования над выражением для  $B$ , подставив в него  $\sigma \pm (\mp 1)$  и имея в виду, что в случае рассеяния отрицательных мюонов перед интерференционным членом берется знак «плюс», в случае положительных мюонов — знак «минус». Такая комбинация заряда и поляризации экспериментально достигается путем соответствующего выбора энергии мюонов и энергии  $\lambda$ - и  $K$ -мезонов, от распадов которых мюоны и образуются. Кроме того, надо учесть, что членом  $b^2$  можно пренебречь, так как предполагается, что он значительно меньше остальных.

Итак, если вклад от диаграммы, соответствующей слабому взаимодействию, равен нулю (иными словами, в природе нет  $Z^0$ -бозона), то  $B=0$  и сечения реакции с участием положительных и отрицательных мюонов должны быть равны. В рамках же стандартной теории можно не только предсказать абсолютное значение асимметрии  $B$ , но и определить ее зависимость от кинематических переменных рассеянных мюонов — переданных импульса и энергии (или их отношения), угла рассеяния и др. Никакая другая теория таких однозначных предсказаний сделать не может.

Таким образом, наблюдение интерференции слабых и электромагнитных взаимодействий, иначе говоря, отличной от нуля асимметрии  $B$ , совпадение ее по величине и характеру зависимости от кинематических переменных  $\mu^2$  с соответствующими предсказаниями стандартной теории с неопровержимостью могло доказать существование  $Z^0$ .

Расчеты С. М. Биленького для конкретного эксперимента должны быть уточнены. Дело в том, что в обсуждаемую реакцию рассеяния мюонов дают вклад не только диаграммы с обменом одним фотоном или одним  $Z^0$ -бозоном, но и много других диаграмм с участием двух или более виртуальных фотонов. Это очень редкие и специфические процессы, которые, в принципе, тоже могут приводить к отличной от нуля асимметрии  $B$ , и их необходимо учитывать, вводя так называемые радиационные поправки<sup>6</sup>. Проделав сложные расчеты на ЭВМ, Д. Ю. Бардин (ОИЯИ, Дубна), Н. М. Шумейко (Бе-

лорусский государственный университет им. В. И. Ленина) и О. М. Федоренко (Петрозаводский государственный университет им. О. В. Куусинена) нашли, что эти поправки достигают 40—100 % от эффекта интерференции диаграмм с одним фотоном и одним  $Z^0$ -бозоном. Их экспериментальное обнаружение представляет самостоятельный интерес, так как при расчетах используются современные представления о структуре нуклонов и аппарат квантовой теории поля. Упомянутые авторы получили точные формулы для радиационных поправок, рассмотрев около 50 возможных диаграмм Фейнмана, создали специальные программы для ЭВМ и предложили методику отделения поправок от эффектов интерференции. Согласно этой методике, необходимо было произвести измерения асимметрии  $B$  при двух значениях энергии падающих мюонов — 120 и 200 ГэВ. Разная зависимость эффектов от кинематических переменных рассеянных мюонов позволяет отделить их друг от друга.

Эксперимент, о котором идет речь, относится к высшей категории трудности. Вообще, трудность эксперимента определяется, прежде всего, величиной измеряемого эффекта. В данном случае ожидаемый эффект асимметрии очень мал. Он составляет величину порядка 1 % и «замазан» радиационными поправками, которые его уменьшают. Трудности усугублялись еще и тем, что сами  $\sigma \pm$ , входящие в выражение для  $B$ , очень маленькие величины. Например, если на пути мюонов поставить углеродную мишень толщиной 1 м, то из 1 млрд падающих частиц в лучшем случае одна будет рассеиваться в этой мишени. А зарегистрировать таких рассеяний надо было несколько миллионов. Таким образом, для успешного завершения эксперимента требовались огромные потоки падающих частиц, толстая мишень и сложная экспериментальная установка.

## ТОРОИДАЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Экспериментальная установка для исследования глубоконеупругих взаимодействий мюонов была создана в 1976—1978 гг. в результате сотрудничества исследователей из Болонского университета (Италия), ЦЕРНа, ОИЯИ (Дубна), Мюнхенского университета (ФРГ) и Центра ядерных исследований в Сакле (Франция). Сокращенно сам эксперимент и установку называют по

<sup>6</sup> О радиационных поправках в теории электрослабых взаимодействий см. публикации, указанные в сноске!

первым буквам соответствующих городов и научных центров — БЦДМС.

Установка представляет собой 50-метровый цилиндрический магнит-спектрометр, заполненный детекторами для регистрации рассеянных мюонов. В центральном отверстии цилиндра установлена труба, внутри которой расположены мишени из углерода, а по поверхности течет ток, создающий в железном ярме сильное магнитное поле. В отличие от традиционной схемы построения экспериментальных установок, когда в пучок падающих час-

трубы магнитное поле будет иметь направление на читателя, а в нижней — от него. Железное ярмо, окружающее трубу с током, значительно усиливает напряженность поля и его отклоняющую силу.

2. На проводник с током, помещенный в магнитное поле (а следовательно, на заряженные частицы, которые, собственно, и образуют ток), действует сила, направление которой связано с направлением движения и магнитного поля правилом левой руки: если вектор напряженности поля входит в ладонь левой руки, а паль-

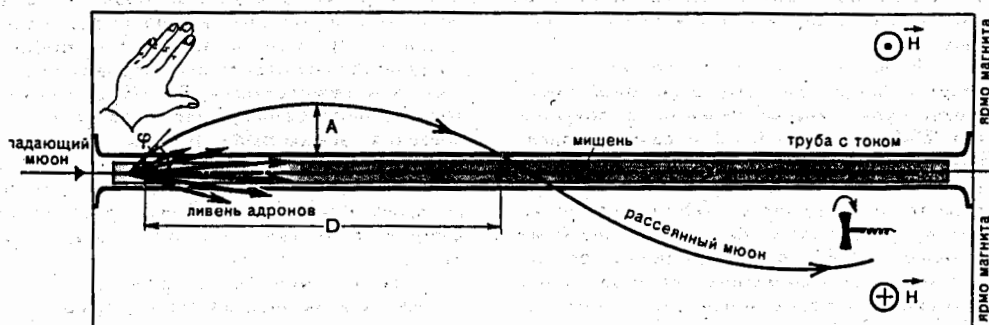


Иллюстрация принципа работы тороидального спектрометра БЦДМС. Направление магнитного поля  $H$  вокруг проводника с током определяется по правилу буравчика: в верхней полуплоскости оно направлено на читателя, в нижней — от него. Правилу левой руки определяет направление отклоняющей силы, действующей на положительно заряженную частицу в магнитном поле. Любой рассеянный мюон, влетающий в ярмо магнита, движется в нем по периодической траектории. Ее параметры — амплитуда  $A$  и длина полуволны  $D$  — зависят только от угла  $\varphi$  и импульса рассеянного мюона.

тиц ставится сравнительно тонкая, «точечная», мишень, а уже за ней располагаются магнит и детекторы для определения кинематических характеристик вторичных частиц, в основу данного спектрометра положен совершенно новый, подход к распределению мишеней и детекторов.

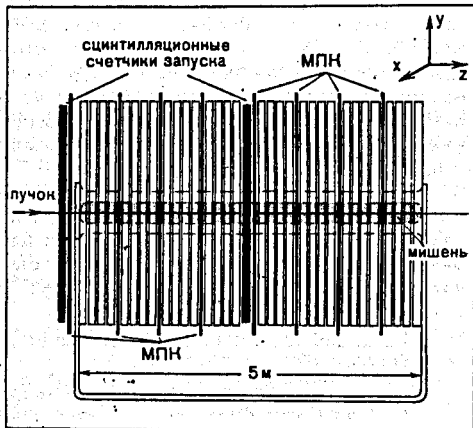
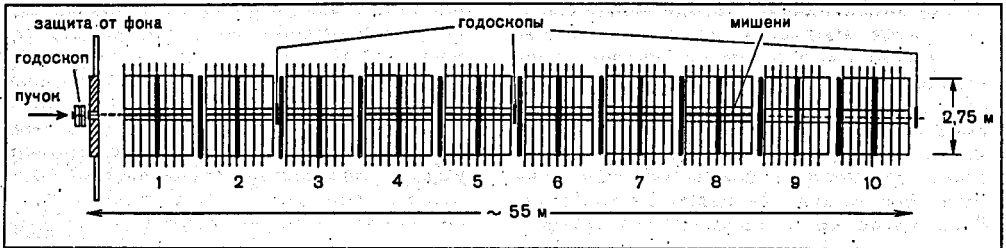
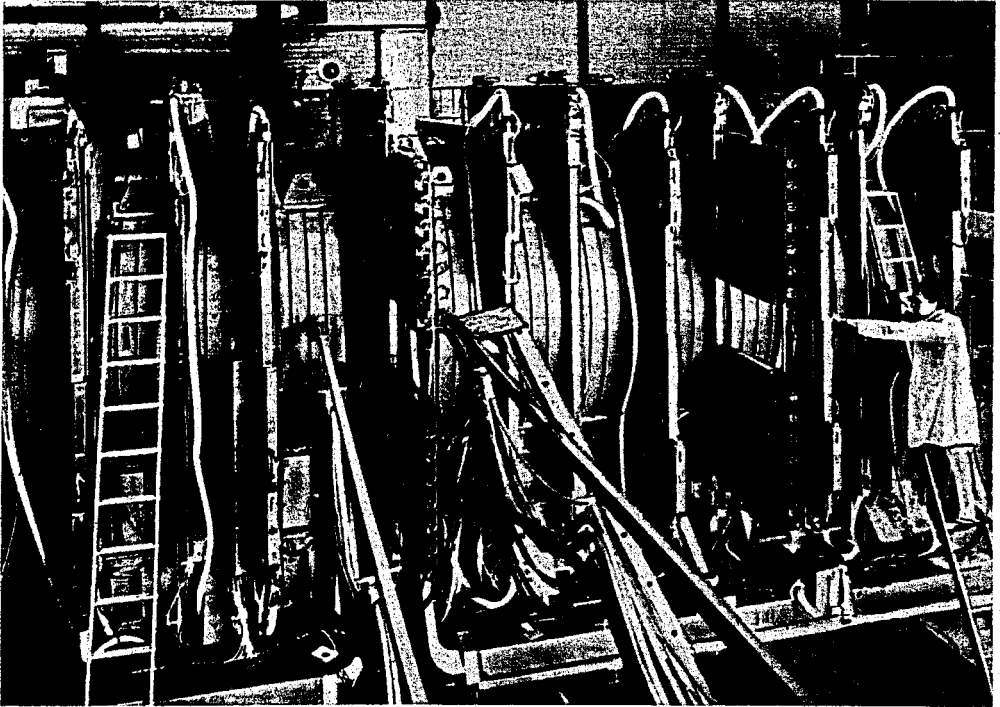
Используются факты, известные из школьного курса физики:

1. Вокруг проводника с током существует магнитное поле, силовые линии которого образуют окружности (тороидальное поле). Вектор напряженности этого поля направлен по касательной к окружности в ту сторону, куда движется ручка буравчика, если его винт вкручивается по направлению тока. Представим себе, что ток течет по трубе слева направо. Тогда в верхней полуплоскости вертикального сечения

цы расположены по движению тока в проводнике (по направлению движения положительно заряженной частицы), то сила действует вдоль отставленного большого пальца.

Теперь понятно, что если в некоторой точке мишени произошла изучаемая реакция и рассеянный положительный мюон влетел в ярмо магнита, то на него будет действовать сила, отклоняющая его к оси магнита. Если величина поля и размеры магнита выбраны достаточно большими, то рассеянный мюон будет в конце концов повернут обратно. Он пересечет ось спектрометра и снова войдет в ярмо, где встретит противоположно направленное поле, отклоняющее его в другую сторону. Без учета потерь энергии при прохождении мюона через железо такое движение будет повторяться периодически. Как показывают расчеты, параметры траектории — амплитуда и длина полуволны — определяются только импульсом и углом вылета рассеянного мюона. Причем, если диаметр ярма приблизительно равен 3 м, то любой из рассеянных мюонов, сколь ни велика была бы его энергия, будет двигаться внутри магнита, не вылетая за его пределы.

Все направления и параметры траекторий, указанные выше, соответствуют движению положительных мюонов. Если по-



**Фрагмент спектрометра БЦДМС.**

Полная схема спектрометра БЦДМС: он состоит из десяти идентичных магнитов-супермодулей (1—10). Внутри супермодуля расположена углеродная мишень, кроме того, они снабжены многопроволочными пропорциональными камерами (МПК), счетчиками запуска. В состав спектрометра входят также 4 пучковых гodosкопа. Полный вес установки около 2000 т.

Схема супермодуля спектрометра БЦДМС. Основная часть супермодуля — ярмо магнита, сделанное из стальных дисков. Диски как бы «наизаны» на трубу, внутри которой расположены обмотки магнита, создающие поле нужной конфигурации, и мишень. Диски собраны в пакеты-модули по 4 штуки в каждом, между модулями расположены многопроволочные пропорциональные камеры (МПК). Камеры с горизонтальными проволоками определяют координату  $y$  проходящего через них мюона, а камеры с вертикальными проволочками — координату  $x$ . Кольцевые сцинтилляционные счетчики используются для запуска спектрометра.

менять направление тока в трубе, сохранив при этом ток по абсолютной величине, то точно по таким же траекториям будут двигаться и рассеянные отрицательные мюоны.

Спектрометр, построенный на этих принципах, обладает уникальными качествами для исследования глубокоупругих процессов:

1. Все мюоны, рассеянные на угол, больший некоторого значения (определяемого размерами трубы с током), остаются внутри яра магнита, обеспечивая тем самым 100 % эффективность их регистрации.

2. Параметры траекторий движения рассеянных мюонов не зависят от точки рассеяния и от энергии падающих мюонов, что позволяет использовать установку, длина и объем которой ограничены только соображениями ее стоимости.

3. Азимутальная симметрия установки существенно снижает ее чувствительность ко всякому рода изменениям и неоднородностям падающего пучка.

Спектрометр БЦДМС состоит из десяти идентичных единиц — супермодулей длиной около 5 м каждый. Основная часть супермодуля — ядро магнита. Оно сделано из низкоуглеродистой листовой стали, изготовленной на заводе Азовсталь в г. Жданове. Из листов проката длиной 6 м и шириной 3 м в Дубне на Опытном производстве ОИЯИ вырезались диски диаметром 2,75 м и толщиной 11 см. Диски собирались в пакеты-модули по 4 штуки в каждом. Модули имели специальные подставки для крепления и захвата при монтаже. Вес модуля — более 20 т. Потребовалось 40 железнодорожных платформ, чтобы все 80 модулей отправить в Женеву, где они были смонтированы на специальных платформах, передвигающихся перпендикулярно направлению пучка частиц.

Чтобы восстановить траекторию рассеянного мюона и определить его кинематические характеристики, между модулями яра магнита расположены многопроволочные пропорциональные камеры (МПК), регистрирующие горизонтальную (x) или вертикальную (y) проекции траектории мюона в данном месте.

МПК — широко применяемые в современной экспериментальной физике приборы для определения координат заряженных частиц в пространстве<sup>9</sup>. Принцип работы их очень прост. Представим себе объем газа, ограниченный двумя заземленными плоскостями, расположенными на

расстоянии нескольких сантиметров друг от друга. Между ними посередине устанавливается еще одна плоскость — рама с натянутыми проволоками. На проволоки подается высокое напряжение. Заземленные плоскости устанавливаются приблизительно перпендикулярно направлению движения частиц. Заряженные частицы, проходя через объем газа, ионизируют газ, в результате чего на пути частицы образуется цепочка выбитых из атомных оболочек электронов и положительно заряженных ионов. Под действием напряжения электроны собираются на ближайшей к траектории частицы проволочке. Этот момент регистрируется электронными устройствами. Таким образом, мы можем узнать место прохождения частицы с точностью до половины расстояния между соседними проволочками. Для многих практически интересных случаев достаточно, чтобы этот шаг был равен 1—2 мм.

В нашем эксперименте плоскости МПК имеют размер 3×3 м. (Из конструктивных соображений они разделены пополам: 1,5×3 м.) Заземляемые плоскости изготовлены из специального очень легкого, но прочного сотового материала, покрытого проводящей краской. Вдоль большей стороны плоскости через каждые 2 мм натянуты 750 проволочек диаметром 20 мкм. В готовом виде камеры представляют собой очень изящные физические приборы, требующие, однако, исключительно деликатного обращения.

Чертежи и технология изготовления камер, применяемых в эксперименте БЦДМС, разработаны специалистами ОИЯИ под руководством И. А. Голутвина. 80 таких камер (половина общего числа) были изготовлены в Дубне, другая половина — в Сакле. Доставка камер из Дубны в Женеву требовала особых предосторожностей. Она была осуществлена с помощью грузового самолета ИЛ-76, где можно поддерживать во время полета комнатную температуру и нормальное давление, чтобы не повредить крышки камер и проволоки.

После того как камеры были вставлены в магнит, весь его объем оказался разделенным на 56 000 полосок шириной по 2 мм и с помощью ЭВМ стал «видимым» для экспериментаторов.

<sup>9</sup> О принципе действия МПК см. также: Хабашев А. Г. Многоканальные детекторы рентгеновского излучения. — Природа, 1980, № 1, с. 30.

К числу основных детекторов спектрометра относятся также сцинтилляционные счетчики системы запуска установки. Рабочим веществом счетчика служит жидкий сцинтиллятор, атомы которого возбуждаются при прохождении через него заряженной частицы. Возвращаясь в исходное состояние, возбужденные атомы испускают свет, улавливаемый фотоумножителями, которые преобразуют его в электронные сигналы. Сцинтилляционные счетчики хороши тем, что момент прохождения через них заряженной частицы (в нашем случае — рассеянного мюона) может быть определен с точностью, лучшей чем одна миллиардная доля секунды. Конструктивно счетчики выполнены в виде 7 концентрических полуколец. Каждое полукольцо «просматривается» двумя фотоумножителями, по среднему времени прихода сигнала с которых точно определяется момент прохождения частицы в любом месте счетчика. В составе супермодуля имеются 2 плоскости счетчиков, а всего их в спектрометре 20 и снабжены они 560 фотоумножителями.

Если рассеянный мюон прошел как минимум через 4 стоящие подряд плоскости сцинтилляционных счетчиков (т. е. через 11 м железа) и их сигналы по времени «рассогласованы» не более чем на 10 миллиардных долей секунды, то вырабатывается сигнал, разрешающий запуск МПК и регистрацию координат прошедших через них частиц.

В состав спектрометра входят еще два важных элемента — пучковые годоскопы и сцинтилляционные счетчики защиты установки от фоновых частиц, сопровождающих основной пучок.

Пучковый годоскоп представляет собой мозаичную структуру, составленную из 72 трапециевидных пластических сцинтилляторов, перекрывающих всю область пучка падающих мюонов. Сигналы с элементов годоскопов регистрируются фотоумножителями (в общей сложности их в годоскопах 288) и используются в системе запуска установки. Суммарный отсчет первого годоскопа определяет значение потока частиц, падающих на мишень. Положение сработавшего годоскопа определяет также координату падающего мюона.

Сорок восемь счетчиков защиты от фона образуют своеобразную стену размером 4×4 м, надежно защищающую установку от проникновения «нежелательных» частиц. Если одновременно с появлением сигнала от рассеянного мюона

зарегистрирован сигнал от этих счетчиков, запуск установки не разрешается.

Большое количество разнообразных детекторов, обслуживающей электроники, вспомогательного оборудования и огромный поток информации могут приниматься и контролироваться только с помощью мощных ЭВМ. Эти же ЭВМ полностью реконструируют часть зарегистрированных событий, «показывают» их на экране дисплея и выдают физические характеристики событий, что совершенно необходимо для надежного контроля за ходом эксперимента.

При измерениях асимметрии В важно обеспечить не только стабильность данных во время их набора, но также отсутствие неконтролируемых различий в аппаратуре, создающих искусственную асимметрию. Необходимо было продумать и осуществить целую систему мер, минимизирующих аппаратурную асимметрию: обеспечить, в первую очередь, равенство энергий (с точностью до долей процента) падающих положительных и отрицательных мюонов, поддерживать равную интенсивность пучков, следить за тем, чтобы не менялось среднее значение магнитного поля и т. д. Для усреднения неконтролируемой аппаратурной асимметрии приходилось также часто менять «плюс» и «минус» режимы работы установки.

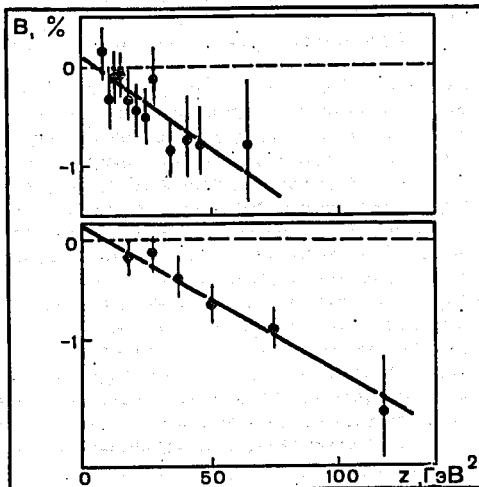
#### НЕЙТРАЛЬНЫЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ БОЗОН СУЩЕСТВУЕТ И ИНТЕРФЕРИРУЕТ С ФОТОНОМ

Железнодорожный состав из сорока платформ с модулями сердечника, пересекавший половину Европы, два самолета ИЛ-76, доставивших в Женеву камеры, полный вес установки — 2000 т (!), два мощных компьютера, современная электроника и детекторы, уникальный канал падающих мюонов (который заслуживает специального обсуждения) и, наконец, полная стоимость установки, оцениваемая в 20 млн швейцарских франков, — все это говорит о размахе и трудности эксперимента. К этому следует добавить, что, несмотря на всю мощь аппаратуры, для набора данных потребовалось около 100 суток ее непрерывной работы при величайшем напряжении сил всего коллектива экспериментаторов. В интернациональной группе, состоявшей из 50 человек, приходилось объясняться на нескольких языках, однако работа шла слаженно, в обстановке полного взаимопонимания.

Когда через установку пролетел пос-

ледный мюон, в хранилищах стояло больше 1000 бобин магнитных лент — 3000 км записанной информации. Ее вновь предстояло «прокрутить» на ЭВМ и тщательно проанализировать каждое из нескольких миллионов зарегистрированных событий.

Изучаемые реакции глубоконеупругого рассеяния мюонов на ядрах углерода имеют ряд характерных признаков, используемых для их поиска среди множества других событий (в основном, фоновых), зарегистрированных установкой.



Результаты измерения асимметрии  $V$ , возникающей вследствие интерференции слабых и электромагнитных взаимодействий мюонов с ядрами углерода при энергиях 120 ГэВ (вверху) и 200 ГэВ (внизу). Символами показаны экспериментальные значения  $V$ ; вертикальными линиями — возможные ошибки измерений. Сплошные линии — результат аппроксимации всей совокупности измерений прямой линейной зависимостью  $V = -kz$ , где  $z$  — кинематическая переменная, пропорциональная квадрату переданного импульса. Наклон прямой по предсказаниям стандартной теории должен быть равен  $k = 0,15 \cdot 10^{-3}$ . В эксперименте оказалось, что эта величина равна  $0,147 \cdot 10^{-3}$  с возможной ошибкой не более  $0,03 \cdot 10^{-3}$ . Подобное же согласие с теорией наблюдается и в тех случаях, когда за кинематическую переменную берутся угол рассеяния, энергия рассеянного мюона, относительная энергия адронного ядра и т. п. Пунктирная линия соответствует значению  $V=0$ , иными словами, отсутствию эффекта интерференции.

Укажем два таких признака:

1. Вблизи точки взаимодействия должен быть ливень адронов, следы которого проявляются в близлежащих детекторах.
2. Адроны — сильновзаимодействующие частицы, поэтому, проходя через ве-

щество мишени и магнита, они быстро теряют энергию и поглощаются в нем. Что касается рассеянного мюона, то он в сильных взаимодействиях не участвует. В результате практически через несколько метров от точки взаимодействия он один и должен «выжить».

Опираясь на эти признаки и используя другие особенности аппаратуры, физики «научили» ЭВМ находить интересующие их события. Скрупулезный анализ и поиск возможных аппаратурных эффектов, многократно и независимо повторенные группами в Дубне, ЦЕРНе, Болонье и Сакле, показали, что качество данных удовлетворяет требованиям самых придирчивых критиков, не нашедших ложных асимметрий, превышающих уровень в несколько процентов от ожидаемого эффекта. Для того чтобы сделать такой вывод, потребовалось около двух лет не менее напряженного труда, чем при получении данных.

Полный анализ был завершён в конце 1982 г. Искомая асимметрия, а следовательно и интерференция между слабыми и электромагнитными взаимодействиями, была обнаружена как при энергии 120 ГэВ, так и при энергии 200 ГэВ. Измеренный эффект значительно превышает уровень возможных статистических и аппаратурных ошибок, а его зависимость от кинематических переменных полностью соответствует предсказаниям стандартной теории электрослабых взаимодействий.

Таким образом, еще до экспериментального обнаружения промежуточных векторных бозонов был обнаружен эффект, за который ответствен один из них — бозон  $Z^0$ . Однако наблюдение интерференции слабых и электромагнитных взаимодействий мюонов, а также наблюдавшаяся почти одновременно подобная интерференция в рождении мюонных пар при взаимодействиях встречных электрон-позитронных пучков имеют существенно большее значение, чем просто доказательство существования  $Z^0$ . Оно демонстрирует тот факт, что слабые и электромагнитные взаимодействия являются различными проявлениями другого, более фундаментального взаимодействия, которое теперь называют электрослабым. Интерференционные эффекты еще больше укрепили фундамент стандартной теории. Следующим шагом стало непосредственное наблюдение  $Z^0$ -бозонов в опытах группы физиков ЦЕРНа во главе с К. Руббиа — соавтором нашего эксперимента.

**A High Statistics Measurement of the Proton Structure Functions**

**$F_2(x, Q^2)$  and  $R$  from Deep Inelastic Muon Scattering at High  $Q^2$**

BCDMS Collaboration

A.C. Benvenuti, D. Bollini, G. Bruni, T. Camporesi, L. Monari<sup>1</sup> and F.L. Navarra  
*Dipartimento di Fisica dell'Università and INFN, Bologna, Italy*

A. Argento<sup>2</sup>, J. Cvach<sup>3</sup>, W. Lohmann<sup>4</sup>, L. Piemontese<sup>5</sup> and P. Zavada<sup>3</sup>  
*CERN, Geneva, Switzerland*

A.A. Akhundov, V.I. Genchev, I.A. Golutvin, Yu.T. Kiryushin, V.G. Krivokhizhin,  
V.V. Kukhtin, R. Lednicky, S. Nemecek, P. Reimer, I.A. Savin, G.I. Smirnov,  
J. Strachota<sup>3</sup>, G. Sultanov<sup>6</sup>, P. Todorov<sup>6</sup> and A.G. Volodko  
*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR*

D. Jamnik<sup>7</sup>, R. Kopp<sup>8</sup>, U. Meyer-Berkhout, A. Staude, K.-M. Teichert, R. Tirlor<sup>9</sup>,  
R. Voss<sup>10</sup> and C. Zupancic  
*Sektion Physik der Universität, München, Federal Republic of Germany<sup>11</sup>*

M. Cribier, J. Feltesse, A. Milsztajn, A. Ouraou, P. Rich-Hennion, Y. Sacquin,  
G. Smadja and M. Virchaux  
*DPPE, CEN Saclay, France*

**Abstract**

We present results on a high statistics study of the proton structure functions  $F_2(x, Q^2)$  and  $R = \sigma_L/\sigma_T$  measured in deep inelastic scattering of muons on a hydrogen target. The analysis is based on  $1.8 \cdot 10^6$  events after all cuts, recorded at beam energies of 100, 120, 200 and 280 GeV and covering a kinematic range  $0.06 \leq x \leq 0.80$  and  $7 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 260 \text{ GeV}^2$ . At small  $x$ , we find  $R$  to be different from zero in agreement with predictions of perturbative QCD.

Submitted to Physics Letters B

<sup>1</sup> Deceased.

<sup>2</sup> Now at Digital Equipment, Torino, Italy.

<sup>3</sup> On leave from Institute of Physics, CSAV, Prague, Czechoslovakia.

<sup>4</sup> On leave from the Institut für Hochenergiephysik der AdW der DDR, Berlin-Zeuthen, GDR.

<sup>5</sup> Now at INFN, Ferrara, Italy.

<sup>6</sup> Now at the Institute of Nuclear Research and Nuclear Energy, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria.

<sup>7</sup> On leave from E. Kardelj University and the J. Stefan Institute, Ljubljana, Yugoslavia.

<sup>8</sup> Now at Siemens AG, Munich, Germany.

<sup>9</sup> Now at DPPE, CEN Saclay, France.

<sup>10</sup> Now at CERN, Geneva, Switzerland.

<sup>11</sup> Funded in part by the German Federal Minister for Research and Technology (BMFT) under contract number 054MU12P6.

We present results on the structure functions of the proton measured with high statistics in deep inelastic scattering of muons on a hydrogen target. In the one-photon exchange approximation, the deep inelastic muon-proton cross section can be written as

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} \cdot \left[ 1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2 E^2 + Q^2}{2E^2 [R(x, Q^2) + 1]} \right] \cdot F_2(x, Q^2) \quad (1)$$

where  $E$  is the energy of the incident beam,  $Q^2$  the squared four-momentum transfer between the muon and the proton, and  $x$  and  $y$  are the Bjorken scaling variables. This cross section depends on two structure functions  $F_2$  and  $R$ , where  $R = \sigma_L/\sigma_T$  is the ratio of absorption cross sections for virtual photons of longitudinal and transverse polarization.  $R$  is related to  $F_2$  and to the longitudinal structure function  $F_L$  by

$$R(x, Q^2) = \frac{F_L(x, Q^2)}{(1 + 4M^2 x^2 / Q^2) \cdot F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)} \quad (2)$$

where  $M$  is the mass of the proton.

The data were collected at the CERN SPS muon beam with a high-luminosity spectrometer which is described in more detail elsewhere [1]. It consists of a 40 m long segmented toroidal iron magnet which is magnetized close to saturation and surrounds a 30 m long "internal" liquid hydrogen target. The iron absorbs the hadronic shower after a few meters and the surviving scattered muon is focused towards the spectrometer axis. The toroids are instrumented with scintillation trigger counters and multiwire proportional chambers. A 10 m long "external" target in front of the spectrometer magnet extends the acceptance of the apparatus to smaller angles, i.e. to smaller values of  $x$  and  $Q^2$ , than are accessible with the internal target. Four hodoscopes along the spectrometer axis detect the incoming muons and measure their trajectories. The momentum of the incident muon is measured with a spectrometer consisting of an air-gap magnet and another four scintillator hodoscopes upstream of the apparatus.

The results presented here are based on  $1.8 \cdot 10^6$  reconstructed events after all cuts, recorded with positive muon beams of 100, 120, 200 and 280 GeV energy. The kinematic ranges and data samples



are summarized in Table 1. The data analysis is similar to the one performed by our collaboration in an earlier experiment using a carbon target [2,3,4]. A more detailed account of this analysis can be found in ref. [5]. The principal difference between this and the carbon target experiment is due to the additional external target. For events originating from the internal target, the geometrical acceptance is greater than 65% and is rather flat in the kinematic region  $x > 0.25$  and  $Q^2/2ME > 0.10$ . For events from the external target, the acceptance depends on the position of the interaction vertex along the beam direction; only data points with an acceptance larger than 50% were retained for the analysis. The structure functions were evaluated separately for the two target regions. The background from target wall interactions was determined from special empty target runs and was subtracted from the data. At all beam energies, the data from external and internal target were found to be in statistical agreement and were combined for the subsequent analysis. Radiative corrections were applied using the calculations of refs. [6]. The error on  $F_2(x, Q^2)$  from uncertainties on these corrections is estimated to be smaller than 1%.

The principal sources of systematic errors in the data are uncertainties in:

- the calibration of the incident beam energy ( $\Delta E/E < 0.15\%$ ),
- the calibration of the spectrometer magnetic field ( $\Delta B/B < 0.15\%$ ),
- corrections for the energy loss  $\epsilon$  of muons in iron [7] ( $\Delta\epsilon/\epsilon < 1\%$ ),
- corrections for the finite resolution  $\Sigma$  of the spectrometer ( $\Delta\Sigma/\Sigma < 5\%$ ),
- the relative cross section normalization of data taken at different beam energies (1%),
- the absolute cross section normalization (3%).

Most of the results presented in this and a following paper [8], especially those on  $R$  and on the comparison of scaling violations to QCD predictions, are affected by the uncertainty on the relative but not on the absolute cross section normalization. Systematic errors originating from uncertainties in the detector efficiencies (0.5%) are small due to the redundancy in the experimental apparatus. A detailed discussion of the Monte Carlo simulation used to compute the acceptance and the resolution of the apparatus, of the treatment of the systematic errors, and of the calibrations undertaken to minimize them can be found in refs. [2,5].

According to equation (1) the measured cross section depends on the two functions  $R = \sigma_L/\sigma_T$  and  $F_2$ . Both functions can be separated by comparing cross sections at the same value of  $x$  and  $Q^2$ , measured at different beam energies. In this analysis we have chosen to compare the values of four test  $F_2$ 's, called  $F_2^*(R)$ , obtained at the four beam energies assuming trial values for  $R$ . The experimental value of  $R$  was then obtained together with the parameters of a common phenomenological parametrization of  $F_2$  by minimizing the  $\chi^2$  of the four  $F_2^*(R)$  with respect to this parametrization. This was done separately in each bin of  $x$  under the assumption that  $R$  (eq. 2) is independent of  $Q^2$  in our kinematic range, as suggested by QCD calculations which predict only a weak (logarithmic) variation of the longitudinal structure function  $F_L$  with  $Q^2$  [9]

$$F_L(x, Q^2) = \alpha_s(Q^2)/2\pi \cdot x^2 \cdot \int_0^1 \left[ \frac{8}{3}F_2(z, Q^2) + \frac{40}{9}(1-x/z) zG(z, Q^2) \right] \cdot dz/z^3 \quad (3)$$

where  $\alpha_s(Q^2)$  is the running coupling constant of QCD. The theoretical prediction  $R_{\text{QCD}}$  was computed from equations (2) and (3) assuming a gluon momentum distribution  $xG(x, Q_0^2) = 4.5 \cdot (1-x)^8$  at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  and a QCD mass scale parameter  $\Lambda = 220 \text{ MeV}$  [8]. In the kinematic range of our experiment, this prediction does not depend strongly on the gluon distribution assumed. Equation (3) does not account for effects of the charm quark mass and for target mass corrections which were included following refs. [10] and [11] respectively. The experimental results for  $R$  are given in Table 2 and are compared to the QCD prediction in Fig. 1 together with earlier hydrogen data in a similar kinematical range by the European Muon Collaboration (EMC) [12]. At  $x > 0.20$ , the measured values are compatible with zero in agreement with our carbon target measurement [2]. At smaller  $x$ , the data show a rise which is consistent with the QCD prediction.

$R_{\text{QCD}}$  was used to compute the final structure functions at the four different beam energies which are given in Tables 3-6 and are shown in Fig. 2. The agreement between the different data sets in the region of large  $x$  allows to set stringent limits on most of the systematic errors as is discussed in more detail in ref. [2]. The final  $F_2(x, Q^2)$  from the combined data sets is shown in Fig. 3. The scaling violations which are observed in these data are compared to predictions from perturbative QCD in a separate paper [8].

Also shown in Fig. 3 are the earlier EMC data from muon-hydrogen scattering [12] and the SLAC-MIT results from electron-hydrogen scattering at lower  $Q^2$  [13]. The  $x$  dependence of  $F_2$  from this experiment is compared to the EMC result in Fig. 4 where the data are averaged over the  $Q^2$  range common to both measurements. The agreement is poor, especially at small  $x$  where  $F_2$  measured in the present experiment is larger by up to 15%. In the lowest bin of  $x$ , about 4% of this difference is due to the fact that the EMC result was obtained using  $R = 0$ . A similar behaviour was observed in our measurement on a carbon target [2] which indicated a steeper  $x$  dependence of  $F_2$  than measured in earlier experiments. A quantitative comparison to the SLAC data is difficult since the experiments cover disjoint ranges of  $Q^2$ .

In conclusion, we have presented a high statistics measurement of the proton structure functions  $F_2$  and  $R$  from deep inelastic scattering of muons at high  $Q^2$  on a hydrogen target. The systematic uncertainties are comparable to the statistical accuracy of the results.  $R = \sigma_V/\sigma_T$  is found to be in good agreement with the perturbative QCD prediction.

## References

- [1] BCDMS, D. Bollini et al., Nucl. Instr. Meth. 204 (1983) 333;  
BCDMS, A.C. Benvenuti et al., Nucl. Instr. Meth. 226 (1984) 330.
- [2] BCDMS, A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. 195B (1987) 91.
- [3] BCDMS, A.C. Benvenuti et al., Phys. Lett. 195B (1987) 97.
- [4] M. Virchaux, Thèse, Université Paris VII, 1988.
- [5] A. Ouraou, Thèse, Université Paris XI, 1988.
- [6] A.A. Akhundov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 26 (1977) 660;  
D.Yu. Bardin and N.M. Shumeiko, Sov. J. Nucl. Phys. 29 (1979) 499;  
A.A. Akhundov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 44 (1986) 988;  
A.A. Akhundov et al., JINR Communication E2-86-104, Dubna 1986.
- [7] BCDMS, R. Kopp et al., Z. Phys. C 28 (1985) 171;  
W. Lohmann, R. Kopp and R. Voss, CERN 85-03 (CERN Yellow Report).
- [8] BCDMS, A.C. Benvenuti et al., CERN-EP/89-07, submitted to Physics Letters B.
- [9] G. Altarelli and G. Martinelli, Phys. Lett. 76B (1978) 89.
- [10] M. Glück, E. Hoffmann and E. Reya, Z. Phys. C 13 (1982) 119.
- [11] H. Georgi and D. Politzer, Phys. Rev. D14 (1976) 1829.
- [12] EMC, J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B259 (1985) 189.
- [13] A. Bodek et al., Phys. Rev. D20 (1979) 1471.

The proton structure functions from deep inelastic muon scattering

Table 1: The data sample

Beam energy (GeV)	$Q^2$ range (GeV <sup>2</sup> )	x range	Number of events
100	7- 80	0.06-0.80	530 000
120	8-106	0.06-0.80	330 000
200	16-150	0.06-0.80	770 000
280	30-260	0.08-0.80	180 000

Table 2: Results for  $R = \sigma_L/\sigma_T$

x	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV <sup>2</sup> )	R	statistical error	systematic error
0.07	15	0.167	0.134	0.074
0.10	20	0.122	0.078	0.062
0.14	20	0.163	0.055	0.040
0.18	25	0.121	0.051	0.031
0.225	30	0.046	0.032	0.028
0.275	35	0.025	0.027	0.022
0.35	40	0.023	0.025	0.022
0.45	45	-0.011	0.035	0.027
0.55	50	0.005	0.056	0.039
0.65	50	-0.057	0.092	0.071

Figure captions

- Fig. 1:  $R = \sigma_L/\sigma_T$  measured in this experiment (BCDMS) as a function of  $x$ . Also shown is the measurement by the EMC on a hydrogen target [12]. Inner error bars are statistical only, outer error bars are statistical and systematic errors combined linearly. The solid line is the next-to-leading order QCD prediction using  $\Lambda_{\overline{MS}} = 220$  MeV and a gluon distribution  $xG(x, Q_0^2) = 4.5(1-x)^8$  at  $Q_0^2 = 5$  GeV<sup>2</sup>.
- Fig. 2: The proton structure function  $F_2(x, Q^2)$  measured at the four beam energies 100, 120, 200 and 280 GeV, using  $R = R_{\text{QCD}}$ . Only statistical errors are shown.
- Fig. 3: The structure function  $F_2(x, Q^2)$  from this experiment for all beam energies combined, using  $R = R_{\text{QCD}}$ . Also shown are data from the EMC [12] and SLAC-MIT [13] experiments which are rebinned to the  $x$  values of this experiment; note that there are no SLAC data in the lowest  $x$  bin. The relative normalizations between the experiments have not been adjusted. Only statistical errors are shown.
- Fig. 4: The ratio of the proton structure functions  $F_2(x)$  from this and from the EMC experiment [12]. In each bin of  $x$ , the data are averaged over the  $Q^2$  range common to both measurements. Only statistical errors are shown.

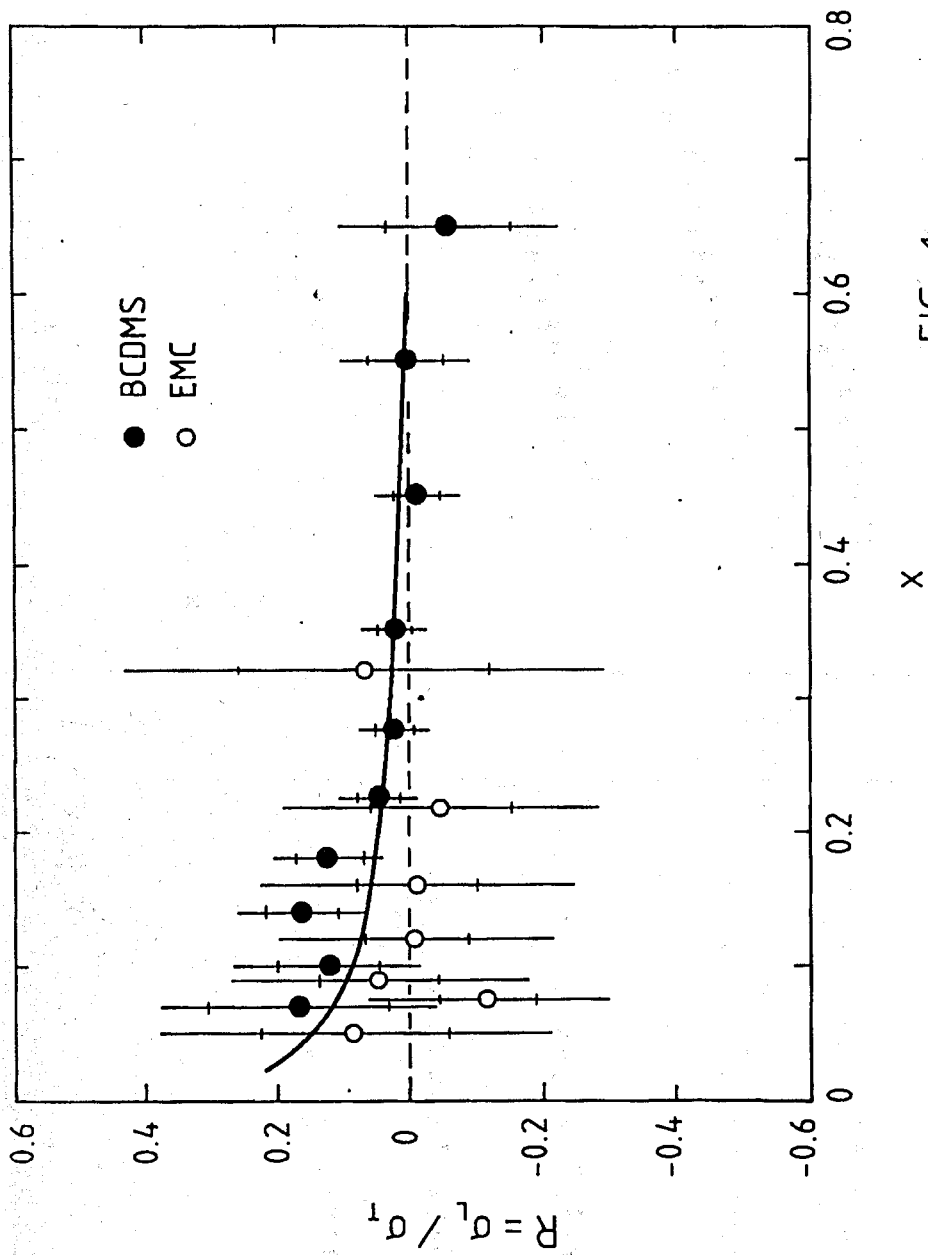


FIG. 1

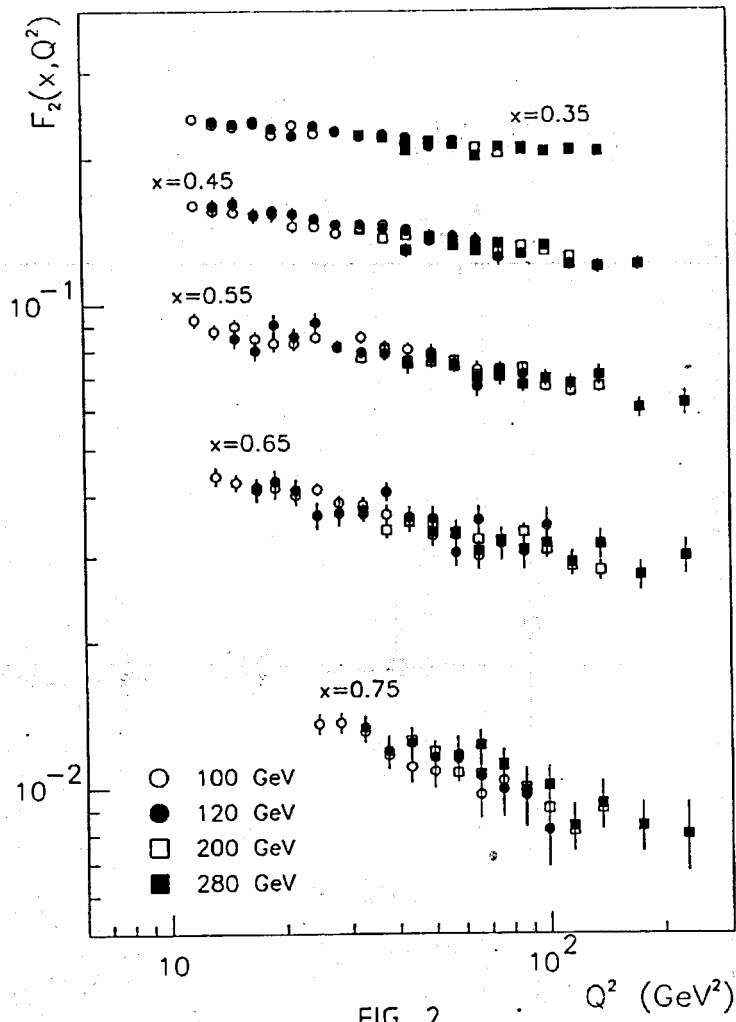
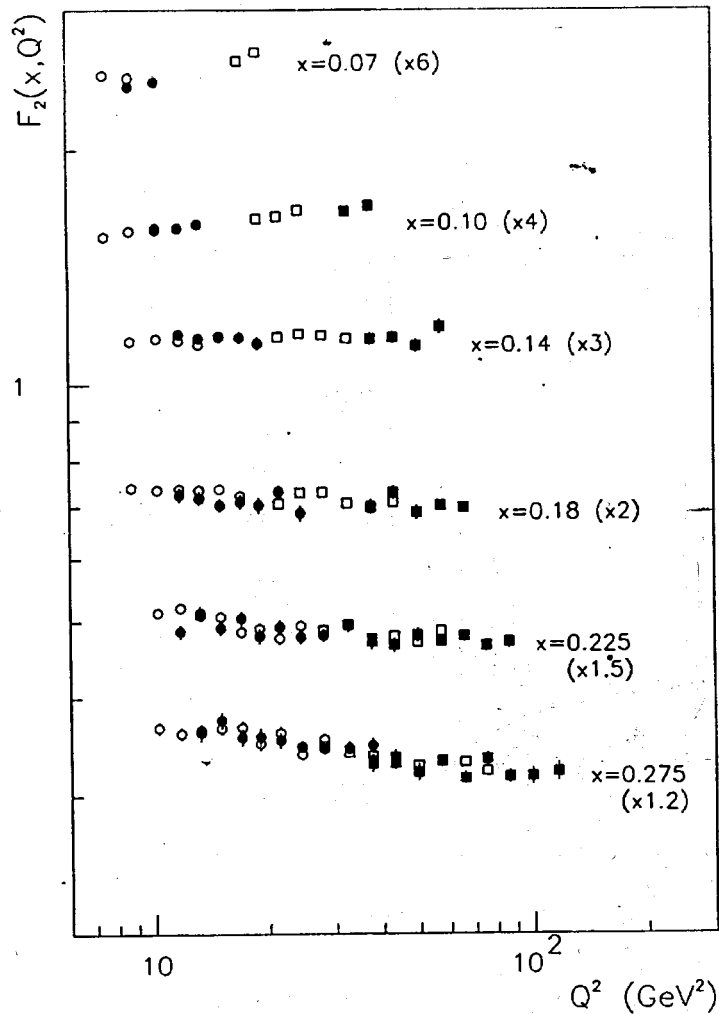


FIG. 2



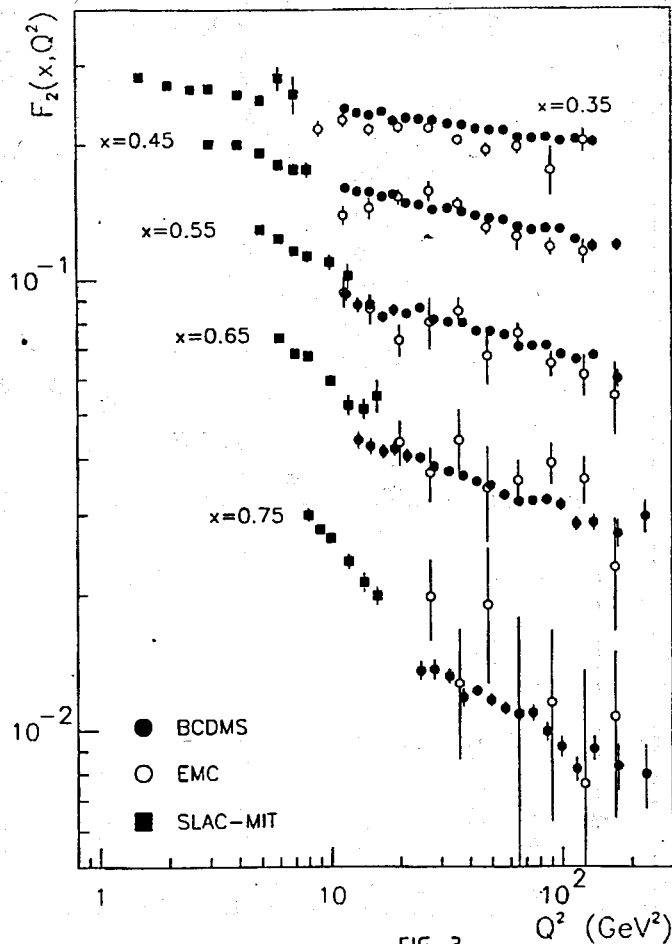
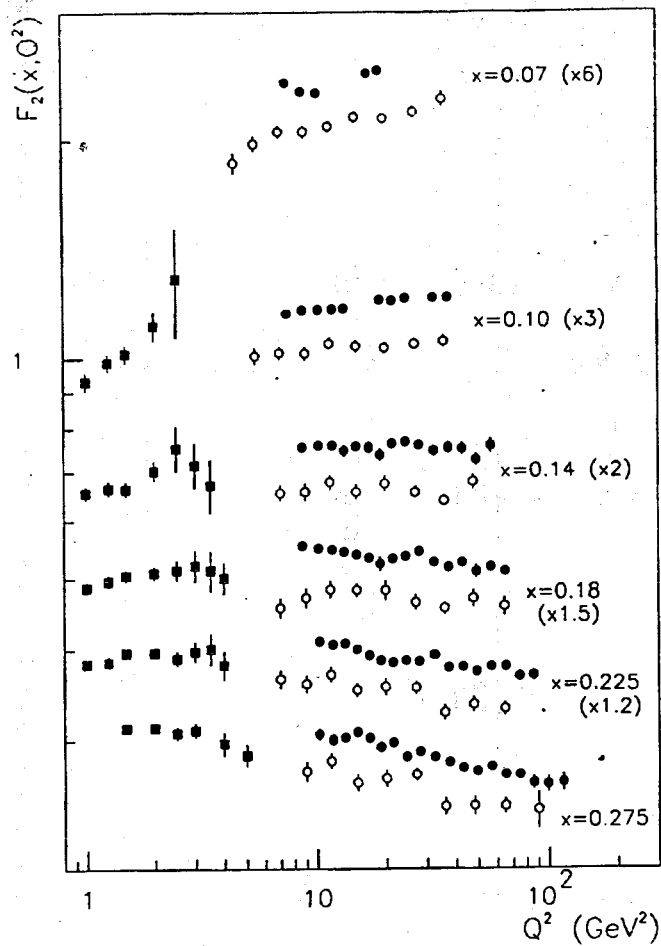


FIG. 3

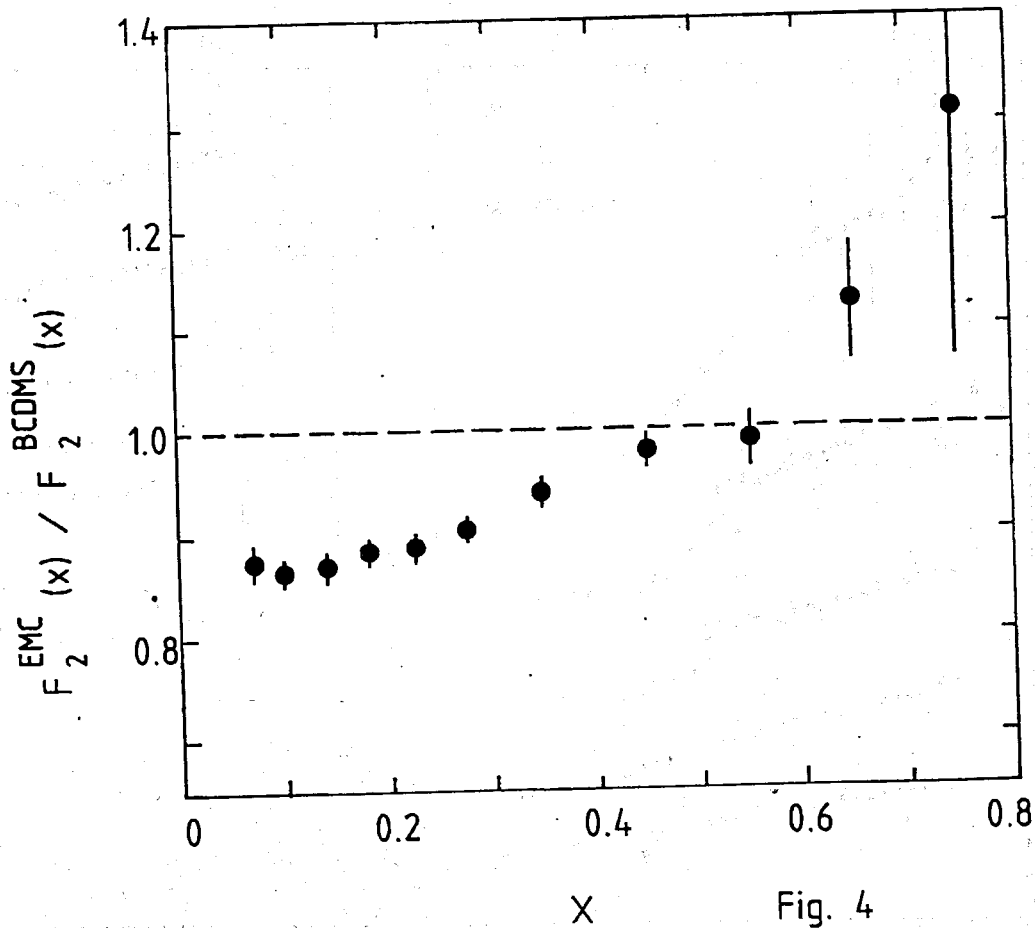
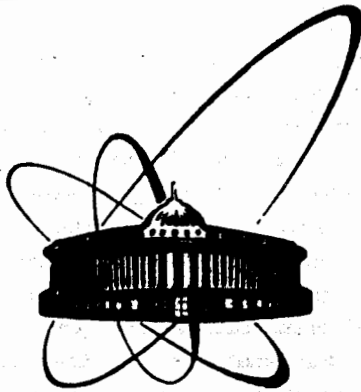


Fig. 4



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

E1-90-330

V.G.Krivokhizhin, S.P.Kurlovich<sup>1</sup>, R.Lednicky,  
S.Nemecek, V.V.Sanadze<sup>2</sup>, I.A.Savin, A.V.Sidorov,  
N.B.Skachkov

**NEXT-TO-LEADING-ORDER QCD ANALYSIS  
OF STRUCTURE FUNCTIONS WITH THE HELP  
OF JACOBI POLYNOMIALS**

Submitted to "Zeitschrift für Physik C"

---

<sup>1</sup>Gomel Polytechnical Institute, Gomel, USSR

<sup>2</sup>IHEP TGU, Tbilisi, USSR

---

**1990**

---

## 1. Introduction

The deep-inelastic scattering (DIS) is commonly considered as the best place for testing quantum chromodynamics (QCD). Though present DIS data are not accurate enough to check the fundamental QCD prediction on decreasing the strong coupling constant  $\alpha_s$  with increasing the momentum transfer squared  $Q^2$ , the precision of recent BCDMS data [1-8] appears to be sufficient to quantitatively test the specific QCD predictions for scaling violations and to reliably determine the QCD mass-scale parameter  $\Lambda$ . Clearly, for this purpose a precise method of calculation of the QCD predictions is required. Since the QCD analysis of the data represents an extensive fit of the predictions to a large number of experimental points, it is desirable that this method would be fast.

It is well known that these requirements are fulfilled by the method based on Jacobi polynomial reconstruction of structure functions (SF) suggested in ref. [9] and further studied, developed and applied to the analysis of experimental data in refs. [10-13,4,5,7]. In particular, the method was used for the QCD analysis of nonsinglet SFs in refs. [10-12] and extended to the singlet case in our previous paper [13].

In ref. [13], we have limited our analysis of the singlet SF to the leading order (LO) of perturbation theory. Here we describe further development of the method for a complete singlet + nonsinglet QCD analysis of SFs, including next-to-leading order (NLO) QCD corrections. Due to a substantial contribution of the longitudinal SF at low values of the Bjorken  $x$  and a strong correlation between the gluon density in a nucleon and  $\Lambda$ , the complete QCD analysis requires a careful study of the reconstruction accuracy and adjustment of the fit parameters. The corresponding computer code based on the standard MINUIT program [14] has been already applied for QCD fits of the BCDMS carbon and hydrogen data in refs. [4] and [5,7]. Also included into the code are procedures allowing to take into account the preasymptotic corrections to the leading-twist massless theory: flavour threshold corrections (similar to refs. [15,16]), target mass- and

higher twist-corrections (according to refs. [17-19]). Detailed description of these procedures, as well as the results of calculations of NLO-corrections to the longitudinal structure function (according to ref. [20]) and estimates of the uncertainties of the QCD fits due to the preasymptotic corrections (including the higher-order ones), may be found in ref. [21].

The rest of this paper is organized as follows. In Section 2 we briefly review the perturbative QCD predictions for DIS. The Jacobi polynomial method for calculation of the QCD predictions for SFs is discussed in Section 3. The method is tested with the help of the BCDMS hydrogen data in Section 4. The conclusions are summarized in Section 5.

## 2. Perturbative QCD predictions for structure functions

According to the QCD factorization theorem, the SFs are given as the convolution of quark,  $q_1$ , and gluon,  $G$ , (partons) densities with the coefficient functions  $C_k$  (which are proportional to the corresponding cross sections of the hard process of the absorption of virtual photon or intermediate bosons by a parton):

$$f_k(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{dy}{y} [C_k^{\text{NS}}(\frac{x}{y}, Q^2) A^{\text{NS}}(y, Q^2) + C_k^{\text{SI}}(\frac{x}{y}, Q^2) A^{\text{SI}}(y, Q^2) + C_k^{\text{G}}(\frac{x}{y}, Q^2) A^{\text{G}}(y, Q^2)], \quad (1)$$

where  $f_k$ ,  $k = 1, 2, 3$ , are related to the usual SFs by:

$$f_1 = \frac{1}{2}F_1, \quad f_2 = F_2/x, \quad f_3 = F_3.$$

The functions  $A^{\text{G}} \propto G$ ,  $A^{\text{SI}}$  and  $A^{\text{NS}}$  are certain flavour singlet and nonsinglet combinations of the parton densities. In the case of charged lepton-proton scattering, assuming  $m$  doublets of zero mass quarks with standard charge assignments, these combinations are the following:

$$\begin{aligned}
 A^G &= \frac{5}{18}G(x, Q^2), \quad A^{SI} = \frac{5}{18}\Sigma(x, Q^2), \quad A^{NS} = \frac{1}{6}\Delta(x, Q^2), \\
 \Sigma &= \sum_{i=1}^{2m} (q_i + \bar{q}_i), \quad \Delta = (u-d+\bar{u}-\bar{d}+c-s+\bar{c}-\bar{s}+\dots).
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

The coefficient functions  $C_k$  can be expanded in powers of the running coupling constant  $\alpha_s(Q^2)$ , which obeys the QCD beta function renormalization group equation, and, in the next-to-leading order, it is given by the implicit equation [22]:

$$\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} = \frac{4\pi}{\beta_0 \alpha_s} - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \ln \left( \frac{4\pi}{\beta_0 \alpha_s} + \frac{\beta_1}{\beta_0} \right),
 \tag{3}$$

where  $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}f$ ,  $\beta_1 = 102 - \frac{38}{3}f$ ;  $f$  is the number of active flavours. The  $\Lambda$  is an unknown integration constant to be determined from experiment. Often the following NLO formula is used [23]:

$$\alpha_s^{(1)}(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \left[ 1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}}{\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right].
 \tag{3'}$$

In the BCDMS  $Q^2$ -range and at  $\Lambda \approx 200$  MeV eq. (3'), as compared with the equally valid NLO expression (3), gives the  $\alpha_s$ -value lower by about 2%, and, leads to the  $\Lambda$ -value higher by 16 MeV. Eq. (3') is used in this paper.

The  $Q^2$  dependence of the functions  $A^i(x, Q^2)$  is governed by solutions of the generalized Altarelli-Parisi-Lipatov integro-differential evolution equations, the integration kernels of which or the splitting functions  $P_{ij}(x, Q^2)$  are the probabilities of the partonic transitions  $j \rightarrow i$ .

The coefficient functions, splitting functions and parton densities are not physical quantities and depend on the renormalization (factorization) scheme. In the following, we use the perturbative QCD results obtained in the modified minimal subtraction ( $\overline{MS}$ ) renormalization scheme [23]. In particular, the parton densities defined in this scheme are universal quantities [24] and satisfy the usual momentum sum rule:

$$\langle x_q \rangle + \langle x_c \rangle = \int_0^1 dx \cdot x \cdot [\Sigma(x, Q^2) + G(x, Q^2)] = 1. \quad (4)$$

The convolution integrals can be transformed into multiplications of the Mellin moments

$$f(n) = \int_0^1 dx \cdot x^{n-1} f(x).$$

E.g., instead of eq. (1) we have:

$$f_k(n, Q^2) = C_k^{NS}(n, Q^2) A^{NS}(n, Q^2) + C_k^{SI}(n, Q^2) A^{SI}(n, Q^2) + C_k^G(n, Q^2) A^G(n, Q^2), \quad (1')$$

where the  $Q^2$ -dependence of  $C_k(n, Q^2)$  is given by the series (the indices denoting the NS-, SI-quark and gluon contributions are omitted):

$$C_k(n, Q^2) = 1 + \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} B_{k,n}^{(1)} + \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} \right]^2 B_{k,n}^{(2)} + \dots \quad (5)$$

The expansion coefficients  $B_{k,n}^{(1)}$  can be found in ref. [25].

Given the initial moments  $A^i(n, Q_0^2)$  at certain reference point  $Q_0^2$  (which are not predicted by perturbative QCD), the solution of the Mellin transformed evolution equations is straightforward:

$$\begin{aligned} A_{\pm}^{NS}(n, Q^2) &= \phi_{\pm}^{NS}(n, Q^2, Q_0^2) A_{\pm}^{NS}(n, Q_0^2), \\ A^{SI}(n, Q^2) &= \phi_{qq}(n, Q^2, Q_0^2) A^{SI}(n, Q_0^2) + \phi_{qc}(n, Q^2, Q_0^2) A^G(n, Q_0^2), \\ A^G(n, Q^2) &= \phi_{cq}(n, Q^2, Q_0^2) A^{SI}(n, Q_0^2) + \phi_{cc}(n, Q^2, Q_0^2) A^G(n, Q_0^2). \end{aligned} \quad (6)$$

The index + (-) in the NS case denotes the evolution of a crossing even (odd) combination of parton densities, i.e. of the one containing  $q_1 + \bar{q}_1$  ( $q_1 - \bar{q}_1$ ). The  $\phi$ -functions are determined by the Mellin transformation of the splitting function. For example, the nonsinglet  $\phi$  - function has a form:

$$\phi_{\pm}^{NS}(n, Q^2, Q_0^2) = \left( \frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(Q_0^2)} \right) \cdot [\gamma_{\pm}^{(0)}(n) / 2\beta_0] \cdot H_{\pm}^{NS}(n, Q^2, Q_0^2), \quad (7)$$

with

$$H_{\pm}^{NS}(n, Q^2, Q_0^2) = 1 + \frac{1}{4\pi} [\alpha_s(Q^2) - \alpha_s(Q_0^2)] \cdot Z_{\pm}^{NS}(n),$$

$$Z_{\pm}^{NS}(n) = [\gamma_{\pm}^{(1)}(n) - \gamma_{\pm}^{(0)}(n)\beta_1/\beta_0] / 2\beta_0$$

and

$$\gamma(n, Q^2) = -2P(n, Q^2) = \frac{\alpha_s}{4\pi} \gamma^{(0)}(n) + \left(\frac{\alpha_s}{4\pi}\right)^2 \gamma^{(1)}(n) + \dots; \quad (8)$$

parton indices are omitted here and below. Similar expressions for the singlet  $\phi$ -functions are given in eqs. (2.138) - (2.143) of the review [25]. Note, that in the case of charged lepton-proton scattering, the moments  $A^1(n, Q^2)$  are related to the ones introduced in [25] by:

$$A^G(n, Q^2) = \frac{5}{18} \langle G(Q^2) \rangle_n, \quad A^{SI}(n, Q^2) = \frac{5}{18} \langle \Sigma(Q^2) \rangle_n, \quad A^{NS}(n, Q^2) = \frac{1}{6} \langle \Delta(Q^2) \rangle_n.$$

In fact, the QCD predictions in terms of the Mellin moments have been originally obtained with the help of the Wilson operator product expansion (OPE);  $\gamma_{\pm}(n, Q^2)$  at even (odd)  $n$  are just the anomalous dimensions of the spin- $n$  nonsinglet operators. The anomalous dimensions have been calculated up to the next-to-leading order in [26] and represented in a simple analytical form in [27,28]. For the gluon-gluon anomalous dimension we use a generally accepted result of refs. [28,29] which slightly differs from the one of refs. [26,27].

It should be noted that in the crossing even (odd) case the anomalous dimensions beyond the leading order coincide with the moments in eq. (8) only at even (odd)  $n$  [30]. To find out these moments at any  $n$ , an analytical continuation should be performed for even and odd  $n$  separately. As a result, the moments in eq. (7) are related to the OPE anomalous dimensions  $\gamma_n^{NS}$  and  $\gamma_n^{SI}$  by the following expressions:



$$\begin{aligned}\gamma_{\pm}^{(1)}(n) &= \gamma_n^{NS(1)} + \eta_{\pm}(n)\Delta\gamma_n^{NS(1)}, \\ \gamma^{(1)}(n) &= \gamma_n^{SI(1)} + \eta_{\pm}(n)\Delta\gamma_n^{SI(1)}, \\ \eta_{\pm}(n) &= \pm 1 - (-1)^n,\end{aligned}$$

where  $\Delta\gamma_n^{(0)} = 0$ , and, the corrections  $\Delta\gamma_n^{(1)}$  are known to be quite small and vanishing very fast with  $n$  ( $\Delta\gamma_n^{NS} \propto 1/n^6$ ) [30]. For this reason the corrections are often neglected in the literature. However, they appear to be quite important for the Jacobi polynomial SF-reconstruction due to factorially large coefficients weighing the contributions of the moments. The corrections in the crossing even (odd) case can be simply taken into account by the following replacements in the OPE anomalous dimensions [31,32]:

$$\begin{aligned}(-1)^n &\rightarrow \pm 1, \\ S'_2(\frac{1}{2}n) &\rightarrow (-1)^n \{\pm S'_2(\frac{1}{2}n) + \eta_{\pm}(n)[-2S_2(n) + \zeta(2)]\}, \\ S'_3(\frac{1}{2}n) &\rightarrow (-1)^n \{\pm S'_3(\frac{1}{2}n) + \eta_{\pm}(n)[-4S_3(n) + 3\zeta(3)]\}, \\ \tilde{S}(n) &\rightarrow (-1)^n \{\pm \tilde{S}(n) + \eta_{\pm}(n) \frac{5}{8} \zeta(3)\},\end{aligned}\tag{9}$$

where the series  $S_n(n)$  and the alternating series  $S_n(\frac{1}{2}n)$ ,  $\tilde{S}(n)$  are defined in [27] and  $\zeta(z)$  is the Riemann zeta function,  $\zeta(2) = \pi^2/6$ ,  $\zeta(3) \approx 1.202056903159594$ .

To conclude this brief theoretical summary, the QCD predictions for the moments of the nucleon SFs are given by eq. (1') together with eqs. (5), (6), (8) and (9).

### 3. Jacobi polynomial reconstruction method

The evolution equations allow one to calculate the  $Q^2$ -dependence of the parton densities  $\lambda^1$  provided they are given at a certain reference point  $Q_0^2$ . The densities  $\lambda^1(x, Q_0^2)$  are usually parametrized on the basis of plausible theoretical assumptions concerning their behaviour near the end points  $x = 0, 1$ , e.g.:

$$\begin{aligned}
 xA^{NS}(x, Q_0^2) &= a_{NS} x^{\mu_{NS}} (1-x)^{\nu_{NS}} (1+\gamma_{NS} x), \\
 xA^{SI}(x, Q_0^2) &= a_{SI} [x^{\mu_{SI}} (1-x)^{\nu_{SI}} + a_{SEA} x^{\mu_{SEA}} (1-x)^{\nu_{SEA}}], \\
 xA^G(x, Q_0^2) &= a_G x^{\mu_G} (1-x)^{\nu_G}.
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

The evolution equations can be solved and QCD predictions for SFs obtained with the help of various numerical algorithms [33-35]. Although straightforward, these methods are not cheap in terms of computer time and meet a problem of accumulation of the rounding errors. Therefore a number of analytic methods has been developed to solve these equations with a lower price. One of the simplest and fastest possibilities is the SF reconstruction from the QCD predictions for its Mellin moments as given in an analytical form in eq. (1'). The Jacobi polynomials are especially suited for this purpose since they allow one to factor out an essential part of the  $x$ -dependence of the SF into the weight function [9]. Thus, given the Jacobi moments  $a_m(Q^2)$ , a structure function  $f(x, Q^2)$  may be reconstructed in a form of the series

$$xf(x, Q^2) = \lim_{M \rightarrow \infty} x^\beta (1-x)^\alpha \sum_{m=0}^M a_m(Q^2) \Theta_m^{\alpha\beta}(x),
 \tag{11}$$

where the Jacobi polynomials

$$\Theta_m^{\alpha\beta}(x) = \sum_{j=0}^m c_j^m(\alpha, \beta) x^j$$

satisfy the orthogonality relation with the weight  $x^\beta (1-x)^\alpha$  (see ref. [10] for details). The Jacobi moments are just linear combinations of the Mellin ones:

$$a_m(Q^2) = \sum_{j=0}^m c_j^m(\alpha, \beta) f(j+2, Q^2).
 \tag{12}$$

Their  $Q^2$ -dependence thus simply follows from the QCD eq. (1').

It was shown that a fast convergence of the series (11) can be achieved with an appropriate weight function. Originally, a  $Q^2$ -dependent weight function (with  $\alpha = \alpha(Q^2)$ ) was proposed [9].

Later on, it was recognized [10,12,13] that a good reconstruction accuracy (better than 1%) can be obtained with constant values of  $\alpha$  and  $\beta$ , and with a reasonable number  $N_{\max}$  of the terms retained in the series. As expected, the choice  $\alpha \approx 3$  and  $\beta \approx 0.5$  for the weight function parameters appears to be optimal in the nonsinglet case. For a singlet structure function parametrized at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  as the singlet density in eq. (10) with  $\mu_{SI} = 0.25$ ,  $\nu_{SI} = 3$ ,  $\mu_{SEA} = 0$  and  $\nu_{SEA} = 8$ , two sets of optimal  $\alpha$ ,  $\beta$  values have been found [13]:  $\alpha_1 \approx 3$ ,  $\beta_1 \approx 0.2$  and  $\alpha_2 \in (-0.8, 3.3)$ ,  $\beta_2 \approx -0.8$ . The relation  $\beta_1 \approx \beta_2 + 1$  between the two  $\beta$ -values is merely a consequence of the polynomial expansion.

The analysis of the SF reconstruction accuracy in ref. [13] does not take into account a rapid  $Q^2$ -evolution of the sea quarks and gluons. Since the evolution effectively leads to the appearance of a negative power of  $x$  in their  $x$ -distributions [36], we may expect decreasing the optimal  $\beta$ -value with  $Q^2$ . This is indeed confirmed (fig. 1) by the analysis of the relative reconstruction accuracy

$$\Delta_k^M(Q^2) = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{F_k^M(x_i, Q^2) - F_k^{\text{test}}(x_i, Q^2)}{F_k^{\text{test}}(x_i, Q^2)} \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad N = 11, \quad (13)$$

of a singlet-like test function  $F_k^{\text{test}}$ ,  $k = 2, L$ . The index  $n$  indicates that the function  $F_k^{\text{test}}$  was reconstructed from its first  $M+1$  moments. We have approximated the singlet-like structure function by

$$F_k^{\text{test}}(x, Q^2) = \sum_{j=1}^3 c_j x^{\beta_j} (1-x)^{\alpha_j}, \quad (14)$$

The parameters  $c_j$ ,  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$ ,  $j = NS, SI$  and  $G$  at various values of  $Q^2$  are given in Table 1. They have been calculated with the help of the results of a QCD fit to the BCDMS hydrogen data. The approximation (14) is sufficient for studying the reconstruction accuracy, and, as the moments of its rhs are exactly known, it avoids the necessity of the "exact" solution of the evolution

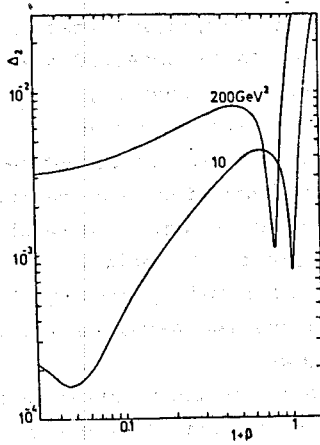


Fig. 1. The relative reconstruction accuracy (13) of a singlet-like SF  $F_2(x, Q^2)$  (defined in eq. (14) and table 1) as a function of the weight function exponent  $\beta$ ; calculations are performed with  $\alpha = 3$ ,  $N_{\max} = 12$  and  $Q^2 = 10, 200 \text{ GeV}^2$ .

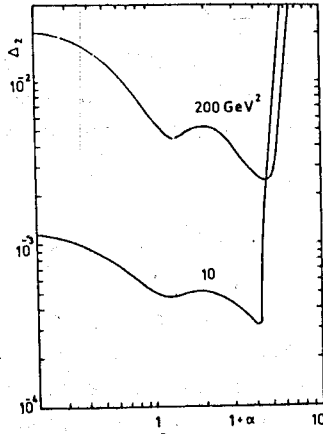


Fig. 2. The same dependence as in Fig. 1 but as a function of the weight function exponent  $\alpha$  with fixed  $\beta + 1 = 10^{-5}$ .

Table 1. The parameters  $c_j$ ,  $\alpha_j$ ,  $\beta_j$  in eq. (14) are given in the 1-st, 2-nd and 3-rd column for each  $j$ . The two values at each  $Q^2$  correspond to the structure functions  $F_2$  and  $F_L$ , respectively.

$Q^2$ GeV <sup>2</sup>	NS			SI			G		
10	.763	2.74	.901	.618	3.22	.052	-.553	12.6	.757
	.034	4.44	.734	.023	4.99	-.001	.025	13.9	-.259
25	.723	2.88	.860	.513	3.26	-.037	-.195	11.7	.436
	.027	4.56	.694	.016	4.99	-.083	.019	14.4	-.340
200	.650	3.12	.790	.378	3.37	-.173	-.049	10.9	.054
	.017	4.76	.626	.009	5.03	-.210	.012	14.3	-.454

equations for this purpose.

It may be seen from figures 1 and 2 that an optimal choice of the weight function parameters  $\alpha$  and  $\beta$  in the case of a singlet-like structure function  $F_2$  would be  $\alpha \in (0, 4)$  and  $\beta$  close to  $-1$  or  $\beta \approx -0.15$ . In the BCDMS kinematic range this choice guarantees  $\Delta_2^{11} < 0.3\%$ . This result is more than one order of magnitude better as compared with the case of the constant weight function (Legendre polynomial expansion). For the longitudinal structure function, due to a substantial gluon contribution, the reconstruction accuracy appears to be worse by an order of magnitude (see fig. 3; the optimal values are  $\alpha \approx 6$  and  $\beta$  close to  $-1$ ). Such an inaccuracy is still acceptable since it is compensated by a small  $F_L$ -contribution to the cross section (up to several % in a few high- $\gamma$  BCDMS points). Figures 1-3 also indicate, in contrast with the nonsinglet case [12], the sensitivity of the reconstruction accuracy to the analysed  $Q^2$ -interval. Clearly, this is a consequence of a fast singlet evolution in the low- $x$  region.

The dependence of the reconstruction accuracy on the number  $N_{\max}$  of the terms in the series and on the length of the IBM computer word is displayed in fig. 4. It may be seen that the single (double) precision is sufficient up to  $N_{\max} = 8$  (22). The reconstruction accuracy blows up at  $N_{\max} = 44$  even if the maximal word length of REAL\*16 has been used. It also follows from fig. 4

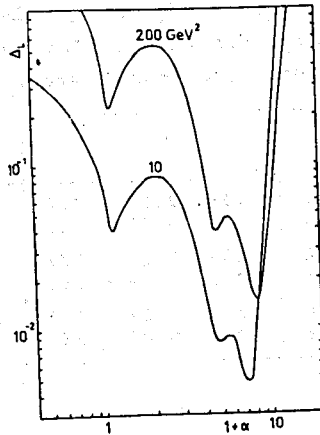


Fig. 3. The same dependence as in Fig. 2 but for a singlet-like longitudinal SF  $F_L(x, Q^2)$ .

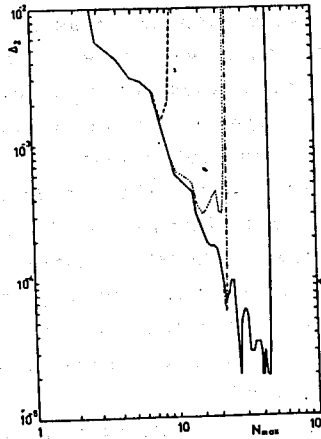


Fig. 4. The same dependence as in Fig. 1 but as a function of the number  $N_{\max} = M + 1$  of the terms retained in the reconstruction series at various lengths of the IBM computer word: REAL\*4 (dashed curve), REAL\*8 (dashed-dotted curve) and REAL\*16 (full curve); the parameters are :  $\alpha = 3$ ,  $\beta + 1 = 10^{-5}$  and  $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$ . The dotted curve corresponds to REAL\*8 and a numerical integration of the  $x$ -parametrizations in eqs. (10).

that the IBM double precision allows one to achieve the reconstruction accuracy by about one order better than in the case of the single one, while further doubling of the word length is less effective. We may conclude that the computer precision practically limits the number of the retained terms to  $N_{\max} < 20$ . Due to rapidly increasing computer time with  $N_{\max}$ , an optimum seems to be  $N_{\max} = 10-15$ . In this case, as may be seen from fig. 4, there is only a minor difference in reconstruction accuracies corresponding to the exact and numerical calculations of the initial moments from eqs. (10).

It should be noted [32] that the convergence of the reconstruction series breaks at  $N_{\max} > 10$  if the QCD moments have been calculated neglecting the corrections to the OPE next-to-leading anomalous dimensions arising from the substitutions (9).

#### 4. QCD fits to BCDMS proton data

The method has been used for QCD analysis of the BCDMS hydrogen data [5,6]. The initial parton densities at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  have been parametrized according to eqs. (10). The corresponding parameters are determined (except  $\mu_{\text{SEA}}$  and  $\mu_{\text{C}}$  assumed to be zero), together with the QCD parameter  $\Lambda$  defined in eq. (3'), by fitting the QCD predictions to the cross section data. Note that these points are often given in a form of the function  $F_2^0(x, Q^2; E)$  which coincides with the structure function  $F_2$  calculated under the assumption  $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$  (see, e.g. [1,6,37]). We compare the cross section data with the complete singlet + nonsinglet NLO QCD prediction containing both the SFs  $F_2$  and  $F_L$  calculated in the  $\overline{\text{MS}}$  renormalization scheme. Different weight functions are used to optimize the Jacobi reconstruction of these SFs: for  $F_2$ , the corresponding exponents  $\alpha, \beta$  are treated as free parameters of the fit, and, for  $F_L$ , they are fixed at  $\alpha = 6$  and  $\beta$  close to  $-1$ .

The main results have already been communicated [5,7]. An

excellent agreement of the QCD predictions for  $F_2(x, Q^2)$  with the data is demonstrated in fig. 5 (see also figs. 2, 3 of ref. [7]). The values of the fit parameters are given in Table 2 for the SI+NS analysis in a full kinematic range ( $x > 0.06$ ) and for the NS analysis in a restricted domain ( $x > 0.25$ ). The kinematic cuts of ref. [7] are applied. The momentum sum rule (4) is assured.

Note that rather large errors of the parameters of the quark densities are due to substantial correlations among them. However, these parameters, being determined essentially by the  $x$ -dependence of the SFs, are practically decorrelated from the QCD mass-scale parameter  $\Lambda$ , which measures the size of the scaling violations.

Table 2: Averaged results of the NLO QCD fits ( $N_{\max} = 10-17$ ) to the BCDMS hydrogen data [6]. Only statistical errors are given.

Fit	$\mu_{NS}$	$\nu_{NS}$	$\gamma_{NS}$	$a_{NS}$	$\mu_{SI}$	$\nu_{SI}$	$\langle x_q \rangle$	$\nu_{SEA}$	$a_{SEA}$	$\nu_G$	$\Lambda_{NS}$	$\chi^2_{DOF}$
SI+NS	0.5 $\pm 0.2$	3.5 $\pm 0.2$	10 $\pm 2$	1.1 $\pm 0.2$	0.8 $\pm 0.1$	4.5 $\pm 0.6$	0.45 $\pm 0.08$	13 $\pm 4$	0.17 $\pm 0.05$	9.0 $\pm 1.5$	207 $\pm 21$	258 270
NS	0.6 $\pm 0.2$	3.5 $\pm 0.3$	0.1 $\pm 0.8$	2.2 $\pm 0.7$	-	-	-	-	-	-	198 $\pm 20$	178 198

A ratio  $\chi^2/DOF \approx 1$  indicates not only the consistency of the data with the QCD predictions but also a sufficient flexibility of the quark parametrizations in eqs. (10). We have confirmed this with the help of polynomial modifications of these parametrizations and found that the subsequent change of  $\Lambda$  is negligible ( $< 2$  MeV).

In the fits we have constrained the gluon density with the help of the momentum sum rule (4). This may be questionable as it requires an interpolation of the singlet quark and gluon densities into the unmeasured region of  $x < 0.06$ . It appears, however, when treating both  $\langle x_q \rangle$  and  $\langle x_g \rangle$  as free parameters and assuming  $\mu_{SEA} = \mu_G = 0$ , that the results of Table 1 remain practically unchanged (except for 50% increase of the error in  $\nu_G$ ), and, that the sum rule is well satisfied:  $1 = 1.05 \pm 0.13$ .

The softness of the gluon distribution permits to neglect its contribution in the evolution equations at sufficiently large



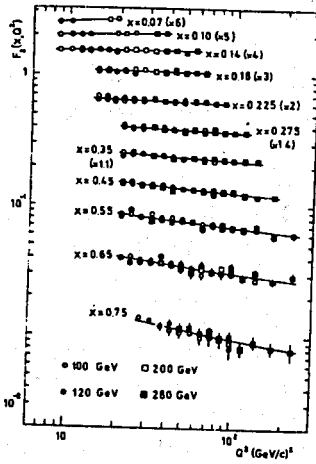


Fig. 5. Comparison of the BCDMS proton SF  $F_2(x, Q^2)$  [5] with the result of a complete SI+NS QCD fit (full curves); the corresponding parameters are given in Table 2.

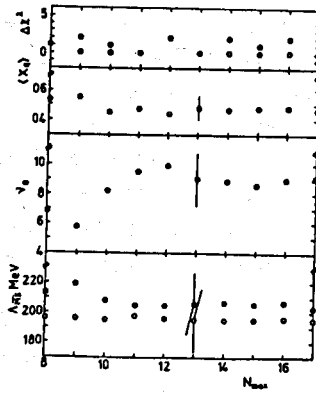


Fig. 6. The  $N_{\max}$ -dependence of the results of the NS (open circles) and the complete SI+NS (closed circles) NLO QCD fits to the BCDMS hydrogen data [5];  $\Delta\chi^2 = \chi^2(N_{\max}) - \chi^2(13)$ . Typical statistical errors are shown at  $N_{\max} = 13$ .

$x$ -values ( $x > \sim 0.3$ ) and to determine  $\Lambda$  with the help of a more constrained nonsinglet analysis. In an interval of  $x \approx 0.25$  the NLO nonsinglet approximation, as compared with the complete SI+NS treatment, yields practically the same  $\Lambda$  (see Table 1 and ref. [7]).

The  $N_{\max}$ -dependence of the results of NLO fits is displayed in fig. 6. In agreement with the analysis of the reconstruction accuracy, the parameters of NS and SI+NS fits show stable behaviour for  $N_{\max} \geq 8$  and  $N_{\max} \geq 10$ , respectively. Note that a good  $\chi^2$ -stability is achieved by treating the weight function exponents  $\alpha$  and  $\beta$  in the  $F_2$ -reconstruction as free parameters of the fit. Without such a tuning of the weight function the  $\chi^2$  oscillates with  $N_{\max}$  by  $\sim 5$  units while the fitted parameters remain practically unchanged. Small fluctuations of  $\Lambda$  with  $N_{\max}$  may be considered as a measure of the systematic error of the method. As is seen from fig. 6, the fluctuations are less than 2 MeV which is negligible as compared with the statistical and systematic errors in  $\Lambda$ .

The results of the fits well agree with the ones [7,8] obtained by a different method (based on a numerical solution of the evolution equations [35]), except for a small systematic difference of  $\sim 10$  MeV in the  $\Lambda$ -values which cannot be considered as a significant one as compared with the errors. A part of this difference (3-5 MeV) is due to a different treatment of the  $R$ -function (see discussion in Section 2.4 of ref. [21]). The results obtained by the two methods would be fully identical provided [12] the exact solution of the NLO equation (3) for  $\alpha_s(Q^2)$  is used instead of the equally valid NLO approximation in eq. (3').

## 5. Conclusions

We may conclude that the simple procedure suggested for the Jacobi polynomial reconstruction of both the transverse and longitudinal SFs is possible to make the reconstruction uncertainties in the predicted cross section less than a fraction

of %, i.e. negligible as compared with the errors of present data.

The corresponding computer code for QCD fits was successfully tested with the help of BCDMS hydrogen data. The results of the SI+NS (NS) fits show a stable behaviour of the physical parameters provided the number of the terms,  $N_{\max}$ , retained in the reconstruction series is larger than  $\sim 10$  (8). The typical time for one full iteration in the SI+NS case at  $N_{\max} = 13$  is about 30 CP seconds at the CDC 6500 computer.

The BCDMS data [6] show a perfect agreement with the QCD predictions on scaling violations in the SFs:  $\chi^2/DOF \approx 1$ . The QCD mass scale parameter  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , determined for the first time from the full SI+NS analysis of the proton SFs, is equal to  $207 \pm 21$  MeV. This value is in a good agreement with the one ( $198 \pm 20$  MeV) obtained from the NS fit (neglecting the gluon contribution) in the restricted kinematic range  $x \geq 0.25$ . This result as well as the large exponent  $\nu_{SEA} = 13 \pm 4$  at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  confirm the earlier observations from muon-nuclear and neutrino-nuclear experiments that the dominant contribution to the SF  $F_2$  at  $x > 0.3$  comes from valence quarks. The valence-quark exponents  $\mu_{NS} = 0.5 \pm 0.2$  and  $\nu_{NS} = 3.5 \pm 0.2$  fitted at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  agree with the predictions based on the Regge theory and on the quark counting rule, respectively.

Together with similar results obtained by the BCDMS Collaboration using another method of the analysis [7,35], also showing an excellent agreement of the data with the QCD predictions, the best value of  $\Lambda_{\overline{MS}}$  is  $205 \pm 22(\text{stat}) + 60(\text{syst})$  MeV, where the quoted systematical error is due to experimental uncertainties [7]; the theoretical uncertainties are expected to be of a similar size [21]. This is the most precise measurement of the  $\Lambda_{\overline{MS}}$  from deep inelastic lepton-proton scattering experiments.

A soft gluon distribution has been obtained at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ :  $xG(x, 5 \text{ GeV}^2) \propto (1-x)^{9 \pm 1.5}$ ; the exponent  $\nu_G$  is twice the one predicted by the quark counting rule at low  $Q^2$  and found in the LO analysis. This result indicates the importance of the NLO corrections for the SF analysis. The above gluon parametrization should be however considered only as an effective one in the range  $0.06 < x < 0.30$ , where an essentially nonzero gluon contribution

is required by the measured slopes  $\partial \ln F_2 / \partial \ln Q^2$  characterizing the scaling violations (see fig. 4 of ref. [7]). On the other hand, direct photon production data are sensitive to the gluon density in the region  $0.35 < x < 0.6$  [38]; they require  $\nu_G = 4.0 \pm 0.8$  at  $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$  in agreement with  $\nu_G = 6.4 \pm \frac{2}{3}$  determined at the same  $Q_0^2$  from the BCDMS hydrogen data.

#### References

1. BCDMS, A.C.Benvenuti et al., Phys. Lett. 195B (1987) 91.
2. BCDMS, A.C.Benvenuti et al., Phys. Lett. 195B (1987) 97.
3. M.Virchaux, These, Universite Paris VII, 1988.
4. V.Genchev et al., Proc. of the IX Int. Seminar on High Energy Physics Problems (June 14-19, 1988, Dubna), JINR D1,2-88-652, vol. II, p. 6, Dubna 1988.
5. BCDMS, A.C.Benvenuti et al., JINR-E1-87-689, Dubna 1987.
6. BCDMS, A.C.Benvenuti et al., Phys. Lett. 223B (1989) 485.
7. BCDMS, A.C.Benvenuti et al., Phys. Lett. 223B (1989) 490.
8. A.Ouraou, These, Universite Paris XI, 1988.
9. G.Parisi, N.Sourlas, Nucl. Phys. B151 (1979) 421.
10. I.S.Barker, C.B.Langensiepen, G.Shaw, Nucl. Phys. B186 (1981) 61.
11. I.S.Barker, B.R.Martin, G.Shaw, Z. Phys. C19 (1983) 147;  
I.S.Barker, B.R.Martin, Z. Phys. C24 (1984) 255.
12. J.Chyla, J.Rames, Z. Phys. C31 (1986) 151.
13. V.G.Krivokhizhin et al., Z. Phys. C36 (1987) 51.
14. F.James, M.Roos, "MINUIT", CERN Computer Center Library, D505, Geneva, 1987.
15. S.P.Luttrell, S.Wada, Nucl. Phys. B182 (1981) 381.
16. M.Gluck, R.M.Godbole, E.Reya, Z. Phys. C13 (1982) 119.
17. A.DeRujula et al., Ann. Phys. 103 (1977) 315.
18. R.K.Ellis, W.Furmanski, R.Petronzio, Nucl. Phys. B212 (1983) 29.
19. R.K.Ellis, W.Furmanski, R.Petronzio, Nucl. Phys. B207 (1982) 1
20. D.I.Kazakov, A.V.Kotikov, Nucl. Phys. B307 (1988) 721.
21. R.Lednicky, CERN/EP/NA4 Note 89-03, 30 October 1989;  
JINR B2-2-89-791, Dubna 1989.

22. P.M.Stevenson, Phys. Rev. D23 (1981) 2916; D27 (1983) 1968.
23. W.A.Bardeen et al., Phys. Rev. D19 (1978) 3998.
24. W.Furmanski, R.Petronzio, Z.Phys. C11 (1982) 293.
25. A.Buras, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 199.
26. E.G.Floratos, D.A.Ross, C.T.Sachrajda, Nucl. Phys. B129 (1977) 66; B139 (1978) 545; B152 (1979) 493.
27. A.Gonzalez-Arroyo, C.Lopez, F.J.Yndurain, Nucl. Phys. B153 (1979) 161;  
A.Gonzalez-Arroyo, C.Lopez, Nucl. Phys. B166 (1980) 429.
28. E.G.Floratos, C.Kounnas, R.Lacaze, Nucl. Phys. B192 (1981) 417
29. I.Antoniadis, E.G.Floratos, Nucl. Phys. B191 (1981) 217.
30. D.A.Ross, C.T.Sachrajda, Nucl. Phys. B149 (1979) 497.
31. G.Curci, W.Furmanski, R.Petronzio, Nucl. Phys. B175 (1980) 27.
32. R.Lednicky, CERN/EP/NA4 Note 88-01, 6 June 1988;  
JINR B2-2-89-773, Dubna 1989.
33. L.F.Abbott, R.M.Barnett, Ann. of Phys. 125 (1980) 276.
34. A.Devoto et al., Phys. Rev. D27 (1983) 508.
35. M.Virchaux, A.Ouraou, DPhPE 89-07, Saclay 1989.
36. C.Lopez, F.J.Yndurain, Nucl. Phys. B171 (1980) 231;  
B183 (1981) 157.
37. EMC, J.J.Aubert et al., Nucl. Phys. B259 (1985) 189.
38. P.Aurenche et al., Phys. Rev. D39 (1989) 3275.

Received by Publishing Department

on May 14, 1990.

УДК 539.12...142:539.125.4

## TEST OF THE ELLIS-JAFFE SUM RULE USING PARAMETRIZATION OF THE MEASURED LEPTON-PROTON ASYMMETRY

*A.P.Nagaitsev\*, V.G.Krivokhijine\*, I.A.Savin, G.I.Smirnov*

It is shown that the values of the first moment of  $g_1^p(x)$  calculated from simultaneous fits of the SMC and E143 data on the asymmetries  $A_1^p(x)$  are below the Ellis-Jaffe prediction by more than  $7\sigma$ .

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

**Проверка правила сумм Эллиса-Джаффе с использованием  
параметризации данных по лептон-протонной асимметрии**

*А.П.Нагайцев и др.*

Показано, что величины первого момента от  $g_1^p(x)$ , вычисленные из одновременной аппроксимации SMC и E 143 данных по асимметрии  $A_1^p(x)$ , находятся ниже предсказаний правила сумм Эллиса-Джаффе более чем на  $7\sigma$ .

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

### 1. Introduction

It has been found from the measurements of the spin-dependent structure function  $g_1^p(x)$  of the proton by the SMC [1] and E143 [2] that the value  $\Gamma_1^p$ , which is the first moment of  $g_1^p(x)$ , is below the Ellis-Jaffe sum rule prediction. We quote in detail the results of Refs. [1], [2], because they are important for our discussion.

1.1. SMC. The result for the first moment of  $g_1^p(x)$  at  $\langle Q^2 \rangle = 10 \text{ GeV}^2$  is

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.136 \pm 0.011 \text{ (stat.)} \pm 0.011 \text{ (syst.).} \quad (1)$$

The integral over the measured  $x$  range is

$$\int_{0.003}^{0.7} g_1^P(x) dx = 0.131 \pm 0.011 \pm 0.011. \quad (2)$$

The values of integrals over unmeasured  $x$  regions are

$$\int_0^{0.003} g_1^P(x) dx = 0.004 \pm 0.002, \quad \int_{0.7}^1 g_1^P(x) dx = 0.001 \pm 0.001. \quad (3)$$

The corresponding Ellis-Jaffe prediction corrected for QCD effects [3] is:

$$\Gamma_1^P = 0.176 \pm 0.006. \quad (4)$$

SMC has evaluated  $g_1^P(x)$  from virtual photon-proton asymmetry  $A_1^P(x, Q^2)$  averaged over  $Q^2$  in each bin using the relation:

$$g_1^P(x) \equiv \frac{A_1^P(x, Q^2) F_2^P(x, Q^2)}{2x(1 + R(x, Q^2))} \equiv A_1^P(x) F_1^P(x, Q^2). \quad (5)$$

$A_1^P(x, Q^2)$  is assumed to be independent of  $Q^2$ . The unpolarized structure functions  $F_2^P(x, Q^2)$  and  $R(x, Q^2)$  were taken from parametrizations [4] and [5], respectively, for the average  $\langle Q^2 \rangle = 10 \text{ GeV}^2$  in the SMC kinematic region. The virtual photon-proton asymmetry  $A_1^P$  is related to the measured muon-proton asymmetry  $A^P$ :

$$A^P = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}}, \quad (6)$$

$$A_1^P = \frac{A^2}{D} - \eta A_2^P, \quad (7)$$

where  $\sigma^{\uparrow\downarrow}(\sigma^{\uparrow\uparrow})$  is the cross section for the longitudinally polarized muons scattering on protons polarized opposite (along) to the muon momentum,  $D$  and  $\eta$  are the kinematic factors. SMC has shown in the separate experiment [6] that asymmetry  $A_2^P$  arising from the interference between virtual photons with transverse and longitudinal polarizations is compatible with zero within statistical errors. In addition, since coefficient  $\eta$  in the SMC kinematic region is small, product  $\eta A_2^P$  can be neglected in Eq.(7). So, with this assumption asymmetry  $A_1^P$  is directly proportional to the measured  $A^P$ :

$$A_1^P \equiv \frac{A^P}{D} \quad (8)$$

1.2. E143. The result for the first moment of  $g_1^P(x)$  at  $\langle Q^2 \rangle = 3$  is

$$\Gamma_1^P = 0.127 \pm 0.004(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{syst.}) \quad (9)$$

The integral over the measured range is

$$\int_{0.029}^{0.8} g_1^P(x) dx = 0.120 \pm 0.004 \pm 0.008. \quad (10)$$

The values of integrals over unmeasured  $x$  regions are

$$\int_0^{0.029} g_1^P(x) dx = 0.006 \pm 0.006, \quad \int_{0.8}^1 g_1^P(x) dx = 0.001 \pm 0.001. \quad (11)$$

The corresponding Ellis-Jaffe prediction corrected for QCD effects [3] is:

$$\Gamma_1^P = 0.160 \pm 0.006. \quad (12)$$

E143 has evaluated  $g_1^P$  from the measurements of  $A_{\parallel}$  and  $A_{\perp}$  asymmetries for the scattering of the longitudinally polarized electrons on the target polarized parallel and transverse to the beam direction:

$$\frac{g_1^P}{F_1^P} = D^{-1}(A_{\parallel} + \tan(\Theta/2) A_{\perp}), \quad (13)$$

where  $\Theta$  is the electron scattering angle. This ratio is related to the virtual photon-proton asymmetry  $A_1^P$ :

$$A_1^P = \frac{g_1^P}{F_1^P} - \gamma^2 \frac{g_2^P}{F_1^P}, \quad \gamma^2 = \frac{Q^2}{\nu^2} \ll 1 \quad (14)$$

and with the same level of confidence as for SMC, we can neglect product  $\gamma^2 g_2^P / F_1^P$  and obtain the same approximate relation as Eq.(5):

$$A_1^P \equiv \frac{g_1^P}{F_1^P} \quad (15)$$

Calculating  $\Gamma_1^P$  from  $g_1^P / F_1^P$ , in E143 it was assumed that the last ratio is independent of  $Q^2$ . Such an assumption was justified by observing good agreement between SLAC and SMC data taken at different  $Q^2$ .



The two experiments obtained  $\Gamma_1^P$ , which is below the Ellis-Jaffe sum rule prediction by more than two standard deviations. These discrepancies could be caused by some physics effects not taken into account by the Ellis-Jaffe model or due to imperfection of the data and their analysis. Since in terms of standard deviations the difference between the data and theory is not significant, it is worth-while to examine possible experimental problems. One of them is a «nonsmoothness» in  $x$  behaviour of  $A_1^P$  present in both experiments and which is difficult to explain by statistical errors. It might be produced by possible incorrectable point-to-point systematic fluctuations. On the other hand, both experiments did not take into account the theoretical prediction  $A_1^P(x=1)=1$  while extrapolating the data to the unmeasured region  $0.7 < x \leq 1$ . These two observations motivated our study of the changes in the  $\Gamma_1^P$  when the latter is calculated with the constraint  $A_1^P(1)=1$  and with smooth input  $A_1^P(x)$ . Such an approach has been used in paper [10] for discussions of the Bjorken sum rule tests.

## 2. Calculation of $\Gamma_1^P$

We calculate the first moment of  $g_1^P$  as follows:

1) The  $x$ -dependence of  $A_1^P$  is parametrized by function  $A^f(x)$  (the form of the function will be discussed later) with some free parameters. As long as values  $A_1^P(x, Q^2)$  and  $g_1^P/F_1^P$  measured in SMC and E143 are independent of  $Q^2$ , we can fit the data from two experiments simultaneously.

2) This function  $A^f$  is used for calculations of  $g_1(x)$  and its integral:

$$g_1^P(x) \equiv A^f(x, P_1, P_2) \frac{F_2^P(x, Q^2)}{2x(1 + R(x, Q^2))} \equiv A^f(x, P_1, P_2) F_1^P(x, Q^2), \quad (16)$$

where we have used for  $F_2^P(x, Q^2)$  the NMC parametrization [4] and the SLAC parametrization [5] for  $R(x, Q^2)$  at given  $Q^2$ . Then

$$\Gamma_1^P = \int_0^1 g_1^P dx = \int_0^1 A^f(x, P_1, P_2, \dots) F_1^P(x) dx, \quad (17)$$

where  $P_1, P_2, \dots$  are parameters obtained from fit of the measured  $A_1^P(x)$ . The error of the integral from Eq.(17) is calculated using errors of the parameters taken from the fits (see Section 4).

### 3. Parametrization of $A_1^P$

3.1. *The Choice of Functions for Fitting.* We have suggested that the form of the parametrization functions should be the simplest one with the minimal number of parameters. These functions must meet two requirements:  $A_1^P(0) = 0$  and  $A_1^P(1) = 1$  taken from theoretical predictions [7, 8]. Two functions have been chosen out of many:

$$A_1^f(x) = \frac{P_2}{2} \cdot (x + x^P), \quad (18)$$

$$A_2^f(x) = P_2 \cdot x^P, \quad (19)$$

where  $P_1, P_2$  are free parameters.

3.2. *The Test of Agreement between SMC and E143 Data.* To test the consistency of the SMC data on  $A_1^P$  and the E143 data on  $g_1^P/F_1^P$ , we have performed fits with functions from

Table 1. Separate fits of the SMC and E143 data using functions from Eqs.(18), (19)

The form of function	Experiment	$P_1$	$\Delta P_1$	$P_2$	$\Delta P_2$	$\chi^2/d.o.f.$
$A_1^f(x)$	SMC	0.551	0.084	0.988	0.158	0.58
	E143	0.625	0.038	1.100	0.054	1.43
$A_2^f(x)$	SMC	0.665	0.082	0.888	0.172	0.58
	E143	0.747	0.032	1.043	0.060	1.38

Table 2. Test of the systematic shift between the SMC and E143 data

The value of $P_2$	Function	$\chi^2/d.o.f.$	$P_1$	$\Delta P_1$	$P_2$	$\Delta P_2$
a) $P_2$ is free for E143 and $P_2 = 1$ for SMC	$A_1^f(x)$	1.167	0.599	0.031	1.068	0.046
	$A_2^f(x)$	1.123	0.732	0.025	1.016	0.043
b) $P_2$ is free fro SMC and $P_2 = 1$ for E143	$A_1^f(x)$	1.227	0.560	0.016	1.004	0.087
	$A_2^f(x)$	1.126	0.725	0.012	1.005	0.087

Eqs.(18), (19) for each experiment separately taking into account only statistical errors. From the results of the fits which are shown in Table 1 we conclude that the data are consistent because the values of parameters  $P_1$  and  $P_2$  are the same within the errors.

Table 1 also shows that within the errors  $P_2 \approx 1$  to be expected if the theoretical prediction  $A_1^P(1) = 1$  is valid. So, we can use  $P_2 = 1$  unless there is a systematic shift between the SMC and E143 data. It was checked by fitting the data simultaneously for two cases according to different assumptions on  $P_2$ :

- 1)  $P_2 = 1$  for the SMC data and free for the E143 data;
- 2)  $P_2$  is free for the SMC data and  $P_2 = 1$  for the E143 data.

Table 2 shows that within the errors  $P_2 \approx 1$  as expected if there is no systematic shift between the data, which justifies the use  $P_2 = 1$  for further fits.

3.3. *The Results of Fitting.* The experimental points for fits were taken either with statistical errors only or with statistical and systematic errors combined.

Table 3 and Figures 1, 2 show the results of the fits of the SMC and E143 data taken either separately or simultaneously (SMC+E143) by Eqs.(18), (19) assuming that  $P_2 = 1$ .

Table 3. Separate and simultaneous fits of the data on  $A_1$  taken with:

- a) the statistical errors only;
- b) statistical and systematic errors combined linearly;
- c) statistical and systematic errors combined in quadratures

The form of function	SMC			E143			SMC+E143		
	$P_1$	$\Delta P_1$	$\chi^2/d.o.f.$	$P_1$	$\Delta P_1$	$\chi^2/d.o.f.$	$P_1$	$\Delta P_1$	$\chi^2/d.o.f.$
a) $A_1^f(x)$	0.556	0.044	0.524	0.561	0.016	1.509	0.560	0.015	1.192
b) $A_1^f(x)$	0.562	0.067	0.252	0.569	0.025	0.673	0.568	0.024	0.537
c) $A_1^f(x)$	0.559	0.050	0.431	0.569	0.016	1.197	0.565	0.018	0.950
a) $A_2^f(x)$	0.712	0.036	0.560	0.726	0.012	1.344	0.725	0.011	1.092
b) $A_2^f(x)$	0.717	0.054	0.270	0.730	0.019	0.596	0.728	0.018	0.537
c) $A_2^f(x)$	0.715	0.041	0.460	0.728	0.014	1.059	0.727	0.013	0.866

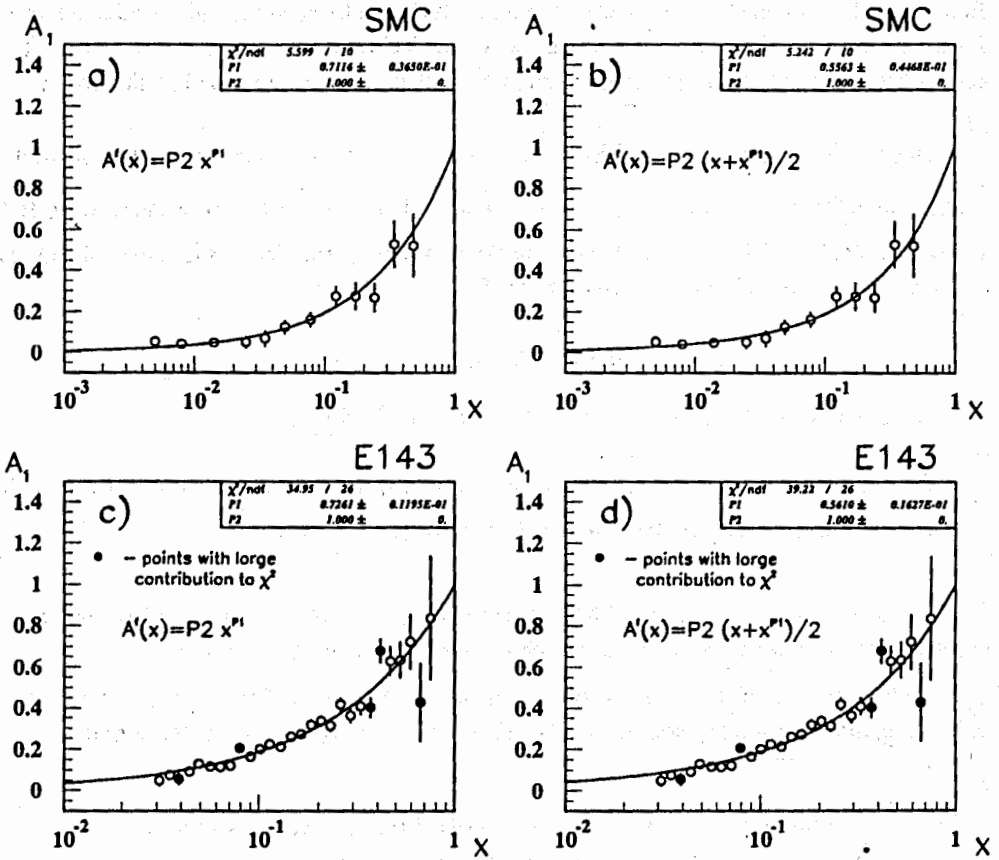


Fig.1. The approximations of lepton-proton asymmetry measured by the SMC and E143. The statistical errors are taken only

One can see that both fits yield consistent results for the free parameter  $P_1$  when the same function is used. From  $\chi^2$  values we can conclude that the data from both experiments are very well parametrized using the simplest functions with one free parameter. We cannot make the choice between the two functions because values  $\chi^2/d.o.f.$  are rather good in both cases. They are however worse for the E143 data indicating the presence of some systematic point-to-point fluctuations. For example, the points at  $x = 0.039, 0.079, 0.370, 0.416$  and  $0.666$  (marked as dark points in Figs. 1c and 1d) give respectively 3.2, 5.9, 3.6, 5.6 and 3.2 units to  $\chi^2$  of the total 34.95 for 26 degrees of freedom. These contributions are largely reduced if the systematic errors (compare  $\chi^2/d.o.f.$  in Table 3) are taken into account.

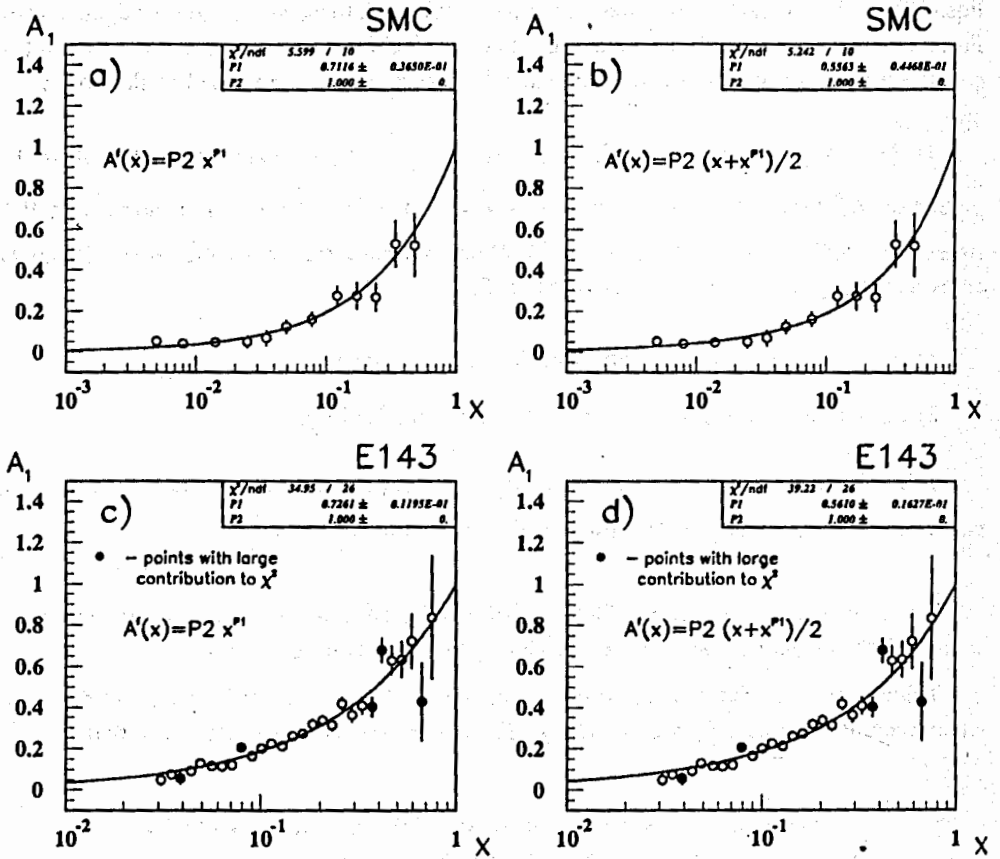


Fig.1. The approximations of lepton-proton asymmetry measured by the SMC and E143. The statistical errors are taken only

One can see that both fits yield consistent results for the free parameter  $P_1$  when the same function is used. From  $\chi^2$  values we can conclude that the data from both experiments are very well parametrized using the simplest functions with one free parameter. We cannot make the choice between the two functions because values  $\chi^2/d.o.f.$  are rather good in both cases. They are however worse for the E143 data indicating the presence of some systematic point-to-point fluctuations. For example, the points at  $x=0.039, 0.079, 0.370, 0.416$  and  $0.666$  (marked as dark points in Figs. 1c and 1d) give respectively 3.2, 5.9, 3.6, 5.6 and 3.2 units to  $\chi^2$  of the total 34.95 for 26 degrees of freedom. These contributions are largely reduced if the systematic errors (compare  $\chi^2/d.o.f.$  in Table 3) are taken into account.

**Table 4. The values of integrals  $\Gamma_1^p$  for the SMC data on  $A_1$  ( $\langle Q^2 \rangle = 10 \text{ GeV}^2$ ) taken with:**  
**a) statistical errors only;**  
**b) statistical and systematic errors combined in quadratures**

The form of $A^f$ function	$\Gamma_1^p$	$\int_{0.003}^{0.7} g_1^p(x) dx$	$\int_0^{0.003} g_1^p(x) dx$	$\int_{0.7}^1 g_1^p(x) dx$
a) $A_1^f(x)$	0.142±0.013	0.130±0.010	0.010±0.003	0.0010±0.0004
b) $A_1^f(x)$	0.141±0.015	0.129±0.011	0.010±0.004	0.0020±0.0004
a) $A_2^f(x)$	0.139±0.012	0.131±0.010	0.006±0.002	0.0020±0.0004
b) $A_2^f(x)$	0.138±0.013	0.130±0.011	0.006±0.002	0.0020±0.0004

**Table 5. The values of integrals  $\Gamma_1^p$  for the E143 data on  $A_1$  ( $\langle Q^2 \rangle = 3 \text{ GeV}^2$ ) taken with:**  
**a) statistical errors only;**  
**b) statistical and systematic errors combined in quadratures**

The form of $A^f$ function	$\Gamma_1^p$	$\int_{0.029}^{0.8} g_1^p(x) dx$	$\int_0^{0.029} g_1^p(x) dx$	$\int_{0.8}^1 g_1^p(x) dx$
a) $A_1^f(x)$	0.129±0.04	0.106±0.002	0.022±0.002	0.0010±0.0004
b) $A_1^f(x)$	0.127±0.004	0.105±0.002	0.021±0.002	0.0010±0.0004
a) $A_2^f(x)$	0.125±0.003	0.107±0.002	0.016±0.001	0.0020±0.0004
b) $A_2^f(x)$	0.124±0.003	0.107±0.002	0.016±0.001	0.0010±0.0004

**Table 6. The values of integrals  $\Gamma_1^p$  for the SMC+E143 data on  $A_1$  ( $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ ) taken with:**  
**a) statistical errors only;**  
**b) statistical and systematic errors combined in quadratures**

The form of $A^f$ function	$\Gamma_1^p$	$\int_{0.003}^{0.8} g_1^p(x) dx$	$\int_0^{0.003} g_1^p(x) dx$	$\int_{0.8}^1 g_1^p(x) dx$
a) $A_1^f(x)$	0.133±0.004	0.124±0.003	0.008±0.001	0.0010±0.0004
b) $A_1^f(x)$	0.132±0.004	0.124±0.003	0.007±0.001	0.0010±0.0003
a) $A_2^f(x)$	0.128±0.003	0.123±0.003	0.040±0.003	0.0010±0.0003
b) $A_2^f(x)$	0.128±0.004	0.123±0.003	0.004±0.001	0.0010±0.0003

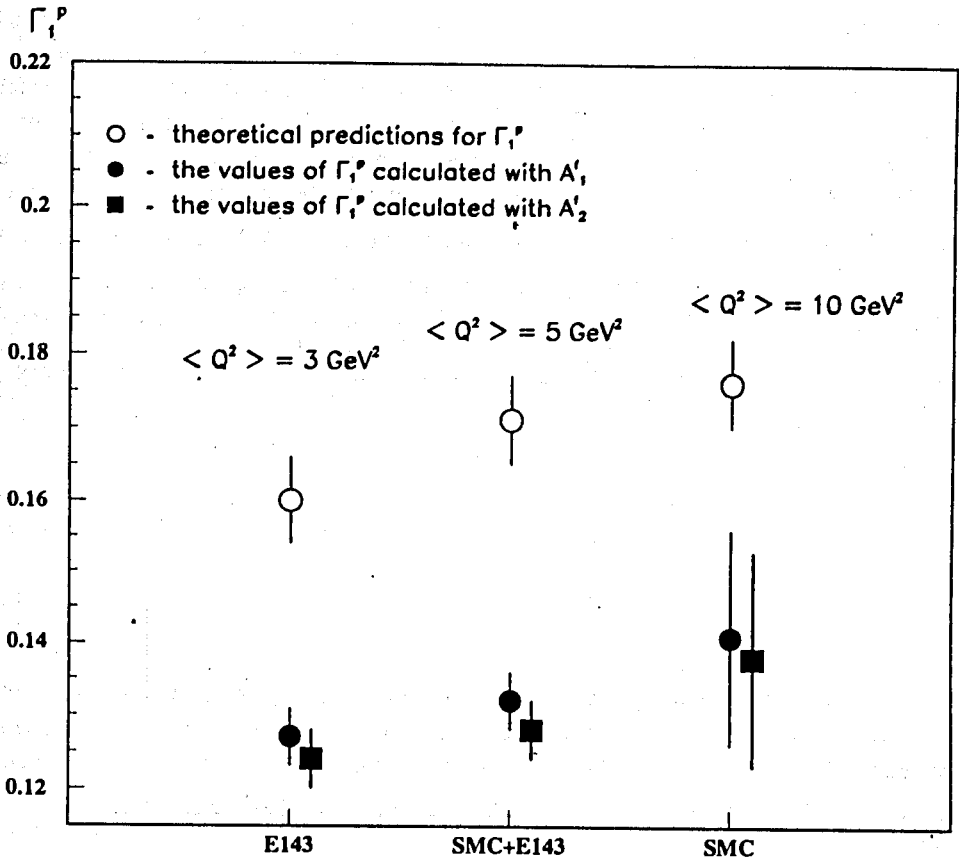


Fig.3. The comparison between theoretical predictions for  $\Gamma_1^P$  and values obtained with the proposed method and errors  $\Delta\Gamma_1^P$  estimated from statistical and systematic errors of the data combined in quadratures

by shifting average value of the parameter  $P_1$  by  $\pm$  one standard deviation:  $(P_1 - \Delta P_1)$  and  $(P_1 + \Delta P_1)$ . The results of calculations are presented in Tables 4—6. As it is seen from Tables 4 and 5, the integrals over the entire region calculated by us coincide within the errors with those from publications [1, 2].

We have also calculated the integrals for the measured and unmeasured  $x$  range to compare our results with those from Refs. [1, 2] (see Eqs.(2), (3) and Eqs. (10), (11)). The integrals over the measured  $x$  range for the SMC data calculated by us and in Ref. [1] are

the same, but extrapolation to  $x=0$  is underestimated in Ref. [1]. For the E143 data the integrals over the measured region are overestimated in Ref. [2] while the extrapolation to  $x=0$  is largely underestimated. The results for the E143 measured region have smaller errors than those in paper [2] due to obvious reasons related to substitution of the experimental points by a smooth parametrization and additional constraints at  $x=0$  and  $x=1$ . We have also computed  $\Gamma_1$  from the SMC and E143 data at a common value of  $Q_2 = 5 \text{ GeV}_2$  by fitting simultaneously reevaluated values of  $g_1(x)$ . Reevaluation of  $g_1(x)$  has been done in the same way as in [9]. The results are to be compared with the Ellis-Jaffe prediction for  $\Gamma_1$  at  $5 \text{ GeV}_2$ , which is  $0.171 \pm 0.006$  (see Figure 3). The comparison between theoretical predictions on  $\Gamma_1^P$  and the values obtained with the proposed method are also presented in Figure 3.

## 5. Discussion

1. It is shown that lepton-proton asymmetry from the SMC and E143 data fitted either separately or simultaneously can be parametrized using the simplest functions with one free parameter only. The SMC and E143 data are in agreement with the theoretical predictions  $A_1^P(x=0)=0$ ,  $A_1^P(x=1)=1$ . These constrains can be used in data parametrization.

2. The method to calculate  $\Gamma_1^P$  from Eq.(10) using parametrization of asymmetry  $A_1^P(x)$  is a natural generalization of the  $g_1^P(x)$  calculations from Eq.(5), when parametrizations  $F_2^P(x, Q^2)$  and  $R(x, Q^2)$  are used instead of experimental values. The values of  $\int g_1^P(x) dx$  calculated with this method for the entire  $x$  range are in agreement with the published ones:

	$\Gamma_1^P$ published value	$\Gamma_1^P$ this paper
SMS data	$0.136 \pm 0.016$	$0.141 \pm 0.015$
E143 data	$0.127 \pm 0.011$	$0.127 \pm 0.004$

where the statistical and systematic errors are combined in quadratures.

3. The use of the parametrization of the measured asymmetries with physics constraints at  $x=0$  and  $x=1$  can be helpful in revealing unaccounted systematic errors in the data. For



example, the comparison of  $\int g_1^p(x) dx$  over the measured  $x$  range with that of Ref. [2] (E143) indicates that the last one is largely overestimated:

	E143[2]	This paper
$\int_{0.029}^{0.8} g_1^p(x) dx$	$0.120 \pm 0.009$	$0.105 \pm 0.003$

We explain larger value of the integral from Ref. [2] by pretty large fluctuations of some data pions at intermediate  $x$ . Due to the same reason the unconstrained fit (free  $P_2$ ) of the E143 data yields  $A_1^p(x=1) > 1$  (see Figs. 2c, 2d).

4. The parametrization of the asymmetries with the constraints at the boundaries provides a law for the extrapolations to the unmeasured low  $x$  and high  $x$  regions. This law is suggested by the data themselves, which we consider as more justified than making assumptions similar to those of Refs. [1, 2]. We find, for example, that E143 underestimates the low  $x$  contribution to the integral:

	E143 paper	This paper
$\int_{0.0}^{0.029} g_1^p(x) dx$	$0.006 \pm 0.004$	$0.021 \pm 0.003$

This difference can serve as an argument to perform better measurements in the low  $x$  range for the proper choice of the parametrization.

5. The  $\Gamma_1^p$  calculated from the parametrized asymmetries with the constraints at the boundaries have smaller errors than those of Refs. [2, 9]. This indicates overestimation of possible systematic errors in these papers which devaluates the results of the measurements when compared to the Ellis-Jaffe predictions.

The proposed method allows one to demonstrate, that the conclusion of Ref. [2] that  $\Gamma_1^p$  is more than two standard deviations below the Ellis-Jaffe sum rule predictions is dominated by systematic errors. The values of the first moment of  $g_1^p$  calculated by the proposed method from SMC and E143 data are also smaller than theoretical predictions, but the significance of deviation from them is now larger. For example, the integrals  $\Gamma_1^p$  calculated from the fits of the SMC, E143 and (SMC+E143) data on  $A_1^p$  (taken with statistical and systematic errors combined in quadratures) are below the Ellis-Jaffe predictions by 2.5, 10 and 9 $\sigma$ , respectively. These results can be considered as a clear proof of the violation of the Ellis-Jaffe sum rule.

6. The value of  $\Gamma_1^P$  depends only slightly on the  $A_{1,2}^f$  parametrization and the present accuracy of the data does not permit one to choose between them.

7. Concerning the shortcomings of the method it should be emphasized that the calculation of the errors for  $\Gamma_1^P$  can be improved using a more sophisticated procedure for the treatment of experimental errors and their correlations. But we believe that this procedure will not change substantially the above conclusions. Our belief is based on the comparison of the  $P_1$  and  $\Delta P_1$  values given in Table 3. For the Table 3 (line b) results we have taken each experimental point with the error equal to the linear sum of the statistical and systematic errors, i.e., the upper limit of the possible error; using  $P_1$  and  $\Delta P_1$  from these fits for the estimations of the  $\Gamma_1^P$  and  $\Delta\Gamma_1^P$  we have found that difference between the SMC+E143 data and the Ellis-Jaffe prediction will be  $7.5\sigma$  instead of  $9\sigma$  obtained in case of more common treatment of errors.

### Acknowledgments

The authors are grateful to the members of the Spin Muon Collaboration for valuable discussions and recommendations. One of us (IS) is grateful to Profs. J.P.Burq and G.Smadja for the support at the Institute de Physique Nucleaire de Lyon where this work has been initiated.

This work was supported in part by a grant of the Russian Foundation for Fundamental Research (A.P.Nagaitsev, V.G.Krivokhijine).

### References

1. SMC, Adams D. et al. — Phys. Lett., 1994, B329, p.399.
2. E143, Abe K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1995, 74, p.346, E143, Abe K. et al. — Report No. SLAC-PUB-6508, 1994.
3. Kodaira J. et al. — Phys. Rev., 1979, D20, p.627; Kodaira J. et al. — Nucl. Phys., 1979, B159, p.99; Kodaira J. — Nucl. Phys., 1980, B165, p.129; Larin S.A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1991, 66, p.862.
4. NMC. Amaudruz P. et al. — Phys. Lett., 1993, B316, p.429.

5. Whitlow L.W. et al. — *Phys. Lett.*, 1990, B250, p.193.
6. SMC, Adams D. et al. — *Phys. Lett.*, 1994, B336, p.125.
7. Brodsky S.J. et al. — SLAC PUB 6087, 1994
8. Ellis J., Karliner M. — *Phys. Lett.*, 1988, B213, p.73.
9. SMC, Bonner B.E. et al. — *Phys. Lett.*, 1994, B320, p.400.
10. Indumathi D. — *Z. Phys.*, 1994, C64, p.439.

Received on July 4, 1995.

Next-to-leading order QCD analysis of the spin structure function  $g_1$

B. Adeva,<sup>18</sup> T. Akdogan,<sup>2</sup> E. Arik,<sup>2</sup> B. Badelek,<sup>21,23</sup> G. Bardin,<sup>17,a</sup> G. Baum,<sup>1</sup> P. Berglund,<sup>8</sup> L. Betev,<sup>13</sup> R. Birsa,<sup>20</sup> N. de Botton,<sup>17</sup> F. Bradamante,<sup>20</sup> A. Bravar,<sup>11</sup> A. Bressan,<sup>20,b</sup> S. Bültmann,<sup>1,c</sup> E. Burtin,<sup>17</sup> C. Cavata,<sup>17</sup> D. Crabb,<sup>22</sup> J. Cranshaw,<sup>20</sup> T. Çuhadai,<sup>2,15</sup> S. Dalla Torre,<sup>20</sup> R. van Dantzig,<sup>15</sup> B. Derro,<sup>4</sup> A. Deshpande,<sup>24</sup> S. Dhawan,<sup>24</sup> C. Dulya,<sup>15,4,d</sup> S. Eichblatt,<sup>6</sup> D. Fasching,<sup>16,f</sup> F. Feinstein,<sup>17</sup> C. Fernandez,<sup>18,9</sup> S. Forthmann,<sup>7</sup> B. Frois,<sup>17</sup> A. Gallas,<sup>18</sup> J. A. Garzon,<sup>18,9</sup> H. Gilly,<sup>6</sup> M. Giorgi,<sup>20</sup> E. von Goeler,<sup>8</sup> S. Goertz,<sup>3</sup> G. Gracia,<sup>18,h</sup> N. de Groot,<sup>15,i</sup> M. Grosse Perdekamp,<sup>24,j</sup> K. Haft,<sup>13</sup> D. von Harrach,<sup>11</sup> T. Hasegawa,<sup>14,k</sup> P. Hautle,<sup>5,l</sup> N. Hayashi,<sup>14,m</sup> C. A. Heusch,<sup>5,n</sup> N. Horikawa,<sup>14</sup> V. W. Hughes,<sup>24</sup> G. Igo,<sup>4</sup> S. Ishimoto,<sup>14,o</sup> T. Iwata,<sup>14</sup> E. M. Kabuñ,<sup>11</sup> T. Kageya,<sup>14,p</sup> A. Karev,<sup>10</sup> H. J. Kessler,<sup>6,q</sup> T. J. Ketel,<sup>15</sup> J. Kiryluk,<sup>23</sup> Yu. Kisselev,<sup>10</sup> D. Krämer,<sup>1</sup> V. Krivokhijine,<sup>10</sup> W. Kröger,<sup>5,r</sup> V. Kukhtin,<sup>10</sup> K. Kurek,<sup>23</sup> J. Kyynäräinen,<sup>18</sup> M. Lamanna,<sup>20</sup> U. Landgraf,<sup>6</sup> J. M. Le Goff,<sup>17</sup> F. Lehar,<sup>17</sup> A. de Lesquen,<sup>17</sup> J. Lichtenstadt,<sup>19</sup> M. Lituaath,<sup>15,b</sup> A. Magnon,<sup>17</sup> G. K. Mallot,<sup>11,b</sup> F. Marie,<sup>17</sup> A. Martin,<sup>20</sup> J. Martino,<sup>17</sup> T. Matsuda,<sup>14,k</sup> B. Mayes,<sup>9</sup> J. S. McCarthy,<sup>22</sup> K. Medved,<sup>10</sup> W. Meyer,<sup>3</sup> G. van Middelkoop,<sup>15</sup> D. Miller,<sup>16</sup> Y. Miyachi,<sup>14</sup> K. Mori,<sup>14</sup> J. Moromisato,<sup>8</sup> J. Nassalski,<sup>23</sup> L. Naumann,<sup>5,a</sup> T. O. Niinikoski,<sup>5</sup> J. E. J. Oberski,<sup>15</sup> A. Ogawa,<sup>14,c</sup> C. Ozben,<sup>2</sup> H. Pereira,<sup>17</sup> F. Perrot-Kunne,<sup>17</sup> D. Peshekhonov,<sup>10</sup> R. Piegaia,<sup>5,a</sup> L. Pinsky,<sup>9</sup> S. Platchkov,<sup>17</sup> M. Plo,<sup>18</sup> D. Pose,<sup>10</sup> H. Postma,<sup>15</sup> J. Pretz,<sup>11,l</sup> R. Puntaferro,<sup>20</sup> T. Pussieux,<sup>17</sup> G. Rädcl,<sup>5</sup> A. Rijllart,<sup>5</sup> G. Reicherz,<sup>3</sup> J. Roberts,<sup>u</sup> M. Rodriguez,<sup>21,s</sup> E. Rondio,<sup>23,5</sup> I. Sabo,<sup>19</sup> J. Saborido,<sup>18</sup> A. Sandacz,<sup>23</sup> I. Savin,<sup>10</sup> P. Schiavon,<sup>20</sup> A. Schiller,<sup>7</sup> E. P. Sichtermann,<sup>15</sup> F. Simeoni,<sup>20</sup> G. I. Smirnov,<sup>10</sup> A. Staudel,<sup>13</sup> A. Steinmetz,<sup>11,13</sup> U. Stiegler,<sup>5</sup> H. Stuhmann,<sup>7</sup> M. Szleper,<sup>23</sup> F. Tassarotto,<sup>20</sup> D. Thers,<sup>17</sup> W. Tlaczala,<sup>23,v</sup> A. Tripet,<sup>1</sup> G. Unel,<sup>2</sup> M. Velasco,<sup>16,b</sup> J. Vogt,<sup>13</sup> R. Voss,<sup>5</sup> C. Whitten,<sup>4</sup> R. Windmolders,<sup>12</sup> R. Willumeit,<sup>7</sup> W. Wislicki,<sup>23</sup> A. Witzmann,<sup>6,w</sup> J. Ylöstalo,<sup>8</sup> A. M. Zanetti,<sup>20</sup> K. Zarembo,<sup>23,v</sup> and J. Zhao<sup>7,x</sup>

(Spin Muon Collaboration)

<sup>1</sup>University of Bielefeld, Physics Department, D-33501 Bielefeld, Germany

<sup>2</sup>Bogaziçi University and Istanbul Technical University, Istanbul, Turkey

<sup>3</sup>University of Bochum, Physics Department, D-44780 Bochum, Germany

<sup>4</sup>University of California, Department of Physics, Los Angeles, California 90024

<sup>5</sup>CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland

<sup>6</sup>University of Freiburg, Physics Department, D-79104 Freiburg, Germany

<sup>7</sup>GKSS, D-21494 Geesthacht, Germany

<sup>8</sup>Helsinki University of Technology, Low Temperature Laboratory and Institute of Particle Physics Technology, Espoo, Finland

<sup>9</sup>University of Houston, Department of Physics, Houston, Texas 77204-5306

<sup>10</sup>JINR, Dubna, RU-141980 Dubna, Russia

<sup>11</sup>University of Mainz, Institute for Nuclear Physics, D-53099 Mainz, Germany

<sup>12</sup>University of Mons, Faculty of Science, 7000 Mons, Belgium

<sup>13</sup>University of Munich, Physics Department, D-80799 Munich, Germany

<sup>14</sup>Nagoya University, CIRSE and Department of Physics, Furo-Cho, Chikusa-Ku, 464 Nagoya, Japan

<sup>15</sup>NIKHEF, Delft University of Technology, FOM and Free University, 1009 AJ Amsterdam, The Netherlands

<sup>16</sup>Northwestern University, Department of Physics, Evanston, Illinois 60208

<sup>17</sup>CEA Saclay, DAPNIA, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>18</sup>University of Santiago, Department of Particle Physics, 15706 Santiago de Compostela, Spain

<sup>19</sup>Tel Aviv University, School of Physics, 69978 Tel Aviv, Israel

<sup>20</sup>INFN Trieste and University of Trieste, Department of Physics, 34127 Trieste, Italy

<sup>21</sup>Uppsala University, Department of Radiation Sciences, 75121 Uppsala, Sweden

<sup>22</sup>University of Virginia, Department of Physics, Charlottesville, Virginia 22901

<sup>23</sup>Soltan Institute for Nuclear Studies and Warsaw University, 00681 Warsaw, Poland

<sup>24</sup>Yale University, Department of Physics, New Haven, Connecticut 06511

(Received 18 May 1998; published 19 October 1998)

We present a next-to-leading order QCD analysis of the presently available data on the spin structure function  $g_1$ , including the final data from the Spin Muon Collaboration. We present results for the first moments of the proton, deuteron, and neutron structure functions, and determine singlet and nonsinglet parton distributions in two factorization schemes. We also test the Bjorken sum rule and find agreement with the theoretical prediction at the level of 10%. [S0556-2821(98)07117-3]

PACS number(s): 13.60.Hb, 13.88.+e

I. INTRODUCTION

We present a perturbative QCD (PQCD) analysis in next-to-leading order (NLO) of the world data on polarized lepton-nucleon deep inelastic scattering (DIS). The data used

in this analysis include the final results [1] presented by the Spin Muon Collaboration (SMC). From the world data we determine the first moments of the polarized structure functions.

The accuracy of the experimental data on the polarized

structure function  $g_1(x)$  has improved significantly in the past few years. All experiments have confirmed the small values of the first moments of  $g_1$  of the nucleon, thus confirming the violation of the Ellis-Jaffe spin sum rule [2] and the small contribution of quark spins to the nucleon spin ( $\alpha_0$  in the naive quark parton model). Motivated by the availability of accurate experimental data, theoretical tools to analyze them have been advanced, e.g., NLO calculations in PQCD for the spin structure functions. The nucleon spin can now be separated into some of its components in the framework of PQCD. Of special interest is the role played by the polarized gluon distribution. It has been suggested [3] that if the polarized gluon distribution is found to be significant, it could explain the small value of the quark contribution to the proton spin.

The Bjorken sum rule [4] is a relation between the first moments of the spin structure functions of proton and neutron. It is a fundamental result of QCD first derived using current algebra. Most experimental efforts in the past have been oriented towards the direct confirmation of this relation. The determinations of the first moments from the experimental data depended on extrapolations due to the limited kinematic range of the experiments. In this paper we address this issue within the framework of PQCD: we first present a PQCD analysis of the world data assuming the Bjorken sum rule to be valid, and discuss the uncertainties in the analysis and their origins. We then release the Bjorken sum constraint and check if the available data and the theoretical framework of PQCD allow a test of the Bjorken sum rule.

A number of theoretical papers have been published on

this topic over the last few years [5–8]. The E154 Collaboration has recently presented their PQCD analysis of the data [9]. The SMC has published results in which the PQCD analysis was used to evaluate the first moments  $\Gamma_1^{p,d,n}$  at a fixed  $Q^2$  [10–12], but a detailed description of the procedure of the PQCD analysis was not given. We do that in this paper.

In the PQCD analysis, apart from the published data from other collaborations at CERN, SLAC, and DESY, we use a new and final set of data [1] from SMC which includes improved values of  $g_1$  at low  $x$  obtained by requiring the presence of a high energy hadron in the final state. In addition, an improved value of the beam polarization (with respect to our previous publications [10–12]) was used in the evaluation of the asymmetries. We study the impact of each experimental data set and the sources of theoretical uncertainties on the first moments of the spin structure functions and on the polarized parton distributions.

In Sec. II, after a brief overview of the theoretical framework needed for the PQCD analysis, we describe the method used. We performed this analysis using two different mathematical approaches and computer codes. With the improved data available today, we determine the polarized parton distributions and study their stability. A comparison of results obtained in the two programs allows us to do this. We discuss the main features of the two programs used for calculating the  $Q^2$  evolution emphasizing their differences and similarities, and compare the results obtained. The choice of the factorization scheme has been discussed extensively in Refs. [6, 15]. It has been shown analytically that the choice is arbitrary, and that one can translate results from one scheme to the other. We chose two widely used schemes in the field of polarized DIS and present results based on world data in those two schemes. Recently, Altarelli *et al.* [8] have presented results on the determination of  $\alpha_s$  using the PQCD analysis of the spin structure function data. A publication [9] by the E154 Collaboration has also indicated that their analysis showed sensitivity to the value of  $\alpha_s$ . We present our result and comment on it. Towards the end of Sec. II we discuss in detail the experimental systematic and theoretical sources that contribute to the total uncertainty in the polarized parton distribution functions (PDFs).

Section III discusses the results, namely the first moments of the spin structure functions, the quark and gluon parton distribution functions, and the evaluation of the Bjorken sum

\*Deceased.

<sup>†</sup>Now at CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland.

<sup>‡</sup>Now at University of Virginia, Department of Physics, Charlottesville, VA 22901.

<sup>§</sup>Now at CIEMAT, Avda Complutense 22, 28040, Madrid, Spain.

<sup>¶</sup>Now at Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL 60510.

<sup>||</sup>Now at University of Wisconsin.

<sup>∞</sup>Permanent address: Northeastern University, Department of Physics, Boston, MA 02115.

<sup>∞</sup>Now at NIKHEF P.O.B. 41882, 1009 DB Amsterdam, The Netherlands.

<sup>∞</sup>Now at SLAC, Stanford, CA 94309.

<sup>∞</sup>Now at University of Mainz, Institute of Nuclear Physics, 55099, Germany.

<sup>∞</sup>Permanent address: Miyazaki University, Faculty of Engineering, 889-21 Miyazaki-Shi, Japan.

<sup>∞</sup>Permanent address: Paul Scherrer Institut, 5232 Villigen, Switzerland.

<sup>∞</sup>Permanent address: The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako 351-01, Japan.

<sup>∞</sup>Permanent address: University of California, Institute of Particle Physics, Santa Cruz, CA 95064.

<sup>∞</sup>Permanent address: KEK, Tsukuba-Shi, 305 Ibaraki-Ken, Japan.

<sup>∞</sup>Now at University of Michigan, Ann Arbor MI 48109.

<sup>∞</sup>Now at SBC Warburg Dillon Read, CH-4002 Basel, Switzerland.

<sup>∞</sup>Now at Penn. State University, 303 Osmond Lab, University

Park, PA 16802.

<sup>∞</sup>Permanent address: University of Buenos Aires, Physics Department, 1428 Buenos Aires, Argentina.

<sup>∞</sup>Now at Physics Department, Yale University, New Haven CT 06520.

<sup>∞</sup>Permanent address: Rice University, Bonner Laboratory, Houston, TX 77251-1892.

<sup>∞</sup>Permanent address: Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland.

<sup>∞</sup>Now at F. Hoffmann-La Roche Ltd., CH-4070 Basel, Switzerland.

<sup>∞</sup>Now at Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545.

rule. We present two evaluations of the Bjorken sum rule: one from the QCD fit in NLO and another from a fit restricted to the nonsinglet part of the spin structure function.

## II. THE QCD ANALYSIS—PROCEDURE AND UNCERTAINTY ESTIMATION

### A. Introduction: Experimental measurement of $g_1$

In polarized DIS experiments the asymmetry,  $A_1$ , of the cross sections for parallel and antiparallel orientations of the beam and target spins

$$A_1 = \frac{\sigma^{11} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{11} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} \quad (1)$$

is measured. The evaluation of the asymmetry  $A_1$  requires knowledge of the incident beam and target polarizations, and of the dilution factor which accounts for the fact that only a fraction of the target nucleons is polarizable. The asymmetry  $A_1$  and the spin-dependent structure function  $g_1$  are related to the virtual photon-nucleon asymmetries  $A_1$  and  $A_2$  [16] by

$$A_1 = D(A_1 + \eta A_2), \quad g_1 = \frac{F_2}{2x(1+R)} (A_1 + \gamma A_2), \quad (2)$$

in which the factors  $\eta$  and  $\gamma$  depend only on kinematic variables and on the nucleon mass, while the depolarization factor  $D$  depends on kinematic variables and the ratio of total photoabsorption cross sections for longitudinally and transversely polarized virtual photons  $R = \sigma_L/\sigma_T$ . The structure function  $g_1$  is computed using Eq. (2) and parametrizations for  $F_2$  [1] and  $R$ . For  $x < 0.12$  a parametrization of  $R$  based on the data from Ref. [13] was used, while for  $x > 0.12$  the parametrization in Ref. [14] was used. For other experimental aspects of the  $g_1$  measurement see Refs. [1,12].

In the PQCD analysis presented in this paper we use the final SMC proton and deuteron data from Ref. [1] with  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ , the proton data from the European Muon Collaboration (EMC) [17], the proton and deuteron data from the E143 Collaboration [18–20], and the neutron data from the E142 [21], E154 [22], and HERMES [23] Collaborations.

As in our previous publications [10], we assume that the deuteron structure function  $g_1^d$  is related to the proton and neutron structure functions  $g_1^p$  and  $g_1^n$  by

$$g_1^p + g_1^n = \frac{2g_1^d}{[1 - (3/2)\omega_D]}, \quad (3)$$

where  $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$  is the  $D$ -wave state probability in the deuteron.

### B. Theoretical framework

The structure function  $g_1$  is related to the polarized quark and gluon distributions through

$$g_1(x, t) = \frac{1}{2} \langle e^2 \rangle \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ C_3^q \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta \Sigma(y, t) + 2n_f C^g \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta g(y, t) + C_{\text{NS}}^q \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta q_{\text{NS}}(y, t) \right], \quad (4)$$

where  $\langle e^2 \rangle = n_f^{-1} \sum_{k=1}^{n_f} e_k^2$  is the average squared quark charge,  $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$  where  $\Lambda$  is the QCD scale parameter,  $\Delta \Sigma$  and  $\Delta q_{\text{NS}}$  are the singlet and nonsinglet polarized quark distributions

$$\Delta \Sigma(x, t) = \sum_{i=1}^{n_f} \Delta q_i(x, t),$$

$$\Delta q_{\text{NS}}(x, t) = \sum_{i=1}^{n_f} (e_i^2 / \langle e^2 \rangle - 1) \Delta q_i(x, t), \quad (5)$$

and  $C_{\text{NS}}^q(\alpha_s(t))$  and  $C^g(\alpha_s(t))$  are the quark and gluon coefficient functions. The  $x$  and  $Q^2$  dependence of the polarized quark and gluon distributions is given by the Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) equations [24]

$$\frac{d}{dt} \Delta \Sigma(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ P_{qq}^S \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta \Sigma(y, t) + 2n_f P_{qg} \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta g(y, t) \right], \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta g(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ P_{gg} \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta g(y, t) + P_{gq} \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta \Sigma(y, t) \right], \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta q_{\text{NS}}(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \left[ \frac{dy}{y} \right] P_{qq}^{\text{NS}} \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta q_{\text{NS}}(y, t), \quad (8)$$

where  $P_{ij}$  are polarized splitting functions.

The full set of coefficient functions [25] and splitting functions [26] has been computed up to next-to-leading order in  $\alpha_s$ . At next-to-leading order the splitting functions, the coefficient functions, and in general the parton distributions depend on the renormalization and factorization schemes, while the physical observables, such as  $g_1$ , remain scheme independent. Parton distributions in different schemes can be different but they are related to each other by well-defined transformations [15].

Two widely used schemes in the PQCD analysis of the spin structure function data are the modified minimal subtraction (MS) scheme [27] and the Adler-Bardeen (AB) [6] scheme which is a modified MS scheme. In the MS scheme the first moment of the gluon coefficient function  $C^g$  is equal to zero, which implies that the gluon density  $\Delta g(x, Q^2)$  does not contribute to the integral  $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx$  [see Eq. (4)].

In the AB scheme the axial anomaly [ $\sim \alpha_s(Q^2)\Delta g(Q^2)$ ] contributes explicitly to  $\Gamma_1$ . The first moments of the singlet quark distribution in the two schemes differ by an amount proportional to  $\alpha_s\Delta g$ :

$$\Delta\Sigma_{\overline{\text{MS}}}(Q^2) = \Delta\Sigma_{\text{AB}} - n_f \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta g(Q^2), \quad (9)$$

where  $\Delta g(Q^2)$  is the value of  $\Delta g$  that one obtains in an analysis performed in the AB scheme. Since at leading order the first moment of the polarized gluon distribution behaves as  $1/\alpha_s$ , the scheme dependence in Eq. (9) persists at all  $Q^2$  and is potentially large if the first moment of the gluon distribution is large [3].

### C. Method of QCD analysis

Polarized parton distributions are extracted from experimental structure function data in the following way. One needs an initial functional form for the parton distributions at an initial  $Q^2 = Q_1^2$ . It needs to be flexible enough to allow for the description of the low  $x$  as well as the high  $x$  behavior of the data and to connect the high and low  $x$  behaviors with a minimal number of free parameters. In this spirit we parametrize the initial polarized parton distributions at a starting  $Q^2 = Q_1^2$  as

$$\Delta f(x, Q^2) = N(\alpha_f, \beta_f, a_f) \eta_f x^{\alpha_f} (1-x)^{\beta_f} (1+ax), \quad (10)$$

where  $N(\alpha, \beta, a)$  is fixed by the normalization condition

$$N(\alpha, \beta, a) \int_0^1 x^\alpha (1-x)^\beta (1+ax) dx = 1,$$

and  $\Delta f$  denotes  $\Delta\Sigma$ ,  $\Delta q_{\text{NS}}$ , or  $\Delta g$ . With this normalization the parameters  $\eta_g$ ,  $\eta_{\text{NS}}$ , and  $\eta_S$  are the first moments of the gluon, the nonsinglet quark and the singlet quark distributions at the starting scale, respectively. We evolve the initial parton distributions to the  $Q^2$  of the data points using Eqs. (6)–(8) and evaluate  $g_1$  with Eq. (4). We determine a  $\chi^2$  using this calculated  $g_1$ ,  $g_1^{\text{calc}}(x, Q^2)$ , the measured  $g_1^{\text{data}}(x, Q^2)$ , and its statistical uncertainty  $\delta_{\text{stat}} g_1^{\text{data}}(x, Q^2)$  as

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{[g_1^{\text{calc}}(x, Q^2) - g_1^{\text{data}}(x, Q^2)]^2}{[\delta_{\text{stat}} g_1^{\text{data}}(x, Q^2)]^2}. \quad (11)$$

Here  $n$  stands for the number of experimental data points used in the PQCD fit. We minimize this  $\chi^2$  by changing the initial parton distribution coefficients  $\eta_f$ ,  $\alpha_f$ ,  $\beta_f$ , and  $a_f$  to get the best fit parton distribution at the initial  $Q_1^2$ . Only statistical errors on the data were used in the fit. Various systematic uncertainties, being correlated, had to be handled separately and will be discussed in Sec. II G. Unless otherwise mentioned we chose the initial scale,  $Q_1^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . Since most of the experimental data lie in the range  $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ , when it was relevant to study the  $Q_1^2$  dependence of a result, we have done so using  $Q_1^2 = 10 \text{ GeV}^2$  as the upper limit for the initial scale. The normalization of the non-

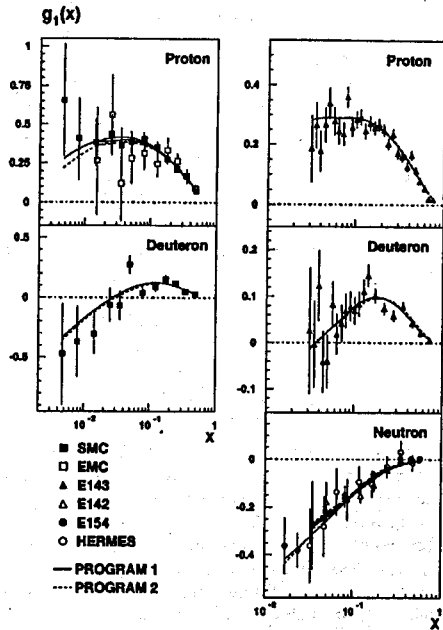


FIG. 1. Comparison of the two programs in the  $\overline{\text{MS}}$  Scheme. Data on  $g_1^{p,d,n}$  from CERN experiments (left column), SLAC, and DESY experiments (right column) are shown at their measured  $Q^2$  with their statistical errors. The results of the QCD fits with the two programs at the measured  $Q^2$  of the data are shown by continuous and dashed lines in each plot. Note that some of the fits for SLAC and DESY experiments (right column) are almost indistinguishable.

singlet quark densities  $\eta_{\text{NS}}^{p,n}$  are fixed using the neutron and hyperon  $\beta$  decay constants and assuming SU(3) flavor symmetry  $\eta_{\text{NS}}^{p,n} = (\pm) \frac{1}{2} (g_A/g_V) + \frac{1}{4} a_8$ . We use  $|g_A/g_V| = F + D = 1.2601 \pm 0.0025$  [28] and  $F/D = 0.575 \pm 0.016$  [29]. In the analyses in this paper which test the Bjorken sum rule the value of  $g_A/g_V$  will be made a free parameter in the fit. In order to be able to estimate the effect of the yet unknown higher-than-NLO corrections to this analysis, the factorization scale  $M^2$  and the renormalization scale  $\mu^2$  in this analysis were taken to be of the form  $M^2 = k_1 Q^2$  and  $\mu^2 = k_2 Q^2$  with  $k_1 = k_2 = 1$  for the standard fit. The variation in the factors  $k_{1,2}$  and its role in the uncertainty estimation is discussed in Sec. II G. The value of  $\alpha_s(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.003$  [28] was used in the analysis. Some tests were done to study the determination of  $\alpha_s(Q^2)$  from the spin structure function data. They will be discussed in Sec. II F.

### D. Comparison of two QCD evolution programs

The PQCD analysis by Ball *et al.* [6] has been used in our previous publications [10–12] for evolving our data from the measured  $Q^2$  to a fixed  $Q^2 = Q_0^2$ . In this paper we shall call

TABLE I. Comparison of results for the fitted parameters obtained with the two programs. The results are given for fits with an initial scale  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  and  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . All fits are performed in the  $\overline{\text{MS}}$  scheme. The uncertainties are statistical only.

Parameter	$Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$		$Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$	
	Program 1	Program 2	Program 1	Program 2
$\eta_S$	$0.19^{+0.04}_{-0.05}$	$0.18^{+0.04}_{-0.05}$	$0.18^{+0.04}_{-0.07}$	$0.12^{+0.08}_{-0.17}$
$\alpha_S$	$-0.46^{+0.12}_{-0.11}$	$-0.43^{+0.13}_{-0.13}$	$-0.61^{+0.12}_{-0.13}$	$-0.72^{+0.10}_{-0.16}$
$\beta_S$	$3.05^{+0.38}_{-0.35}$	$3.23^{+0.41}_{-0.38}$	$3.81^{+0.43}_{-0.42}$	$3.60^{+0.63}_{-0.43}$
$a_S$	$-13.0^{+1.2}_{-1.4}$	$-12.2^{+1.3}_{-1.5}$	$-21.0^{+2.9}_{-4.0}$	$-22.9^{+5.2}_{-6.8}$
$\eta_g$	$0.21^{+0.27}_{-0.21}$	$0.38^{+0.29}_{-0.28}$	$0.22^{+0.19}_{-0.18}$	$0.61^{+1.80}_{-0.55}$
$\alpha_g$	$0.48^{+3.24}_{-1.36}$	$1.02^{+1.44}_{-1.25}$	$0.56^{+0.75}_{-0.94}$	$-0.44^{+1.30}_{-0.48}$
$\alpha_{NS}$	$-0.11^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.12^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.29^{+0.03}_{-0.03}$	$-0.29^{+0.03}_{-0.03}$
$\beta_{NS}$	$1.69^{+0.16}_{-0.16}$	$1.68^{+0.15}_{-0.15}$	$2.22^{+0.16}_{-0.15}$	$2.12^{+0.16}_{-0.15}$
$\chi^2$	127.4	119.8	122.6	118.8
$N_{DF}$	133-8	133-8	133-8	133-8

this program 1. Another program for the  $Q^2$  evolution was developed within the SMC [31]. In this paper we shall call this program 2. This section comments briefly on the evolution programs 1 and 2. In the next section we present a comparison of results obtained with the two programs in the  $\overline{\text{MS}}$  scheme. The comparison of results for polarized parton distributions from two different programs allows us to study the reliability and stability of our results.

In program 1 the Mellin transformation of the evolution equation and the coefficient and splitting functions is used. The DGLAP equations are solved in the moment space with the boundary condition of Eq. (10) at an initial scale value of  $Q_0^2$ . The inverse Mellin transformation needed to return to  $(x, Q^2)$  space is performed numerically. This is CPU intensive and the computation time goes approximately linearly with the number of data points used in the QCD analysis. For further details on this analysis the reader is referred to Ref. [6].

The other evolution program [31] computes the evolution in  $(x, Q^2)$  variables on a grid covering the range of the experimental data. Differentials in  $Q^2$  are approximated by finite differences. The convolution integrals which appear in Eqs. (4)–(8) are evaluated using the exact form of the splitting and coefficient functions and values for the distribution functions interpolated between adjacent grid points. The convolution integrals of a splitting or coefficient function and a general parton distribution then only need to be computed at the initialization stage of the procedure. In addition, because the parton distributions are evaluated numerically, the method imposes no practical restrictions on their functional forms. The computation time rises roughly linearly with the number of nodes along the  $Q^2$  axis and roughly as the square of the number of nodes along the  $x$  axis. This approximation of the convolution integrals produces satisfactory results if only 30 nodes are used in  $x$ , which leads to a reduction in computation time of more than two orders of magnitude compared to a straightforward numerical integration. The  $Q^2$  region of interest was divided into 100 steps. As a check of the accuracy of the method, the numbers of  $x$  and  $Q^2$  points were varied from 30 to 80 and from 100 to 200, respectively,

without producing any significant change in the results.

*Result of the comparison.* Figure 1 shows the best fits to the  $g_1^{p,d,n}$  data at the measured  $Q^2$  obtained using the two programs in the  $\overline{\text{MS}}$  factorization scheme and starting the evolution from  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . Since the data do not constrain the high  $x$  coefficient  $\beta_g$  for the gluon, it was fixed to 4.0 from QCD sum rules [30] for all analyses in this paper. The coefficients  $a_f$  [see Eq. (10)] for the gluon and nonsinglet parton distribution functions were not used in this comparison and we forced the nonsinglet proton and neutron distributions to have the same coefficients  $\alpha$  and  $\beta$  as was done in Refs. [6,8].<sup>1</sup> Both fits describe the data well. The compatibility of the two programs and the invariance with respect to the initial  $Q^2$  was further tested by repeating the fits with  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . The parameters for the two sets of fits are given in Table I. The quark singlet and nonsinglet coefficients for the parton distributions are nearly the same in both fits and their parameters are consistently (and well) determined by the two programs. On the contrary, the coefficients of the gluon distribution are poorly determined in both programs, and as such the polarized gluon distribution seems to be only marginally determined by the data. Because of the approximate scale independence of  $(\alpha, \eta_g)$ , since  $\alpha_s(Q^2)$  reduces by a factor  $\sim 2$  between 1 and 10  $\text{GeV}^2$ , the first moment  $\eta_g$  is expected to increase by the same factor between the two values of  $Q^2$ . The fitted values of  $\eta_g$  are compatible within their large errors.

<sup>1</sup> The parton distributions obtained in the above fits, performed at  $Q_0^2 = 1$  and 10  $\text{GeV}^2$  in the  $\overline{\text{MS}}$  scheme, evolved to a fixed  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  are shown in Fig. 2. The singlet and nonsinglet quark distribution functions and their evolution in the two programs are very similar. However, the gluon dis-

<sup>1</sup>For the purpose of comparison of the programs such constraints and assumptions make no difference, other than reducing the number of free parameters. Later in this paper when we do fits which are used in the evaluation of integrals we release some of these constraints.



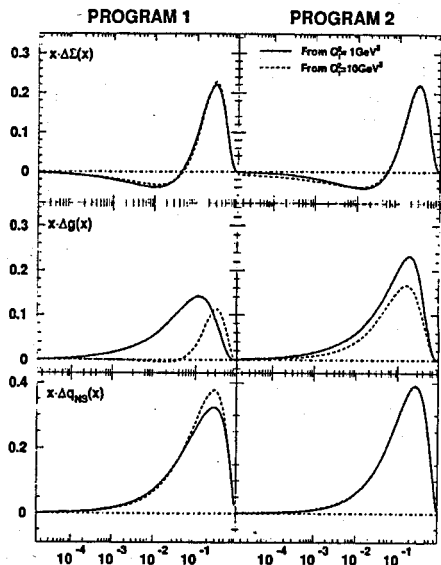


FIG. 2. Polarized parton distribution functions at  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$  resulting from the fits using program 1 (left) and program 2 (right) with initial scales of  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  and  $10 \text{ GeV}^2$ .

tributions show differences. Keeping in mind the large uncertainty in the determination of gluon distribution coefficients this is not surprising.

Having performed such tests we conclude that given the accuracy of the presently available data different approaches used in the  $Q^2$  evolution do indeed give consistent results and show similar behaviors as far as the uncertainty esti-

TABLE II. Comparison of results of the QCD fits at  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  in the  $\overline{\text{MS}}$  scheme and the AB scheme. The errors are statistical only.

Parameter	$\overline{\text{MS}}$	AB
$\eta_S$	$0.19^{+0.04}_{-0.03}$	$0.38^{+0.03}_{-0.03}$
$\alpha_S$	$-0.48^{+0.11}_{-0.10}$	$1.20^{+0.29}_{-0.27}$
$\beta_S$	$3.29^{+0.40}_{-0.37}$	$4.08^{+0.63}_{-0.58}$
$a_S$	$-13.8^{+1.3}_{-1.3}$	(0.0)
$\eta_g$	$0.25^{+0.29}_{-0.22}$	$0.99^{+1.17}_{-0.31}$
$\alpha_g$	$0.33^{+2.05}_{-1.05}$	$-0.70^{+0.23}_{-0.20}$
$\alpha_{NS}^p$	$-0.19^{+0.09}_{-0.08}$	$-0.15^{+0.09}_{-0.08}$
$\beta_{NS}^p$	$1.35^{+0.23}_{-0.21}$	$1.42^{+0.23}_{-0.22}$
$\alpha_{NS}^n$	$0.06^{+0.14}_{-0.13}$	$0.01^{+0.13}_{-0.12}$
$\beta_{NS}^n$	$2.59^{+0.52}_{-0.48}$	$2.48^{+0.51}_{-0.46}$
$\chi^2$	122.9	126.3
$N_{DF}$	133-10	133-9

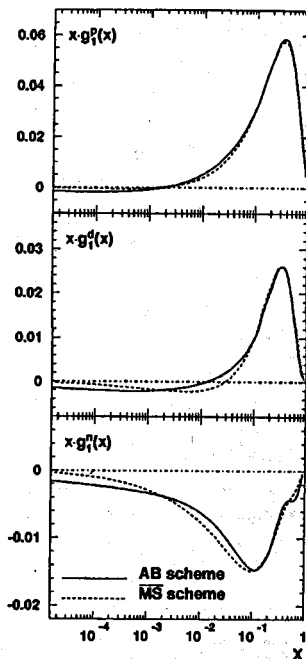


FIG. 3.  $xg_1^{p,d,s}$  vs  $x$ . Comparison of fits done in two different schemes  $\overline{\text{MS}}$  and AB. All distributions are given at  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ . The wiggle in  $xg_1^p$  is in a region of  $x$  which has little data. The uncertainty in the QCD fit in this region is large (see Fig. 8), consequently, the wiggle itself has no physical significance.

mates are concerned. As mentioned before, an independent paper on the QCD analysis in program 1 has been published [6]. This program has been used previously in the analysis of SMC data [10-12] and required minimal modification to study the evolution in the two factorization schemes [Adler-Bardeen (AB) and  $\overline{\text{MS}}$ ]. In order to preserve continuity with our previous publications and in view of the fact that programs 1 and 2 provide consistent results, from now on we will present results using program 1 exclusively.

#### E. Comparison of results in $\overline{\text{MS}}$ and AB schemes

The values of the fitted parameters obtained in the  $\overline{\text{MS}}$  and AB schemes for the initial  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  are listed in Table II. In this comparison we have released the constraint requiring the shape of the nonsinglet parton distribution in the proton and neutron to be the same, i.e., we allow different values of  $\alpha$ ,  $\beta$  in the  $\Delta q_{NS}$  of the proton and neutron. The nearly equal values of the  $\chi^2$  show that the data are equally well described by the analyses performed in the two schemes with the input parametrizations of Eq. (10). In other words, the functional form of the initial parton distributions in Eq. (10) is flexible enough to describe the data. We observe in

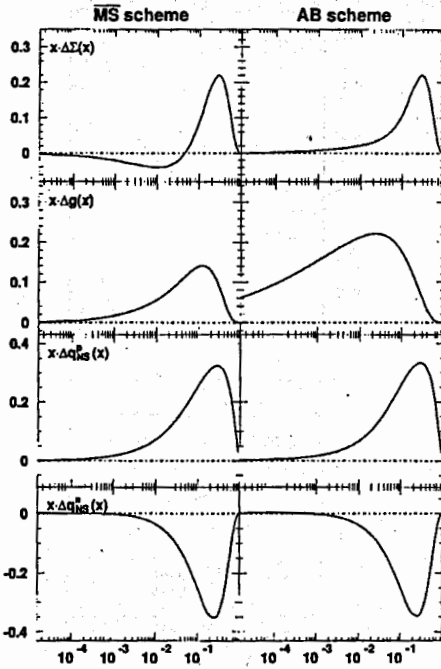


FIG. 4. Polarized parton distribution functions at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  obtained in two different schemes,  $\overline{\text{MS}}$  and AB.

Fig. 3 that the fitted  $g_1(x)$  distributions, evolved to the reference  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$ , differ very little in the range  $0.003 < x < 0.8$  in which spin structure function data are available.

The comparison of the fitted polarized parton distributions (Fig. 4) clearly shows how the two schemes differ in the singlet sector. In the  $\overline{\text{MS}}$  scheme  $\Delta\Sigma$  is constrained by the negative values of  $g_1^d(x)$  at low  $x$  to become negative for  $x \leq 0.05$ . The crossover  $x_0$  is determined by the linear term in  $x(a_s = -1/x_0)$ . In the AB scheme, this term is not needed because  $\Delta\Sigma$  remains positive over the full range of the data. The polarized gluon distribution is found to be larger in the AB scheme and is shifted to lower values of  $x$  compared to that in the  $\overline{\text{MS}}$  scheme. Differences of the same order between gluon determinations in the two schemes have been reported in a previous analysis [9] by the E154 Collaboration. Within the precision of the data, the first moments of the polarized singlet and gluon distributions obtained in the two schemes are compatible with the relation in Eq. (9) at the  $Q^2$  value of  $1 \text{ GeV}^2$ .

The principal aim of the experimental collaborations is the measurement of the first moments of spin structure functions  $g_1^{p,d,n}$ . Since the analyses done in both schemes seem to describe the  $g_1$  data equally well it does not matter which scheme we follow. In the past we have used the AB scheme for our results [10–12]. In order to keep continuity with those publications we use the AB factorization scheme in

TABLE III. The best fit parameters of the PQCD fit when  $\alpha_s(M_Z^2)$  was made a free parameter. All parameters are given at  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  except for the value of  $\alpha_s$ , which is given at  $Q^2 = M_Z^2 \text{ GeV}^2$ . The uncertainties are statistical only.

Parameter	Value	Parameter	Value
$\eta_S$	$0.39^{+0.03}_{-0.03}$	$\eta_g$	$0.98^{+7.41}_{-0.37}$
$\alpha_S$	$1.22^{+0.28}_{-0.27}$	$\alpha_g$	$-0.78^{+0.22}_{-0.21}$
$\beta_S$	$4.00^{+0.63}_{-0.60}$	$\beta_g$	(4.0)
$\eta_{NS}^p$	$\frac{3}{4} \left  \frac{g_A}{g_V} \right  + \frac{1}{4} a_8$	$\eta_{NS}^n$	$-\frac{3}{4} \left  \frac{g_A}{g_V} \right  + \frac{1}{4} a_8$
$\alpha_{NS}^p$	$-0.08^{+0.11}_{-0.10}$	$\alpha_{NS}^n$	$0.04^{+0.14}_{-0.13}$
$\beta_{NS}^p$	$1.53^{+0.26}_{-0.24}$	$\beta_{NS}^n$	$2.60^{+0.54}_{-0.49}$
$\alpha_s(M_Z^2)$		$\hat{\alpha}_s$	$0.121^{+0.002}_{-0.002}$
$\chi^2$			125.1
$N_{DF}$			133–10

this paper for all further analysis. We will call this the standard fit.

F. Comments on the determination of  $\alpha_s(Q^2)$

The analysis presented so far starts with the spin-dependent virtual photon-nucleon asymmetries measured by different experiments. We determine from these asymmetries the spin-dependent structure functions  $g_1$  using parametrizations of the unpolarized structure functions  $F_2$  and  $R$ . The information on scaling violations from the unpolarized nucleon structure functions  $F_2$  (which are measured with significantly better accuracy compared to  $g_1$ ), is hence an input to the analysis. These scaling violations have been studied and have led to a determination of the strong coupling constant  $\alpha_s$  [32].

In a recent publication [8] it was shown that the value of  $\alpha_s$  can be extracted using PQCD analysis of the spin structure function data, while results from another analysis [9] indicated that their analysis was sensitive to the value of  $\alpha_s(M_Z^2)$  used.

To check the sensitivity of our analysis to the value of  $\alpha_s$ , we make the value of  $\alpha_s(M_Z^2)$  (which normally is an input parameter in the PQCD analysis) a free parameter in the fit. Table III shows the fitted values and the statistical uncertainties in the parameters at  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . The values change little in comparison with those presented before in Table II for the AB scheme. Estimation of uncertainties due to experimental systematic effects in the data and those of theoretical origins (procedure will be described in Sec. II G) gives

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.121 \pm 0.002(\text{stat}) \pm 0.006(\text{syst and theory}). \tag{12}$$

The value of  $\alpha_s(M_Z^2)$  indeed comes out to be consistent with that determined from the PQCD analyses of the unpolarized data. As such, while the determination of  $\alpha_s$  is certainly possible using the scaling violations of  $g_1$ , with the presently available data on  $A_1$  it is difficult to separate the information on scaling violations due to  $F_2$  and due to  $A_1$ . In this

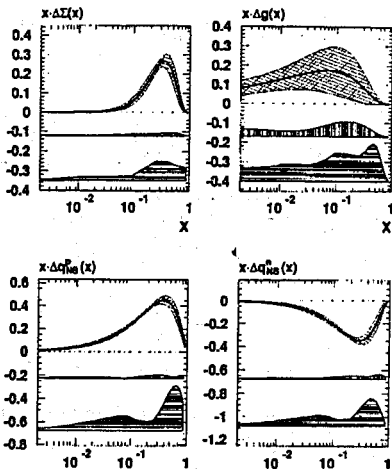


FIG. 5. Polarized parton distribution functions determined from the PQCD analysis at  $Q_1^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . Their statistical uncertainty as obtained from the QCD fit is shown by a band with crossed hatch. The experimental systematic uncertainty is indicated by the vertically hatched band, and the theoretical uncertainty by the horizontally hatched band.

paper we henceforth always take the value of the strong coupling constant  $\alpha_s(M_2^2) = 0.118 \pm 0.003$  as given in Ref. [28].

### G. Evaluation of uncertainties in the polarized parton distribution functions

Figure 5 shows the results for the parton distributions and their uncertainties. In the calculation of the  $\chi^2$  [Eq. (11)] only the statistical uncertainty on the data points was used. The uncertainty in the parton distribution due to this is shown (cross hatch) with the parton distribution (bold line in the cross hatch).

To estimate the uncertainty in a parton distribution function due to the experimental systematic errors the following procedure was used. For each data set the experimental systematic uncertainties on  $A_1$  due to all sources ( $\sigma_{\text{sys}}^j$ ) were added in quadrature to calculate a total systematic uncertainty ( $\sigma_{\text{sys}}^j$ ) for that data set. The QCD fits were then repeated with input values of asymmetries  $A_1 \pm \sigma_{\text{sys}}^j$ . The unpolarized structure function  $F_2$  and  $R$  used to evaluate  $g_1$  from  $A_1$  were shifted to the upper and lower limits of their respective parametrizations to estimate their contribution to the uncertainty. Then these experimental,  $F_2$ , and  $R$  contributions were added quadratically. The resulting envelopes of uncertainty are shown in Fig. 5 (vertically hatched band) as a function of  $x$ .

In addition to the statistical and systematic uncertainties a significant source of uncertainty in the parton distribution functions comes from uncertainty in the various input parameters to the PQCD analysis. We call them "theoretical" uncertainties. They include uncertainties in the values of fac-

TABLE IV. First moments of the nucleon spin structure functions at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  in the measured  $x$  range from 0.003 to 0.8. The first uncertainty is statistical, the second experimental systematic, and the third due to the uncertainty in evolution. For comparison, the integral over the QCD fit is given in the third column.

Nucleon	$\int_{0.003}^{0.8} g_1(x, Q_0^2) dx$	$\int_{0.003}^{0.8} g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2) dx$
Proton	$0.130 \pm 0.003 \pm 0.005 \pm 0.004$	0.132
Deuteron	$0.036 \pm 0.004 \pm 0.003 \pm 0.002$	0.040
Neutron	$-0.054 \pm 0.007 \pm 0.005 \pm 0.004$	-0.048

torization and renormalization scales, the value of  $\alpha_s$ , the functional form of the initial parton distribution function, the values of quark mass thresholds, and the value of  $g_A/g_V$ . We evaluated them by varying each of these parameters by their known errors (whenever available). The uncertainties in the factorization and renormalization scales are related to the uncertainty in the result due to the neglect of higher order corrections in the PQCD analysis. This was estimated by independently varying factorization and renormalization scale factors  $k_1$  and  $k_2$  in Sec. II C by 2 in both directions, i.e.,  $0.5 \leq k_1, k_2 \leq 2.0$ . For the standard fit the value of  $\alpha_s(M_2^2) = 0.118$  was used. This value was varied between  $0.118 \pm 0.003$ . Another input to our analysis is the assumed functional form of Eq. (10), the initial parton distribution function. To evaluate its effect on the results two tests were done. First, we used different combinations of constraints on the parameters  $\alpha_f$ ,  $\beta_f$ , and  $a_f$  in Eq. (10) including also an additional term  $b\sqrt{x}$  in the polynomial. If the confidence level of the resulting fit was comparable to that of the best fit, then that functional form was accepted and the result of the fit was considered for estimating the uncertainty due to the functional form of the initial parton distribution. Second, we started at an initial scale  $Q_1^2$  different from  $1 \text{ GeV}^2$  and observed how different the resultant parton distributions were when evolved to the same common  $Q_0^2$ . The theoretical systematic uncertainty bands were then added in quadrature (as functions of  $x$ ). The envelopes of such uncertainty as a function of  $x$  for singlet and nonsinglet parton distributions are shown in Fig. 5 by the horizontally hatched bands. The dominant uncertainties were due to the uncertainty in the factorization scale  $M^2$ , the renormalization scale  $\mu^2$ , and due to the uncertainty in the assumed functional form of the initial parton distributions.

## III. QCD ANALYSIS—RESULTS

### A. Evaluation of first moments at fixed $Q_0^2$

We use all available data in the kinematic region  $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ ,  $x \geq 0.003$  to evaluate  $\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx$  at a fixed  $Q^2$ . Starting from  $g_1(x, Q^2)$  at the measured  $x$  and  $Q^2$  we obtain  $g_1$  at a fixed  $Q_0^2$  as follows:

$$g_1(x, Q_0^2) = g_1(x, Q^2) + [g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2) - g_1^{\text{fit}}(x, Q^2)], \quad (13)$$

where  $g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2)$  and  $g_1^{\text{fit}}(x, Q^2)$  are the values of  $g_1$  evaluated at  $Q_0^2$  and  $Q^2$  of the experiment using the fit parameters,

TABLE V. First moments of the structure functions at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  from the unmeasured  $x$  regions and their total uncertainties due to the experimental systematics and the theoretical sources in the evolution.

$\int g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2) dx$	$0.0 < x < 0.003$	$0.8 < x < 1.0$
Proton	$-0.012^{+0.014}_{-0.025}$	$0.003^{+0.001}_{-0.001}$
Deuteron	$-0.015^{+0.010}_{-0.023}$	$0.000^{+0.000}_{-0.001}$
Neutron	$-0.020^{+0.010}_{-0.026}$	$0.000^{+0.001}_{-0.001}$

respectively.<sup>2</sup> We choose  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  which is close to the average  $Q^2$  of the world data set used in the analysis. In the measured range  $0.003 < x < 0.8$  the contributions to the first moments of the nucleon structure functions calculated from the data are given in Table IV, column 2. The first uncertainty is statistical, the second is systematic and the third is due to the uncertainty in the  $Q^2$  evolution. The method used for combining different data sets is discussed in Refs. [1, 33, 34]. Figures 6, 7, 8 and their insets show  $xg_1^{\text{fit}}$ , respectively, as a function of  $x$ . The areas under the  $g_1^{\text{fit}}$  curves are given in Table IV, column 3. The integrals calculated in both ways are very similar.

To estimate the contributions to the first moment from the unmeasured low  $x$  ( $x < 0.003$ ) and high  $x$  ( $x > 0.8$ ) regions, we integrate over  $g_1^{\text{fit}}$  calculated at  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$  using the parameters for the parton distributions. The central values and the uncertainties in the low and high  $x$  contributions are given in Table V. The areas under the QCD fit for  $x < 0.003$  in Figs. 6, 7, and 8 and their insets correspond to the low  $x$  contribution. The uncertainties in the low and high  $x$  integrals are obtained using the same procedure as for the estimation of the uncertainty in the QCD evolution described in Sec. II G. Had we taken the traditional approach [10–12] of using Regge extrapolation in the low  $x$  region and a constant  $A_1$  in the high  $x$  unmeasured region (bounded by  $A_1 < 1$ ), we would get results using the present data consistent with those presented in Table V, but with significantly smaller uncertainties (see Ref. [11] for a detailed discussion).

The low  $x$  contributions to the first moments quoted in Table V rely on the validity of the assumption that the parton distribution functions behave as  $x^\alpha$  at the initial  $Q^2 = Q_0^2$  when  $x \rightarrow 0$  with the values of  $\alpha$  quoted in Table II for the AB scheme. Under this condition  $g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2)$  becomes negative below  $x = 0.001$ , i.e., slightly below the lowest  $x$  data available (Fig. 6). The  $g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2)$  becomes negative below  $x = 0.02$  (Fig. 7), while  $g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2)$  is negative for all  $x$  (Fig. 8). Other functional behaviors of  $g_1$  at low  $x$  ( $x < 0.003$ ) have been investigated. The resulting contributions to the moments were found to be in the range of systematic errors quoted in Table V.

The uncertainties in  $\Gamma_1^{p,d,n}(Q_0^2)$ , for  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  are separated by sources in Table VI. The experiments giving

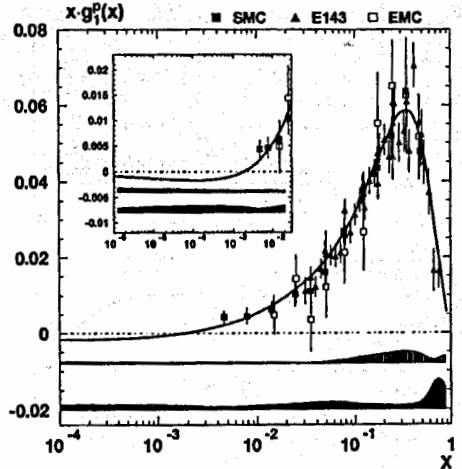


FIG. 6.  $xg_1^p$  vs  $x$  for the world data with the QCD fit at  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ . The low  $x$  region is emphasized in the inset. The data points are shown with their statistical errors. The uncertainties of the fit due to experimental systematics and theoretical sources are shown by the vertically and horizontally hatched bands, respectively.

the largest three contributions are listed and the remaining ones are added together in “other exp.” The largest three theoretical sources of errors, namely, the factorization and renormalization scales, the value of  $\alpha_s$ , and the uncertainty in the form of initial parton distribution functions are also given separately. The rest of the sources such as the uncertainties in the quark mass thresholds, the values of the constants  $g_A/g_V, a_8$ , etc., are collected as one source and called “others.”

Our best estimate for the first moments  $\Gamma_1^{p,d,n}(Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2)$  over the full  $x$  range is given in the second column of Table VII. The first uncertainty is statistical and the second is systematic. The third uncertainty is due to the low and high  $x$  extrapolation and the  $Q^2$  evolution; they are correlated and are both of theoretical origin. The third column of this table gives the values of the first moments at  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  using the SMC data in the measured  $x$  range.

B.  $\Delta g$  and  $a_8$  determination

1.  $\Delta g(Q_0^2)$  and its evolution

Our analysis performed in the AB scheme using an initial  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  results in

$$\eta_g = \int_0^1 \Delta g(Q^2 = 1 \text{ GeV}^2) dx = 0.99^{+1.17}_{-0.31}(\text{stat})^{+0.42}_{-0.22}(\text{sys})^{+1.43}_{-0.43}(\text{th}). \tag{14}$$

The procedure used to estimate the uncertainties was the same as described in Sec. II G. When evolved to 5 and 10  $\text{GeV}^2$  the values of  $\eta_g$  become 1.7 and 2.0, respectively. The

<sup>2</sup>From now on the superscript “fit” indicates that the quantity was calculated using the best fit parameters of the QCD fit.

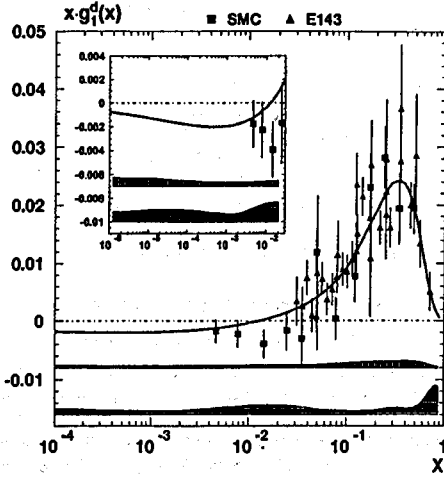


FIG. 7.  $xg_1^d(x)$  vs  $x$  for the world data with the QCD fit at  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ . The low  $x$  region is emphasized in the inset. The data points are shown with their statistical errors. The uncertainties of the fit due to experimental systematics and theoretical sources are shown by the vertically and horizontally hatched bands, respectively.

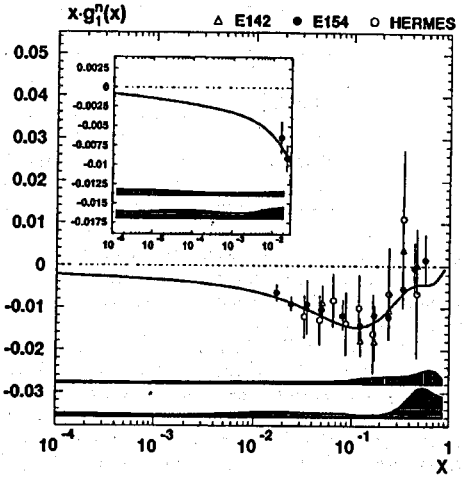


FIG. 8.  $xg_1^n(x)$  vs  $x$  for the world data with the QCD fit at  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ . Only statistical errors are shown with the data points. The low  $x$  region is emphasized in the inset. The uncertainties in the fit due to experimental systematics and theoretical sources are shown by the vertically and horizontally hatched bands, respectively.

analysis indicates that the uncertainty in the measurement of this quantity is large. Very little can be said about this quantity on the basis of the present data. Measurements in which the gluon is involved in the leading order (such as the photon-gluon fusion process) are needed, in addition to more precise DIS data on  $g_1$ , for an improved determination of  $\eta_g$ .

2.  $a_0$  determination

The values of the singlet axial current matrix element  $a_0$  determined from the fits are shown in Fig. 9 for values of  $Q_i^2 = 1, 4, 7, 10 \text{ GeV}^2$  in the  $\overline{\text{MS}}$  and AB schemes. The estimated uncertainty is shown for  $Q_i^2 = 1 \text{ GeV}^2$  only. The uncertainties at higher  $Q_i^2$  are comparable. The solid curve is a calculation for the  $Q^2$  dependence of  $a_0$  based on the best fit performed with  $Q_i^2 = 1 \text{ GeV}^2$  in  $\overline{\text{MS}}$  scheme. The results obtained in this scheme for higher  $Q_i^2$  values fall consistently on this curve. For  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  the  $Q^2$  dependence is weak and is below the sensitivity of the existing data. In the  $\overline{\text{MS}}$  scheme,  $a_0$  is identified with the integral  $\eta_S$  of the singlet quark distribution (Table II) while in the AB scheme the gluon contribution must be subtracted:

$$a_0(Q^2) = \eta_S^{\text{AB}} - n_f \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \eta_g(Q^2). \quad (15)$$

Figure 9 shows that the world data are good enough to test the above relation. In the AB scheme at  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  we get  $a_0 = 0.23 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.19(\text{syst})$  while at the same  $Q_0^2$  in the  $\overline{\text{MS}}$  scheme we get  $a_0 = 0.19 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst})$ . These

values are compatible within errors as required for a scheme independent quantity and correspond to about  $\frac{1}{3}$  of the naive quark-parton model (QPM) expectation  $a_0 = a_8 = 0.58$ . The

TABLE VI. Uncertainties on the first moments resulting from the PQCD analysis separated by sources given in this table in three parts. In the top part the first moments of  $g_1^{p,d,n}$  at  $Q_i^2 = 5 \text{ GeV}^2$  are given with their total experimental systematic and theoretical uncertainties. In the central part the total experimental systematic uncertainty from above is split into contributions from different experiments, while in the lowest part the total theoretical uncertainty is split into its sources.

Nucleon	$\Gamma_1^{n1}$	Total exp. sys.	Total theory	
Proton	0.122	+0.007 -0.011	+0.007 -0.024	
Deuteron	0.025	+0.006 -0.010	+0.006 -0.020	
Neutron	-0.068	+0.007 -0.011	+0.005 -0.020	
Exp. sys.	SMC	E154	E143	Other exp.
Proton	+0.005 -0.008	+0.005 -0.005	+0.000 -0.004	+0.001 -0.002
Deuteron	+0.004 -0.008	+0.005 -0.005	+0.000 -0.003	+0.001 -0.002
Neutron	+0.005 -0.008	+0.005 -0.005	+0.000 -0.004	+0.001 -0.002
Theory	Scale	$\alpha_s$	PDF	Others
Proton	+0.005 -0.024	+0.002 -0.004	+0.004 -0.001	+0.002 -0.002
Deuteron	+0.003 -0.020	+0.001 -0.003	+0.004 -0.001	+0.001 -0.001
Neutron	+0.002 -0.020	+0.001 -0.003	+0.005 -0.001	+0.001 -0.001

TABLE VII. Table of  $\Gamma_1^{p,n,d}$  at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  for the world set of data (left), and at  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  for SMC (right).

$\Gamma_1(Q_0^2)$	World $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$	SMC $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$
Proton	$0.121 \pm 0.003 \pm 0.005 \pm 0.017$	$0.120 \pm 0.005 \pm 0.006 \pm 0.014$
Deuteron	$0.021 \pm 0.004 \pm 0.003 \pm 0.016$	$0.019 \pm 0.006 \pm 0.003 \pm 0.013$
Neutron	$-0.075 \pm 0.007 \pm 0.005 \pm 0.019$	$-0.078 \pm 0.013 \pm 0.008 \pm 0.014$

systematic errors in the  $a_0$  determined from the analysis in the AB scheme is larger than the one determined in the MS scheme because of the correlation introduced by  $\Delta g$  and its uncertainty in the evaluation [see Eq. (15)].

The first moments  $\Gamma_1^{p,n,d}$  can also be expressed in terms of the matrix elements  $a_0$ ,  $a_3$  and  $a_8$  [2]. If exact SU(3) flavor symmetry is assumed for the axial octet current,  $a_3$  and  $a_8$  are given by the coupling constants for neutron and hyperon decays  $a_3 = F + D$  and  $a_8 = 3F - D$ , respectively. Under this assumption and using the input values quoted in Table VII we obtain at  $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$   $a_0 = 0.13 \pm 0.17$ . This result is consistent with those obtained before (directly from QCD analysis) but note that in the measured  $x$  range the same  $Q^2$  evolution has been used in all these results.

It has often been suggested that the difference between the low experimental value of  $a_0$  and its naive QPM prediction could be explained by a large gluon contribution. The value of  $\eta_S = 0.38^{+0.03+0.03+0.03}_{-0.03-0.02-0.03}$  in the AB scheme (only statistical uncertainty on  $\eta_S$  is shown in Table II), obtained in

this analysis does not support this suggestion.

C. Determination of Bjorken sum rule

1. Bjorken sum rule from QCD analysis

The Bjorken sum rule is a fundamental result in PQCD. In this section we present a method of testing this in a way consistent with the PQCD analysis presented so far. The conventional method of testing the Bjorken sum rule (which has been used in most experimental papers) is to evaluate the difference between the first moments of the proton and neutron polarized structure functions at a fixed  $Q_0^2$  and to see if the relation

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| C_1^{NS}(Q^2) \quad (16)$$

holds. Here  $g_A/g_V$  is the axial vector coupling constant. The coefficient  $C_1^{NS}(Q^2)$  has been calculated to fourth order in  $\alpha_s(Q^2)$  [35].

Based on the PQCD analysis we have evaluated the first moments of the proton and neutron structure functions at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  given in Table VII. However, we cannot directly use them to evaluate the Bjorken sum rule because in this analysis we have taken the first moments to be  $\eta_{NS}^{p/n} = \pm \frac{1}{2} [g_A/g_V] + \frac{1}{2} a_8$ , with the value of  $g_A/g_V$  fixed to its nominal value of  $1.2601 \pm 0.0025$  [28]. In this way the Bjorken sum rule is assumed in the analysis. We can test the validity of the Bjorken sum rule by releasing this constraint in our PQCD analysis and making  $g_A/g_V$  one of the free parameters to be fitted by the  $g_1$  data. The best fit parameters for such a fit are given in Table VIII. The experimental and theoretical uncertainty study presented in Sec. II G was repeated for the uncertainty estimation for  $g_A/g_V$ . We obtain

$$\left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 1.15^{+0.03}_{-0.03}(\text{stat})^{+0.07}_{-0.06}(\text{syst})^{+0.14}_{-0.04}(\text{th}). \quad (17)$$

The value of  $g_A/g_V$  determined here is consistent with the nominal value used above. The uncertainties (particularly theoretical) are large. The largest contribution to the theoretical uncertainty is the factorization and renormalization scales and due to the choice of the initial parton distributions.

The above value of  $g_A/g_V$  and its uncertainty when used to evaluate the value of Bjorken sum in Eq. (16) to order  $\mathcal{O}(\alpha_s)$  (consistent with all other analysis presented in this paper) at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  gives

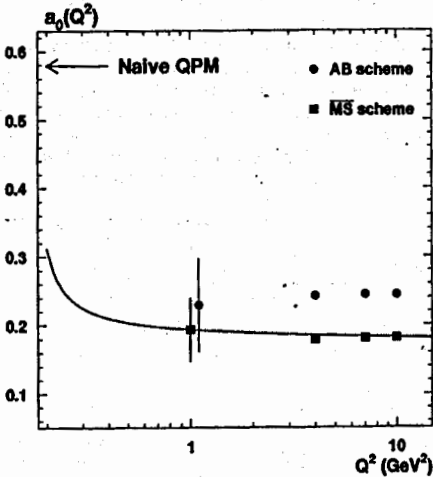


FIG. 9. The  $Q^2$  dependence of  $a_0$  determined in this analysis using different schemes and with different starting scales  $Q_0^2$  is shown. The curve shows the predicted  $Q^2$  evolution of  $a_0$  in the MS scheme. The statistical errors in  $a_0$  are shown only for  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$ . The uncertainties for the other points at higher  $Q_0^2$  values are comparable. The expectation for the value of  $a_0$  based on the naive QPM is also shown for comparison.

TABLE VIII. Best parameters at  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  when  $g_A/g_V$  is a free parameter in the fit. The uncertainties shown are statistical only.

Parameter	Value	Parameter	Value
$\eta_S$	$0.38^{+0.03}_{-0.02}$	$\eta_g$	$0.94^{+1.26}_{-0.29}$
$\alpha_S$	$1.03^{+0.29}_{-0.27}$	$\alpha_g$	$-0.71^{+0.27}_{-0.21}$
$\beta_S$	$3.64^{+0.63}_{-0.59}$	$\beta_g$	4.0
$\left  \frac{g_A}{g_V} \right $			
$\eta_{NS}^p$	$\frac{3}{4} \left  \frac{g_A}{g_V} \right  + \frac{1}{4} \alpha_g$	$\eta_{NS}^n$	$-\frac{3}{4} \left  \frac{g_A}{g_V} \right  + \frac{1}{4} \alpha_g$
$\alpha_{NS}^p$	$-0.01^{+0.10}_{-0.10}$	$\alpha_{NS}^n$	$0.20^{+0.16}_{-0.14}$
$\beta_{NS}^p$	$1.86^{+0.30}_{-0.28}$	$\beta_{NS}^n$	$3.48^{+0.70}_{-0.63}$
$\chi^2$			116.1
$N_{DF}$			133-10

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.174^{+0.005}_{-0.005}(\text{stat})^{+0.011}_{-0.009}(\text{syst})^{+0.021}_{-0.006}(\text{th}) = 0.174^{+0.024}_{-0.012}, \quad (18)$$

which is in excellent agreement with the theoretically calculated value of  $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.181 \pm 0.003$  [35] at the same  $Q_0^2$ .

## 2. QCD evolution of $g_1^{NS}$

An alternative way to determine the Bjorken sum rule is by restricting the QCD analysis to the purely nonsinglet combination of the polarized parton distribution functions  $\Delta q_{NS}$ . It is related to the structure functions, using Eq. (4),

$$g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2) = \frac{1}{2} (e^2) \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[ C_{1,NS} \left( \frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \Delta q_{NS}(y, t) \right], \quad (19)$$

where  $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$ . The  $Q^2$  dependence of  $\Delta q_{NS}$  is described by the DGLAP evolution equation for the nonsinglet combination [Eq. (8)] and is decoupled from the evolution of  $\Delta \Sigma$  and  $\Delta g$ . Thus, having  $g_1^p - g_1^n$  data points at different values of  $Q^2$  allows us to determine  $g_A/g_V$  by parametrizing only  $\Delta q_{NS}$  at an initial scale  $Q_0^2$ , evolving it, and fitting the parameters including  $g_A/g_V$  to the data. The advantage of this method is that the analysis can be performed with fewer free parameters than the standard analysis presented in the previous sections. We use the parametrization

$$\Delta q_{NS}(x, Q^2) = \frac{3}{2} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| N(\alpha, \beta) x^\alpha (1-x)^\beta, \quad (20)$$

with  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $g_A/g_V$  being the three free parameters of the fit. However, there is a disadvantage to this method. In order to evaluate the value of  $g_1^p - g_1^n$  to be used in this fit, the values of the proton and neutron structure functions should be known ideally the same values of  $x$  and  $Q^2$ . This is true only for SMC [1] and E143 [18-20] data. The SMC data points for  $g_1^p$  and  $g_1^n$  were combined as explained in Ref. [1]. The E143 data were treated similarly. In all we obtain 44 data points for  $g_1^{NS}$  (12 from SMC and 32 from E143). The general procedure of the analysis is the same as explained in

Sec. II C except that here it is done only with the nonsinglet parton distribution. The initial scale  $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$  was used in this analysis as it was in the global PQCD analysis.

The values of the fitted parameters are given in Table IX. The result of the fit at  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  is displayed in Fig. 10. The data points evolved to the same  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  are shown with their statistical errors. The bold line is the curve calculated using the best fit parameters. The area under this line corresponds to the Bjorken integral  $\Gamma_1^{NS-\text{fit}}$ . The uncertainty band around this line shows the total uncertainty estimated from the experimental systematic and theoretical sources. The uncertainty (experimental systematic and that of theoretical origin) for the fitted value of  $g_A/g_V$  was estimated. We get

$$\left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 1.20^{+0.08}_{-0.07}(\text{stat})^{+0.12}_{-0.12}(\text{syst})^{+0.10}_{-0.04}(\text{th}).$$

At  $Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2$  this value of  $g_A/g_V$  corresponds to the Bjorken sum

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.181^{+0.012}_{-0.011}(\text{stat})^{+0.018}_{-0.018}(\text{syst})^{+0.015}_{-0.006}(\text{th}) = 0.181^{+0.026}_{-0.021} \quad (21)$$

using Eq. (16) when evaluated at  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ . The result for  $g_A/g_V$  agrees well with the nominal value and with the results of the standard fit with  $g_A/g_V$  as a free parameter (Eq. 17). Because of the smaller data set used the errors of ex-

TABLE IX. Best fit parameters for the  $g_1^{NS}$  fit with their statistical errors.

Parameter	Value
$\left  \frac{g_A}{g_V} \right $	$1.20^{+0.08}_{-0.07}$
$\alpha$	$-0.20^{+0.13}_{-0.12}$
$\beta$	$1.42^{+0.40}_{-0.36}$
$\chi^2$	52.4
$N_{DF}$	44-3

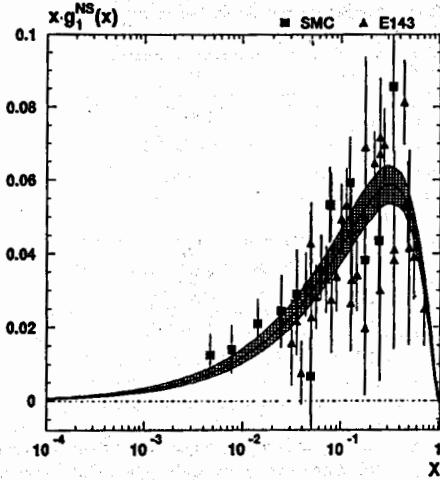


FIG. 10. The result of the best fit to  $xg_1^{NS}$  together with the data points used in the fit evolved to  $Q^2=5 \text{ GeV}^2$ . The error bars on the data points show statistical errors only, while the error band around the curve (cross hatch) represents the systematic uncertainty of the fit, including contributions from experimental systematic and theoretical sources.

perimental origin are significantly larger. However note that the theoretical error is slightly lower than in the case of the standard fit.

The contribution to the Bjorken sum from the measured  $x$  region calculated from the data points and by integrating the fitted function are given in Table X in columns 4 and 5, respectively. They are given for combined SMC+E143 data at  $Q_0^2=5 \text{ GeV}^2$  as well as for SMC data at  $Q_0^2=10 \text{ GeV}^2$ . In both cases the integral over the measured  $x$  range evaluated using the data and that evaluated using the best fit parameters agree within the statistical precision of the data. The high  $x$  contribution to the integral makes little impact on the nonsinglet first moment. At both values of  $Q_0^2$  the contributions to the integrals  $\Gamma_1^{NS}$  from the unmeasured low  $x$  region are  $\sim 5\%$  of the total integral with small uncertainties. Hence we

note that although the uncertainties in the first moments of the proton and neutron are large (Tables V and VII), the uncertainty in the Bjorken integral from this region is rather small.

3. Comments on Bjorken sum rule determination

In Section III C 1 we have presented a determination of the Bjorken sum rule, based on the final SMC data set and all other published data on  $g_1$ . The result was obtained in a NLO QCD analysis by directly fitting the value of  $g_A/g_V$ . This is our best determination of the Bjorken sum in a fully consistent way based on PQCD using the world data set.

The result we obtain is consistent with the expected value and we confirm the Bjorken sum rule with an accuracy of  $\sim 10\%$ . It also agrees well with the results of the NLO QCD analysis of the E154 Collaboration [9]. Our estimate of the uncertainty is larger for the following reason: we have taken the view that the errors due to the factorization and renormalization scales and those due to  $\alpha_s$  are uncorrelated where as they have treated them as correlated. If we follow their approach, the uncertainties become comparable.

The method used in Sec. III C 2 to test the Bjorken sum rule from  $g_1^{NS}$  is potentially very precise with regard to the theoretical uncertainty. It leads to a confirmation of the Bjorken sum rule at the level of  $\sim 15\%$ . At present this method suffers from a limited statistical accuracy but it is expected to be more powerful once the very precise data on  $g_1^p$  from E155 [36] become available and are combined with the existing data on  $g_1^p$  from E154 [22].

IV. CONCLUSIONS AND SUMMARY

We have performed a next-to-leading order PQCD analysis of the world data on polarized deep inelastic inclusive scattering, including new data from SMC. The results of the PQCD fit are used to evaluate contributions to the first moment of  $g_1$  over the entire  $x$  range. Consistent values of the singlet axial charge  $a_0$  are obtained from the first moments and from the fit parameters.

The experimental data constrain the quark singlet and nonsinglet distributions rather well. This was tested using two different analysis programs. The polarized structure functions are equally well reproduced by fits in the MS and

TABLE X. Integrals of the nonsinglet structure function in the measured and unmeasured  $x$  ranges. Integrals are calculated using data (column 4) and using fit parameters (column 5) at  $Q^2=5 \text{ GeV}^2$  using the SMC and E143 data, and at  $Q_0^2=10 \text{ GeV}^2$  using only SMC data. The indicated uncertainties in the measured  $x$  range are the statistical and systematic uncertainties, respectively.

Data	$x$ range	$Q_0^2$ GeV <sup>2</sup>	$\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} g_1^{NS}(Q_0^2)$	$\int_{x_{\min}}^{x_{\max}} g_1^{NS-fit}(Q_0^2)$
SMC+E143	0→0.003	5		0.009
	0.003→0.8	5	$0.174 \pm 0.011 \pm 0.013$	0.170
	0.8→1.0	5		0.002
	0→0.003	10		0.010
SMC	0.003→0.7	10	$0.184 \pm 0.016 \pm 0.014$	0.169
	0.7→1.0	10		0.004



the AB factorization schemes, although the shapes of the singlet distributions are found to be different. The singlet and nonsinglet quark distributions are well determined, while the gluon distribution is only poorly constrained by the fits. The gluon first moment is found to be positive but has an error of the order of 100% of its value. The singlet axial charge is found to be  $\approx 1/3$  of the value expected from the naive QPM.

Inclusion of the strong coupling constant  $\alpha_s$  as a free parameter in the fit results in a value for  $\alpha_s$  in excellent agreement with the one obtained from the observation of scaling violations in unpolarized DIS data. However, this determination based on  $g_1$  also involves  $F_2$  and hence is not independent of the determination of  $\alpha_s$  from  $F_2$ .

The Bjorken sum rule has been tested in two different ways: in a global PQCD analysis and in an analysis restricted to the non-singlet part of  $g_1$  performed using a subset of the available data. In both cases  $|g_A/g_V|$  was left as a free parameter of the fit. The sum rule is found to be verified in both cases, within an accuracy of about 10% for the global fit and 15% for the non-singlet fit.

In the near future, the additional high precision data from SLAC E155 are expected to improve the accuracy of the QCD fit. However due to the absence of data in the low  $x$  region, contribution to the first moment from this region is expected to be the largest source of uncertainty. Improved determinations of the polarized gluon distribution will be obtained by dedicated experiments, e.g., COMPASS [37] at

CERN and PHENIX and STAR experiments at the RHIC Spin [38]. Measurements of the spin structure function in the presently inaccessible low  $x$  region using the HERA polarized collider [39] will provide crucial information on the low  $x$  behavior of  $g_1$  and also allow access to the polarized gluon distribution in that region.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We thank G. Altarelli, R. D. Ball, S. Forte, T. Gehrmann, G. Ridolfi, and W. Vogelsang for many interesting discussions. Special thanks are due to R. D. Ball, S. Forte, and G. Ridolfi for providing us with the PQCD analysis code. This work was supported by Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie, partially supported by TUBITAK and the Center for Turkish-Balkan Physics Research and Application (Bogziçi University), supported by the U.S. Department of Energy, the U.S. National Science Foundation, Monbusho Grant-in-Aid for Science Research (International Scientific Research Program and Specially Promoted Research), the National Science Foundation (NWO) of the Netherlands, the Commissariat à l'Énergie Atomique, Comision Interministerial de Ciencia y Tecnología and Xunta de Galicia, the Israel Science Foundation, and Polish State Committee for Scientific Research (KBN) Grant No. 2/P03B/081/14.

- [1] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, preceding paper, Phys. Rev. D 58, 112001 (1998).
- [2] J. Ellis and R. L. Jaffe, Phys. Rev. D 9, 1444 (1974); 10, 1669 (1974).
- [3] G. Altarelli and G. G. Ross, Phys. Lett. B 212, 391 (1988); A. V. Efremov and O. V. Teryaev, JINR Report No. E2-88-287, Dubna, 1988; R. D. Carlitz, J. C. Collins, and A. H. Mueller, Phys. Lett. B 214, 229 (1988).
- [4] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 148, 1467 (1966); Phys. Rev. D 1, 1376 (1970).
- [5] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann, and W. Vogelsang, Phys. Rev. D 53, 4775 (1996).
- [6] R. D. Ball, S. Forte, and G. Ridolfi, Phys. Lett. B 378, 255 (1996).
- [7] T. Gehrmann and W. J. Stirling, Z. Phys. C 65, 461 (1995); Phys. Rev. D 53, 6100 (1996).
- [8] G. Altarelli, R. D. Ball, S. Forte, and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B496, 337 (1997).
- [9] E154 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Lett. B 405, 180 (1997).
- [10] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B 396, 338 (1997).
- [11] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. B 412, 414 (1997).
- [12] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Rev. D 56, 5330 (1997).
- [13] NMC Collaboration, M. Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. B483, 3 (1997).
- [14] L. W. Whitlow *et al.*, Nucl. Phys. B282, 475 (1992).
- [15] H.-Y. Cheng, Chin. J. Phys. 35, 25 (1996).
- [16] V. W. Hughes and J. Kuti, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, 611 (1983); T. Pussieux and R. Windmolders, in *Internal Spin Structure of the Nucleon*, edited by V. W. Hughes and C. Cavata (World Scientific, Singapore, 1995), p. 212.
- [17] EMC Collaboration, J. Ashman *et al.*, Phys. Lett. B 206, 364 (1988); Nucl. Phys. B328, 1 (1989).
- [18] E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 346 (1995).
- [19] E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75, 25 (1995).
- [20] E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Lett. B 364, 61 (1995).
- [21] E142 Collaboration, P. Anthony *et al.*, Phys. Rev. D 54, 6620 (1996).
- [22] E154 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79, 26 (1997).
- [23] HERMES Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. B 404, 383 (1997).
- [24] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15, 438 (1972); 15, 675 (1972); G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977); Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46, 641 (1977).
- [25] J. Kodaira *et al.*, Phys. Rev. D 20, 627 (1979); J. Kodaira, Nucl. Phys. B165, 129 (1980).
- [26] R. Mertig and W. L. van Neerven, Z. Phys. C 70, 637 (1996);

- W. Vogelsang, Nucl. Phys. B475, 47 (1996).
- [27] R. G. Roberts, *The Structure of the Proton*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1990).
- [28] Particle Data Group, R. M. Barnett *et al.*, Phys. Rev. D 54, 1 (1996).
- [29] F. E. Close and R. G. Roberts, Phys. Lett. B 316, 165 (1993).
- [30] S. J. Brodsky, M. Burkardt, and I. Schmidt, Nucl. Phys. B441, 197 (1995).
- [31] D. Fasching, Ph.D. thesis, Northwestern University, 1996; hep-ph/9610261.
- [32] NMC, M. Arneodo *et al.*, Phys. Lett. B 309, 222 (1993); M. Virchaux and A. Milsztajn, *ibid.* 274, 221 (1992); CCFR Collaboration, W. G. Seligman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79, 1213 (1997); R. D. Ball and S. Forte, in Proceedings of DIS96, Rome, 1996 (unpublished).
- [33] J. Saborido, Ph.D. thesis, University of Santiago de Compostela, 1995.
- [34] E. P. Sichtermann, Ph.D. thesis, Free University of Amsterdam, 1998.
- [35] S. A. Larin, F. V. Tkachev, and J. A. M. Vermaseren, Phys. Rev. Lett. 66, 862 (1991); S. A. Larin and J. A. M. Vermaseren, Phys. Lett. B 259, 345 (1991).
- [36] E155 Collaboration, e.g., C. Young, in *Deep Inelastic Scattering off Polarized Targets*, Proceedings of the Workshop, Zeuthen, Germany, 1997, edited by J. Blümlein *et al.* (DESY Report No. 97-200, Hamburg, 1997).
- [37] COMPASS proposal, CERN/SPSLC/P297, 1996.
- [38] Y. I. Makdisi, in *Proceedings of 12th International Symposium on High Energy Spin Physics*, Amsterdam 1996, edited by C. W. de Jager *et al.* (World Scientific, Singapore, 1997), p. 107.
- [39] A. Deshpande *et al.*, in *Physics with Polarized Protons at HERA*, Proceedings of the Workshop, Hamburg, Germany, 1997, edited by A. De Roeck and T. Gehrman (DESY, Hamburg, 1998), p. 26; G. Rädcl *et al.*, *ibid.*, p. 54; A. De Roeck *et al.*, Eur. Phys. J. C (to be published), hep-ph/9801300.

**Spin asymmetries  $A_1$  and structure functions  $g_1$  of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering**

B. Adeva,<sup>18</sup> T. Akdogan,<sup>2</sup> E. Arik,<sup>2</sup> A. Arvidson,<sup>21,a</sup> B. Badelek,<sup>21,23</sup> G. Bardin,<sup>17,b</sup> G. Baum,<sup>1</sup> P. Berglund,<sup>8</sup> L. Betev,<sup>13</sup> I. G. Bird,<sup>17,ff</sup> R. Birsas,<sup>20</sup> P. Björkholm,<sup>21,c</sup> N. de Botton,<sup>17</sup> M. Boutemeur,<sup>24,d</sup> F. Bradamante,<sup>20</sup> A. Bravar,<sup>11</sup> A. Bressan,<sup>20,e</sup> S. Bültmann,<sup>1,f</sup> E. Burtin,<sup>17</sup> C. Cavata,<sup>17</sup> D. Crabb,<sup>22</sup> J. Cranshaw,<sup>21</sup> S. Dalla Torre,<sup>20</sup> R. van Dantzig,<sup>15</sup> B. Derro,<sup>1</sup> A. Deshpande,<sup>24</sup> S. Dhawan,<sup>24</sup> C. Dulya,<sup>15,4,g</sup> A. Dyring,<sup>21</sup> S. Eichblatt,<sup>h</sup> J. C. Faivre,<sup>17</sup> D. Fasching,<sup>16,i</sup> F. Feinstein,<sup>17</sup> C. Fernandez,<sup>18,9</sup> S. Forthmann,<sup>17</sup> B. Frois,<sup>17</sup> A. Gallas,<sup>18</sup> J. A. Garzon,<sup>18,9</sup> H. Gilly,<sup>6</sup> M. Giorgi,<sup>20</sup> E. von Goeler,<sup>1</sup> S. Goertz,<sup>3</sup> I. A. Golutvin,<sup>10</sup> G. Gracia,<sup>18,k</sup> N. de Groot,<sup>15,l</sup> M. Grosse Perdekamp,<sup>24,m</sup> K. Haft,<sup>13</sup> D. von Harrach,<sup>11</sup> T. Hasegawa,<sup>14,n</sup> P. Haulte,<sup>5,o</sup> N. Hayashi,<sup>14,p</sup> C. A. Heusch,<sup>5,q</sup> N. Horikawa,<sup>14</sup> V. W. Hughes,<sup>24</sup> G. Igo,<sup>4</sup> S. Ishimoto,<sup>14,r</sup> T. Iwata,<sup>14</sup> E. M. Kabuß,<sup>11</sup> T. Kageya,<sup>14,s</sup> A. Karev,<sup>10</sup> H. J. Kessler,<sup>6,t</sup> T. J. Ketel,<sup>13</sup> J. Kiryluk,<sup>23</sup> I. Kiryushin,<sup>10</sup> A. Kishi,<sup>14</sup> Yu. Kisselev,<sup>10</sup> L. Klostermann,<sup>15</sup> D. Krämer,<sup>1</sup> V. Krivokhijine,<sup>10</sup> W. Kröger,<sup>5,q</sup> V. Kukhtin,<sup>10</sup> K. Kurek,<sup>23</sup> J. Kyyräräinen,<sup>1,8</sup> M. Lamanna,<sup>20</sup> U. Landgraf,<sup>6</sup> J. M. Le Goff,<sup>17</sup> F. Lehar,<sup>17</sup> A. de Lesquen,<sup>17</sup> J. Lichtenstadt,<sup>19</sup> T. Lindqvist,<sup>21</sup> M. Litmaath,<sup>15,c</sup> M. Lowe,<sup>9</sup> A. Magnon,<sup>17</sup> G. K. Mallot,<sup>11,e</sup> F. Marie,<sup>17</sup> A. Martin,<sup>20</sup> J. Martino,<sup>17</sup> T. Matsuda,<sup>14,n</sup> B. Mayes,<sup>9</sup> J. S. McCarthy,<sup>22</sup> K. Medved,<sup>10</sup> W. Meyer,<sup>3</sup> G. van Middelkoop,<sup>15</sup> D. Miller,<sup>16</sup> Y. Miyachi,<sup>14</sup> K. Mori,<sup>14</sup> J. Moromisato,<sup>1</sup> A. Nagaitsev,<sup>10</sup> J. Nassalski,<sup>23</sup> L. Naumann,<sup>5,b</sup> T. O. Niinikoski,<sup>5</sup> J. E. J. Oberski,<sup>15</sup> A. Ogawa,<sup>14,v</sup> C. Ozben,<sup>2</sup> H. Pereira,<sup>17</sup> F. Perrot-Kunne,<sup>17</sup> D. Peshekhonov,<sup>10</sup> R. Piegia,<sup>5,w</sup> L. Pinsky,<sup>9</sup> S. Platchkov,<sup>17</sup> M. Plo,<sup>18</sup> D. Pose,<sup>10</sup> H. Postma,<sup>15</sup> J. Pretz,<sup>11,x</sup> R. Puntaferro,<sup>20</sup> T. Pussieux,<sup>17</sup> G. Rädcl,<sup>5</sup> A. Rijllart,<sup>5</sup> G. Reicherz,<sup>3</sup> J. Roberts,<sup>4</sup> S. Rock,<sup>5,y</sup> M. Rodriguez,<sup>21,w</sup> E. Rondio,<sup>23,5</sup> L. Ropelewski,<sup>23,e</sup> I. Sabo,<sup>19</sup> J. Saborido,<sup>18,e</sup> A. Sandacz,<sup>23</sup> I. Savin,<sup>10</sup> P. Schiavon,<sup>20</sup> A. Schiller,<sup>7</sup> K. P. Schüller,<sup>24,z</sup> R. Seitz,<sup>11,aa</sup> Y. Semertzidis,<sup>5,bb</sup> S. Sergeev,<sup>10</sup> P. Shanahan,<sup>16,b</sup> E. P. Sichtermann,<sup>15</sup> F. Simeoni,<sup>20</sup> G. I. Smirnov,<sup>10</sup> A. Staude,<sup>13</sup> A. Steinmetz,<sup>11,13</sup> U. Stiegler,<sup>5</sup> H. Stührmann,<sup>7</sup> M. Szleper,<sup>23</sup> F. Tassarotto,<sup>20</sup> D. Thers,<sup>17</sup> W. Tlaczala,<sup>23,cc</sup> A. Tripet,<sup>1</sup> G. Unel,<sup>2</sup> M. Velasco,<sup>16,cc</sup> J. Vogt,<sup>13</sup> R. Voss,<sup>5</sup> C. Whitten,<sup>4</sup> R. Windmolders,<sup>12</sup> R. Willumeit,<sup>7</sup> W. Wislicki,<sup>23</sup> A. Witzmann,<sup>6,dd</sup> J. Ylösto,<sup>8</sup> A. M. Zanetti,<sup>20</sup> K. Zaremba,<sup>23,cc</sup> N. I. Zamiatin,<sup>10</sup> and J. Zhao<sup>7,ee</sup>

(Spin Muon Collaboration)

<sup>1</sup>University of Bielefeld, Physics Department, D-33501 Bielefeld, Germany

<sup>2</sup>Bogaziçi University and Istanbul Technical University, Istanbul, Turkey

<sup>3</sup>University of Bochum, Physics Department, D-44780 Bochum, Germany

<sup>4</sup>University of California, Department of Physics, Los Angeles, California 90024

<sup>5</sup>CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland

<sup>6</sup>University of Freiburg, Physics Department, D-79104 Freiburg, Germany

<sup>7</sup>GKSS, D-21494 Geesthacht, Germany

<sup>8</sup>Helsinki University of Technology, Low Temperature Laboratory and Institute of Particle Physics Technology, Espoo, Finland

<sup>9</sup>University of Houston, Department of Physics, Houston, Texas 77204-5506

<sup>10</sup>JINR, Dubna, RU-141980 Dubna, Russia

<sup>11</sup>University of Mainz, Institute for Nuclear Physics, D-55099 Mainz, Germany

<sup>12</sup>University of Mons, Faculty of Science, 7000 Mons, Belgium

<sup>13</sup>University of Munich, Physics Department, D-80799 Munich, Germany

<sup>14</sup>Nagoya University, CIRSE and Department of Physics, Furo-Cho, Chikusa-Ku, 464 Nagoya, Japan

<sup>15</sup>NIKHEF, Delft University of Technology, FOM and Free University, 1009 AJ Amsterdam, The Netherlands

<sup>16</sup>Northwestern University, Department of Physics, Evanston, Illinois 60208

<sup>17</sup>CEA Saclay, DAPNIA, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>18</sup>University of Santiago, Department of Particle Physics, 15706 Santiago de Compostela, Spain

<sup>19</sup>Tel Aviv University, School of Physics, 69978 Tel Aviv, Israel

<sup>20</sup>INFN Trieste and University of Trieste, Department of Physics, 34127 Trieste, Italy

<sup>21</sup>Uppsala University, Department of Radiation Sciences, 75121 Uppsala, Sweden

<sup>22</sup>University of Virginia, Department of Physics, Charlottesville, Virginia 22901

<sup>23</sup>Soltan Institute for Nuclear Studies and Warsaw University, 00681 Warsaw, Poland

<sup>24</sup>Yale University, Department of Physics, New Haven, Connecticut 06511

(Received 18 May 1998; published 19 October 1998)

We present the final results of the spin asymmetries  $A_1$  and the spin structure functions  $g_1$  of the proton and the deuteron in the kinematic range  $0.0008 < x < 0.7$  and  $0.2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ . For the determination of  $A_1$ , in addition to the usual method which employs inclusive scattering events and includes a large radiative background at low  $x$ , we use a new method which minimizes the radiative background by selecting events with at least one hadron as well as a muon in the final state. We find that this hadron method gives smaller errors for  $x < 0.02$ , so it is combined with the usual method to provide the optimal set of results.

[S0556-2821(98)07017-9]

PACS number(s): 13.60.Hb, 13.88.+e

## I. INTRODUCTION

Polarized deep inelastic lepton-nucleon scattering is an important tool to study the spin structure of the nucleon. Measurements with proton, deuteron, and helium-3 targets have determined the spin structure functions of the nucleon and have verified the Bjorken sum rule [1], which is a fundamental relation of QCD.

In the last five years, the Spin Muon Collaboration (SMC) at CERN has reported experimental results on the spin structure of the proton [2-8] and of the deuteron [3,5,8-11], measured in inelastic muon scattering at beam energies of 100 and 190 GeV. Thus far our published results for the virtual photon-proton and virtual photon-deuteron cross section asymmetries  $A_1^p(x, Q^2)$  and  $A_1^d(x, Q^2)$  and for the spin-dependent structure functions  $g_1^p(x, Q^2)$  and  $g_1^d(x, Q^2)$  have been obtained from inclusive scattering events. These results are updated in this paper, principally with a final value for the muon beam polarization.

Since the inclusive scattering events include a large radiative background at low  $x$ , we now employ a new and alter-

native method of determining the asymmetries which requires at least one hadron as well as a muon in the final state. This hadron method removes the background due to elastic and quasielastic scattering accompanied by a high energy bremsstrahlung photon, and improves the statistical accuracy of the measurement at low  $x$ . A similar method has been applied successfully by the New Muon Collaboration (NMC) [12] and the E665 [13] analyses of  $F_2$  structure function ratios.

Our final results for the asymmetries  $A_1^p$  and  $A_1^d$  are based on both the inclusive and the hadron methods and cover the kinematic region of  $0.0008 < x < 0.7$  and  $Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$ . An optimal set is defined with the inclusive method being used for  $x > 0.02$  and the hadron method for  $x < 0.02$ . In the low  $x$  region the statistical errors from the hadron method are smaller than those from the inclusive method. The range of reduction varies from 1 to 0.6 with decreasing  $x$ . For  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  the lowest  $x$  reached is 0.003 where the reduction factor is 0.8. Results presented here stem from 15.6 and 19.0 million events accepted after all cuts for the  $A_1^p$  and the  $A_1^d$  determinations, respectively.

The outline of this paper is as follows. Section II gives the formulae for the asymmetry determination and explains the update of the beam polarization, while Sec. III describes in detail the hadron method. In Sec. IV, after showing the updated result for the  $A_1$  measurement with the inclusive method, we give the results for the hadron method, compare both, and finally define the optimal data set by using the hadron method at low  $x$  and the inclusive one at high  $x$ . Section V presents the structure functions  $g_1$  and Sec. VI their integrals in the measured  $x$  range as well as their first moments with contributions from the unmeasured region taken from the QCD analysis (see our following paper [14]). In Sec. VII we calculate the nonsinglet combination  $g_1^p - g_1^n$ , compare it to the corresponding unpolarized combination  $F_1^p - F_1^n$ , and compute its integral in the measured range and its first moment. Section VIII contains a summary. The detailed discussion of the first moments  $\Gamma_1^{p,d}$  and the Bjorken sum rule is presented in our following paper [14]. The Appendix gives a parametrization of the world data on the spin

\*Now at The Royal Library, 102 41 Stockholm, Sweden.

†Deceased.

‡Now at Ericsson Infotech AB, Karlstad, Sweden.

§Now at University of Munich, Physics Department, D-80799 Munich, Germany.

¶Now at CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland.

||Now at University of Virginia, Department of Physics, Charlottesville, VA 22901.

¶¶Now at CIEMAT, Avda Complutense 22, 28040, Madrid, Spain.

¶¶¶Now at Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL 60510.

¶¶¶¶Now at University of Wisconsin.

¶¶¶¶¶Permanent address: Northeastern University, Department of Physics, Boston, MA 02115.

¶¶¶¶¶¶Now at NIKHEF P.O.B. 41882, 1009 DB Amsterdam, The Netherlands.

¶¶¶¶¶¶¶Now at SLAC, Stanford CA 94309.

¶¶¶¶¶¶¶¶Now at University of Mainz, Institute of Nuclear Physics, D-55099, Germany.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: Miyazaki University, Faculty of Engineering, 889-21 Miyazaki-Shi, Japan.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: Paul Scherrer Institut, 5232 Villigen, Switzerland.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako 351-01, Japan.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: University of California, Institute of Particle Physics, Santa Cruz, CA 95064.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: KEK, Tsukuba-Shi, 305 Ibaraki-Ken, Japan.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at University of Michigan, Ann Arbor MI 48109.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at SBC Warburg Dillon Read, CH-4002 Basel, Switzerland.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: Rice University, Bonner Laboratory, Houston, TX 77251-1892.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at Penn. State University, 303 Osmond Lab, University Park, PA 16802.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: University of Buenos Aires, Physics Department, 1428 Buenos Aires, Argentina.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at Physics Department, Yale University, New Haven, CT 06520.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: The American University, Washington D.C. 20016.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at DESY, Notkestrasse 85, Hamburg, Germany.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at Université de Montréal, Montréal, PQ, H3C 3J7, Canada.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Permanent address: Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at F. Hoffmann-La Roche Ltd., CH-4070 Basel, Switzerland.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545.

¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶¶Now at Jefferson Laboratory, Newport News, VA.

TABLE I. Main characteristics of different measurements in the SMC experiment: beam energy, target material, and average target polarization with the relative accuracy of its measurement. The last column refers to publications concerning the experiments.

Year	Beam energy (GeV)	Target	Target polarization		References
			$\langle P_t \rangle$	$\Delta P_t / P_t$ (%)	
1992	100	C <sub>4</sub> D <sub>9</sub> OD	0.40	±5	[9,5,8,11]
1993	190	C <sub>4</sub> H <sub>9</sub> OH	0.86	±3.0	[2,4,6,7,5,8]
1994	190	C <sub>4</sub> D <sub>9</sub> OD	0.49	±5.4	[10,11,5,8]
1995	190	C <sub>4</sub> D <sub>9</sub> OD	0.50	±2.1	[11,8]
1996	190	NH <sub>3</sub>	0.89	±2.7	[7,8]

independent structure functions  $F_2^{p,d}$  which we used in the analysis.

## II. ASYMMETRY DETERMINATION

The experimental setup and the data taking procedure are described elsewhere [6]. Evaluation of the cross section asymmetries for parallel and antiparallel configurations of longitudinal beam and target polarizations

$$A_1 = \frac{\sigma^{11} - \sigma^{\bar{1}\bar{1}}}{\sigma^{11} + \sigma^{\bar{1}\bar{1}}}, \quad (1)$$

from the measured counting rate asymmetry  $A_1^{\text{meas}}$  requires knowledge of the incident muon and target nucleon polarizations  $P_\mu$  and  $P_t$  and of the dilution factor  $f$  which accounts for the fact that only a fraction of the target nucleons is polarizable ( $A_1^{\text{meas}} = f P_t P_\mu A_1$ ).

The beam polarization was determined in a dedicated setup, by measuring the cross section asymmetry for the scattering of polarized beam muons from longitudinally polarized atomic electrons [6,15] and, independently, by measuring the energy spectrum of the positrons originating from muon decays [16,17]. The former method results in  $P_\mu = -0.788 \pm 0.023$  and the latter in  $P_\mu = -0.806 \pm 0.029$ , which are combined to give

$$P_\mu = -0.795 \pm 0.019 \quad (2)$$

for an average muon energy of 187.4 GeV. The analysis of the decay method has been improved, and for both methods the results are statistically compatible with results obtained before with only part of the data [7,16]. The muon beam is not monochromatic and the polarization depends on the energy. The polarization used in our previous publications [7,11] is equivalent to  $P_\mu = -0.763 \pm 0.03$  for an average energy of 187.4 GeV. The relative change of 4% in  $P_\mu$  with respect to Eq. (2) will directly reflect in the asymmetry. The beam polarization for the small part of the data obtained at lower beam energy,  $P_\mu = -0.81 \pm 0.03$  for an average beam energy of 99.4 GeV, is the same as before.

The various target materials and the typical proton or deuteron polarizations are listed in Table I. A detailed description of the target setup can be found in Refs. [6, 18].

The asymmetries  $A_1^{p,d}$  and the spin-dependent structure functions  $g_1^{p,d}$  are related to the virtual photon-proton (deuteron) asymmetries  $A_1^{p,d}$  and  $A_2^{p,d}$  [19,20] by

$$A_1^{p,d} = D(A_1^{p,d} + \eta A_2^{p,d}),$$

$$g_1^{p,d} = \frac{F_2^{p,d}}{2x(1+R)} (A_1^{p,d} + \gamma A_2^{p,d}), \quad (3)$$

where the factors  $\eta$  and  $\gamma$  depend only on kinematic variables. The depolarization factor  $D$  depends in addition on the ratio of the photoabsorption cross sections for longitudinally and transversely polarized virtual photons  $R = \sigma_L / \sigma_T$ . The virtual photon-proton asymmetries are defined as

$$A_1^p = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}, \quad A_2^p = \frac{2\sigma^{TL}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}, \quad (4)$$

where  $\sigma_{1/2}$  ( $\sigma_{3/2}$ ) is the photoabsorption cross section of a transversely polarized virtual photon by a proton, with total spin projection  $\frac{1}{2}$  ( $\frac{3}{2}$ ) in the photon direction and  $\sigma^{TL}$  is a term arising from the interference between transverse and longitudinal amplitudes. For more details regarding the kinematic factors  $\eta$ ,  $\gamma$ , and  $D$  the reader is referred to Ref. [6]. Corresponding formulas for the deuteron are

$$A_1^d = \frac{1}{2} (\sigma_0^T - \sigma_2^T) / \sigma_T,$$

$$A_2^d = \frac{1}{2} (\sigma_0^{TL} + \sigma_1^{TL}) / \sigma_T. \quad (5)$$

Here  $\sigma_T = \frac{1}{2} (\sigma_0^T + \sigma_1^T + \sigma_2^T)$  is the transverse photoabsorption cross section,  $\sigma_0^T$  is the cross section for absorption of a virtual photon by a deuteron with total spin projection  $J$  in the photon direction, and  $\sigma_J^{TL}$  results from the interference between transverse and longitudinal amplitudes for  $J=0,1$ .

In the kinematic region of our measurement  $\eta$  and  $\gamma$  are small. The asymmetries  $A_2^p$  and  $A_2^d$  were measured and found to be consistent with zero [4,11,21]. For these reasons we neglect the  $A_2$  terms in Eq. (3) and estimate the systematic uncertainty in  $A_1$  due to a possible contribution of  $A_2$  [7,11].

## III. THE HADRON METHOD

### A. Description of the procedure

In previous publications the determination of  $A_1$  from SMC data was done using an inclusive event selection, requiring only a scattered muon. In addition to deep inelastic scattering events, the resulting sample includes scattering events which are elastic on free target nucleons, or elastic or quasielastic on target nuclei and which are accompanied by the radiation of a hard photon. These radiative events do not carry any information on the spin structure of the nucleon and only degrade the statistical accuracy of the measurement. Elastic  $\mu$ - $e$  interactions also do not carry any information on the nucleon spin; they are peaked at  $x = m_e / m_p \approx 0.0005$  and give for  $x > 0.0008$  only a small contribution, which is not

considered in the following discussion. The described radiative events dilute the spin effects in the cross section for the inclusive sample, similarly to the nonpolarizable nuclei in the target, accounted for by the dilution factor  $f$ . The effective dilution factor  $f'$ ,

$$f' = \frac{\sigma_{1\gamma}^{p,d}}{\sigma_{\text{tot}}^{p,d}} f = \frac{n_{p,d} \sigma_{1\gamma}^{p,d}}{\sum_A n_A \sigma_A}, \quad (6)$$

accounts for both diluting sources. The sum runs over all types of target nuclei. Essentially only protons or deuterons are polarized in the target. For the description of a small correction to the asymmetry due to the polarized background of  $^{14}\text{N}$  for the  $\text{NH}_3$  target and of protons for the deuterated butanol target, see Refs. [2, 7]. The total cross section  $\sigma_{\text{tot}}$  and the one-photon-exchange (Born) cross section  $\sigma_{1\gamma}$  are related by  $\sigma_{\text{tot}} = \lambda \sigma_{1\gamma} + \sigma_{\text{tail}}^{\text{el}} + \sigma_{\text{tail}}^{\text{inel}}$ , where the  $\sigma_{\text{tail}}$  terms are the cross sections from the radiative tails (elastic, quasi-elastic, and inelastic reactions). The factor  $\lambda$ , which does not depend on the polarization, corrects for higher order contributions: virtual (vacuum and vertex corrections) and soft real photon radiation [6]. For an effective measurement the dilution factor  $f'$  should be large.

In the new method of analyzing the data we use only events for which at least one hadron track has been reconstructed; then these *hadron-tagged events* do not include any contribution from  $\sigma_{\text{tail}}^{\text{el}}$  and  $\sigma_{\text{tail}}^{\text{inel}}$  since the recoil proton can not be observed in our spectrometer due to its small energy. The total cross section for hadron-tagged events thus reduces to

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{tagged}} = \lambda \sigma_{1\gamma} + \sigma_{\text{tail}}^{\text{inel}}. \quad (7)$$

In the calculation of the effective dilution factor  $f'$  for hadron-tagged events,  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{tagged}}$  replaces  $\sigma_{\text{tot}}$  in Eq. (6) and the effective dilution factor increases accordingly,<sup>1</sup> in particular at low  $x$ , as can be seen in Fig. 1.

The fraction of deep inelastic events which would not be selected as hadron-tagged events with  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  for our spectrometer was estimated by a Monte Carlo simulation to be in the range of 2–7% for  $x < 0.02$  and to increase at higher  $x$ . This loss of events worsens the statistical accuracy only with a square root dependence while the increase in the dilution factor improves it linearly. The result is that the hadron method gives a net gain in statistical accuracy for  $x < 0.02$ .

### B. Event selection

As for the inclusive method, events have to satisfy the following kinematic cuts: energy of the scattered muon  $E'_\mu > 19 \text{ GeV}$ ,  $\nu = E_\mu - E'_\mu > 15 \text{ GeV}$ ,  $y = \nu/E_\mu < 0.9$ , and scattering angle  $\theta > 2 \text{ mrad}$ . Events are then labeled inelastic when at least one hadron is found in the final state. As only

<sup>1</sup>Actually the contribution from  $\sigma_{\text{tail}}^{\text{inel}}$  is also reduced by the requirement that a hadron above a certain energy threshold has to be produced. The estimate of this reduction is included only in the systematic error.

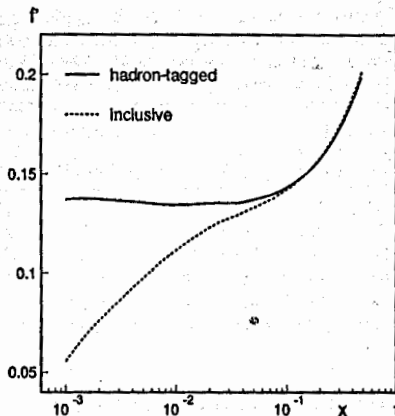


FIG. 1. Effective dilution factor  $f'$  for hadron tagged and for inclusive events from the ammonia target.

tracks of charged particles are reconstructed in our spectrometer we can observe neutral hadrons indirectly via their charged decay products, or in the case of a  $\pi^0$  meson through converted photons from its decay.

For hadron-tagged events we require, in addition to a scattered muon either one or more tracks pointing to the muon interaction vertex, or a pair of tracks with positive and negative charge from a secondary vertex. The sample, selected in this way, still contains some unwanted radiative events in which the bremsstrahlung photon is converted. These unwanted events occur at large  $y$  and at a small angle  $\alpha$  between the direction of the produced particle and the direction of the muon momentum loss  $\vec{p}_\mu - \vec{p}'_\mu$ , which for radiative elastic and quasielastic events is very close to the direction of the bremsstrahlung photon. An enhancement of events at small  $\alpha$  and large  $y$  is indeed seen in the data; it disappears if a signature for a charged hadron is required in the calorimeter [22]. Also, such an enhancement is not present in a Monte Carlo simulation which includes only deep inelastic scattering (DIS) events. To remove these radiative events from the sample, but not events with  $\pi^0$  mesons, additional conditions were applied: to keep an event we require that tracks, giving a calorimeter response compatible with that for electrons, have  $\alpha > 4 \text{ mrad}$  or belong to an event with  $y < 0.6$ . The same is required for a pair of tracks from a secondary vertex compatible with photon conversion. The events surviving all of these cuts define the sample of hadron-tagged events.

### C. Tests of the procedure

As a first test of the procedure of asymmetry extraction with hadron tagging the fraction of inclusive events selected as hadron-tagged events is compared with the expected one. The latter is calculated from the ratio of the corresponding effective dilution factors and the probability of detecting at least one hadron in DIS events. This probability was estimated with the Monte Carlo simulation mentioned before.

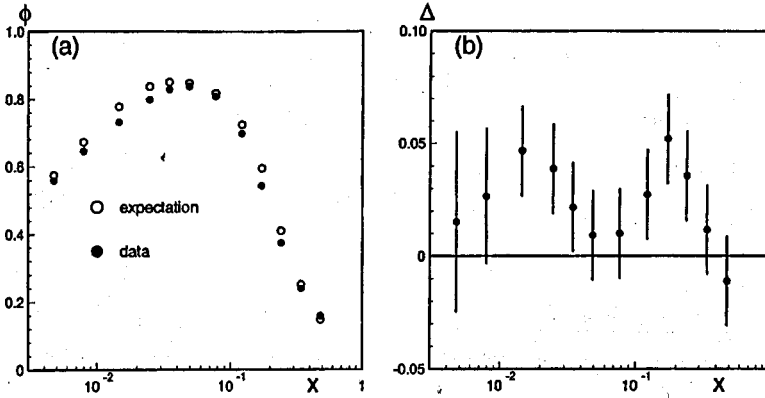


FIG. 2. (a) Fraction  $\phi$  of the inclusive events selected as hadron tagged observed in the data, for the ammonia target, compared with the expectation (see text). (b) Difference  $\Delta$  of the two fractions. Errors show the systematic uncertainty of the expected fraction of hadron-tagged events.

The comparison is presented in Fig. 2 for events with  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  for which the fragmentation into hadrons is reliably described in the simulation. In the case of inefficient removal of radiative events, the fraction of inclusive events selected as hadron-tagged events would be larger than expected. Figure 2 shows that this is not the case.

The sensitivity of the measured asymmetry to the selection with tagging was checked by varying the tagging criteria as follows: keeping only tracks giving a good vertex fit, removing all tracks with an energy deposit in the calorimeter consistent with that expected for an electron, applying the cut on  $\alpha$  to all tracks, or changing this cut from 4 to 2 mrad. The resulting differences in the asymmetries are compatible with zero for all  $x$  bins. For  $x < 0.02$ , where we will apply hadron tagging (see Sec. IV), the corresponding  $\chi^2$  probabilities are in the range of 5–70% for the proton and 30–89% for the deuteron.

Possible biases on  $A_1$  introduced by hadron-tagging were also studied with a dedicated Monte Carlo simulation for  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ . The program FOLDIS [23] was used to generate events, and the spectrometer acceptance for hadrons was approximated by requiring forward produced hadrons with momentum  $p_h > 5 \text{ GeV}$  and  $z = E_h/\nu > 0.1$ , where  $E_h$  is the hadron energy. The asymmetries were calculated for events with such hadrons and compared to those obtained for all events. The differences are shown as a function of  $x$  in Fig. 3 for the proton and the deuteron. For the proton, the asymmetries calculated from hadron-tagged events are larger at high  $x$ . This is to be expected because in this region of  $x$  the total energy of the hadronic final state  $W$  is not very high and the observed hadron is most likely to be the leading one. Since the detection efficiency for charged hadrons, which are more abundant in  $u$ -quark than in  $d$ -quark fragmentation, is higher than for neutral hadrons, the hadron-tagged sample is enriched with scattering on  $u$  quarks compared to the inclusive sample. From semi-inclusive measurements [8] it is known that the polarization of the valence  $u$  quarks is positive

whereas that of the valence  $d$  quarks is negative. Therefore, one expects higher values of  $A_1$  for the hadron-tagged event sample. If the hadron selection is relaxed ( $z > 0.05$  and  $p_h > 3 \text{ GeV}$ ) more nonleading hadrons are accepted and the asymmetry gets closer to the one for inclusive events, as can be seen in Fig. 3. At low  $x$  the available energy is large and the tagging no longer favors scattering on  $u$  quarks. The asymmetries for hadron-tagged and inclusive events should therefore be the same. Indeed, in this region the estimated differences are negligibly small. For the deuteron the effect of hadron tagging on  $A_1$  is very small, as can be seen in Fig. 3. This is expected from isospin invariance. The hadron method is applied to the data at low  $x$ , also for  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ , where we do not expect a bias since  $W$  is large.

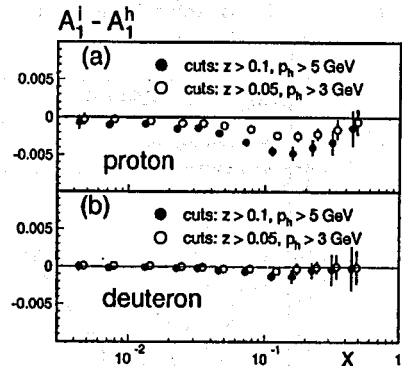


FIG. 3. The differences of  $A_1^i - A_1^h$  calculated from Monte Carlo for all generated DIS events ( $A_1^i$ ) and for events with at least one forward hadron surviving cuts on  $z$  and on the hadron momentum ( $A_1^h$ ). The results are shown for two sets of cuts for the proton and for the deuteron.

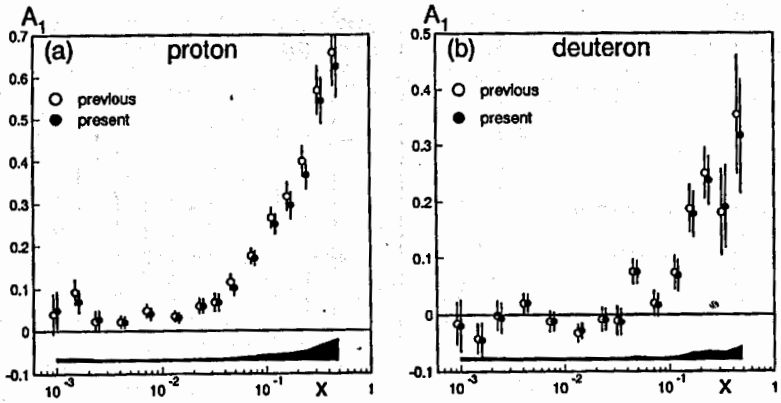


FIG. 4. The values of  $A_1$  for (a) proton and (b) deuteron, updated as discussed in the text, in comparison with previously published results of Refs. [7] and [11]. Statistical errors are shown as error bars, while the shaded bands below indicate the systematic uncertainty.

IV. RESULTS FOR  $A_1$  ASYMMETRIES

A. Updated  $A_1$  with inclusive event selection

We have updated our previously published results on  $A_1$  [7,11] for the proton and the deuteron using the new value of the beam polarization, given in Eq. (2). This leads to a 4% reduction of the  $A_1$  values compared to the previous ones. In addition, there were other improvements which are discussed below.

The proton data collected in 1993 have been reprocessed with several improvements introduced since the original analysis. The most important was that information from an additional tracking chamber placed inside the spectrometer magnet just prior to the 1993 run was included in the track reconstruction. Also, the small angle triggers were treated in an improved way in the reconstruction. These changes,

among others, resulted in a gain of approximately 10% in the number of events, mainly at low  $x$ . The new combined proton asymmetries are shown in Fig. 4(a) along with the values from our previous publication [7].

The updated result for  $A_1$  of the deuteron has been obtained using a new parametrization for  $F_2^d$  obtained in a similar way as the parametrization for  $F_2^p$  used in Ref. [7]. These  $F_2$  fits are described in the Appendix. The parametrization for  $R$  used for  $x < 0.12$  is based on recently published NMC [24] data, while for  $x > 0.12$  we use the  $R$  parametrization from SLAC [25], as before. The new values of  $R$  change the depolarization factor at low  $x$ , while  $F_2^d$  and  $R$  enter in the effective dilution factor and also in the polarized radiative corrections. The overall effect of these changes is small. Figure 4(b) presents the updated results compared with the results from our previous publication [11].

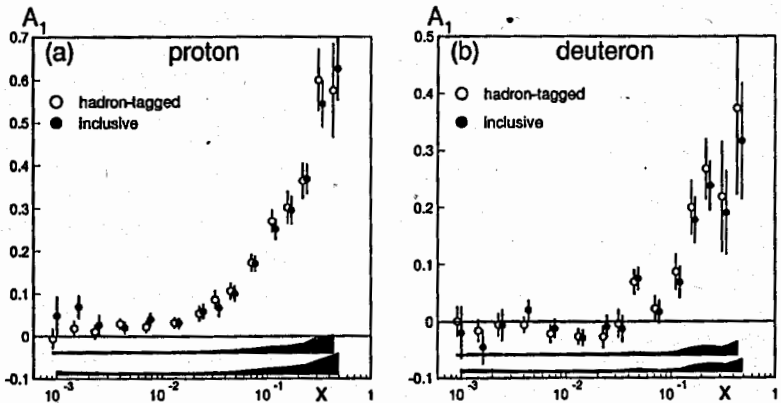


FIG. 5. The values of  $A_1$  for the two types of event selections, inclusive and hadron tagged. The upper shaded bands indicate the systematic uncertainty of  $A_1$  for the hadron-tagged selection, while the lower shaded bands indicate this for the inclusive selection.



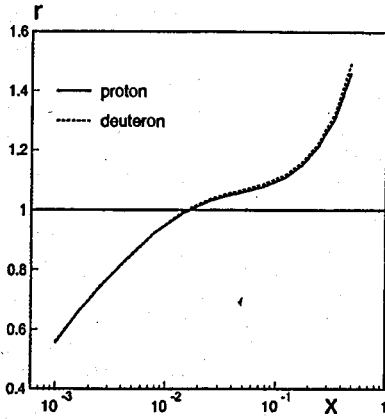


FIG. 6. The ratio  $r$  of statistical errors for  $A_1$  from hadron-tagged events and from inclusive events as a function of  $x$ , for proton and for deuteron.

**B.  $A_1$  for hadron tagged events**

The SMC data on polarized protons and polarized deuterons were also analyzed using only hadron-tagged events. The results are presented in Fig. 5 as a function of  $x$ .

Most of the systematic errors were treated in the same way as for the inclusive analysis [7]. They arise from the uncertainties of the target and the beam polarizations, the polarized background, the value of  $R$ , the neglect of the  $A_2$  contribution, and the momentum resolution. In addition, the uncertainties in the effective dilution factor and the radiative corrections include the uncertainty in  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{had}}$ , which is taken as 30% of its value. This accounts for events with hard photon radiation, where the available energy for fragmentation into hadrons is reduced, and which may not be tagged. The uncertainty due to acceptance variation with time includes the

effect of changes in the acceptance for both the scattered muon and for the hadrons.

**C. Comparison of  $A_1$  for inclusive and hadron-tagged events**

The  $A_1$  asymmetries for the two types of event selections, inclusive and hadron tagged, are compared in Fig. 5. The differences are small except for the two lowest  $x$  points for the proton data.

As explained before, the results for the event selection with hadron tagging have smaller statistical errors at low  $x$ , while the inclusive event selection gives more precise results for high  $x$ . This can be seen in Fig. 6, which gives the ratio of the statistical errors for  $A_1$  obtained with the two types of event selections as a function of  $x$ .

**D. Optimal set of  $A_1$  from SMC data**

Figure 6 demonstrates that for  $x < 0.02$  the more accurate results for  $A_1$  are obtained by using hadron-tagged events, while for  $x > 0.02$  the inclusive events give the more precise result. We therefore take as the optimal set of  $A_1$  values the results from the hadron method for  $x < 0.02$  and the results from the inclusive method for  $x > 0.02$ . This leads to the  $A_1$  values in bins of  $x$  presented in Fig. 7 and Tables II and III. The hadron method is used for the lowest 6  $x$  bins for the data shown in Fig. 7. Contributions to the systematic error are detailed in Tables IV and V for each  $x$  bin and their quadratic sum is shown as a band in Fig. 7.

The weak  $Q^2$  dependence of  $A_1^p$  and  $A_1^d$  in each bin of  $x$  is presented in Figs. 8 and 9 and Tables VI and VII. From perturbative QCD a different  $Q^2$  behavior is expected for the structure functions  $F_1$  and  $g_1$ , hence  $A_1 \approx g_1/F_1$  should be  $Q^2$  dependent. This dependence follows from the Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) equations [26]. It was determined in our QCD analysis, performed in next-to-leading order (NLO), which is presented in the following paper [14]. The results are shown as the solid

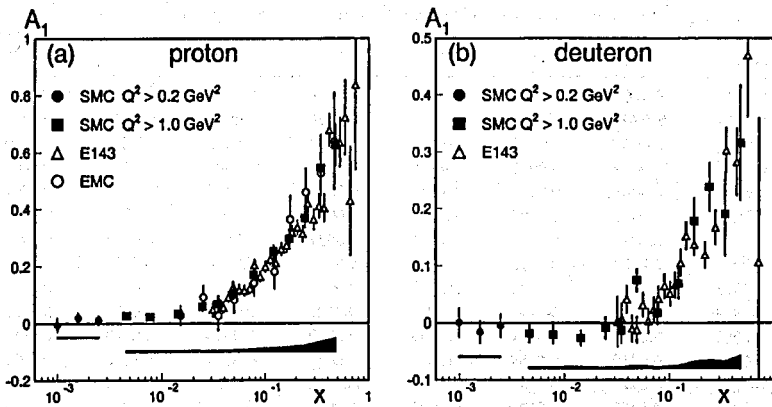


FIG. 7. The optimal set of SMC results for  $A_1$  together with the results from other experiments. Statistical errors are shown as error bars, while the shaded bands below indicate the systematic uncertainty for the SMC measurements.

TABLE II. Optimal set of asymmetries  $A_1^p(x)$  from SMC data. The first error is statistical and the second is systematic. The first three bins have  $Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$ , while the remaining ones have  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ . Only the  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  bins are used in the QCD analysis mentioned in Sec. VI.

$x$ range	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ ( $\text{GeV}^2$ )	$A_1^p$
0.0008–0.0012	0.001	0.3	$-0.004 \pm 0.025 \pm 0.002$
0.0012–0.002	0.002	0.5	$0.021 \pm 0.018 \pm 0.003$
0.002–0.003	0.002	0.7	$0.014 \pm 0.017 \pm 0.003$
0.003–0.006	0.005	1.3	$0.029 \pm 0.014 \pm 0.003$
0.006–0.010	0.008	2.1	$0.026 \pm 0.014 \pm 0.003$
0.010–0.020	0.014	3.6	$0.036 \pm 0.013 \pm 0.003$
0.020–0.030	0.025	5.7	$0.059 \pm 0.017 \pm 0.004$
0.030–0.040	0.035	7.8	$0.068 \pm 0.021 \pm 0.004$
0.040–0.060	0.049	10.4	$0.101 \pm 0.018 \pm 0.006$
0.060–0.100	0.077	14.9	$0.170 \pm 0.018 \pm 0.011$
0.100–0.150	0.122	21.3	$0.252 \pm 0.024 \pm 0.015$
0.150–0.200	0.173	27.8	$0.296 \pm 0.033 \pm 0.018$
0.200–0.300	0.242	35.6	$0.368 \pm 0.034 \pm 0.023$
0.300–0.400	0.342	45.9	$0.544 \pm 0.055 \pm 0.036$
0.400–0.700	0.480	58.0	$0.625 \pm 0.075 \pm 0.048$

lines in Figs. 8 and 9 and give a good description of the data. Also the assumption of  $A_1$  having no  $Q^2$  dependence, shown as the dashed lines in these figures, describes the data well.

### V. CALCULATION OF $g_1$

We evaluate  $g_1$  from Eq. (3), using our results for  $A_1$  from Tables II and III, neglecting the contribution from  $A_2$ . The unpolarized structure function  $F_2$  and the ratio  $R$  are evaluated at the  $x$  and  $Q^2$  values of our measurement of  $A_1$ .

TABLE IV. Contributions to the systematic error for  $A_1^p(x)$  are the uncertainties of the false asymmetry contribution  $\Delta A_{\text{false}}$  due to the time variation of the spectrometer acceptance, the target and the beam polarizations  $\Delta P_t$  and  $\Delta P_\mu$ , the effective dilution factor  $\Delta f'$ , the radiative corrections  $\Delta \text{rc}$ , the neglect of  $A_2$ ,  $\Delta A_2$ , the ratio  $R$ ,  $\Delta R$ , the momentum resolution  $\Delta MR$ , and the polarized background from  $^{14}\text{N}$  in the ammonia target  $\Delta P_{\text{bg}}$ . The first three bins have  $Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$ , while the rest have  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ .

$\langle x \rangle$	$\Delta A_{\text{false}}$	$\Delta P_t$	$\Delta P_\mu$	$\Delta f'$	$\Delta \text{rc}$	$\Delta A_2$	$\Delta R$	$\Delta MR$	$\Delta P_{\text{bg}}$
0.0010	0.0019	0.0001	0.0001	0.0002	0.0008	0.0010	0.0002	0.0000	0.0006
0.0016	0.0019	0.0006	0.0005	0.0012	0.0008	0.0012	0.0007	0.0001	0.0006
0.0025	0.0019	0.0004	0.0003	0.0008	0.0008	0.0013	0.0004	0.0000	0.0006
0.005	0.0018	0.0009	0.0007	0.0015	0.0009	0.0005	0.0009	0.0000	0.0005
0.008	0.0019	0.0008	0.0006	0.0013	0.0009	0.0007	0.0007	0.0001	0.0005
0.014	0.0020	0.0011	0.0009	0.0017	0.0008	0.0008	0.0013	0.0001	0.0004
0.025	0.0018	0.0018	0.0014	0.0011	0.0007	0.0003	0.0028	0.0002	0.0004
0.035	0.0018	0.0020	0.0016	0.0013	0.0008	0.0003	0.0027	0.0003	0.0004
0.049	0.0019	0.0030	0.0024	0.0019	0.0009	0.0003	0.0041	0.0005	0.0003
0.077	0.0019	0.0051	0.0040	0.0032	0.0009	0.0004	0.0079	0.0008	0.0004
0.122	0.0020	0.0076	0.0059	0.0049	0.0010	0.0005	0.0099	0.0012	0.0008
0.173	0.0021	0.0089	0.0069	0.0059	0.0010	0.0005	0.0118	0.0017	0.0010
0.242	0.0021	0.0110	0.0086	0.0078	0.0010	0.0022	0.0157	0.0023	0.0013
0.342	0.0021	0.0163	0.0127	0.0138	0.0009	0.0025	0.0258	0.0029	0.0017
0.480	0.0021	0.0188	0.0147	0.0223	0.0009	0.0029	0.0348	0.0034	0.0021

TABLE III. Optimal set of asymmetries  $A_1^d(x)$  from SMC data, otherwise same explanations as for Table II.

$x$ range	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ ( $\text{GeV}^2$ )	$A_1^d$
0.0008–0.0012	0.001	0.3	$0.001 \pm 0.026 \pm 0.002$
0.0012–0.002	0.002	0.5	$-0.016 \pm 0.020 \pm 0.003$
0.002–0.003	0.002	0.7	$-0.005 \pm 0.020 \pm 0.002$
0.003–0.006	0.005	1.3	$-0.018 \pm 0.016 \pm 0.002$
0.006–0.010	0.008	2.1	$-0.020 \pm 0.016 \pm 0.003$
0.010–0.020	0.014	3.5	$-0.027 \pm 0.015 \pm 0.003$
0.020–0.030	0.025	5.5	$-0.009 \pm 0.020 \pm 0.003$
0.030–0.040	0.035	7.5	$-0.013 \pm 0.024 \pm 0.003$
0.040–0.060	0.049	10.0	$0.075 \pm 0.021 \pm 0.006$
0.060–0.100	0.077	14.4	$0.017 \pm 0.021 \pm 0.003$
0.100–0.150	0.121	20.6	$0.069 \pm 0.028 \pm 0.006$
0.150–0.200	0.172	26.8	$0.178 \pm 0.041 \pm 0.013$
0.200–0.300	0.241	34.3	$0.238 \pm 0.044 \pm 0.015$
0.300–0.400	0.342	43.9	$0.190 \pm 0.073 \pm 0.014$
0.400–0.700	0.479	54.8	$0.316 \pm 0.102 \pm 0.022$

using the parametrizations mentioned in Sec. IV. In Fig. 10 and Tables VIII and IX we present  $g_1$  at the measured  $Q^2$  for the proton and the deuteron. For the first time we show  $g_1$  for data down to  $x = 0.0008$ , which is possible because a valid parametrization of  $F_2$  for this region now exists. In the lowest bin of  $x$  we have  $Q^2$  values below  $1 \text{ GeV}^2$ .

### VI. FIRST MOMENTS OF $g_1^p$ AND $g_1^d$

We use our data in the kinematic region  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  (therefore  $x > 0.003$ ) to calculate the first moments of  $g_1^{p,d}(x, Q^2)$  at a fixed value of  $Q^2 = Q_0^2$ . The values of

TABLE V. Contributions to the systematic error for  $A_1^d(x)$ , otherwise same explanations as for Table IV, except that  $\Delta P_{bg}$  now refers to the contribution from protons in the deuterated butanol target.

$(x)$	$\Delta A_{false}$	$\Delta P_t$	$\Delta P_\mu$	$\Delta f'$	$\Delta rc$	$\Delta A_2$	$\Delta R$	$\Delta MR$	$\Delta P_{bg}$
0.0010	0.0017	0.0000	0.0000	0.0000	0.0009	0.0009	0.0000	0.0000	0.0002
0.0016	0.0017	0.0009	0.0004	0.0008	0.0009	0.0010	0.0005	0.0000	0.0002
0.0025	0.0017	0.0000	0.0002	0.0003	0.0009	0.0013	0.0002	0.0000	0.0002
0.005	0.0016	0.0002	0.0004	0.0008	0.0010	0.0004	0.0006	0.0000	0.0002
0.008	0.0018	0.0011	0.0006	0.0010	0.0010	0.0006	0.0006	0.0000	0.0002
0.014	0.0020	0.0014	0.0006	0.0011	0.0010	0.0007	0.0009	0.0000	0.0002
0.025	0.0019	0.0007	0.0003	0.0002	0.0010	0.0012	0.0004	0.0001	0.0002
0.035	0.0019	0.0003	0.0005	0.0007	0.0010	0.0014	0.0006	0.0001	0.0003
0.049	0.0020	0.0029	0.0020	0.0016	0.0010	0.0016	0.0033	0.0002	0.0004
0.077	0.0021	0.0007	0.0004	0.0000	0.0012	0.0004	0.0008	0.0005	0.0006
0.121	0.0022	0.0031	0.0019	0.0016	0.0012	0.0005	0.0027	0.0008	0.0008
0.172	0.0024	0.0083	0.0045	0.0029	0.0013	0.0006	0.0071	0.0010	0.0011
0.241	0.0025	0.0084	0.0060	0.0038	0.0014	0.0018	0.0101	0.0012	0.0015
0.342	0.0026	0.0069	0.0050	0.0041	0.0012	0.0021	0.0089	0.0013	0.0021
0.479	0.0027	0.0094	0.0074	0.0041	0.0014	0.0024	0.0176	0.0014	0.0027

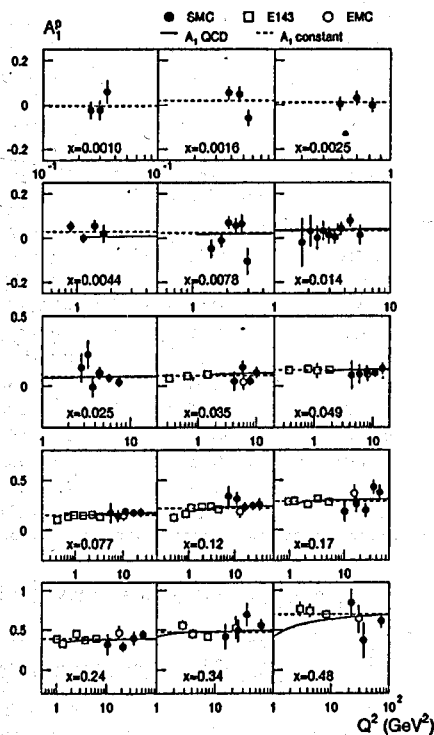
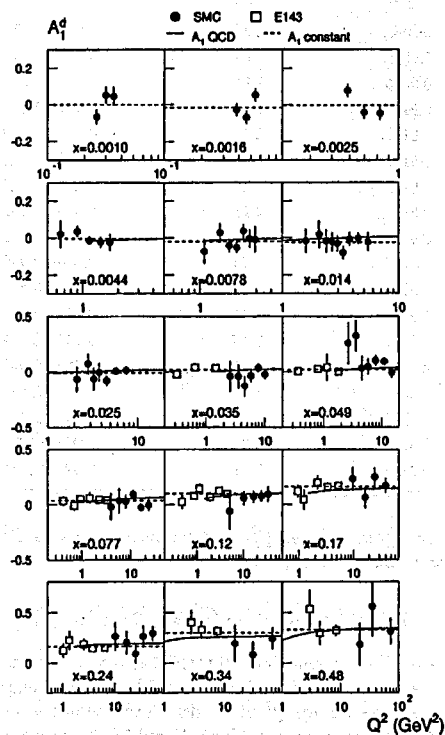

 FIG. 8.  $A_1^p$  as a function of  $Q^2$  for different bins of  $x$  for the SMC data, where the value of  $x$  is the average value in each bin. The EMC and E143 results are also shown for comparison. Error bars show statistical uncertainties. The solid line is a result of the QCD analysis described in our next paper [14] and used in Sec. VI, while the dashed line is the fit assuming no  $Q^2$  dependence.

 FIG. 9.  $A_1^d$  as a function of  $Q^2$  for different bins of  $x$  for the SMC data, where the value of  $x$  is the average value in each bin. The E143 results are also shown for comparison. Other explanations as for Fig. 8.

TABLE VI. Optimal set of asymmetries  $A_1^p(x, Q^2)$  from SMC data. The errors are statistical only.

$x$	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV <sup>2</sup> )	$A_1^p$	$x$	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV <sup>2</sup> )	$A_1^p$
0.0009	0.25	-0.023±0.037	0.0339	4.23	0.032±0.068
0.0010	0.30	-0.023±0.043	0.0342	5.80	0.130±0.048
0.0011	0.34	0.062±0.051	0.0344	7.77	0.034±0.033
0.0014	0.38	0.056±0.028	0.0359	10.14	0.094±0.039
			0.0472	4.29	0.076±0.101
0.0016	0.46	0.051±0.033	0.0474	5.85	0.083±0.064
0.0018	0.55	-0.057±0.034	0.0479	7.83	0.103±0.038
0.0022	0.59	0.006±0.029	0.0485	10.95	0.091±0.027
0.0025	0.70	0.032±0.030	0.0527	14.72	0.123±0.040
0.0028	0.82	-0.002±0.031	0.0737	5.47	0.168±0.094
0.0035	0.89	0.055±0.023	0.0744	7.88	0.138±0.056
0.0042	1.14	0.003±0.019	0.0750	11.08	0.181±0.036
0.0050	1.44	0.059±0.024	0.0762	16.30	0.170±0.028
0.0056	1.71	0.025±0.038	0.0856	23.10	0.172±0.043
0.0069	1.44	-0.047±0.040	0.1189	7.40	0.335±0.098
0.0071	1.76	-0.007±0.029	0.1196	11.14	0.309±0.065
0.0075	2.04	0.073±0.027	0.1200	16.48	0.225±0.045
0.0083	2.34	0.060±0.032	0.1205	24.82	0.239±0.041
0.0090	2.64	0.069±0.041	0.1293	34.31	0.254±0.057
0.0095	2.94	-0.098±0.059	0.1711	10.18	0.179±0.096
0.0114	1.75	-0.021±0.109	0.1715	16.51	0.253±0.076
0.0119	2.07	0.032±0.070	0.1717	24.89	0.194±0.065
0.0123	2.36	0.003±0.052	0.1718	34.94	0.427±0.069
0.0125	2.66	0.032±0.043	0.1770	45.47	0.371±0.077
0.0126	2.96	0.015±0.037	0.2368	10.53	0.317±0.125
0.0131	3.30	0.009±0.030	0.2392	21.49	0.288±0.059
0.0145	3.74	0.046±0.030	0.2398	34.94	0.391±0.080
0.0163	4.43	0.084±0.027	0.2462	52.75	0.438±0.054
0.0183	5.44	0.022±0.043	0.3383	15.25	0.413±0.150
0.0231	2.78	0.132±0.104	0.3404	25.00	0.491±0.142
0.0236	3.31	0.227±0.099	0.3407	34.97	0.691±0.145
0.0235	3.77	-0.008±0.072	0.3436	61.83	0.553±0.074
0.0237	4.54	0.093±0.039	0.4688	21.85	0.845±0.170
0.0241	5.75	0.058±0.028	0.4751	34.98	0.366±0.218
0.0263	7.41	0.028±0.032	0.4843	72.10	0.614±0.090

$g_1(x, Q_0^2)$  at the fixed  $Q_0^2$  are determined from  $g_1(x, Q^2)$  at the measured  $x$  and  $Q^2$  as

$$g_1(x, Q_0^2) = g_1(x, Q^2) + [g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2) - g_1^{\text{fit}}(x, Q^2)], \quad (8)$$

where  $g_1^{\text{fit}}$  is a result of our NLO QCD analysis. This analysis is presented in Ref. [14]. We choose  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  since it is close to the average  $Q^2$  of our data. The resulting values of  $g_1(x, Q_0^2)$  are given in Tables VIII and IX. In the measured range  $0.003 < x < 0.7$  the contributions to the first moments of the proton and the deuteron structure functions are calculated neglecting the  $x$  dependence of  $A_1$  within a given  $x$  bin.

The results at  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  are

$$\int_{0.003}^{0.7} g_1^p(x, Q_0^2) dx = 0.131 \pm 0.005 \pm 0.006 \pm 0.004, \quad (9)$$

$$\int_{0.003}^{0.7} g_1^d(x, Q_0^2) dx = 0.037 \pm 0.006 \pm 0.003 \pm 0.003, \quad (10)$$

where the first uncertainty is statistical, the second is systematic and the third is due to the uncertainty in the  $Q^2$  evolution. The errors of  $g_1$  are correlated between  $x$  bins and this correlation was taken into account when calculating systematic and theoretical uncertainties of the integrals. The contributions from different sources of uncertainty, detailed in

TABLE VII. Optimal set of asymmetries  $A_1^d(x, Q^2)$  from SMC data. The errors are statistical only.

$(x)$	$(Q^2)$ (GeV <sup>2</sup> )	$A_1^d$	$(x)$	$(Q^2)$ (GeV <sup>2</sup> )	$A_1^d$
0.0009	0.25	-0.067±0.040	0.0342	3.57	-0.042±0.108
0.0010	0.30	0.052±0.046	0.0342	4.54	-0.129±0.089
0.0011	0.34	0.046±0.052	0.0342	5.80	-0.036±0.056
0.0014	0.38	-0.028±0.032	0.0344	7.78	0.033±0.038
0.0016	0.46	-0.069±0.037	0.0359	10.13	-0.023±0.045
0.0018	0.55	0.052±0.037	0.0476	2.63	0.257±0.187
0.0022	0.59	0.076±0.035	0.0476	3.59	0.322±0.140
0.0025	0.70	-0.043±0.035	0.0479	4.52	0.034±0.108
0.0027	0.82	-0.049±0.035	0.0477	5.83	0.047±0.069
0.0038	0.65	0.020±0.073	0.0480	7.82	0.101±0.044
0.0035	0.90	0.034±0.029	0.0484	10.95	0.093±0.032
0.0042	1.14	-0.015±0.023	0.0527	14.72	-0.006±0.047
0.0050	1.44	-0.024±0.028	0.0744	3.95	-0.019±0.120
0.0056	1.71	-0.025±0.045	0.0743	5.82	0.034±0.108
0.0074	1.09	-0.074±0.066	0.0746	7.85	0.026±0.062
0.0071	1.47	0.026±0.052	0.0753	11.05	0.090±0.041
0.0071	1.77	-0.043±0.034	0.0760	16.30	-0.025±0.033
0.0075	2.04	-0.053±0.031	0.0855	23.07	-0.004±0.051
0.0083	2.34	0.035±0.037	0.1187	5.00	-0.062±0.162
0.0090	2.64	-0.005±0.047	0.1194	10.23	0.056±0.063
0.0095	2.94	-0.010±0.069	0.1201	16.43	0.069±0.054
0.0128	1.59	-0.018±0.064	0.1203	24.82	0.076±0.050
0.0131	2.06	0.016±0.074	0.1289	34.25	0.093±0.069
0.0128	2.36	-0.019±0.061	0.1709	9.72	0.231±0.106
0.0125	2.66	-0.024±0.050	0.1714	16.47	0.062±0.091
0.0125	2.96	-0.033±0.043	0.1716	24.84	0.249±0.081
0.0130	3.30	-0.082±0.035	0.1739	39.62	0.171±0.065
0.0144	3.74	-0.008±0.035	0.2368	10.06	0.264±0.140
0.0163	4.44	-0.003±0.031	0.2386	16.52	0.205±0.111
0.0184	5.44	-0.023±0.050	0.2393	24.86	0.093±0.096
0.0237	2.13	-0.067±0.110	0.2391	34.93	0.265±0.105
0.0239	2.82	0.071±0.091	0.2454	52.73	0.294±0.072
0.0242	3.30	-0.063±0.102	0.3388	14.77	0.194±0.178
0.0239	3.76	-0.004±0.084	0.3404	29.55	0.084±0.132
0.0237	4.54	-0.079±0.045	0.3431	61.80	0.244±0.102
0.0241	5.75	0.008±0.032	0.4706	21.18	0.185±0.208
0.0263	7.41	0.013±0.037	0.4763	34.87	0.558±0.289
0.0341	2.59	-0.042±0.138	0.4827	71.76	0.317±0.129

Table X, were added in quadrature when computing the total errors. In addition to the uncertainties for  $A_1$  given in Tables IV and V, for the calculation of the first moments we consider also contributions from the kinematic resolution and the error due to the approximations in the asymmetry evaluation procedure. The latter was estimated with a Monte Carlo simulation of this procedure. In our previous publications the central values for the integrals in Eqs. (9) and (10) were 0.130 [7] and 0.041 [11], respectively. The difference is mainly due to the updated beam polarization.

The first moments of  $g_1$  are

$$\int_0^1 g_1^p(x, Q_0^2) dx = 0.120 \pm 0.005 \pm 0.006 \pm 0.014, \quad (11)$$

$$\int_0^1 g_1^d(x, Q_0^2) dx = 0.019 \pm 0.006 \pm 0.003 \pm 0.013. \quad (12)$$

They are obtained by combining the results from Eqs. (9) and (10) with the contributions from the unmeasured ranges, which were calculated from the parametrizations of parton

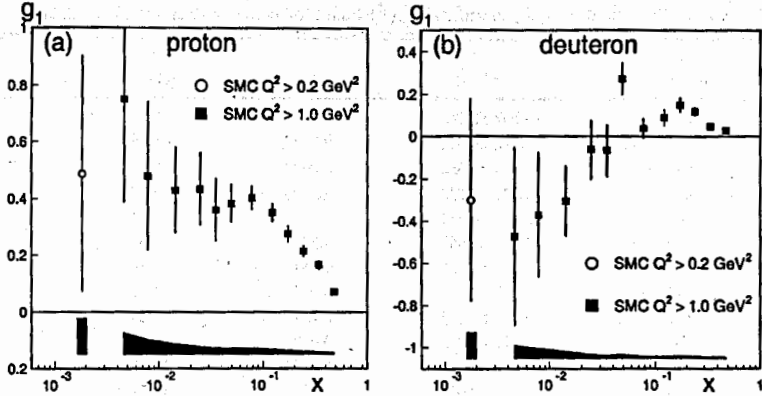


FIG. 10. The optimal set of SMC results of  $g_1$ : (a) for proton and (b) for deuteron. Statistical errors are shown as error bars while the shaded band below indicates the systematic uncertainty. The  $Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$  result was obtained by combining the lowest three  $A_1$  bins.

distributions from our NLO QCD analysis [14]. In the calculation of the total error we have taken into account that the value in the measured region affects the contributions from the unmeasured regions.

### VII. THE NONSINGLET STRUCTURE FUNCTION $g_1^{\text{NS}}$

The flavor nonsinglet combination of the spin-dependent structure functions  $g_1^{\text{NS}} = g_1^p - g_1^n$  is an interesting quantity because a rigorous QCD prediction exists for its first moment. This sum rule was derived, in the limit of infinite momentum transfer, by Bjorken [1] using current algebra and isospin symmetry.

#### A. Comparison of $g_1^p - g_1^n$ and $F_1^p - F_1^n$

In our experiment  $g_1^p(x, Q^2)$  and  $g_1^n(x, Q^2)$  are measured in the same bins of  $x$  and  $Q^2$ . We evaluate  $g_1^{\text{NS}}(x, Q^2)$  from

$$g_1^{\text{NS}}(x, Q^2) = 2 \left[ g_1^p(x, Q^2) - \frac{g_1^d(x, Q^2)}{[1 - (3/2)\omega_D]} \right], \quad (13)$$

where  $\omega_D$  is the probability of the deuteron to be in the  $D$  state. As in our previous publications we have used  $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$ , which covers most of the published values [27].

The results are given in Table XI with statistical and systematic errors. In calculating the systematic error the contributions from the beam polarization, the dilution factor, and  $R$  were treated as correlated between proton and deuteron, whereas the other contributions to the systematic error were treated as uncorrelated [28].

The results for  $g_1^{\text{NS}}$  are shown in Fig. 11, together with  $g_1^{\text{NS}}$  from the E143 experiment calculated from their values of  $g_1^p$  and  $g_1^n$  [29]. For both data sets the points are shown at the measured  $Q^2$ . In the same figure we show the nonsinglet

TABLE VIII. The spin-dependent structure function  $g_1^p$  at the measured  $Q^2$  and for  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ , where the QCD evolution is applicable,  $g_1^p$  evolved to  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . The first bin, which has  $Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$ , was obtained by combining the lowest three  $A_1$  bins from Table II. The first error is statistical and the second is systematic. In the last column the third error indicates the uncertainty in the QCD evolution.

$x$ range	$\langle x \rangle$	$(Q^2)$ ( $\text{GeV}^2$ )	$g_1^p$	$g_1^p(Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.0008–0.003	0.002	0.5	$0.49 \pm 0.42 \pm 0.13$	
0.003–0.006	0.005	1.3	$0.75 \pm 0.36 \pm 0.07$	$1.19 \pm 0.36 \pm 0.07 \pm 0.56$
0.006–0.010	0.008	2.1	$0.48 \pm 0.26 \pm 0.05$	$0.72 \pm 0.26 \pm 0.05 \pm 0.25$
0.010–0.020	0.014	3.6	$0.43 \pm 0.15 \pm 0.03$	$0.59 \pm 0.15 \pm 0.03 \pm 0.07$
0.020–0.030	0.025	5.7	$0.43 \pm 0.13 \pm 0.03$	$0.50 \pm 0.13 \pm 0.03 \pm 0.02$
0.030–0.040	0.035	7.8	$0.36 \pm 0.11 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.11 \pm 0.02 \pm 0.01$
0.040–0.060	0.049	10.4	$0.38 \pm 0.07 \pm 0.02$	$0.38 \pm 0.07 \pm 0.02 \pm 0.00$
0.060–0.100	0.077	14.9	$0.41 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.04 \pm 0.02 \pm 0.00$
0.100–0.150	0.122	21.3	$0.35 \pm 0.03 \pm 0.02$	$0.33 \pm 0.03 \pm 0.02 \pm 0.00$
0.150–0.200	0.173	27.8	$0.28 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.27 \pm 0.03 \pm 0.01 \pm 0.00$
0.200–0.300	0.242	35.6	$0.21 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.22 \pm 0.02 \pm 0.01 \pm 0.01$
0.300–0.400	0.342	45.9	$0.17 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.02 \pm 0.01 \pm 0.00$
0.400–0.700	0.480	58.0	$0.07 \pm 0.01 \pm 0.00$	$0.09 \pm 0.01 \pm 0.00 \pm 0.00$

TABLE IX. The spin-dependent structure function  $g_1^d$  at the measured  $Q^2$  and for  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ , where the QCD evolution is applicable,  $g_1^d$  evolved to  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . Other explanations as for Table VIII.

$x$ range	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ ( $\text{GeV}^2$ )	$g_1^d$	$g_1^d(Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.0008–0.003	0.002	0.5	$-0.30 \pm 0.48 \pm 0.12$	
0.003–0.006	0.005	1.3	$-0.47 \pm 0.42 \pm 0.06$	$-0.30 \pm 0.42 \pm 0.06 \pm 0.49$
0.006–0.010	0.008	2.1	$-0.37 \pm 0.30 \pm 0.04$	$-0.22 \pm 0.30 \pm 0.04 \pm 0.22$
0.010–0.020	0.014	3.5	$-0.30 \pm 0.17 \pm 0.03$	$-0.22 \pm 0.17 \pm 0.03 \pm 0.06$
0.020–0.030	0.025	5.5	$-0.06 \pm 0.14 \pm 0.02$	$-0.02 \pm 0.14 \pm 0.02 \pm 0.02$
0.030–0.040	0.035	7.5	$-0.07 \pm 0.12 \pm 0.01$	$-0.05 \pm 0.12 \pm 0.01 \pm 0.01$
0.040–0.060	0.049	10.0	$0.27 \pm 0.08 \pm 0.02$	$0.27 \pm 0.08 \pm 0.02 \pm 0.00$
0.060–0.100	0.077	14.4	$0.04 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.05 \pm 0.01 \pm 0.00$
0.100–0.150	0.121	20.6	$0.09 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.04 \pm 0.01 \pm 0.00$
0.150–0.200	0.172	26.8	$0.15 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.14 \pm 0.03 \pm 0.01 \pm 0.00$
0.200–0.300	0.241	34.3	$0.12 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.02 \pm 0.01 \pm 0.00$
0.300–0.400	0.342	43.9	$0.05 \pm 0.02 \pm 0.00$	$0.05 \pm 0.02 \pm 0.00 \pm 0.00$
0.400–0.700	0.479	54.8	$0.03 \pm 0.01 \pm 0.00$	$0.04 \pm 0.01 \pm 0.00 \pm 0.00$

spin-independent structure function  $F_1^{\text{NS}} = F_1^p - F_1^n$  calculated from the measurements of the ratio  $F_2^d/F_2^p$  [30], a fit to the data for  $F_2^p$ , described in the Appendix, and the values of the function  $R$  [24,25]. The  $Q^2$  range of the  $F_1^{\text{NS}}$  points corresponds approximately to the range covered by the SMC data. The nonsinglet  $g_1^{\text{NS}}$  ( $F_1^{\text{NS}}$ ) is proportional to the difference of the polarized (unpolarized)  $u$ -valence quark and  $d$ -valence quark distributions. There may also be a flavor symmetry violating contribution from the nucleon sea, as has been observed in the unpolarized case [31–34]. A possibility that the mechanism of flavor symmetry violations in polarized data may be related to that of the observed violations in the unpolarized case has been discussed in Ref. [35]. It is interesting that the shapes of the nonsinglet part of the polarized and unpolarized structure functions are very similar. The consequences of this similarity for parton distributions in LO and

NLO have been discussed in Ref. [36]. It should be noted that the polarized nonsinglet distribution is not bounded by the unpolarized nonsinglet but by  $F_1^p + F_1^n$ . We observe that  $g_1^{\text{NS}}$  is larger than  $F_1^{\text{NS}}$ .

### B. $Q^2$ evolution of $g_1^{\text{NS}}$

The flavor nonsinglet combination  $g_1^{\text{NS}}$  decouples from the singlet and the gluon sectors, and therefore evolves in a different way than  $g_1^p$  and  $g_1^n$  separately. To calculate its  $Q^2$  evolution only the parametrization of  $g_1^{\text{NS}}(x)$  is needed. The evolution to a common  $Q_0^2$  was done by three different methods. The first used the  $Q^2$  dependence of the more accurately measured  $F_1^{\text{NS}}$ . The  $Q^2$  evolution of  $g_1^{\text{NS}}$  and  $F_1^{\text{NS}}$  is expected to be the same since the  $x$  distributions are similar and the unpolarized and polarized nonsinglet splitting functions are identical.<sup>2</sup> The second method evolved the data using the nonsinglet part from the NLO QCD fit [14] already used in Sec. VI to evolve  $g_1^{p,d}$  to the common  $Q_0^2$ . The third method used a simpler QCD fit, restricted to the nonsinglet sector [14].

Figure 12 shows  $g_1^{\text{NS}}(x, Q^2)$  in each  $x$  bin at its average value of  $Q^2$  and evolved to  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  using the nonsinglet fit (method 3) mentioned above. The changes of  $g_1^{\text{NS}}$  due to the  $Q^2$  evolution are small (compared to the statistical errors). The values of  $g_1^{\text{NS}}(x, Q_0^2)$  obtained with the third method are given in Table XI. The evolution calculated with methods 1 and 2 gave values very close to those obtained with method 3. The systematic errors due to  $Q^2$  evolution given in Table XI cover the results from the three methods.

### C. First moment of $g_1^{\text{NS}}$

The first moment of  $g_1^{\text{NS}}$  is calculated in three parts: from our data in the measured region  $0.003 < x < 0.7$  and those

<sup>2</sup>The splitting functions are identical because for massless quarks helicity is conserved at the quark-gluon vertex and gluon bremsstrahlung is the only relevant process here.

TABLE X. The sources of uncertainties for the integrals of  $g_1^d$  and  $g_1^p$  in the measured region  $0.003 < x < 0.7$ .

Source of the error	$\Delta \Gamma_1^d$	$\Delta \Gamma_1^p$
Target polarization	0.0037	0.0012
Beam polarization	0.0029	0.0008
Dilution factor	0.0027	0.0006
Uncertainty in $F_2$	0.0023	0.0010
Acceptance variation	0.0015	0.0014
Radiative corrections	0.0007	0.0008
Asymmetry evaluation	0.0006	0.0006
Neglect of $A_2$	0.0005	0.0006
Polarized background	0.0005	0.0004
Kinematic resolution	0.0003	0.0003
Momentum measurement	0.0003	0.0001
Uncertainty on $R$	0.0000	0.0000
Total systematic error	0.0062	0.0026
Evolution	0.0036	0.0027
Statistics	0.0052	0.0057

TABLE XI. The nonsinglet structure function  $g_1^{NS}$  and their uncertainties (shown only with 2 significant digits after the decimal points) calculated from the measured  $g_1^p$  and  $g_1^d$  at the measured  $Q^2$  and evolved to  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . The first error is statistical and the second is systematic. In the last column the third error indicates the uncertainty in the QCD evolution.

$x$ range	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ ( $\text{GeV}^2$ )	$g_1^{NS}$	$g_1^{NS}(Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2)$
0.003–0.006	0.005	1.3	$2.53 \pm 1.17 \pm 0.21$	$3.04 \pm 1.17 \pm 0.21 \pm 0.01$
0.006–0.010	0.008	2.1	$1.76 \pm 0.83 \pm 0.16$	$2.06 \pm 0.83 \pm 0.16 \pm 0.04$
0.010–0.020	0.014	3.6	$1.52 \pm 0.47 \pm 0.12$	$1.66 \pm 0.47 \pm 0.12 \pm 0.02$
0.020–0.030	0.025	5.6	$1.00 \pm 0.40 \pm 0.07$	$1.05 \pm 0.40 \pm 0.07 \pm 0.01$
0.030–0.040	0.035	7.6	$0.87 \pm 0.35 \pm 0.06$	$0.88 \pm 0.35 \pm 0.06 \pm 0.00$
0.040–0.060	0.049	10.2	$0.18 \pm 0.21 \pm 0.05$	$0.18 \pm 0.21 \pm 0.05 \pm 0.00$
0.060–0.100	0.077	14.6	$0.73 \pm 0.13 \pm 0.04$	$0.72 \pm 0.13 \pm 0.04 \pm 0.00$
0.100–0.150	0.122	21.0	$0.51 \pm 0.10 \pm 0.03$	$0.50 \pm 0.10 \pm 0.03 \pm 0.00$
0.150–0.200	0.173	27.3	$0.23 \pm 0.10 \pm 0.03$	$0.23 \pm 0.10 \pm 0.03 \pm 0.00$
0.200–0.300	0.242	34.9	$0.17 \pm 0.06 \pm 0.02$	$0.18 \pm 0.06 \pm 0.02 \pm 0.00$
0.300–0.400	0.342	44.9	$0.23 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.24 \pm 0.05 \pm 0.02 \pm 0.01$
0.400–0.700	0.480	56.4	$0.09 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.10 \pm 0.03 \pm 0.01 \pm 0.00$

from the unmeasured regions towards the boundaries  $x=0$  and  $x=1$ . In the measured region, the contribution from each  $x$ -bin is calculated assuming that the  $x$  dependence of  $g_1^{NS}$  and  $F_1^{NS}$  is the same within the bin. The contributions are summed giving the integral in the measured range at  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$

$$\int_{0.003}^{0.7} g_1^{NS} dx = 0.184 \pm 0.016 \pm 0.014 \pm 0.001, \quad (14)$$

where the first error is statistical, the second is systematic, and the third is an evolution error based on errors given in Table XI. The total error on the integral in the measured range is 12% of its value. The contributions from the unmeasured regions are calculated from the parametrization of  $g_1^{NS}$  obtained in the QCD analysis in Ref. [14]. They are:  $0.010 \pm 0.003$  for  $x < 0.003$  and  $0.004 \pm 0.001$  for  $x > 0.7$ .

The first moment of  $g_1^{NS}$  thus amounts to

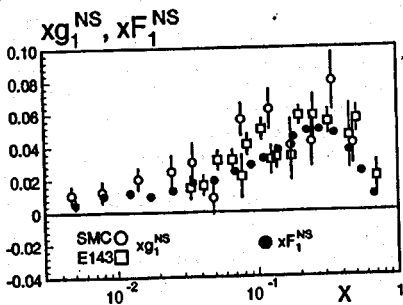


FIG. 11. The nonsinglet functions  $xg_1^{NS}$  and  $xF_1^{NS}$ . Both functions are presented at the measured  $Q^2$  of the experiments. The errors are statistical only.

$$\int_0^1 g_1^{NS} dx = 0.198 \pm 0.023 \quad (Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2). \quad (15)$$

The value of the nonsinglet first moment given in Eq. (15) is in good agreement with the theoretical prediction of  $0.186 \pm 0.003$  at  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$ . A more general discussion of the test of the Bjorken sum rule including different evaluations in the framework of perturbative QCD is presented in Ref. [14].

### VIII. SUMMARY

This paper concludes the SMC analysis of the virtual photon-proton and virtual photon-deuteron spin asymmetries  $A_1^p(x, Q^2)$  and  $A_1^d(x, Q^2)$  measured in the deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons and polarized deuterons at incident muon energies of 100 and 190 GeV.

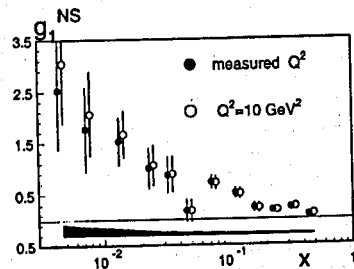


FIG. 12. The nonsinglet function  $g_1^{NS}$  as a function of  $x$  given at the measured  $Q^2$  and evolved to  $Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2$  with the method described in the text as the third method. Statistical errors are shown as error bars while the shaded band below indicates systematic uncertainty.



The final analysis included a reanalysis of the inclusive data and incorporated an asymmetry determination based on the hadron method, where the presence of at least one hadron in the final state of the muon-nucleon interaction was required. Such a selection removes a part of the background at low  $x$  and hence improves the statistical accuracy there. The hadron method was thus used for  $x < 0.02$  while the inclusive method was used for  $x > 0.02$  in the determination of the final set of results for the asymmetries and the spin-dependent structure functions  $g_1^p(x, Q^2)$  and  $g_1^d(x, Q^2)$ .

These final results, which cover the kinematic range  $0.0008 < x < 0.7$  and  $0.2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ , have been presented. They are consistent with the previously published SMC results [2, 6, 7, 9–11] and supersede them. The final results have been tabulated in bins of  $x$  and  $Q^2$ , and the individual contributions to the systematic error for  $A_1$  have been given in bins of  $x$ . The analysis of events collected with a special trigger, which requires a signal from the hadron calorimeter in addition to the detection of a scattered muon, and allows measurements down to  $x = 0.0001$ , mainly for  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ , is in progress.

The spin-dependent flavor nonsinglet structure function  $g_1^{\text{NS}}$  at the measured  $Q^2$  was compared to the spin-independent nonsinglet structure function  $F_1^{\text{NS}}$ . Integrals of  $g_1^{p,d}(x, Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2)$  and  $g_1^{\text{NS}}(x, Q_0^2 = 10 \text{ GeV}^2)$  over the measured range were calculated using SMC data with  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ . The first moments of  $g_1^p$ ,  $g_1^d$ , and  $g_1^{\text{NS}}$ , including contributions from the unmeasured ranges obtained from the QCD analysis [14], have been given.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank our host laboratory CERN for providing major and efficient support for our experiment and an exciting and pleasant environment in which to do it. In particular, we thank J. V. Allaby, P. Darriulat, F. Dydak, L. Foa, G. Goggi, H. J. Hilke, and H. Wenninger for substantial support and constant advice. We also wish to thank L. Gatignon and the SPS Division for providing us with an excellent beam, the LHC-ECR group for efficient cryogenics support, and J. M. Demolis for all his technical support. We also thank all those people in our home institutions who have contributed to the construction and maintenance of our equipment, especially A. Daël, J. C. Languillat, and C. Curé from DAPNIA/Saclay for providing us with the high performance target superconducting magnet, Y. Lefèvre and J. Homma from NIKHEF for their contributions to the construction of the dilution refrigerator, and E. Kok for his contributions to the electronics and the data taking. It is a pleasure to thank G. Altarelli, R. D. Ball, F. E. Close, J. Ellis, D. de Florian, S. Forte, T. Gehrmann, B. L. Ioffe, R. L. Jaffe, M. Karliner, J. Kuti, E. Leader, A. H. Mueller, G. Ridolfi, and W. Vogel-sang for numerous valuable discussions and encouragement over many years. This work was supported by Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie, partially supported by TUBITAK and the Center for Turkish-Balkan Physics Research and Application (Bogaziçi University), supported by the U.S. Department of Energy, the U.S. National Science Foundation, Monbusho Grant-in-

Aid for Science Research (International Scientific Research Program and Specially Promoted Research), the National Science Foundation (NWO) of the Netherlands, the Commissariat à l'Energie Atomique, Comision Interministerial de Ciencia y Tecnologia and Xunta de Galicia, the Israel Science Foundation, and Polish State Committee for Scientific Research (KBN) Grant No. 2/P03B/081/14.

#### APPENDIX

A phenomenological fit for the unpolarized structure functions  $F_2^p(x, Q^2)$  and  $F_2^d(x, Q^2)$  was performed. Results for proton structure functions from BCDMS [37], E665 [38], NMC [24], SLAC [39], H1 [40], and ZEUS [41] were used to perform a fit for  $F_2^p$ . For the fit of  $F_2^d$  the results for deuteron structure functions from BCDMS [37], E665 [38], NMC [24], and SLAC [39] and precise measurements of the ratio  $F_2^d/F_2^p$  by the NMC [30] were used.

The  $F_2$  parametrization, originally proposed by the BCDMS Collaboration and also used by NMC, is as follows:

$$F_2^{\text{fit}}(x, Q^2) = A(x) \left[ \frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)} \right]^{B(x)} \left[ 1 + \frac{C(x)}{Q^2} \right], \quad (\text{A1})$$

where

$$A(x) = x^{a_1}(1-x)^{a_2} [a_3 + a_4(1-x) + a_5(1-x)^2 + a_6(1-x)^3 + a_7(1-x)^4],$$

$$B(x) = b_1 + b_2x + b_3/(x + b_4),$$

$$C(x) = c_1x + c_2x^2 + c_3x^3 + c_4x^4.$$

With  $Q_0^2 = 20 \text{ GeV}^2$  and  $\Lambda = 0.25 \text{ GeV}$ , this 15 parameter function was fitted to  $F_2^p$  and  $F_2^d$  data separately.

TABLE XII. The values of the parameters of Eq. (A1) for  $F_2^p$  and for the upper and lower limits of  $F_2^p$ .

Parameter	$F_2^p$ limits		
	$F_2^p$	Upper limit	Lower limit
$a_1$	-0.24997	-0.24810	-0.25196
$a_2$	2.3963	2.3632	2.4297
$a_3$	0.22896	0.23643	0.21913
$a_4$	0.08498	-0.03241	0.21630
$a_5$	3.8608	4.2268	3.4645
$a_6$	-7.4143	-7.8120	-6.9887
$a_7$	3.4342	3.5822	3.2771
$b_1$	0.11411	0.09734	0.13074
$b_2$	-2.2356	-2.2254	-2.2465
$b_3$	0.03115	0.03239	0.02995
$b_4$	0.02135	0.02233	0.02039
$c_1$	-1.4517	-1.4361	-1.4715
$c_2$	8.4745	8.1084	8.9108
$c_3$	-34.379	-33.306	-35.714
$c_4$	45.888	44.717	47.338

TABLE XIII. The values of the parameters of Eq. (A1) for  $F_2^d$  and for the upper and lower limits of  $F_2^d$ .

Parameter	$F_2^d$	$F_2^d$ limits	
		Upper limit	Lower limit
$a_1$	-0.28151	-0.28047	-0.28178
$a_2$	1.0115	0.82170	1.1694
$a_3$	0.08415	0.06904	0.09973
$a_4$	-0.72973	-0.60191	-0.85884
$a_5$	2.8647	2.2618	3.4541
$a_6$	-2.5328	-1.6507	-3.3995
$a_7$	0.47477	0.08909	0.86034
$b_1$	0.20040	0.18711	0.20865
$b_2$	-2.5154	-2.4711	-2.5475
$b_3$	0.02599	0.02802	0.02429
$b_4$	0.01858	0.01973	0.01760
$c_1$	-1.3569	-1.3762	-1.3513
$c_2$	7.8938	7.6113	8.3602
$c_3$	-29.117	-27.267	-37.710
$c_4$	37.657	35.100	41.106

In the fit, the data points were weighted according to their statistical and uncorrelated systematic errors. Additional parameters were included in the fit to describe correlated shifts within the systematic uncertainties and to describe relative normalization shifts between data sets within the normaliza-

tion uncertainties quoted by the experiments. All parameters and the complete covariance matrices were determined in the fits for  $F_2^d$  and  $F_2^d$ . We used the parameters and the covariance matrices restricted to the 15 parameters of Eq. (A1) to determine the one standard deviation upper and lower limits of  $F_2^d$ . Both upper and lower limit values for  $F_2^d$  and  $F_2^d$  were parametrized with the same function.

The fitted parameters for the central values and for the upper and lower limits corresponding to the total uncertainties of  $F_2^d$  are given in Tables XII and XIII. The fitted parametrizations are only valid in the kinematic range of the data sets, which cover correlated regions in the range of  $3.5 \times 10^{-3} < x < 0.85$  and  $0.2 < Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$  for  $F_2^d$ , and of  $0.0009 < x < 0.85$  and  $0.2 < Q^2 < 220 \text{ GeV}^2$  for  $F_2^d$ . The uncertainty in  $F_2^d$  at low  $x$  and  $Q^2$  is underestimated due to the fact that the uncertainty of the fitted  $F_2^d$  is not taken into account, where the ratio data  $F_2^d/F_2^d$  are used. This has a negligible effect on the parameter set which describes the central values of the fitted  $F_2^d$ , but the total error given by the upper and lower limits is too small for  $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ . For the calculation of the uncertainty of  $g_1^d$  due to  $F_2^d$  the effect is found to be negligible. Details of the fitting procedure can be found in Ref. [42].

The above parametrizations of  $F_2^d$  must be used with the proper values of  $R$  to reproduce the measured cross sections. We used a parametrization of the values of  $R$  measured by the NMC [24] for  $x < 0.12$ , and for  $x > 0.12$  we used the SLAC parametrization given in Ref. [25].

- [1] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 148, 1467 (1966); Phys. Rev. D 1, 1376 (1970).
- [2] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B 329, 399 (1994); 339, 332(E) (1994).
- [3] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B 320, 400 (1994).
- [4] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B 336, 125 (1994).
- [5] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. B 369, 93 (1996).
- [6] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Rev. D 56, 5330 (1997).
- [7] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. B 412, 414 (1997).
- [8] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. B 420, 180 (1998).
- [9] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, Phys. Lett. B 302, 533 (1993).
- [10] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B 357, 248 (1995).
- [11] SMC Collaboration, D. Adams *et al.*, Phys. Lett. B 396, 338 (1997).
- [12] NMC Collaboration, M. Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. B441, 12 (1995).
- [13] E665 Collaboration, M. R. Adams *et al.*, Phys. Lett. B 309, 477 (1993); 287, 375 (1992).
- [14] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, following paper, Phys. Rev. D 58, 112002 (1998).
- [15] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, "Measurement of the SMC Muon Beam Polarization Using the Asymmetry in the Elastic Scattering off Polarized Electrons" (in preparation).
- [16] B. Adeva *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 343, 363 (1994).
- [17] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, "Measurement of the SMC Muon Beam Polarization from Decay Energy Spectrum of the Decay Positrons" (in preparation); J. Cranshaw *et al.*, SMC note 97/17 (unpublished).
- [18] SMC Collaboration, B. Adeva *et al.*, "Polarized Double Cell Target of the SMC" (in preparation).
- [19] EMC Collaboration, J. Ashman *et al.*, Phys. Lett. B 206, 364 (1988); Nucl. Phys. B328, 1 (1989).
- [20] V. W. Hughes and J. Kuti, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 33, 611 (1983); T. Pussieux and R. Windmolders, in *Internal Spin Structure of the Nucleon*, edited by V. W. Hughes and C. Cavata (World Scientific, Singapore, 1995), p. 212.
- [21] E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 587 (1996).
- [22] E. Rondio, J. Kirylyuk, and A. Tripet, "Inclusive Asymmetry Calculation Using Events with Hadrons," SMC note SMC/97/07 (unpublished).
- [23] A. Bravar, K. Kurek, and R. Windmolders Program POLDIS,

- Comput. Phys. Commun. **105**, 42 (1997).
- [24] NMC Collaboration, M. Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. **B483**, 3 (1997).
- [25] SLAC Collaboration, L. Whitlow *et al.*, Phys. Lett. **B 250**, 193 (1990).
- [26] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438 (1972); **15**, 675 (1972); G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977); Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977).
- [27] W. Buck and F. Gross, Phys. Rev. **D 20**, 2361 (1979); M. Z. Zuilhof and J. A. Tjon, Phys. Rev. **C 22**, 2369 (1980); M. Lacombe *et al.*, *ibid.* **21**, 861 (1980); R. Machleidt *et al.*, Phys. Rep. **149**, 1 (1987); A. Yu. Umnikov *et al.*, University of Alberta Report No. Alberta-Thy-29-94, 1994.
- [28] E. P. Sichtermann, Ph.D. thesis, Free University of Amsterdam, 1998.
- [29] E143 Collaboration, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 346 (1995); **75**, 25 (1995).
- [30] NMC Collaboration, M. Arneodo *et al.*, Nucl. Phys. **B487**, 3 (1997).
- [31] NMC Collaboration, P. Amaudruz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2712 (1991); NMC Collaboration, M. Arneodo *et al.*, Phys. Rev. **D 50**, R1 (1994).
- [32] NA51 Collaboration, A. Baldit *et al.*, Phys. Lett. **B 332**, 244 (1994).
- [33] E772 Collaboration, P. L. McGaughey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1726 (1992).
- [34] E866 Collaboration, E. A. Hawker *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3715 (1998).
- [35] C. Bourrely *et al.*, Prog. Theor. Phys. **99**, 1017 (1998).
- [36] S. D. Bass and M. M. Brisudova, hep-ph/9711423.
- [37] BCDMS Collaboration, A. C. Benvenuti *et al.*, Phys. Lett. **B 233**, 485 (1989).
- [38] E665 Collaboration, M. R. Adams *et al.*, Phys. Rev. **D 54**, 3006 (1996).
- [39] SLAC Collaboration, L. W. Whitlow *et al.*, Phys. Lett. **B 282**, 475 (1992).
- [40] H1 Collaboration, S. Aid *et al.*, Nucl. Phys. **B470**, 3 (1996).
- [41] ZEUS Collaboration, M. Derrick *et al.*, Z. Phys. **C 72**, 399 (1996).
- [42] T. Čuhadar, Ph.D. thesis, Free University of Amsterdam, 1998.

# First Measurement of the Transverse Spin Asymmetries of the Deuteron in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering

The COMPASS Collaboration

## Abstract

First measurements of the Collins and Sivers asymmetries of charged hadrons produced in deep-inelastic scattering of muons on a transversely polarized  ${}^6\text{LiD}$  target are presented. The data were taken in 2002 with the COMPASS spectrometer using the muon beam of the CERN SPS at 160 GeV/c. The Collins asymmetry turns out to be compatible with zero, as does the measured Sivers asymmetry within the present statistical errors.

*(Submitted to Physical Review Letters)*

## The COMPASS Collaboration

V.Yu. Alexakhin<sup>7</sup>, Yu. Alexandrov<sup>14</sup>, G.D. Alexeev<sup>7</sup>, A. Amoroso<sup>23</sup>, B. Badelek<sup>24</sup>,  
 F. Balestra<sup>23</sup>, J. Ball<sup>19</sup>, G. Baum<sup>1</sup>, Y. Bedfer<sup>19</sup>, P. Berglund<sup>12</sup>, C. Bernet<sup>19</sup>, R. Bertini<sup>23</sup>,  
 R. Birsa<sup>22</sup>, J. Bisplinghoff<sup>5</sup>, F. Bradamante<sup>22</sup>, A. Bravar<sup>13</sup>, A. Bressan<sup>22</sup>, E. Burtin<sup>19</sup>,  
 M.P. Busa<sup>23</sup>, L. Cerini<sup>22</sup>, A. Chapiro<sup>21</sup>, A. Cicuttin<sup>21</sup>, M. Colantoni<sup>23,a</sup>, A.A. Colavita<sup>21</sup>,  
 S. Costa<sup>23</sup>, M.L. Crespo<sup>21</sup>, N. d'Hose<sup>19</sup>, S. Dalla Torre<sup>22</sup>, S.S. Dasgupta<sup>5</sup>, R. De Masi<sup>15</sup>,  
 N. Dedek<sup>16</sup>, O.Yu. Denisov<sup>23,b</sup>, L. Dhara<sup>6</sup>, V. Diaz Kavka<sup>21</sup>, A.V. Dolgoplov<sup>18</sup>,  
 S.V. Donskov<sup>18</sup>, V.A. Dorofeev<sup>18</sup>, N. Doshita<sup>17</sup>, V. Duic<sup>22</sup>, W. Dünnweber<sup>16</sup>, A. Efremov<sup>7</sup>,  
 J. Ehlers<sup>11</sup>, P.D. Eversheim<sup>3</sup>, W. Eyrich<sup>8</sup>, M. Fabro<sup>22</sup>, M. Faessler<sup>16</sup>, P. Fauland<sup>1</sup>,  
 A. Ferrero<sup>23</sup>, L. Ferrero<sup>23</sup>, M. Finger<sup>7</sup>, M. Finger jr.<sup>7</sup>, H. Fischer<sup>9</sup>, J. Franz<sup>9</sup>,  
 J.M. Friedrich<sup>15</sup>, V. Frolov<sup>23,b</sup>, U. Fuchs<sup>10</sup>, R. Garfagnini<sup>23</sup>, F. Gautheron<sup>1</sup>,  
 O.P. Gavrichtchouk<sup>7</sup>, S. Gerassimov<sup>14,15</sup>, R. Geyer<sup>16</sup>, M. Giorgi<sup>22</sup>, B. Gobbo<sup>22</sup>, S. Goertz<sup>2</sup>,  
 O.A. Grajek<sup>24</sup>, A. Grasso<sup>23</sup>, B. Grube<sup>15</sup>, A. Grünemaier<sup>9</sup>, K. Gustafsson<sup>12</sup>, J. Hannappel<sup>4</sup>,  
 D. von Harrach<sup>13</sup>, T. Hasegawa<sup>17</sup>, S. Hedicke<sup>9</sup>, F.H. Heinsius<sup>9</sup>, F. Hinterberger<sup>3</sup>, M. von  
 Hodenberg<sup>9</sup>, N. Horikawa<sup>17</sup>, S. Horikawa<sup>17</sup>, R.B. Ijaduola<sup>21</sup>, C. Ilgner<sup>16</sup>, S. Ishimoto<sup>17</sup>,  
 T. Iwata<sup>17</sup>, R. Jahn<sup>3</sup>, A. Janata<sup>7</sup>, R. Joosten<sup>3</sup>, N.I. Jouravlev<sup>7</sup>, E. Kabuß<sup>13</sup>,  
 V. Kalinnikov<sup>22</sup>, D. Kang<sup>9</sup>, F. Karstens<sup>9</sup>, W. Kastaun<sup>9</sup>, B. Ketzer<sup>15</sup>, G.V. Khaustov<sup>18</sup>,  
 Yu.A. Khokhlov<sup>18</sup>, Yu. Kisselev<sup>1</sup>, F. Klein<sup>4</sup>, J.H. Koivuniemi<sup>12</sup>, V.N. Kolosov<sup>18</sup>,  
 E.V. Komissarov<sup>7</sup>, K. Kondo<sup>17</sup>, K. Königsmann<sup>9</sup>, A.K. Konoplyannikov<sup>18</sup>, I. Konorov<sup>15</sup>,  
 V.F. Konstantinov<sup>18</sup>, A.S. Korentchenko<sup>7</sup>, A. Korzenev<sup>13</sup> absdubna, A.M. Kotzinian<sup>7,23</sup>,  
 N.A. Koutchinski<sup>7</sup>, K. Kowalik<sup>24</sup>, N.P. Kravchuk<sup>7</sup>, G.V. Krivokhizhin<sup>7</sup>, Z.V. Kroumchtein<sup>7</sup>,  
 R. Kuhn<sup>15</sup>, F. Kunne<sup>19</sup>, K. Kyrek<sup>24</sup>, M. Lamanna<sup>10,22</sup>, J.M. Le Goff<sup>19</sup>, M. Leberig<sup>13</sup>,  
 J. Lichtenstadt<sup>20</sup>, A. Maggiora<sup>23</sup>, M. Maggiora<sup>23</sup>, A. Magnon<sup>19</sup>, G.K. Mallot<sup>10</sup>,  
 I.V. Manuilov<sup>18</sup>, C. Marchand<sup>19</sup>, J. Marroncle<sup>19</sup>, A. Martin<sup>22</sup>, J. Marzec<sup>25</sup>, T. Matsuda<sup>17</sup>,  
 A.N. Maximov<sup>7</sup>, K.S. Medved<sup>7</sup>, W. Meyer<sup>2</sup>, A. Mielech<sup>24</sup>, Yu.V. Mikhailov<sup>18</sup>,  
 M.A. Moinester<sup>20</sup>, O. Nähle<sup>3</sup>, J. Nassalski<sup>24</sup>, D.P. Neyret<sup>19</sup>, VI. Nikolaenko<sup>18</sup>,  
 A.A. Nozdrin<sup>7</sup>, V.F. Obraztsov<sup>18</sup>, A.G. Olshevsky<sup>7</sup>, M. Ostrick<sup>4</sup>, A. Padee<sup>25</sup>, P. Pagano<sup>22</sup>,  
 S. Panebianco<sup>19</sup>, D. Panziera<sup>23,a</sup>, S. Paul<sup>15</sup>, H.D. Pereira<sup>9,19</sup>, D.V. Peshekhonov<sup>7</sup>,  
 V.D. Peshekhonov<sup>7</sup>, G. Piragino<sup>23</sup>, S. Platchkov<sup>19</sup>, K. Platzer<sup>15</sup>, J. Pochodzalla<sup>13</sup>,  
 V.A. Polyakov<sup>18</sup>, A.A. Popov<sup>7</sup>, J. Pretz<sup>4</sup>, P.C. Rebougeard<sup>19</sup>, G. Reicherz<sup>2</sup>, J. Reymann<sup>9</sup>,  
 A.M. Rozhdestvensky<sup>7</sup>, E. Rondio<sup>24</sup>, A.B. Sadovski<sup>7</sup>, E. Saller<sup>7</sup>, V.D. Samoylenko<sup>18</sup>,  
 A. Sandacz<sup>24</sup>, M. Sans<sup>16</sup>, M.G. Sapozhnikov<sup>7</sup>, I.A. Savin<sup>7</sup>, P. Schiavon<sup>22</sup>, T. Schmidt<sup>9</sup>,  
 H. Schmitt<sup>9</sup>, L. Schmitt<sup>15</sup>, A.A. Shishkin<sup>7</sup>, H. Siebert<sup>11</sup>, L. Sinha<sup>6</sup>, A.N. Sissakian<sup>7</sup>,  
 A. Skachkova<sup>23</sup>, M. Slunceka<sup>7</sup>, G.I. Smirnov<sup>7</sup>, V.P. Sugonyaev<sup>18</sup>, F. Stinzing<sup>8</sup>, R. Sulej<sup>25</sup>,  
 N. Takabayashi<sup>17</sup>, V.V. Tchalishvili<sup>7</sup>, F. Tassarotto<sup>22</sup>, A. Teufel<sup>8</sup>, D. Thers<sup>19</sup>,  
 L.G. Tkatchev<sup>7</sup>, T. Toeda<sup>17</sup>, V.I. Tretyak<sup>7</sup>, S. Trousov<sup>7</sup>, N.V. Vlassov<sup>7</sup>, R. Webb<sup>8</sup>,  
 E. Weise<sup>3</sup>, M. Wiesmann<sup>15</sup>, R. Windmolders<sup>4</sup>, S. Wirth<sup>8</sup>, W. Wiślicki<sup>24</sup>, A.M. Zanetti<sup>22</sup>,  
 K. Zaremba<sup>25</sup>, J. Zhao<sup>13</sup>, R. Ziegler<sup>3</sup>, and A. Zvyagin<sup>16</sup>

- 
- 1) Universität Bielefeld, Fakultät für Physik, 33501 Bielefeld, Germany
  - 2) Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik, 44780 Bochum, Germany
  - 3) Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, 53115 Bonn, Germany
  - 4) Universität Bonn, Physikalisches Institut, 53115 Bonn, Germany
  - 5) Burdwan University, Burdwan 713104, India
  - 6) Matrivani Institute of Experimental Research & Education, Calcutta-700 030, India
  - 7) Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russia
  - 8) Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, 91058 Erlangen, Germany
  - 9) Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 79104 Freiburg, Germany
  - 10) CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland
  - 11) Universität Heidelberg, Physikalisches Institut, 69120 Heidelberg, Germany
  - 12) Helsinki University of Technology, Low Temperature Laboratory, 02015 HUT, Finland and University of Helsinki, Helsinki Institute of Physics, 00014 Helsinki, Finland
  - 13) Universität Mainz, Institut für Kernphysik, 55099 Mainz, Germany
  - 14) Lebedev Physical Institute, 119991 Moscow, Russia
  - 15) Technische Universität München, Physik Department, 85748 Garching, Germany
  - 16) Ludwig-Maximilians-Universität München, Department für Physik, 80799 Munich, Germany
  - 17) Nagoya University, 464 Nagoya, Japan
  - 18) State Research Center of the Russian Federation, Institute for High Energy Physics, 142281 Protvino, Russia
  - 19) CEA DAPNIA/SPhN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
  - 20) Tel Aviv University, School of Physics and Astronomy, 69978 Tel Aviv, Israel
  - 21) ICTP-INFN MLab Laboratory, 34014 Trieste, Italy
  - 22) INFN Trieste and University of Trieste, Department of Physics, 34127 Trieste, Italy
  - 23) INFN Turin and University of Turin, Physics Department, 10125 Turin, Italy
  - 24) Soltan Institute for Nuclear Studies and Warsaw University, 00-681 Warsaw, Poland
  - 25) Warsaw University of Technology, Institute of Radioelectronics, 00-665 Warsaw, Poland
    - a) Also at University of East Piedmont, 15100 Alessandria, Italy
    - b) On leave of absence from JINR Dubna

The importance of transverse spin effects at high energy in hadronic physics was first suggested by the discovery in 1976 that  $\Lambda$  hyperons produced in  $pN$  interactions exhibited an anomalously large transverse polarization [1]. This effect could not be easily explained. For a long time it was believed to be forbidden at leading twist in QCD [2], and very little theoretical work was devoted to this field for more than a decade.

This situation changed in the nineties. After the first hints of large single transverse spin asymmetries in inclusive  $\pi^0$  production in polarized pp scattering at CERN [3], remarkably large asymmetries were found at Fermilab both for neutral and charged pions [4]. In parallel, intense theoretical activity was taking place: the significance of the quark transversity distribution, already introduced in 1979 [5] to describe a quark in a transversely polarized nucleon, was reappraised [6] in 1990, and its measurability via the Drell–Yan process established. In 1991 a general scheme of all leading twist and higher-twist parton distribution functions was worked out [7], and in 1993 a way to measure transversity in lepton nucleon polarized deep-inelastic scattering (DIS) was suggested [8]. On the experimental side, the RHIC-Spin Collaboration [9] and the HELP Collaboration [10] put forward the first proposals to measure transversity. Today transversity is an important part of the scientific programme of the HERMES experiment at DESY and of the COMPASS experiment at CERN, both presently taking data. First results on a transversely polarized proton target have been published recently by the HERMES Collaboration [11].

To fully specify the quark structure of the nucleon at the twist-two level, the transverse spin distributions  $\Delta_{Tq}(x)$  must be added to the momentum distributions  $q(x)$  and the helicity distributions  $\Delta q(x)$  [7]. For a discussion on notation, see Ref. [12]. If the quarks are collinear with the parent nucleon (no intrinsic quark transverse momentum  $k_T$ ), or after integration over  $k_T$ , these three distributions exhaust the information on the internal dynamics of the nucleon. More distributions are allowed admitting a finite  $k_T$ , or at higher twist [13, 14, 15, 12].

The distributions  $\Delta_{Tq}$  are difficult to measure, since they are chirally odd and therefore absent in inclusive DIS. They may instead be extracted from measurements of the single-spin asymmetries in cross-sections for semi-inclusive DIS (SIDIS) of leptons on transversely polarized nucleons, in which a hadron is also detected in the final state. In these processes the measurable asymmetry, the “Collins asymmetry”  $A_{Coll}$ , is due to the combined effect of  $\Delta_{Tq}$  and another chirally-odd function,  $\Delta_T^0 D_q^h$ , which describes the spin-dependent part of the hadronization of a transversely polarized quark  $q$  into a hadron  $h$ . At leading order in the collinear case  $A_{Coll}$  can be written as

$$A_{Coll} = \frac{\sum_q e_q^2 \cdot \Delta_{Tq} \cdot \Delta_T^0 D_q^h}{\sum_q e_q^2 \cdot q \cdot D_q^h} \quad (1)$$

where  $e_q$  is the quark charge. According to Collins [8], the quantity  $\Delta_T^0 D_q^h$  can be obtained by investigating the fragmentation of a polarized quark  $q$  into a hadron  $h$ , and is related to the  $\vec{p}_T^h$  dependent fragmentation function

$$D_{Tq}^h(z, \vec{p}_T^h) = D_q^h(z, |\vec{p}_T^h|^2) + \Delta_T^0 D_q^h(z, |\vec{p}_T^h|^2) \cdot \sin \Phi_C. \quad (2)$$

Here  $\vec{p}_T^h$  is the hadron transverse momentum with respect to the struck quark direction, i. e. the virtual photon direction, and  $z = E_h/(E_l - E_{l'})$  is the fraction of available energy carried by the hadron.  $E_h$ ,  $E_l$ , and  $E_{l'}$  are the energies of the hadron, the incoming lepton, and the scattered lepton respectively. The “Collins angle”  $\Phi_C$  is conveniently defined in a coordinate system in which the z-axis is the virtual photon direction and the x-z plane is the lepton scattering plane, as illustrated in Fig. 1. In this reference system  $\Phi_C = \phi_h - \phi_{l'}$ , where  $\phi_h$  is the azimuthal angle

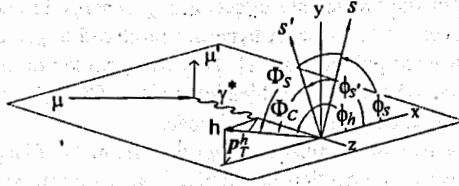


Figure 1: Definition of the Collins and Sivers angles.

of the hadron, and  $\phi_{s'}$  is the azimuthal angle of the transverse spin of the struck quark. Since  $\phi_{s'} = \pi - \phi_s$ , with  $\phi_s$  the azimuthal angle of the transverse spin of the initial quark (nucleon), one obtains  $\sin \Phi_C = -\sin(\phi_h + \phi_s)$ .

An entirely different mechanism was suggested by Sivers [16] as a possible cause of the transverse spin effects observed in pp scattering. This mechanism could also be responsible for a spin asymmetry in the cross-section of SIDIS on transversely polarized nucleons. Allowing for an intrinsic  $\vec{k}_T$  dependence of the quark distribution in a nucleon, a left-right asymmetry could be induced in such a distribution by a transverse nucleon polarization,  $q_T(x, \vec{k}_T) = q(x, |\vec{k}_T|^2) + \Delta_0^T q(x, |\vec{k}_T|^2) \cdot \sin \Phi_S$ , where  $\Phi_S = \phi_h - \phi_s \neq \Phi_C$  is the ‘‘Sivers angle’’. Neglecting the hadron transverse momentum with respect to the fragmenting quark, this  $\vec{k}_T$  dependence could cause the ‘‘Sivers asymmetry’’

$$A_{Siv} = \frac{\sum_q e_q^2 \cdot \Delta_0^T q \cdot D_q^h}{\sum_q e_q^2 \cdot q \cdot D_q^h} \quad (3)$$

in the distribution of the hadrons resulting from the quark fragmentation with respect to the nucleon polarization which could be revealed as a  $\sin \Phi_S$  modulation in the number of produced hadrons. Measuring SIDIS on a transversely polarized target allows the Collins and the Sivers effects to be disentangled [17].

In this paper first results are given of the charged hadron single-spin asymmetries in SIDIS of high energy muons on a transversely polarized  ${}^6\text{LiD}$  target measured in 2002 by the COMPASS Collaboration.

The COMPASS spectrometer has been set up at the CERN SPS muon beam. The experiment has taken data from 2002 to 2004 at a muon momentum of 160 GeV/c with beam rates of  $4 \cdot 10^7$  muons/s. The beam is naturally polarized by the  $\pi$ -decay mechanism, with a polarization of about  $-76\%$ . The polarized target system [18] consists of two cells (upstream  $u$ , downstream  $d$ ), each 60 cm long, located along the beam one after the other in two separate RF cavities, and oppositely polarized. The target magnet can provide both a solenoid field (2.5 T), and a dipole field (0.4 T) used for adiabatic spin rotation and for the transversity measurements. Correspondingly, the target polarization can be oriented either longitudinally or transversely to the beam direction. Polarizations of 50% have been reached routinely with the  ${}^6\text{LiD}$  target, which has a favorable dilution factor  $f \simeq 0.4$ , since  ${}^6\text{Li}$  basically consists of a deuteron plus an  ${}^4\text{He}$  core. The target polarization is measured with a relative precision of 5%. Particle tracking is performed using several stations of scintillating fibers, micromesh gaseous chambers, and gas electron multiplier chambers. Large-area tracking devices comprise gaseous detectors (drift chambers, straw tubes, and MWPCs) placed around the two spectrometer magnets. Muons are identified in large-area Farocci tubes and drift tubes downstream of hadron absorbers. The trigger [19] is formed by several hodoscope systems supplemented by two hadron calorimeters.



Veto counters are installed in front of the target to reject the beam halo. More information on the COMPASS spectrometer can be found in Ref. [20].

In 2002 about  $6 \cdot 10^9$  events, corresponding to 260 TBytes of data, were collected. About 20% of the sample was taken in the transverse spin mode, in two separate periods. Each period started with the  $u$ -cell of the target downwardly polarized and the  $d$ -cell upwardly polarized. After 4–5 days a polarization reversal was performed by changing the RF frequencies in the two cells.

Because the asymmetries are obtained by comparing data taken several days apart, the stability of the apparatus is crucial. To check the stability of reconstruction, the data were sampled in time. The hit distributions on all trackers were scrutinized, as well as the number of reconstructed events, the number of vertices per event, and the number of tracks per event in the whole spectrometer and in its various subregions. In addition, the distributions of a few relevant quantities were monitored for their stability throughout the data, like the Bjorken variable  $x$ , the relative energy transfer in the muon scattering process  $y = (E_l - E_r)/E_i$ , the photon virtuality  $Q^2$ . These investigations led to the exclusion of about 4% of the data from the final sample.

In the analysis, events were selected in which a vertex with incident and scattered muon and at least one outgoing charged hadron was found in one of the two target cells. A clean identification of muons and hadrons was achieved on the basis of the amount of material traversed in the spectrometer. In addition, DIS cuts  $Q^2 > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>,  $W > 5$  GeV/c<sup>2</sup>, and  $0.1 < y < 0.9$  were applied to the data as well as a cut on the transverse momentum of the hadrons ( $p_T^h > 0.1$  GeV/c).

To enhance the asymmetry signal, we first evaluated the Collins and Sivers asymmetries for the leading hadron of each event, the underlying idea being that in the string fragmentation it is the most sensitive to the properties of the parent quark spin [21]. The leading hadron was defined as the most energetic hadron with  $z > 0.25$ , and originating from the reaction vertex. The total number of events which finally entered the analysis was  $1.6 \cdot 10^6$  comprising  $8.7 \cdot 10^5$  events with positive leading hadrons and  $7.0 \cdot 10^5$  events with negative leading hadrons.

We searched separately for Collins and Sivers asymmetries in the data. The  $\Phi$  distribution of the number of events for each cell and for each polarization state can be written as

$$N_j(\Phi_j) = F n \sigma \cdot a_j(\Phi_j) \cdot (1 + \epsilon_j \sin \Phi_j), \quad (4)$$

where  $j = C, S$ , and  $F$  is the muon flux,  $n$  the number of target particles,  $\sigma$  the spin averaged cross-section, and  $a_j$  the product of angular acceptance and efficiency of the spectrometer. The asymmetries  $\epsilon_j$  are  $\epsilon_C = f \cdot |P_T| \cdot D_{NN} \cdot A_{Coll}$  and  $\epsilon_S = f \cdot |P_T| \cdot A_{Siv}$ . The factor  $f$  is the polarized target dilution factor,  $P_T$  the deuteron polarization, and  $D_{NN} = (1-y)/(1-y+y^2/2)$  the transverse spin transfer coefficient from the initial to the struck quark [12]. To highlight the physics process we are after, in Eq. 4 we have omitted terms which either average out in the evaluation of the asymmetry or only lead to negligible corrections due to a non-uniform angular acceptance. The beam polarization contributes to the asymmetry only by higher-twist effects, which are not considered in this leading-order analysis.

The asymmetries  $\epsilon_C$  and  $\epsilon_S$  were evaluated from the number of events with the two target spin orientations ( $\uparrow$  spin up, and  $\downarrow$  spin down) by fitting the quantities

$$A_j^m(\Phi_j) = \frac{N_j^{\uparrow}(\Phi_j) - r \cdot N_j^{\downarrow}(\Phi_j + \pi)}{N_j^{\uparrow}(\Phi_j) + r \cdot N_j^{\downarrow}(\Phi_j + \pi)} \quad (5)$$

with the functions  $\epsilon_C \cdot \sin \Phi_C$  and  $\epsilon_S \cdot \sin \Phi_S$ . The normalization factor  $r$  has been taken equal to the ratio of the total number of detected events in the two orientations of the target polarization.

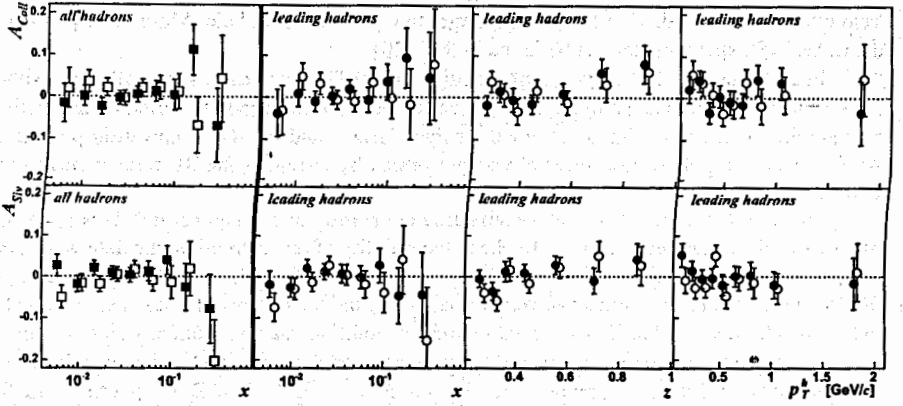


Figure 2: Collins asymmetry (top) and Sivers asymmetry (bottom) against  $x$ ,  $z$  and  $p_T^h$  for positive (full points) and negative hadrons (open points). Error bars are statistical only. The first column gives the asymmetries for all hadrons, the other three columns for the leading hadrons. In all the plots the points are slightly shifted horizontally with respect to the measured value.

Note that two events having the same topology in the laboratory before and after the target spin rotation have angles  $\Phi_j$  and  $\Phi_j + \pi$  respectively, thus the acceptance cancels in Eq. 5 as long as the ratio  $a_j^{\uparrow}(\Phi_j)/a_j^{\uparrow}(\Phi_j + \pi)$  is constant in  $\Phi_j$ .

The evaluation of the asymmetries was performed separately for the two data-taking periods and for the two target cells. These four sets of measured asymmetries turned out to be statistically compatible, and were then combined by taking weighted averages. Plots of the measured values of  $A_{Coll}$  and  $A_{Siv}$  against the three kinematic variables  $x$ ,  $z$  and  $p_T^h$  are given in Fig. 2. The errors shown in the figure are only statistical. The mean values of  $z$  and  $p_T^h$  are roughly constant ( $\sim 0.44$  and  $0.51$  GeV/c respectively) over the whole  $x$  range while  $\langle Q^2 \rangle$  increases from  $\sim 1.1$  (GeV/c) $^2$  in the first  $x$  bin to  $\sim 20$  (GeV/c) $^2$  in the last one.

Systematic errors due to the uncertainties in  $P_T$ ,  $D_{NN}$ , and  $f$  are negligibly small. Several tests were made to check that there are no effects distorting the measured asymmetries, splitting the data sample *i*) in time, *ii*) in two halves of the target cells, and *iii*) according to the hadron momentum. The asymmetries measured for the different samples were found to be compatible. Also, the results were stable with respect to different choices of the normalization factor  $r$ .

The method of extracting the asymmetries is expected to minimize systematic effects due to acceptance, and this is confirmed by the compatibility of the asymmetries measured in the two cells  $u$  and  $d$ . Under the reasonable assumption that the ratio  $a_{j,u}^{\uparrow}(\Phi_j + \pi)/a_{j,d}^{\uparrow}(\Phi_j)$  before the polarization reversal be equal to the corresponding ratio  $a_{j,u}^{\downarrow}(\Phi_j)/a_{j,d}^{\downarrow}(\Phi_j + \pi)$  after the reversal, the requirement that the ratios  $a_{j,u}^{\downarrow}(\Phi_j + \pi)/a_{j,u}^{\downarrow}(\Phi_j)$  and  $a_{j,d}^{\downarrow}(\Phi_j)/a_{j,d}^{\downarrow}(\Phi_j + \pi)$  be constant in  $\Phi_j$  within each data-taking period has been verified by constructing the ratio

$$R_j(\Phi) = \frac{N_{j,u}^{\uparrow}(\Phi_j) \cdot N_{j,d}^{\downarrow}(\Phi_j + \pi)}{N_{j,u}^{\downarrow}(\Phi_j + \pi) \cdot N_{j,d}^{\uparrow}(\Phi_j)} \propto \frac{[a_{j,u}^{\uparrow}(\Phi_j)]^2}{[a_{j,u}^{\downarrow}(\Phi_j + \pi)]^2} \quad (6)$$

and verifying its constancy in  $\Phi_j$ . This constancy holds even using the entire data sample after releasing the  $z$ -cut. It has to be stressed also that, under the same assumption, possible false

asymmetries due to variations in  $\Phi_j$  of the acceptance ratios to first order have opposite sign in the two cells and cancel in the average.

To estimate the size of possible systematic effects, the asymmetries have also been evaluated using two other estimators which are independent of relative luminosities and rely on different assumptions of the acceptance variations, e.g. the ratio product

$$\frac{N_{j,u}^\dagger(\Phi_j)}{N_{j,u}^\dagger(\Phi_j + \pi)} \cdot \frac{N_{j,d}^\dagger(\Phi_j)}{N_{j,d}^\dagger(\Phi_j + \pi)}, \quad (7)$$

and the geometric mean

$$\frac{\sqrt{N_j^\dagger(\Phi_j) \cdot N_j^\dagger(\Phi_j)} - \sqrt{N_j^\dagger(\Phi_j + \pi) \cdot N_j^\dagger(\Phi_j + \pi)}}{\sqrt{N_j^\dagger(\Phi_j) \cdot N_j^\dagger(\Phi_j)} + \sqrt{N_j^\dagger(\Phi_j + \pi) \cdot N_j^\dagger(\Phi_j + \pi)}} \quad (8)$$

Differences from the results displayed in Fig. 2 were only observed within the statistical errors of the measured asymmetries.

The conclusion from all these studies is that systematic errors are smaller than the quoted statistical errors.

Within the statistical accuracy of the data, both  $A_{Coll}$  and  $A_{Siv}$  turn out to be small and compatible with zero, with a marginal indication of a Collins effect at large  $z$  in both the positive and the negative hadron data. By means of Monte Carlo simulations, we estimated that the following factors could together dilute a possible leading pion asymmetry by a factor of 0.6 at most: *i*) the acceptance of the spectrometer for leading hadrons (by cutting at  $z > 0.25$  the reconstructed charged leading particle is the generated most energetic hadron in about 80% of the cases); *ii*) non identification of the charged hadron (about 80% of the charged leading hadrons are pions); *iii*) smearing of the kinematical quantities due to the experimental resolution of the spectrometer (negligible effect). For the simulation, which reproduces well the experimental distributions, we used LEPTO 6.5.1 and GEANT 3. Simulations were also performed to check the possible correlation between the measured values of  $\epsilon_C$  and  $\epsilon_S$ ; asymmetries up to 20% were generated and no appreciable mixing was observed.

This analysis has been repeated for all hadrons, i. e. both the Collins and the Sivers asymmetries have been evaluated for all the reconstructed hadrons with  $z > 0.2$ . The total number of hadrons entering the analysis is increased by a factor of 1.5 with respect to the leading hadron analysis, but the results are very similar, i. e. small values for the asymmetries. For reasons of space, the asymmetries are displayed in Fig. 2 as function of  $x$  only. All the measured asymmetries are available on HEPDATA [22].

The COMPASS measurements on the transversely polarized deuteron target have a statistical accuracy of the same order as the recent measurement on protons performed by the HERMES Collaboration [11]. The small measured values of the deuteron asymmetries can be understood because  $\Delta_T u$  and  $\Delta_T d$  are likely to have the opposite sign as for the helicity distributions, and some cancellation is expected between the proton and the neutron asymmetries. Still, at large  $x$ , the measured values of  $A_{Coll}$  for positive leading hadrons seem to hint at positive values, at variance with the naive expectation  $A_{Coll}^{\pi^+} \propto -\Delta_T u/u$ . Also,  $A_{Coll}$  for all positive hadrons does not show the negative trend foreseen by the model prediction of Ref. [23]. Attention is drawn to the fact that the conventions used in Ref. [11] and [23] give an opposite sign for the Collins asymmetry as compared to this paper. Alternatively, it could be that the Collins effect is too small to allow for quark polarimetry with this set of data. Different quark polarimeters are also being tried, e.g. hadron pairs and  $\Lambda$  production. The analysis of the full sample

of deuteron data, including the 2003 and 2004 runs, will reduce the errors by at least a factor of two, and the Collaboration also intends to take data with a polarized proton target. Precise transversely polarized proton and deuteron data will allow a flavor separation of transversity in the near future.

### Acknowledgements

We acknowledge the support of the CERN management and staff, as well as the skills and efforts of the technicians of the collaborating institutes. This work is supported by MEYS (Czech Rep.), BMBF (Germany), UGC-DSA and SBET (India), ISF (Israel), INFN and MIUR (Italy), MECSST (Japan), KBN (Poland), FCT (Portugal).

### References

- [1] FNAL-E-0008 Collaboration, G. Bunce *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1113.
- [2] G.L. Kane *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1689.
- [3] J. Antille *et al.*, Phys. Lett. B **94** (1980) 523.
- [4] Fermilab E704 Collaboration, A. Bravar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2626.
- [5] J.P. Ralston, D.E. Soper, Nucl. Phys. B **152** (1979) 109.
- [6] X. Artru, M. Mekhfi, Z. Phys. C **45** (1990) 669.
- [7] R.L. Jaffe, X. Ji, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 552.
- [8] J. Collins, Nucl. Phys. B **396** (1993) 161.
- [9] G. Bunce *et al.*, Part. World **3** (1993) 1.
- [10] The HELP Collaboration, B. Vuaridel *et al.*, CERN reports LEPC 93-14, LEPC/P7 (1993).
- [11] HERMES Collaboration, A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 012002.
- [12] V. Barone *et al.*, Phys. Rept. **359** (2002) 1.
- [13] R.L. Jaffe, X. Ji, Nucl. Phys. B **375** (1992) 527.
- [14] A. Kotzinian, Nucl. Phys. B **441** (1995) 234.
- [15] P.J. Mulders, R.D. Tangerman, Nucl. Phys. B **461** (1996) 197.
- [16] D. Sivers, Phys. Rev. D **41** (1990) 83.
- [17] D. Boer, P.J. Mulders, Phys. Rev. D **57** (1998) 5780.
- [18] J. Ball *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **498** (2003) 101.
- [19] J.M. Hannappel *et al.*, "The COMPASS trigger system", submitted to Nucl. Instrum. Meth. A, Dec. 2004.
- [20] G.K. Mallot, Nucl. Instrum. Meth. A **518** (2004) 121; F. Bradamante, hep-ex/0411076, and references therein.
- [21] X. Artru, "The Transverse Spin", Proceedings of 10th Rhodanien Seminar, hep-ph/0207309.
- [22] HEPDATA: The Durham HEP Database, <http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/index.html>.
- [23] A.V. Efremov *et al.*, Eur. Phys. J. C **32** (2003) 337.

УДК 539.12; 539.125; 539.126; 539.128

## RECENT RESULTS ON THE NUCLEON SPIN STRUCTURE

*I. A. Savin*

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

In the context of the nucleon structure studies initiated at JINR by N. N. Bogoliubov, new data obtained in experiments HERMES (DESY) and COMPASS (CERN) are presented. They concern polarized quark densities in longitudinally polarized nucleons, estimations of possible gluon contribution to the nucleon spin and measurements of new spin-dependent structure function transversity characterizing distributions of transversely polarized quarks in transversely polarized nucleons.

В контексте изучения структуры нуклонов, инициированного в ОИЯИ Н. Н. Боголюбовым, приводятся новые данные, полученные в экспериментах HERMES (DESY) и COMPASS (CERN), по распределениям поляризованных кварков в продольно-поляризованных нуклонах, оценкам возможного вклада глюонов в спин нуклона и измерению новой структурной функции трансверсити, характеризующей распределение поперечно-поляризованных кварков в поперечно-поляризованных нуклонах.

### INTRODUCTION

It is now more than 30 years since JINR, following an initiative of Academician N. N. Bogoliubov, former director of the JINR, participates in various experiments on nucleon structure studies. They started at CERN with the experiment NA-4 by the Bologna-CERN-Dubna-Munich-Saclay (BCDMS) Collaboration in 1975-1985, were followed by the Spin Muon Collaboration (SMC) experiments NA-48 in 1985-1998 and are continued now by the experiment NA-58 (COMPASS). Dubna groups participate also in the nucleon-structure studies in the H1 and HERMES experiments at DESY.

As is well known, for the complete description of the nucleon structure in terms of the Quark Parton Model (QPM) one needs to know at least three Structure Functions (SF):  $F_1(x)$  — characterizing the momentum distributions of quarks,  $q(x)$ , in the unpolarized nucleons, where  $x$  is a Bjorken scaling variable;  $g_1(x)$  — characterizing the helicity distributions of quarks,  $\Delta q(x)$ , in the longitudinally polarized nucleons; and  $h_1(x)$  — characterizing the transversity distributions of quarks,  $\delta q(x)$ , in the transversely polarized nucleons.

An access to measurements of SFs provides the reactions of inclusive

$$\lambda N \rightarrow \lambda X, \quad (1)$$

or semi-inclusive

$$\lambda N \rightarrow \lambda' h X \quad (2)$$

Deep Inelastic Scattering (DIS) of leptons on nucleons. The main contribution to the cross sections of these reactions comes from one-photon exchange processes [1] represented by a diagram in Fig. 1.

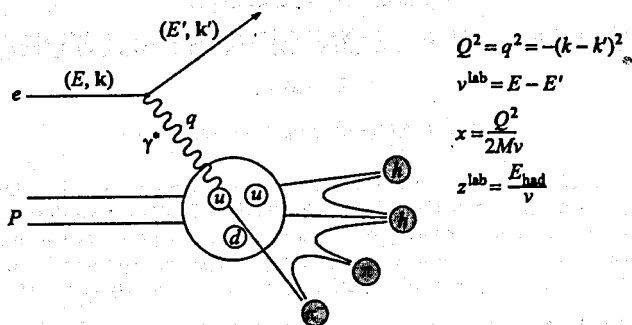


Fig. 1. The Feynman diagram of lepton-nucleon DIS and main kinematical variables:  $Q^2$  — four-momentum transfer from a lepton to a nucleon;  $\nu$  — energy transfer to a nucleon;  $x$  — Bjorken scaling variable;  $z$  — fractional energy transfer to a hadron

While the  $F_1(x)$  and  $g_1(x)$  are measured from Inclusive DIS reactions, (IDIS), the  $h_1(x)$  can be accessed from Semi-Inclusive DIS (SIDIS) reactions only with one or more identified hadrons in the final state.

## 1. UNPOLARIZED STRUCTURE FUNCTIONS

The SFs are introduced in cross sections of reactions (1) and (2) phenomenologically and can be interpreted in the framework of some models. The QPM is the most developed model of the nucleon structure. In this model the  $F_1(x)$  is a sum of quark and antiquark momentum densities averaged over squares of quark charges and expressed by Eq. (3):

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [q(x) + \bar{q}(x)] = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x). \quad (3)$$

It is related to other structure functions,  $F_2(x)$  and  $R(x)$ , which are measured experimentally, via the Callan-Gross theorem:

$$2xF_1(x) = \frac{1 + \gamma^2}{1 + R} F_2(x). \quad (4)$$

At finite energies all SFs depend on two independent variables, e.g.,  $x$  and  $Q^2$ .

The  $F_2(x, Q^2)$  and  $R(x, Q^2)$  have been measured in many experiments, including BCDMS and H1 with JINR participation. The current set [2] of the most precise data on  $F_2(x, Q^2)$  is shown in Fig. 2.

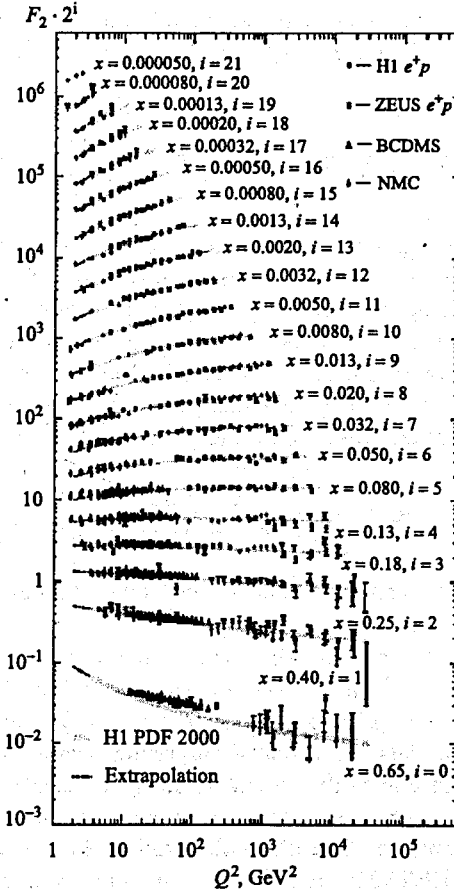


Fig. 2. The structure function  $F_2(x, Q^2)$  as a function of  $Q^2$  at different values of  $x$  measured by H1, ZEUS, BCDMS and NMC Collaborations

The QCD analysis of these data has been performed so far in the NLO approximation and has shown a good agreement between the experiment and theory. The NNLO calculations, which are under development now [3], will challenge experiments with respect to the largest possible coverage of  $x, Q^2$  regions, improved precision, the highest statistics at large  $x$  and precise measurements of  $R(x, Q^2)$ .

## 2. POLARIZED STRUCTURE FUNCTIONS AND QUARK CONTRIBUTIONS TO THE SPIN OF NUCLEONS

The polarized structure function  $g_1(x)$  is related to the difference of the momentum densities of quarks aligned parallel and antiparallel to the spin of longitudinally polarized nucleons averaged over square of quark and antiquark charges [4]:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [\bar{q}(x) - \bar{q}(x)] = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x). \quad (5)$$

It gives a partial (at a given  $x$ ) contribution of quarks to the spin of a nucleon. The first moment of  $g_1(x)$  gives the total contribution of quarks to the spin of a nucleon. From measurements of  $g_1$  for protons, neutrons and deuterons, one can obtain, under some assumptions, the total quark contributions to the spin of a proton,  $\Delta\Sigma$ , and contributions to it of up,  $\Delta u$ , down,  $\Delta d$ , and sea quarks,  $\Delta s$ . The  $g_1(x)$  is related to the experimentally measured asymmetry  $A_{||}$  and to the virtual photon absorption cross sections asymmetry  $A_1$ :

$$A_{||} \approx A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \approx \frac{g_1(x)}{F_1(x)}, \quad (6)$$

where subscripts 1/2 and 3/2 refer to the total photon and quark angular momentum.

The  $g_1^p(x)$  for protons has been measured for the first time in SLAC experiments E80 and E130 in 1978–1983 and updated by the European Muon Collaboration (EMC) in 1988 in the extended  $x$  and  $Q^2$  kinematic regions. The analysis of the EMC data has revealed surprising results that quarks contribute little to the proton spin and strange quarks are polarized:  $\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.1$  and  $\Delta s = -0.06 \pm 0.1$ . These observations triggered a lot of theoretical [4] and experimental [5] activities. The EMC observations have been confirmed by the SLAC, SMC, and HERMES experiments with improved precision. SMC and HERMES have extended the quark polarization studies measuring, additionally to IDIS asymmetries  $A_1$ , the SIDIS asymmetries in production of various charged hadrons,  $A_1^h$ . The latest HERMES results on asymmetries  $A_1$  and  $A_1^h$  [6] are shown in Fig. 3.

As follows from Eqs. (5), (6),  $A_1$  is proportional to the sum of quark relative polarizations,  $\sum_q \Delta q/q$ , while  $A_1^h$  is proportional to the polarization of particular quarks constituting the hadron  $h$ .

Indeed, the SIDIS asymmetry  $A_1^h(x, Q^2)$ , under certain assumptions on quark fragmentation functions,  $D_f^h(z, Q^2)$ , can be expressed in a Leading Order (LO) as:



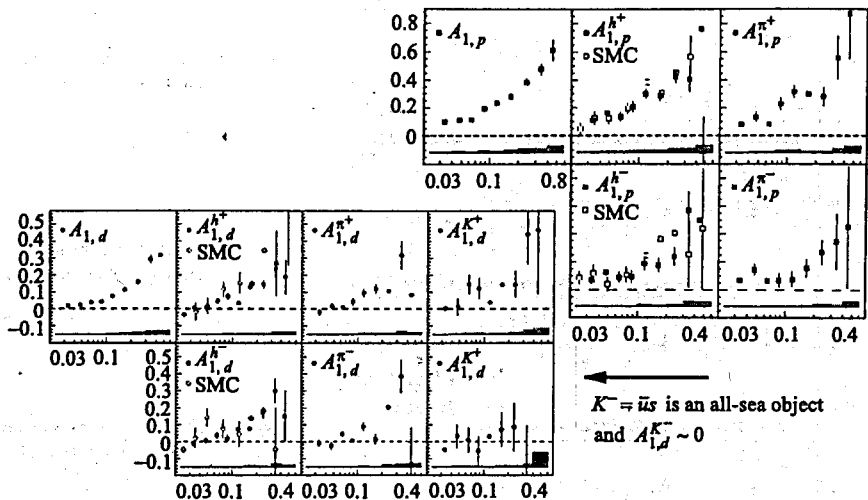


Fig. 3. The HERMES results on the IDIS asymmetry  $A_1$  and SIDIS asymmetries  $A_1^h$  measured from the proton and deuteron targets and compared to previous SMC measurements

$$A_1^h(x, Q^2) \sim \frac{\sum_f e_f^2 \Delta q_f(x, Q^2) \int dz D_f^h(z, Q^2)}{\sum_f e_f^2 q_f(x, Q^2) \int dz D_f^h(z, Q^2)} \sim \sum_q \frac{e_q^2 q(x) \int dz D_f^h(z, Q^2) \Delta q(x)}{\sum_{q'} e_{q'}^2 \int dz D_f^h(z, Q^2) q(x)}. \quad (7)$$

For a number of measurements of asymmetries  $\vec{A} = (A_{1p}, A_{1d}, A_{1p}^{\pm}, A_{1d}^{\pm}, A_{1p}^{K^{\pm}}, A_{1d}^{K^{\pm}})$ , a linear system  $\vec{A} = P\vec{Q}$  can be solved and relative polarizations  $\vec{Q} = \left( \frac{\Delta u}{u}, \frac{\Delta d}{d}, \frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}}, \frac{\Delta \bar{d}}{\bar{d}}, \frac{\Delta s}{s} \right)$  and polarized quark densities  $\Delta q(x)$  determined, knowing  $q(x)$  from parametrizations of unpolarized SFs. The latest Hermes results [6] on  $\Delta q(x)$  are shown in Fig. 4.

The HERMES observation concerning  $\Delta s$  contradicts the analysis of the data on  $g_1$  from which it follows that s quarks are polarized negatively. Extension of measurements of  $\Delta q(x, Q^2)$  to smaller  $x$  and higher  $Q^2$ , which are planned by COMPASS, and update of the analysis with NLO approximation, which is under development [7], can probably clarify this problem.

The COMPASS 2002, 2003 preliminary data on asymmetries  $A_{1d}^{\pi^{\pm}}$  are shown in Fig. 5. Complementing them with  $A_{1d}^{K^{\pm}}$  and  $A_{1d}^{K^0}$ , one can measure  $\Delta s(x)$  at  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  up to  $x_{\min} \leq 10^{-3}$ .

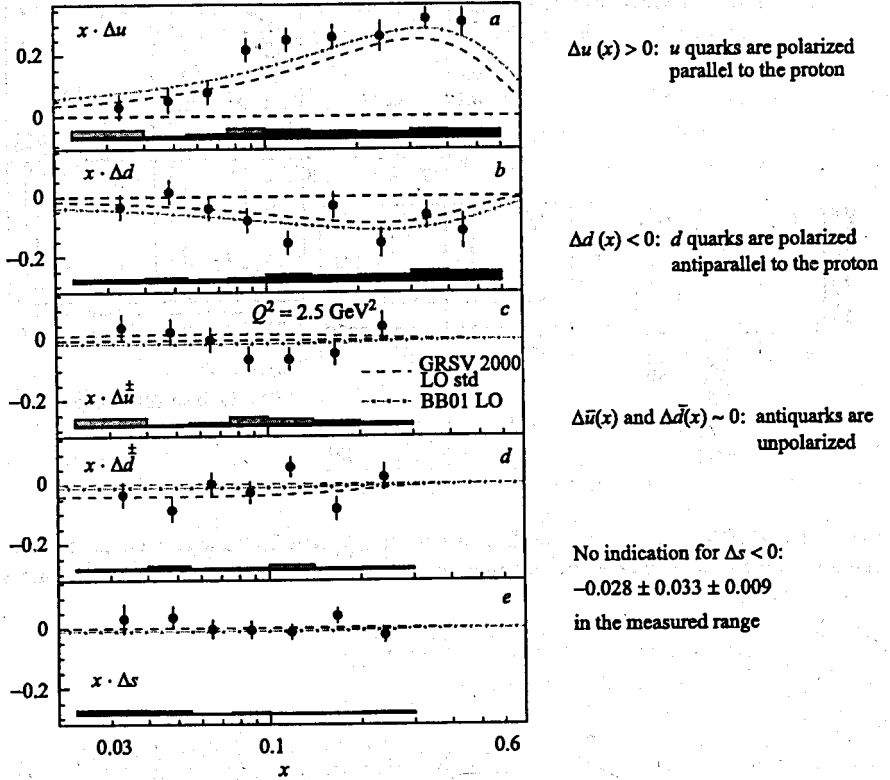


Fig. 4. The polarized quark densities extracted by HERMES from the IDIS and SIDIS asymmetries using a LO formalism

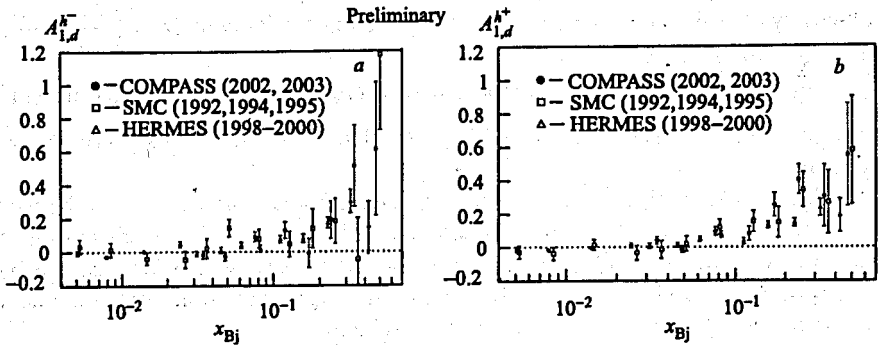


Fig. 5. The asymmetries  $A_{1,d}^{h\pm}$  calculated from the COMPASS 2002 and 2003 data

### 3. GLUON CONTRIBUTION TO THE SPIN OF NUCLEON

As follows from the angular-momentum conservation law, the spin of nucleons is equal to the sum of angular momentum of nucleon constituents, i.e.,

$$S_z^p = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + L_q + \Delta G + L_g,$$

where  $\Delta \Sigma$  and  $L_q$  are the total contributions of quark spins and their angular momenta, and  $\Delta G$  and  $L_g$  are the same of gluons. The  $\Delta G$  can be determined either from the QCD analysis of structure functions  $g_1^p(x, Q^2)$  and  $g_1^n(x, Q^2)$ , which is unreliable now due to poor precision of measurements, or from SIDIS reactions on polarized targets induced by Photon Gluon Fusion (PGF) processes, particularly from production of charmed or strange particles or from production of high- $p_t$  hadron pairs. Unfortunately, for the high- $p_t$  pairs there is a physics background caused by LO DIS and QCD Compton diagrams.

The relative gluon polarization  $\Delta G(x)/G(x)$  can be determined from the virtual photon-deuteron asymmetries  $A_1^{\gamma^*d}$ . Recently COMPASS has obtained for this asymmetry [8]:

$$A_1^{\gamma^*d} = -0.065 \pm 0.036(\text{stat.}) \pm 0.010(\text{sys.}),$$

where systematic errors include uncertainties caused by experimental false asymmetries only. Prior of determination of  $\Delta G(x)/G(x)$  one needs to subtract a

Preliminary

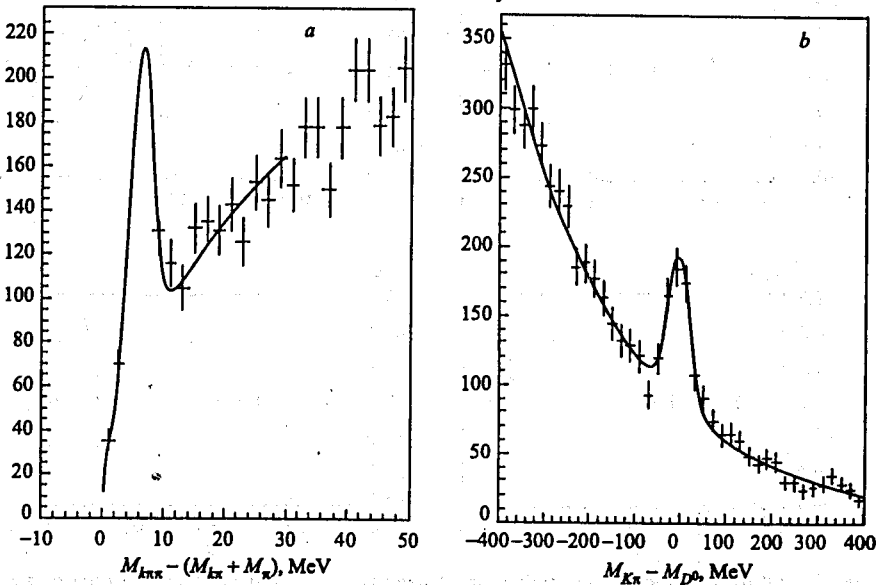


Fig. 6. The mass peaks of  $D^{*+}$  (a) and  $D^0$  mesons (b) reconstructed at COMPASS from 2002 data sample

physics background using MC studies. Physics background contaminations can be reduced by selecting events with  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ . But this cut substantially reduces statistics. Assuming that the contribution of PGF processes to the measured asymmetry is about 1/4 of the total and using all statistics expected at COMPASS by the end of 2004 run, one can determine  $\Delta G/G$  with an accuracy  $\sigma(\Delta G/G) \sim 0.05$  for all  $Q^2$  and  $\sim 0.17$  — for events with  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ .

Charm reconstruction in COMPASS is demonstrated in Fig. 6, which shows the mass peak of  $D^0(\bar{D}^0) \rightarrow K\pi$  tagged by identifying  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ + D^0(K^-\pi^+)$  and charge conjugated decays.

The projected statistics of the 2002–2004 data will allow one to determine  $\Delta G/G$  from all  $D$ -meson decays with an accuracy of about  $\sigma(\Delta G/G) \sim 0.25$ .

#### 4. TRANSVERSE SPIN EFFECTS

As was stated above, the complete description of the nucleon structure requires knowledge of the transversity structure function  $h_1(x)$ . It can be accessed only through SIDIS reactions, in particular, by measuring the so-called Collins asymmetries,  $A_{\text{Coll}}$ , in azimuthal distributions of hadrons produced in reaction

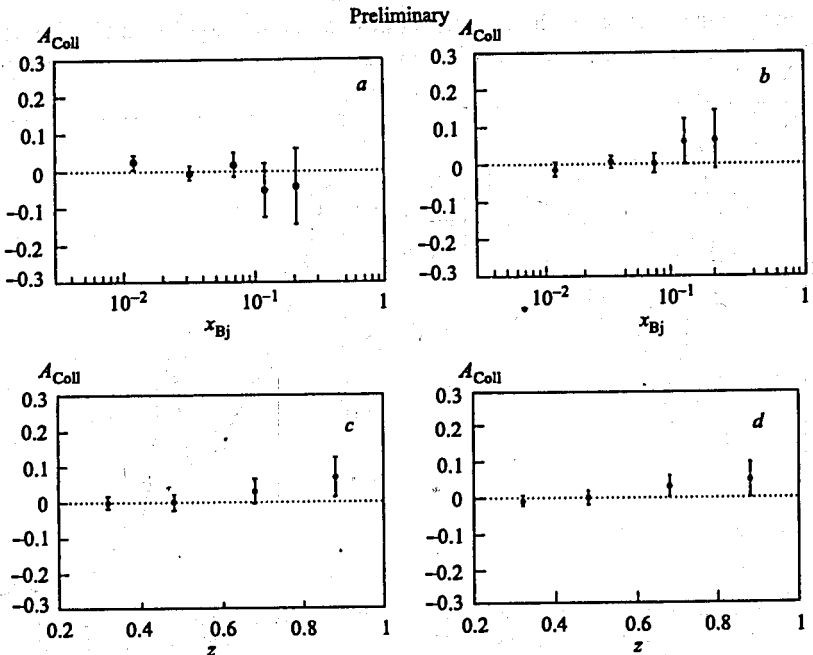


Fig. 7. Collins asymmetries in production of negative (a, c) and positive (b, d) hadrons on deuterons as a function of  $x$ -Bjorken and  $z$

$\mu + N \rightarrow \mu' + h + X$  on transversely polarized targets. This asymmetry has a typical  $A(x, z) \sin \phi_c$  form, where  $\phi_c$  is a Collins angle, defined as the angle between vectors of the hadron momentum and final quark spin, and  $A(x, z)$  is proportional to  $h_1(x)$ .

The first COMPASS results on  $A_{\text{Coll}}^d$  for negative and positive hadrons produced on deuterons, are shown in Fig. 7 as a function of  $x$ -Bjorken and  $z$ . The most energetic hadrons (leading hadrons) are used in the analysis only. Most probably they are the hadronization remnants of the struck quark. More data will be available for these plots from 2003 and 2004 runs.

## REFERENCES

1. *Feynman R. P.* Photon-Hadron Interactions. Redwood City: Addison Wesley Publ. Co., 1989.
2. *Klein M.* Plenary talk at ICHEP'04, Beijing, China, Aug. 2004.
3. *Moch S., Vermaseren J., Vogt A.* hep-ph/0403192&0404111.
4. For theoretical overview see *Lampe B., Reya E.* // Phys. Rep. B. 2000. V. 32. P. 1.
5. For experimental overview of the nucleon spin structure see *Savin I.A., Nagaitsev A. P.* // Part. Nucl. 2004. V. 35. P. 5.
6. *Airapetian A. et al.* hep-ex 0407032; DESY-04-107.
7. *Sissakian A. N., Shevchenko O. Yu., Ivanov O. N.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 074032.
8. *Savin I. (on behalf of the COMPASS Collab.).* Recent Results on Polarized Quark and Gluon Distributions at COMPASS. Talk at ICHEP'04, Beijing, China, Aug. 2004.

# The deuteron spin-dependent structure function $g_1^d$ and its first moment

COMPASS Collaboration

V.Yu. Alexakhin<sup>b</sup>, Yu. Alexandrov<sup>r</sup>, G.D. Alexeev<sup>b</sup>, M. Alexeev<sup>ac</sup>, A. Amoroso<sup>ac</sup>, B. Badelek<sup>ad</sup>, F. Balestra<sup>ac</sup>, J. Ball<sup>y</sup>, J. Barth<sup>d</sup>, G. Baum<sup>a</sup>, M. Becker<sup>t</sup>, Y. Bedfer<sup>y</sup>, C. Bernet<sup>y</sup>, R. Bertini<sup>ac</sup>, M. Bettinelli<sup>s</sup>, R. Birsa<sup>ab</sup>, J. Bisplinghoff<sup>c</sup>, P. Bordalo<sup>o,1</sup>, F. Bradamante<sup>ab</sup>, A. Bressan<sup>ab</sup>, G. Brona<sup>ad</sup>, E. Burtin<sup>y</sup>, M.P. Bussa<sup>ac</sup>, V.N. Bytchkov<sup>h</sup>, A. Chapiro<sup>aa</sup>, A. Cicuttin<sup>aa</sup>, M. Colantoni<sup>ac,2</sup>, A.A. Colavita<sup>aa</sup>, S. Costa<sup>ac,\*</sup>, M.L. Crespo<sup>aa</sup>, N. d'Hose<sup>y</sup>, S. Dalla Torre<sup>ab</sup>, S. Das<sup>s</sup>, S.S. Dasgupta<sup>f</sup>, R. De Masi<sup>t</sup>, N. Dedek<sup>s</sup>, D. Demchenko<sup>p</sup>, O.Yu. Denisov<sup>ac,3</sup>, L. Dhara<sup>s</sup>, V. Diaz<sup>ab,aa</sup>, A.M. Dinkelbach<sup>t</sup>, S.V. Donskov<sup>x</sup>, V.A. Dorofeev<sup>x</sup>, N. Doshita<sup>b,u</sup>, V. Duic<sup>ab</sup>, W. Dünnweber<sup>s</sup>, A. Efremov<sup>h</sup>, P.D. Eversheim<sup>c</sup>, W. Eyrich<sup>i</sup>, M. Faessler<sup>s</sup>, P. Fauland<sup>a</sup>, A. Ferrero<sup>ac</sup>, L. Ferrero<sup>ac</sup>, M. Finger<sup>y</sup>, M. Finger jr<sup>h</sup>, H. Fischer<sup>j</sup>, J. Franz<sup>j</sup>, J.M. Friedrich<sup>t</sup>, V. Frolov<sup>ac,3</sup>, R. Garfagnini<sup>ac</sup>, F. Gautheron<sup>a</sup>, O.P. Gavrichtchouk<sup>h</sup>, S. Gerassimov<sup>r,t</sup>, R. Geyer<sup>s</sup>, M. Giorgi<sup>ab</sup>, B. Gobbo<sup>ab</sup>, S. Goertz<sup>b,d</sup>, A.M. Gorin<sup>x</sup>, O.A. Grajek<sup>ad</sup>, A. Grasso<sup>ac</sup>, B. Grube<sup>t</sup>, A. Guskov<sup>h</sup>, F. Haas<sup>t</sup>, J. Hannappel<sup>d,p</sup>, D. von Harrach<sup>p</sup>, T. Hasegawa<sup>q</sup>, S. Hedicke<sup>j</sup>, F.H. Heinsius<sup>j</sup>, R. Hermann<sup>p</sup>, C. Heß<sup>b</sup>, F. Hinterberger<sup>c</sup>, M. von Hohenberg<sup>j</sup>, N. Horikawa<sup>u,4</sup>, S. Horikawa<sup>u</sup>, I. Horn<sup>c</sup>, C. Ilgner<sup>k,s</sup>, A.I. Ioukaev<sup>h</sup>, I. Ivanchin<sup>h</sup>, O. Ivanov<sup>h</sup>, T. Iwata<sup>u,5</sup>, R. Jahn<sup>c</sup>, A. Janata<sup>h</sup>, R. Joosten<sup>c</sup>, N.I. Jouravlev<sup>h</sup>, E. Kabuß<sup>p</sup>, D. Kang<sup>j</sup>, B. Ketzer<sup>f</sup>, G.V. Khaustov<sup>x</sup>, Yu.A. Khokhlov<sup>x</sup>, Yu. Kisselev<sup>u,b</sup>, F. Klein<sup>d</sup>, K. Klimaszewski<sup>ad</sup>, S. Koblitz<sup>p</sup>, J.H. Koivuniemi<sup>b,m</sup>, V.N. Kolosov<sup>x</sup>, E.V. Komissarov<sup>h</sup>, K. Kondo<sup>b,u</sup>, K. Königsmann<sup>j</sup>, I. Konorov<sup>r,t</sup>, V.F. Konstantinov<sup>x</sup>, A.S. Korentchenko<sup>h</sup>, A. Korzenev<sup>p,3</sup>, A.M. Kotzinian<sup>h,ac</sup>, N.A. Koutchinski<sup>h</sup>, O. Kouznetsov<sup>h</sup>, K. Kowalik<sup>ad</sup>, D. Kramer<sup>n</sup>, N.P. Kravchuk<sup>h</sup>, G.V. Krivokhizhin<sup>h</sup>, Z.V. Kroumchtein<sup>h</sup>, J. Kubart<sup>n</sup>, R. Kuhn<sup>t</sup>, V. Kukhtin<sup>h</sup>, F. Kunne<sup>y</sup>, K. Kurek<sup>ad</sup>, M.E. Ladygin<sup>s</sup>, M. Lamanna<sup>k,ab</sup>, J.M. Le Goff<sup>y</sup>, M. Leberig<sup>k,p</sup>, A.A. Lednev<sup>x</sup>, A. Lehmann<sup>i</sup>, J. Lichtenstadt<sup>z</sup>, T. Liska<sup>w</sup>, I. Ludwig<sup>j</sup>, A. Maggiora<sup>ac</sup>, M. Maggiora<sup>ac</sup>, A. Magnon<sup>y</sup>, G.K. Mallot<sup>k,\*</sup>, C. Marchand<sup>y</sup>, J. Marroncle<sup>y</sup>, A. Martin<sup>ab</sup>, J. Marzec<sup>ac</sup>, L. Masek<sup>n</sup>, F. Massmann<sup>c</sup>, T. Matsuda<sup>q</sup>, D. Matthäi<sup>j</sup>, A.N. Maximov<sup>h</sup>, W. Meyer<sup>b</sup>, A. Mielech<sup>ab,ad</sup>, Yu.V. Mikhailov<sup>x</sup>, M.A. Moinester<sup>z</sup>, T. Nagel<sup>t</sup>, O. Nähle<sup>c</sup>, J. Nassalski<sup>ad</sup>, S. Neliba<sup>w</sup>, D.P. Neyret<sup>y</sup>, V.I. Nikolaenko<sup>x</sup>, K. Nikolaev<sup>h</sup>, A.A. Nozdrin<sup>h</sup>, V.F. Obraztsov<sup>x</sup>, A.G. Olshevsky<sup>h</sup>, M. Ostrick<sup>d,p</sup>, A. Padee<sup>ac</sup>, P. Pagano<sup>ab</sup>, S. Panebianco<sup>y</sup>, D. Panzieri<sup>ac,2</sup>, S. Paul<sup>t</sup>, D.V. Peshekhonov<sup>h</sup>, V.D. Peshekhonov<sup>h</sup>, G. Piragino<sup>ac</sup>, S. Platchkov<sup>k,y</sup>, J. Pochodzalla<sup>p</sup>, J. Polak<sup>n</sup>, V.A. Polyakov<sup>x</sup>, G. Pontecorvo<sup>h</sup>, A.A. Popov<sup>h</sup>, J. Pretz<sup>d</sup>, S. Proceur<sup>y</sup>, C. Quintans<sup>o</sup>, S. Ramos<sup>o,1</sup>, G. Reicherz<sup>b</sup>, E. Rondio<sup>ad</sup>, A.M. Rozhdestvensky<sup>h</sup>, D. Ryabchikov<sup>x</sup>, V.D. Samoilenko<sup>x</sup>, A. Sandacz<sup>ad</sup>, H. Santos<sup>o</sup>, M.G. Sapozhnikov<sup>h</sup>, I.A. Savin<sup>b</sup>, P. Schiavon<sup>ab</sup>, C. Schill<sup>j</sup>, L. Schmitt<sup>t</sup>, W. Schroeder<sup>i</sup>, D. Seeharsch<sup>t</sup>, M. Seimetz<sup>y</sup>, D. Setter<sup>j</sup>, O.Yu. Shevchenko<sup>h</sup>, H.-W. Siebert<sup>l,p</sup>, L. Silva<sup>o</sup>, L. Sinha<sup>s</sup>, A.N. Sissakian<sup>h</sup>, M. Slunecka<sup>h</sup>, G.I. Smirnov<sup>h</sup>, F. Sozzi<sup>ab</sup>, A. Srnka<sup>c</sup>, F. Stinzing<sup>i</sup>, M. Stolarski<sup>ad</sup>, V.P. Sugonyaev<sup>x</sup>

M. Sulc<sup>n</sup>, R. Sulej<sup>ac</sup>, V.V. Tchalishev<sup>b</sup>, S. Tessaro<sup>ab</sup>, F. Tassarotto<sup>ab</sup>, A. Teufel<sup>i</sup>, L.G. Tkatchev<sup>h</sup>, S. Trippel<sup>j</sup>, G. Venugopal<sup>c</sup>, M. Virius<sup>w</sup>, N.V. Vlassov<sup>h</sup>, R. Webb<sup>i</sup>, E. Weise<sup>c,j</sup>, Q. Weitzel<sup>i</sup>, R. Windmolders<sup>d</sup>, W. Wiślicki<sup>nd</sup>, K. Zaremba<sup>ac</sup>, M. Zavertyaev<sup>r</sup>, E. Zemlyanichkina<sup>h</sup>, J. Zhao<sup>p,y</sup>, R. Ziegler<sup>c</sup>, A. Zvyagin<sup>s</sup>

<sup>a</sup> Universität Bielefeld, Fakultät für Physik, 33501 Bielefeld, Germany<sup>6</sup>

<sup>b</sup> Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik, 44780 Bochum, Germany<sup>6</sup>

<sup>c</sup> Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, 53115 Bonn, Germany<sup>6</sup>

<sup>d</sup> Universität Bonn, Physikalisches Institut, 53115 Bonn, Germany<sup>6</sup>

<sup>e</sup> Institute of Scientific Instruments, AS CR, 61264 Brno, Czech Republic<sup>7</sup>

<sup>f</sup> Burdwan University, Burdwan 713104, India<sup>9</sup>

<sup>g</sup> Matrivani Institute of Experimental Research & Education, Calcutta 700 030, India<sup>10</sup>

<sup>h</sup> Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russia

<sup>i</sup> Universität Erlangen–Nürnberg, Physikalisches Institut, 91054 Erlangen, Germany<sup>6</sup>

<sup>j</sup> Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 79104 Freiburg, Germany<sup>6</sup>

<sup>k</sup> CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland

<sup>l</sup> Universität Heidelberg, Physikalisches Institut, 69120 Heidelberg, Germany<sup>6</sup>

<sup>m</sup> Helsinki University of Technology, Low Temperature Laboratory, 02015 HUT, and University of Helsinki, Helsinki Institute of Physics, 00014 Helsinki, Finland

<sup>n</sup> Technical University in Liberec, 46117 Liberec, Czech Republic<sup>7</sup>

<sup>o</sup> LIP, 1000-149 Lisbon, Portugal<sup>8</sup>

<sup>p</sup> Universität Mainz, Institut für Kernphysik, 55099 Mainz, Germany<sup>6</sup>

<sup>q</sup> University of Miyazaki, Miyazaki 889-2192, Japan<sup>11</sup>

<sup>r</sup> Lebedev Physical Institute, 119991 Moscow, Russia

<sup>s</sup> Ludwig-Maximilians-Universität München, Department für Physik, 80799 Munich, Germany<sup>6</sup>

<sup>t</sup> Technische Universität München, Physik Department, 85748 Garching, Germany<sup>6</sup>

<sup>u</sup> Nagoya University, 464 Nagoya, Japan<sup>11</sup>

<sup>v</sup> Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, 18000 Prague, Czech Republic<sup>7</sup>

<sup>w</sup> Czech Technical University in Prague, 16636 Prague, Czech Republic<sup>7</sup>

<sup>x</sup> State Research Center of the Russian Federation, Institute for High Energy Physics, 142281 Protvino, Russia

<sup>y</sup> CEA DAPNIA/SPHN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>z</sup> Tel Aviv University, School of Physics and Astronomy, 69978 Tel Aviv, Israel<sup>12</sup>

<sup>aa</sup> INFN Trieste and ICTP–INFN MLab Laboratory, 34014 Trieste, Italy

<sup>ab</sup> INFN Trieste and University of Trieste, Department of Physics, 34127 Trieste, Italy

<sup>ac</sup> INFN Turin and University of Turin, Physics Department, 10125 Turin, Italy

<sup>ad</sup> Soltan Institute for Nuclear Studies and Warsaw University, 00-681 Warsaw, Poland<sup>13</sup>

<sup>ae</sup> Warsaw University of Technology, Institute of Radioelectronics, 00-665 Warsaw, Poland<sup>14</sup>

Received 20 September 2006; accepted 22 December 2006

Available online 3 February 2007

Editor: M. Doser

\* Corresponding author.

E-mail address: gerhard.mallot@cern.ch (G.K. Mallot).

<sup>1</sup> Also at IST, Universidade Técnica de Lisboa, Lisbon, Portugal.

<sup>2</sup> Also at University of East Piedmont, 15100 Alessandria, Italy.

<sup>3</sup> On leave of absence from JINR Dubna.

<sup>4</sup> Also at Chubu University, Kasugai, Aichi 487-8501, Japan.

<sup>5</sup> Also at Yamagata University, Yamagata 992-8510, Japan.

<sup>6</sup> Supported by the German Bundesministerium für Bildung und Forschung.

<sup>7</sup> Supported by Czech Republic MEYS grants ME492 and LA242.

<sup>8</sup> Supported by the Portuguese FCT—Fundação para a Ciência e Tecnologia grants POCTI/FNU/49501/2002 and POCTI/FNU/50192/2003.

<sup>9</sup> Supported by DST-FIST II grants, Govt. of India.

<sup>10</sup> Supported by the Shailabala Biswas Education Trust.

<sup>11</sup> Supported by the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology, Japan; Daikou Foundation and Yamada Foundation.

<sup>12</sup> Supported by the Israel Science Foundation, founded by the Israel Academy of Sciences and Humanities.

<sup>13</sup> Supported by KBN grant No. 621/E-78/SPUB-M/CERN/P-03/DZ 298 2000 and No. 621/E-78/SPB/CERN/P-03/DWM 576/2003–2006, and by MNII research funds for 2005–2007.

<sup>14</sup> Supported by KBN grant No. 134/E-365/SPUB-M/CERN/P-03/DZ299/2000.

<sup>de</sup> Deceased.

## Abstract

We present a measurement of the deuteron spin-dependent structure function  $g_1^d$  based on the data collected by the COMPASS experiment at CERN during the years 2002–2004. The data provide an accurate evaluation for  $\Gamma_1^d$ , the first moment of  $g_1^d(x)$ , and for the matrix element of the singlet axial current,  $a_0$ . The results of QCD fits in the next to leading order (NLO) on all  $g_1$  deep inelastic scattering data are also presented. They provide two solutions with the gluon spin distribution function  $\Delta G$  positive or negative, which describe the data equally well. In both cases, at  $Q^2 = 3$  (GeV/c) $^2$  the first moment of  $\Delta G(x)$  is found to be of the order of 0.2–0.3 in absolute value.  
© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 13.60.Hb; 13.88.+e

Keywords: Deep inelastic scattering; Spin; Structure function; QCD analysis;  $A_1$ ;  $g_1$

The spin structure function  $g_1^d$  of the deuteron has been measured for the first time almost 15 years ago by the SMC experiment at CERN [1]. Since then, high accuracy measurements of  $g_1^d$  in the deep inelastic scattering (DIS) region have been performed at SLAC [2,3] and DESY [4]. Due to the relatively low incident energy, the DIS events collected in those experiments cover only a limited range of  $x$  for  $Q^2 > 1$  (GeV/c) $^2$ ,  $x > 0.015$  and  $x > 0.03$ , respectively. Further measurements covering the low  $x$  region were also performed at CERN (see [5] and references therein). Besides its general interest for the understanding of the spin structure of the nucleon,  $g_1^d$  is especially important because its first moment is directly related to the matrix element of the singlet axial vector current  $a_0$ . A precise measurement of  $g_1^d$  can thus provide an evaluation of the fraction of nucleon spin carried by quarks, on the condition that the covered range extends far enough to low  $x$  to provide a reliable value of the first moment.

Here we present new results from the COMPASS experiment at CERN on the deuteron spin asymmetry  $A_1^d$  and the spin-dependent structure function  $g_1^d$ , covering the range  $1$  (GeV/c) $^2 < Q^2 < 100$  (GeV/c) $^2$  in the photon virtuality and  $0.004 < x < 0.7$  in the Bjorken scaling variable. The data sample used in the present analysis was collected during the years 2002–2004 and corresponds to an integrated luminosity of about  $2 \text{ fb}^{-1}$ . Partial results based on the data collected during the first two years of the data taking have been published in Ref. [6]. At the time, the values of  $g_1^d$  were not precise enough, in particular at large  $x$ , to allow a meaningful evaluation of the first moment,  $\Gamma_1^d$ . The results presented here are based on a 2.5 times larger statistics and supersede those of Ref. [6]. We refer the reader to this reference for the description of the 160 GeV muon beam, the  $^6\text{LiD}$  polarised target and the COMPASS spectrometer which remained basically unchanged in 2004. A global fit to all  $g_1^{p,n,d}$  data is needed to evolve the  $g_1^d(x_i, Q^2)$  measurements to a common  $Q^2$ . As previous fits were found to be in disagreement with our data at low  $x$ , we have performed a new QCD fit at NLO. The resulting polarised parton distribution functions (PDF) are also presented in this Letter and discussed in relation with the new data, however without a full investigation of the theoretical uncertainties due, for instance, to the values of the factorisation and renormalisation scales.

The COMPASS data acquisition system is triggered by coincidence signals in hodoscopes, defining the direction of the scattered muon behind the spectrometer magnets, and by signals in the hadron calorimeters [7]. Triggers due to halo muons are eliminated by veto counters installed upstream of the target. Inclusive triggers, based on muon detection only, cover the full range of  $x$  and are dominant in the medium ( $x, Q^2$ ) region. Semi-inclusive triggers, based on the muon energy loss and the presence of a hadron signal in the calorimeters, contribute mainly at low  $x$  and low  $Q^2$ . Purely calorimetric triggers, based on the energy deposit in the hadron calorimeter without any condition on the scattered muon, account for most events at large  $Q^2$ . The relative contributions of these three trigger types are shown in Fig. 1 as a function of  $x$ . The minimum hadron energy deposit required for the purely calorimetric trigger has been reduced to 10 GeV for the events collected in 2004. As a consequence, the contribution of this trigger now reaches 40% at large  $x$ , compared to 20% in 2002–2003.

All events used in the present analysis require the presence of reconstructed beam muon and scattered muon trajectories defining an interaction point, which is located inside one of the target cells. The momentum of the incoming muon, measured in the beam spectrometer, is centered around 160 GeV/c with an RMS of 8 GeV/c for the Gaussian core. In the present analysis its value is required to be between 140 and 180 GeV/c. In addition the extrapolated beam muon trajectory is required to cross entirely both target cells in order to equalize the fluxes seen by each of them. The scattered muon is identified by signals collected behind the hadron absorbers and (except for the purely

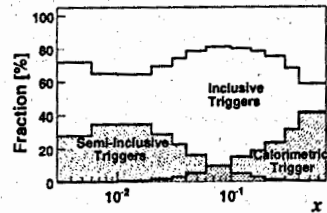


Fig. 1. Fraction of inclusive, semi-inclusive, and calorimetric triggers as a function of  $x$ . Events are counted with the weight they carry in the asymmetry calculation.



calorimetric trigger) its trajectory must be consistent with the hodoscope signals defining the event trigger. For hadronic triggers, a second outgoing reconstructed track is required at the interaction point. The DIS events used in the present analysis are selected by cuts on the four-momentum transfer squared ( $Q^2 > 1 \text{ (GeV}/c^2)$ ) and the fractional energy of the virtual photon ( $0.1 < y < 0.9$ ). The resulting sample consists of  $89 \times 10^6$  events, out of which about 10% were obtained in 2002, 30% in 2003 and 60% in 2004. In order to extend the coverage of the low  $x$  region, we also analyse events in the interval  $0.003 < x < 0.004$  selected in the same way but with a  $Q^2$  cut lowered to  $0.7 \text{ (GeV}/c^2)$ . These events are included in the figures but not used in QCD calculations or moment estimation, in view of their low  $Q^2$ .

During data taking the two target cells are polarised in opposite directions, so that the deuteron spins are parallel ( $\uparrow\uparrow$ ) or antiparallel ( $\uparrow\downarrow$ ) to the spins of the incoming muons. The spins are inverted every 8 hours by a rotation of the target magnetic field. The average beam and target polarisations are about  $-0.80$  ( $-0.76$  in 2002 and 2003) and  $\pm 0.50$ , respectively.

The cross-section asymmetry  $A^d = (\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}) / (\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow})$ , for antiparallel ( $\uparrow\downarrow$ ) and parallel ( $\uparrow\uparrow$ ) spins of the incoming muon and the target deuteron can be obtained from the numbers of events  $N_i$  collected from each cell before and after reversal of the target spins:

$$N_i = a_i \phi_i n_i \bar{\sigma} (1 + P_B P_T f A^d), \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (1)$$

where  $a_i$  is the acceptance,  $\phi_i$  the incoming flux,  $n_i$  the number of target nucleons,  $\bar{\sigma}$  the spin-averaged cross-section,  $P_B$  and  $P_T$  the beam and target polarisations and  $f$  the target dilution factor. The latter includes a corrective factor  $\rho = \sigma_d^{1\gamma} / \sigma_d^{\text{tot}}$  [8] accounting for radiative events on the unpolarised deuteron and a correction for the relative polarisation of deuterons bound in  ${}^6\text{Li}$  compared to free deuterons. Fluxes and acceptances cancel out in the asymmetry calculation on the condition that the ratio of the acceptances of the two cells is the same before and after spin reversal [9].

The longitudinal virtual-photon deuteron asymmetry,  $A_1^d$ , is defined via the asymmetry of absorption cross sections of transversely polarised photons as

$$A_1^d = (\sigma_0^T - \sigma_2^T) / (2\sigma^T), \quad (2)$$

where  $\sigma_0^T$  is the  $\gamma^*$ -deuteron absorption cross-section for a total spin projection  $J$  and  $\sigma^T$  is the total transverse photoabsorption cross section. The relation between  $A_1^d$  and the experimentally measured  $A^d$  is

$$A^d = D(A_1^d + \eta A_2^d), \quad (3)$$

where  $D$  and  $\eta$  depend on kinematics. The transverse asymmetry  $A_2^d$  has been measured at SLAC and found to be small [10]. In view of this, in our analysis, Eq. (3) has been reduced to  $A_1^d \simeq \tilde{A}^d / D$ . The virtual-photon depolarisation factor  $D$  depends on the ratio of longitudinal and transverse photoabsorption cross sections  $R = \sigma^L / \sigma^T$ . In the present analysis an updated parametrisation of  $R$  taking into account all existing

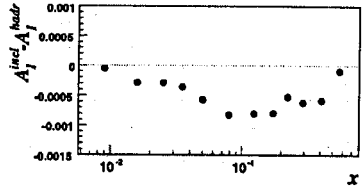


Fig. 2. Difference between asymmetries for inclusive and hadronic Monte Carlo events in the kinematic range covered by the purely calorimetric trigger.

measurements is used [11]. The tensor-polarised structure function of the deuteron has been measured by HERMES, [12] and its effect on the measurement of the longitudinal spin structure was found to be negligible, which justifies the use of Eqs. (1)–(3) in the present analysis.

In order to minimize the statistical error of the asymmetry, the kinematic factors  $f$ ,  $D$  and the beam polarisation  $P_B$  are calculated event-by-event and used to weight events. A parametrisation of  $P_B$  as a function of the beam momentum is used, while for  $P_T$  an average value is used for the data sample taken between two consecutive target spin reversals. The obtained asymmetry is corrected for spin-dependent radiative effects according to Ref. [13]. The asymmetry is evaluated separately for inclusive and for hadronic events because the dilution factors and the radiative corrections to the asymmetry are different. This is because the correction due to radiative elastic and quasi-elastic scattering events only affects the inclusive sample.

It has been checked that the use of hadronic triggers does not bias the inclusive asymmetries. The most critical case is for the calorimetric trigger events at large  $x$ , where high-energy hadron production is limited by kinematics. This effect has been studied by Monte Carlo, using the program POLDIS [14]. DIS events were generated within the acceptance of the calorimetric trigger and their asymmetry calculated analytically at the leading order. A selection based on the hadron requirements corresponding to the trigger was applied and the asymmetries for the selected sample compared to the original ones. The differences were found to be smaller than 0.001 in all intervals of  $x$  (Fig. 2) and thus negligible, so that inclusive and hadronic asymmetries can be safely combined for further analysis (see also the SMC analysis [5]).

The final values of  $A_1^d(x, Q^2)$ , obtained as weighted averages of the asymmetries in the inclusive and hadronic data sets, are listed in Table 1 with the corresponding average values of  $x$  and  $Q^2$ . They are also shown as a function of  $x$  in Fig. 3 in comparison with previous results from experiments at CERN [5], DESY [4] and SLAC [2,3]. The values of  $A_1^d$  confirm, with increased statistical precision, the observation made in Ref. [6] that the asymmetry is consistent with zero for  $x < 0.03$ . Values of  $A_1^d$  originating from experiments at different energies tend to coincide due to the very small  $Q^2$  dependence of  $A_1^d$  at fixed  $x$ .

The systematic error of  $A_1^d$  contains multiplicative factors resulting from uncertainties on  $P_B$  and  $P_T$ , on the dilution factor  $f$  and on the ratio  $R = \sigma^L / \sigma^T$  used to calculate the depolarisation factor  $D$ . When combined in quadrature, these errors

Table 1

Values of  $A_1^d$  and  $g_1^d$  with their statistical and systematic errors as a function of  $x$  with the corresponding average values of  $x$  and  $Q^2$ . The minimum  $Q^2$  cut is 1 (GeV/c)<sup>2</sup> except for the first two points where it is lowered to 0.7 (GeV/c)<sup>2</sup>. These two data points are shown on the figures as complementary information but were not used in the fits

$x$ range	$\langle x \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$A_1^d$	$g_1^d$
0.0030–0.0035	0.0033	0.78	$0.003 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.090 \pm 0.240 \pm 0.107$
0.0035–0.0040	0.0038	0.83	$-0.004 \pm 0.007 \pm 0.003$	$-0.097 \pm 0.183 \pm 0.082$
0.004–0.005	0.0046	1.10	$0.004 \pm 0.009 \pm 0.004$	$0.082 \pm 0.210 \pm 0.089$
0.005–0.006	0.0055	1.22	$0.003 \pm 0.007 \pm 0.003$	$0.062 \pm 0.146 \pm 0.062$
0.006–0.008	0.0070	1.39	$-0.002 \pm 0.005 \pm 0.002$	$-0.034 \pm 0.086 \pm 0.036$
0.008–0.010	0.0090	1.61	$-0.010 \pm 0.006 \pm 0.003$	$-0.139 \pm 0.078 \pm 0.035$
0.010–0.020	0.0141	2.15	$0.002 \pm 0.004 \pm 0.002$	$0.017 \pm 0.033 \pm 0.014$
0.020–0.030	0.0244	3.18	$0.003 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.017 \pm 0.035 \pm 0.015$
0.030–0.040	0.0346	4.26	$0.009 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.041 \pm 0.035 \pm 0.016$
0.040–0.060	0.0487	5.80	$0.017 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.054 \pm 0.026 \pm 0.012$
0.060–0.100	0.0765	8.53	$0.058 \pm 0.009 \pm 0.007$	$0.121 \pm 0.019 \pm 0.014$
0.100–0.150	0.121	12.6	$0.095 \pm 0.013 \pm 0.011$	$0.123 \pm 0.017 \pm 0.014$
0.150–0.200	0.171	17.2	$0.123 \pm 0.020 \pm 0.014$	$0.103 \pm 0.016 \pm 0.012$
0.200–0.250	0.222	21.8	$0.183 \pm 0.028 \pm 0.021$	$0.106 \pm 0.016 \pm 0.012$
0.250–0.350	0.290	28.3	$0.216 \pm 0.030 \pm 0.024$	$0.077 \pm 0.011 \pm 0.009$
0.350–0.500	0.405	39.7	$0.343 \pm 0.049 \pm 0.038$	$0.055 \pm 0.008 \pm 0.006$
0.500–0.700	0.566	55.3	$0.626 \pm 0.112 \pm 0.075$	$0.027 \pm 0.005 \pm 0.003$

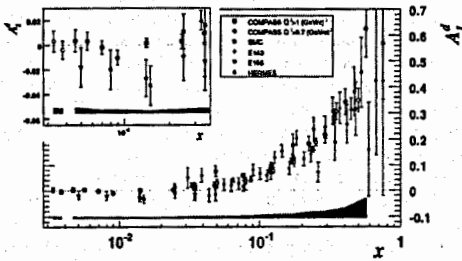


Fig. 3. The asymmetry  $A_1^d(x)$  as measured in COMPASS and previous results from SMC [5], HERMES [4], SLAC E143 [2] and E155 [3] at  $Q^2 > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>. The SLAC values of  $g_1/F_1$  have been converted to  $A_1$  and the E155 data corresponding to the same  $x$  have been averaged over  $Q^2$ . Only statistical errors are shown with the data points. The shaded areas show the size of the COMPASS systematic errors.

Table 2

Decomposition of the systematic error of  $A_1$  into multiplicative and additive variables contributions

Multiplicative variables error, $\Delta A_1^{\text{mult}}$	Beam polarisation	$dP_B/P_B$	5%
	Target polarisation	$dP_T/P_T$	5%
	Depolarisation factor	$dD(R)/D(R)$	2–3%
	Dilution factor	$dfff$	6%
	Total		$\Delta A_1^{\text{mult}} \approx 0.1A_1$
Additive variables error, $\Delta A_1^{\text{add}}$	Transverse asymmetry	$\eta/\rho \cdot \Delta A_2$	$10^{-4} - 5 \times 10^{-3}$
	Radiative corrections	$\Delta A_1^{\text{RC}}$	$10^{-4} - 10^{-3}$
	False asymmetry	$A_{\text{false}}$	$< 0.4 \cdot \Delta A_1^{\text{stat}}$

result in a global scale uncertainty of 10% (Table 2). The other important contribution to the systematic error is due to false asymmetries which could be generated by instabilities in some components of the spectrometer. In order to minimize their effect, the values of  $A_1^d$  in each interval of  $x$  have been calculated for 184 subsamples, each of them covering a short period of

running time and, therefore, ensuring similar detector operating conditions. An upper limit of the effect of detector instabilities has been evaluated by a statistical approach. The dispersion of the values of  $A_1^d$  around their mean agrees with the statistical error. There is thus no evidence for any broadening due to time dependent effects. Allowing the dispersion of  $A_1^d$  to vary within its two standard deviations we obtain an upper limit for the systematic error of  $A_1^d$  in terms of its statistical precision:  $\sigma_{\text{sys}} < 0.4\sigma_{\text{stat}}$ . This estimation accounts for the time variation effects of spectrometer components.

Several other searches for false asymmetries were performed. Data from the two target cells were combined in different ways in order to eliminate the physical asymmetry. Data obtained with different settings of the microwave frequencies, used to polarise the target by dynamic nuclear polarisation, were compared. No evidence was found for any significant apparatus induced asymmetry.

The longitudinal spin structure function is obtained as

$$g_1^d = \frac{F_2^d}{2x(1+R)} A_1^d, \quad (4)$$

where  $F_2^d$  is the spin-independent deuteron structure function. The values of  $g_1^d$  listed in the last column of Table 1 have been calculated with the  $F_2^d$  parametrisation of Ref. [5], which covers the range of our data, and the new parametrisation of  $R$  already used in the depolarisation factor. The systematic errors on  $g_1^d$  are obtained in the same way as for  $A_1^d$ , with an additional contribution from the uncertainty on  $F_2^d$ . The values of  $xg_1^d(x)$  for the COMPASS data and, for comparison, the SMC results [5] moved to the  $Q^2$  of the corresponding COMPASS point are shown in Fig. 4. The two curves on the figure represent the results of two QCD fits at NLO, described below, at the measured  $Q^2$  of each data point.

The evaluation of the first moment  $\Gamma_1^d(Q^2) = \int_0^1 g_1^d(x, Q^2) dx$  requires the evolution of all  $g_1$  measurements to a common  $Q_0^2$ .

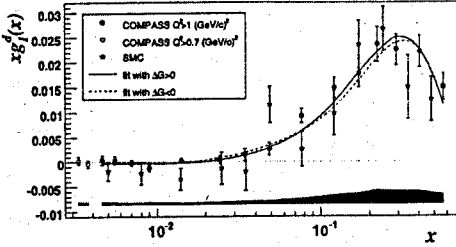


Fig. 4. Values of  $xg_1^d(x)$ . The COMPASS points are given at the  $(Q^2)$  where they were measured. The SMC points have been moved to the  $Q^2$  of the corresponding COMPASS points. Only statistical errors are shown with the data points. The shaded band at the bottom shows the COMPASS systematic error. The curves show the results of QCD fits with  $\Delta G > 0$  and  $\Delta G < 0$ .

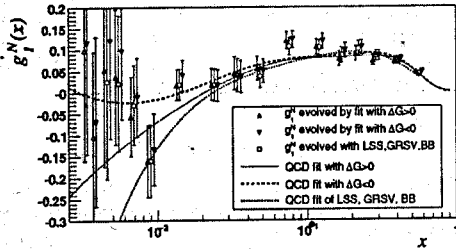


Fig. 5. The COMPASS values of  $g_1^N$  evolved to  $Q^2 = 3$  ( $\text{GeV}/c^2$ ). The open triangles at low  $x$  correspond to  $Q^2 > 0.7$  ( $\text{GeV}/c^2$ ), the other symbols to  $Q^2 > 1$  ( $\text{GeV}/c^2$ ). Results of QCD fits are shown by curves. In addition to our fits ( $\Delta G > 0$  and  $\Delta G < 0$ ) the curve obtained with three published polarised PDF parameterisations (Blümlin and Bötcher, GRSV and LSS05) [15] is shown. These parameterisations lead almost to the same values of  $g_1^N(x, Q^2 = 3$  ( $\text{GeV}/c^2$ )) and have been averaged. For clarity the data points evolved with different fits are shifted in  $x$  with respect to each other. Only statistical errors are shown.

This is done by using a fitted parametrisation  $g_1^{\text{fit}}(x, Q^2)$ , so that

$$g_1(x, Q_0^2) = g_1(x, Q^2) + [g_1^{\text{fit}}(x, Q_0^2) - g_1^{\text{fit}}(x, Q^2)]. \quad (5)$$

We have used several fits of  $g_1$  from the Durham data base [15]: Blümlin–Bötcher [16], GRSV [17] and LSS05 [18], and we have chosen  $Q_0^2 = 3$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) as reference  $Q^2$  because it is close to the average  $Q^2$  of the COMPASS DIS data. The three parameterisations are quite similar in the range of the COMPASS data and have been averaged. The resulting values of  $g_1^N = (g_1^p + g_1^d)/2$  are shown as open squares in Fig. 5. For clarity we now use  $g_1^d$  instead of  $g_1^p$  because the correction for the D-wave state of the deuteron has been applied:

$$g_1^N(x, Q^2) = g_1^d(x, Q^2)/(1 - 1.5\omega_D) \quad (6)$$

with  $\omega_D = 0.05 \pm 0.01$  [19]. It can also be seen in Fig. 5 that the curve representing the average of the three fits does not reproduce the trend of our data for  $x < 0.02$  and therefore cannot be used to estimate the unmeasured part of  $g_1^N$  at low  $x$ .

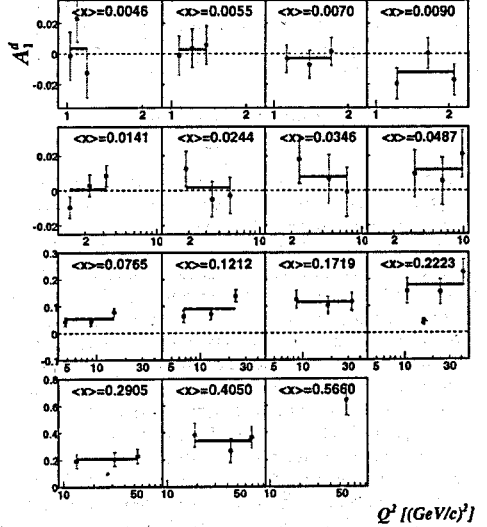


Fig. 6. Values of  $A_1^d$  as a function of  $Q^2$  in intervals of  $x$ . The solid lines show the results of fits to a constant.

In view of this, we have performed a new NLO QCD fit of all  $g_1$  data at  $Q^2 > 1$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) from proton, deuteron and  $^3\text{He}$  targets, including the COMPASS data. The deuteron data are from Refs. [2–5], the proton data from Refs. [2,4,5,20,21] and the  $^3\text{He}$  data from Refs. [22–25].

In order to optimise the use of the COMPASS data in this fit, all  $x$  bins of Table 1, except the last one, have been subdivided into three  $Q^2$  intervals (Fig. 6). The number of COMPASS data points used in the fit is thus 43, out of a total of 230.

The fit is performed in the  $\overline{\text{MS}}$  renormalisation and factorisation scheme and requires parameterisations of the quark singlet spin distribution  $\Delta \Sigma(x)$ , non-singlet distributions  $\Delta q_3(x)$ ,  $\Delta q_8(x)$  and the gluon spin distribution  $\Delta G(x)$ . These distributions are given as an input at a reference  $Q^2 (= Q_0^2)$  which is set to 3 ( $\text{GeV}/c^2$ ) and evolved according to the DGLAP equations. The resulting values of  $g_1(x, Q^2)$  are calculated for the  $(x_i, Q_i^2)$  of each data point and compared to the experimental values.

The input parameterisations are written as

$$\Delta F_k = \eta_k \frac{x^{\alpha_k} (1-x)^{\beta_k} (1 + \gamma_k x)}{\int_0^1 x^{\alpha_k} (1-x)^{\beta_k} (1 + \gamma_k x) dx}, \quad (7)$$

where  $\Delta F_k$  represents each of the polarised parton distribution functions  $\Delta \Sigma$ ,  $\Delta q_3$ ,  $\Delta q_8$  and  $\Delta G$ , and  $\eta_k$  is the integral of  $\Delta F_k$ . The moments,  $\eta_k$ , of the non-singlet distributions  $\Delta q_3$  and  $\Delta q_8$  are fixed by the baryon decay constants ( $F + D$ ) and  $(3F - D)$  respectively, assuming  $SU(3)_f$  flavour symmetry. The linear term  $\gamma x$  is used only for the singlet distribution, in which case the exponent  $\beta_G$  is fixed because it is poorly constrained by the data. This leaves 10 parameters in the input distributions.

In addition, the normalisation of E155 proton data is allowed to vary within the limits quoted by the authors of Ref. [21].

The optimal values of the parameters are obtained by minimising the sum

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N=230} \frac{[g_1^{\text{fit}}(x_i, Q_i^2) - g_1^{\text{exp}}(x_i, Q_i^2)]^2}{[\sigma(x_i, Q_i^2)]^2}. \quad (8)$$

Here the errors  $\sigma$  are the statistical ones for all data sets, except for the proton data of E155 where the uncorrelated part of the systematic error on each point is added in quadrature to the statistical one. In order to keep the parameters in their physical range, the polarised strange sea distribution  $\Delta s(x) + \Delta \bar{s}(x) = (1/3)(\Delta \Sigma(x) - \Delta q_8(x))$  is calculated at every step and required to satisfy the positivity condition  $|\Delta s(x)| \leq s(x)$  at all  $Q^2$  values. A similar condition is imposed on the gluon spin distribution  $\Delta G(x)$ . The unpolarised distributions  $s(x)$  and  $G(x)$  used in this test are taken from the MRST parametrisation [26]. This procedure leads to asymmetric errors on the parameters when the fitted value is close to the allowed limit.

The fits have been performed with two different programs: the first one uses the DGLAP evolution equations for the spin structure functions [27], the other one, referred to in [28], uses the evolution of moments. The fitted PDF parameters are compatible within one standard deviation and the two programs give the same  $\chi^2$ -probabilities. In each program the  $\chi^2$  minimisation converges to two different solutions, depending on the sign of the initial value of the gluon first moment  $\eta_G$ : one solution with  $\Delta G > 0$ , the other one with  $\Delta G < 0$  (Fig. 5). The fitted distributions of  $g_1^N(x)$  differ at low  $x$  but are both compatible with the data. The two additional data points at  $x < 0.004$  and  $Q^2 > 0.7$  (GeV/c) $^2$ , not used in the fit, have too large statistical errors to provide a discrimination between the two solutions. The values of the parameters obtained in the fits with positive and negative  $\Delta G$  are listed in Table 3 with their statistical errors and will be discussed below.

The integral of  $g_1^N$  in the measured region is obtained from the experimental values evolved to a fixed  $Q^2$  and averaged over the two fits. Taking into account the contributions from the fits in the unmeasured regions at low and high  $x$  we obtain (Table 4):

$$\Gamma_1^N(Q^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2) = 0.050 \pm 0.003(\text{stat}) \pm 0.003(\text{evol}) \pm 0.005(\text{syst}). \quad (9)$$

The second error accounts for the difference in  $Q^2$  evolution between the two fits. The systematic error is the dominant one and mainly corresponds to the 10% scale uncertainty resulting from the errors on the beam and target polarisations and on the dilution factor.

For comparison, the SMC result [5] was

$$\Gamma_{1, \text{SMC}}^N(Q^2 = 10 \text{ (GeV/c)}^2) = 0.021 \pm 0.007(\text{stat}) \pm 0.014(\text{evol}) \pm 0.003(\text{syst}) \quad (10)$$

while our result evolved to  $Q^2 = 10$  (GeV/c) $^2$  is  $0.051 \pm 0.003(\text{stat}) \pm 0.003(\text{evol}) \pm 0.005(\text{syst})$ . The difference between these two results reflects the fact that the COMPASS data do not

support the fast decrease of  $g_1^d(x, Q_0^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2)$  at low  $x$  which was assumed in the SMC analysis, and thus force the fit to be different. In the COMPASS analysis, the part of  $\Gamma_1^N$  obtained from the measured region represents 98% of the total value. This correction of only 2% has to be compared to a correction of about 50% with respect to the measured value in case of the SMC analysis [5].

$\Gamma_1^N$  is of special interest because it gives access to the matrix element of the singlet axial current  $a_0$  which, except for a possible gluon contribution, measures the quark spin contribution to the nucleon spin. At NLO, the relation between  $\Gamma_1^N$  and  $a_0$  reduces to

$$\Gamma_1^N(Q^2) = \frac{1}{9} \left( 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + O(\alpha_s^2) \right) \left( a_0(Q^2) + \frac{1}{4} a_8 \right). \quad (11)$$

From the COMPASS result on  $\Gamma_1^N$  (Eq. (9)) and taking the value of  $a_8$  from hyperon  $\beta$  decay, assuming  $SU(3)_f$  flavour symmetry ( $a_8 = 0.585 \pm 0.025$  [29]), one obtains with the value of  $\alpha_s$  evolved from the PDG value  $\alpha_s(m_Z^2) = 0.1187 \pm 0.005$  and assuming three active quark flavours:

$$a_0(Q^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2) = 0.35 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}). \quad (12)$$

The quoted systematic error accounts for the error from the evolution and for the experimental systematic error, combined in quadrature.

The relation between  $\Gamma_1^N$  and  $a_0$  can also be rewritten in order to extract the value of the matrix element  $\hat{a}_0$  in the limit  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Here we will follow a notation of Ref. [30] introducing a ‘‘hat’’ for the coefficient  $C_1^S$  and  $a_0$  at this limit:

$$\Gamma_1^N(Q^2) = \frac{1}{9} \hat{C}_1^S(Q^2) \hat{a}_0 + \frac{1}{36} C_1^{NS}(Q^2) a_8.$$

The coefficients  $\hat{C}_1^S$  and  $C_1^{NS}$  have been calculated in perturbative QCD up to the third order in  $\alpha_s(Q^2)$  [30]:

$$\hat{C}_1^S(Q^2) = 1 - 0.33333 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right) - 0.54959 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 4.44725 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3,$$

$$C_1^{NS}(Q^2) = 1 - \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right) - 3.5833 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 - 20.2153 \left( \frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3.$$

With  $\alpha_s$  evolved at the same order, one obtains

$$\hat{a}_0 = 0.33 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}). \quad (13)$$

It should be noted here that the data have been evolved to a common  $Q^2$  on the basis of a fit at NLO only. However, the choice of a value close to the average  $Q^2$  of the data is expected to minimise the effect of the evolution on the result quoted above. Combining this value with  $a_8$ , the first moment of the strange quark spin distribution in the limit  $Q^2 \rightarrow \infty$  is found to be

$$(\Delta s + \Delta \bar{s})_{Q^2 \rightarrow \infty} = \frac{1}{3} (\hat{a}_0 - a_8) = -0.08 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst}). \quad (14)$$

Table 3

Top: Values of the parameters obtained from the QCD analysis at  $Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c^2\text{)}$  in fits with  $\Delta G > 0$  and  $\Delta G < 0$  with the two programs. The quoted errors correspond to one  $\sigma$  and have been obtained from the MINOS analysis [34]. The strongly asymmetric errors obtained for some parameters are due to the positivity constraints applied in the fits. Bottom: Correlation matrices for the fits by the program of Ref. [27]. The triangles above and below the diagonal correspond to the fits with  $\Delta G > 0$  and  $\Delta G < 0$ , respectively. The “-” symbols correspond to parameters which are fixed in one of the fits

$\Delta G > 0$					$\Delta G < 0$				
	Prog. Ref. [27]	Prog. Ref. [28]			Prog. Ref. [27]	Prog. Ref. [28]			
$\eta_E$	$0.270 \pm 0.014$	$0.284^{+0.016}_{-0.014}$			$0.320 \pm 0.009$	$0.328 \pm 0.009$			
$\alpha_E$	$-0.303^{+0.074}_{-0.079}$	$-0.226^{+0.103}_{-0.101}$			$1.38^{+0.15}_{-0.14}$	$1.38^{+0.13}_{-0.12}$			
$\beta_E$	$3.69^{+0.24}_{-0.22}$	$3.69^{+0.30}_{-0.25}$			$4.08^{+0.29}_{-0.27}$	$4.05^{+0.23}_{-0.23}$			
$\gamma_E$	$-16.0^{+1.4}_{-1.6}$	$-15.8^{+1.7}_{-2.8}$			-	-			
$\eta_G$	$0.336^{+0.049}_{-0.070}$	$0.233^{+0.040}_{-0.053}$			$-0.309^{+0.095}_{-0.144}$	$-0.192^{+0.064}_{-0.109}$			
$\alpha_G$	$2.91^{+0.40}_{-0.44}$	$3.11^{+0.42}_{-0.53}$			$0.39^{+0.65}_{-0.48}$	$0.23^{+0.063}_{-0.47}$			
$\beta_G$	10 (fixed)	10 (fixed)			$13.9^{+7.8}_{-5.4}$	$13.8^{+8.2}_{-5.6}$			
$\alpha_3$	$-0.226 \pm 0.027$	$-0.226^{+0.029}_{-0.027}$			$-0.212 \pm 0.027$	$-0.209 \pm 0.027$			
$\beta_3$	$2.43^{+0.11}_{-0.10}$	$2.38^{+0.11}_{-0.10}$			$2.44^{+0.11}_{-0.10}$	$2.40^{+0.11}_{-0.10}$			
$\alpha_8$	$0.35^{+0.18}_{-0.44}$	$0.45^{+0.13}_{-0.43}$			$0.43^{+0.15}_{-0.16}$	$0.383^{+0.080}_{-0.121}$			
$\beta_8$	$3.36^{+0.60}_{-1.04}$	$3.50^{+0.46}_{-0.98}$			$3.54^{+0.33}_{-0.54}$	$3.39^{+0.33}_{-0.39}$			
$\chi^2/\text{ndf}$	233/219	232/219			247/219	247/219			

	$\eta_E$	$\alpha_E$	$\beta_E$	$\gamma_E$	$\eta_G$	$\alpha_G$	$\beta_G$	$\alpha_3$	$\beta_3$	$\alpha_8$	$\beta_8$
$\eta_E$	-	0.581	0.143	-0.432	-0.548	0.549	-	-0.075	-0.118	0.030	-0.008
$\alpha_E$	-0.492	-	0.648	0.272	-0.434	0.452	-	0.053	0.066	-0.121	-0.047
$\beta_E$	-0.388	0.877	-	0.304	-0.011	0.022	-	-0.010	-0.037	-0.420	-0.499
$\gamma_E$	-	-	-	-	0.272	-0.248	-	0.088	0.142	-0.361	-0.025
$\eta_G$	0.277	-0.221	-0.130	-	-	-0.978	-	0.082	0.066	0.071	0.067
$\alpha_G$	0.162	-0.052	0.012	-	0.835	-	-	-0.087	-0.070	-0.069	-0.063
$\beta_G$	0.148	-0.039	0.025	-	0.814	0.935	-	-	-	-	-
$\alpha_3$	-0.012	0.008	-0.032	-	0.078	0.006	0.053	-	0.788	-0.023	-0.020
$\beta_3$	-0.104	0.067	0.037	-	0.060	0.003	0.023	0.793	-	-0.017	-0.013
$\alpha_8$	-0.105	-0.175	-0.276	-	0.171	0.099	0.219	-0.036	-0.016	-	0.832
$\beta_8$	-0.137	0.033	-0.211	-	0.118	0.063	0.138	-0.044	-0.026	0.821	-

Table 4

Contributions to  $\Gamma_1^N(Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c^2\text{)})$  from different kinematic regions. The values in the first line are the COMPASS results evolved according to different fits and integrated over the measured  $x$  range. The second and third lines show the corresponding high and low  $x$  extrapolations

Range in $x$	COMPASS data evolved to $Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c^2\text{)}$ using			
	Fits of		COMPASS fits (prog. [27])	
	BB [16]	LSS [18]	$\Delta G > 0$	$\Delta G < 0$
[0.004, 0.7]	0.0455	0.0469	0.0469	0.0511
{0.7, 1}	0.0014	0.0008	0.0011	0.0010
[0, 0.004]	-0.0004	-0.0029	-0.0014	0.0004
[0, 1]	0.0430	0.0448	0.0466	0.0525

As stated before, this result relies on  $SU(3)_f$  flavour symmetry. A 20% symmetry breaking, which is considered as a maximum [29], would shift the value of  $\Delta s + \Delta \bar{s}$  by  $\pm 0.04$ .

Previous fits of  $g_1$ , not including the COMPASS data, found a positive  $\Delta G(x)$  and a fitted function  $g_1^d(x)$  becoming negative for  $x \lesssim 0.025$  at  $Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c^2\text{)}$ , as shown by the dotted line in Fig. 5. The new COMPASS data do not reveal any evidence for a decrease of the structure function at limit  $x \rightarrow 0$ . For our fit the data are still compatible with a positive  $\Delta G$ , as shown by the full line in Fig. 5. However in this case a dip at  $x \simeq 0.25$  appears in the shape of  $g_1^d(x)$  for  $Q^2 \rightarrow 1 \text{ (GeV}/c^2\text{)}$ . Its origin is related to the shape of the fitted  $\Delta G(x)$ , shown in Fig. 7(left). Indeed, the gluon spin distribution must be close to zero at low  $x$ , to avoid pushing  $g_1^d$  down

to negative values, and is also strongly limited at higher  $x$  by the positivity constraint  $|\Delta G(x)| < G(x)$ . The whole distribution is thus squeezed in a narrow interval around the maximum at  $x \simeq \alpha_G / (\alpha_G + \beta_G) \simeq 0.25$ .

In contrast, the fit with negative  $\Delta G$  reproduces very well the COMPASS low  $x$  data with a much smoother distribution of  $\Delta G(x)$  (dashed line on Fig. 5) and without approaching the positivity limit (Fig. 7(right)). The  $(1 + \gamma x)$  factor in the singlet quark distribution is not used in this case because it does not improve the confidence level of the fit.

Comparing the fitted parameters for  $\Delta G$  positive and negative (Table 3), we observe that the parameters of the non-singlet distributions  $\Delta q_3(x)$  and  $\Delta q_8(x)$  are practically identical. The value of  $\eta_E$  is slightly larger in the fit with  $\Delta G < 0$ , as could

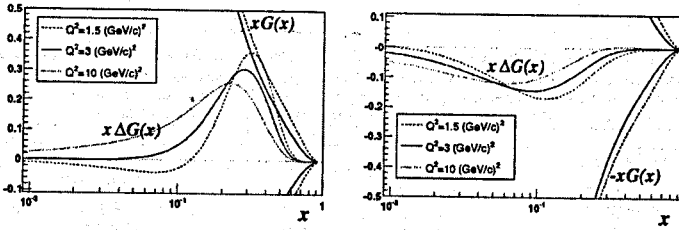


Fig. 7. Gluon distribution  $x\Delta G(x)$  corresponding to the fits with  $\Delta G > 0$  (left) and  $\Delta G < 0$  (right) obtained with the program of Ref. [27]. The dashed, solid and dotted lines correspond to  $Q^2 = 1.5, 3$  and  $10$  ( $\text{GeV}/c$ ) $^2$ , respectively. The unpolarised distributions  $\pm xG(x)$  which were used in the fit as constraints for the polarised ones are shown for  $Q^2 = 1.5$  and  $3$  ( $\text{GeV}/c$ ) $^2$ .

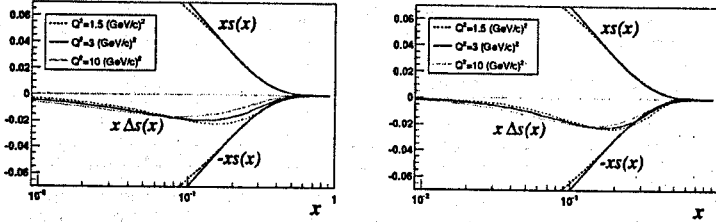


Fig. 8. Strange quark distribution  $x\Delta s(x)$  corresponding to the fits with  $\Delta G > 0$  (left) and  $\Delta G < 0$  (right) obtained with the program of Ref. [27]. The dashed, solid and dotted lines correspond to  $Q^2 = 1.5, 3$  and  $10$  ( $\text{GeV}/c$ ) $^2$ , respectively. The unpolarised distributions  $\pm xs(x)$  are shown for  $Q^2 = 1.5$  and  $3$  ( $\text{GeV}/c$ ) $^2$ .

be expected since in this case  $\Delta\Sigma(x)$  remains positive over the full range of  $x$ :

$$\eta_{\Sigma}(Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c)^2) = 0.27 \pm 0.01(\text{stat}) \quad (\Delta G > 0), \quad (15)$$

$$\eta_{\Sigma}(Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c)^2) = 0.32 \pm 0.01(\text{stat}) \quad (\Delta G < 0). \quad (16)$$

We remind that in  $\overline{\text{MS}}$  scheme  $\eta_{\Sigma}$  is identical to the matrix element  $a_0$ .

The singlet moment derived from the fits to all  $g_1$  data is thus:

$$\eta_{\Sigma}(Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c)^2) = 0.30 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.02(\text{evol}). \quad (17)$$

Here we have taken the difference between the fits as an estimate of the systematic error and do not further investigate other contributions related to the choice of the QCD scale or the PDF parametrisations. The singlet moment obtained with COMPASS data alone (Eq. (12)) is slightly above this value and its statistical error is larger by a factor of 3. As stated before, the main uncertainty on the COMPASS result is due to the 10% normalisation uncertainty from the beam and target polarisations and from the dilution factor. The fact that the COMPASS data are on average slightly above the world average can already be detected by a comparison of the measured  $g_1^F$  values to the curves fitted to the world data (Fig. 5). Hence  $a_0$  derived from the COMPASS value of  $\Gamma_1^N$  is found to be slightly larger than  $\eta_{\Sigma}$ .

The polarised strange quark distributions, obtained from the difference between  $\Delta\Sigma(x)$  and  $\Delta q_3(x)$  are shown in Fig. 8. They are negative and concentrated in the highest  $x$  region, compatible with the constraint  $|\Delta s(x)| < s(x)$ . This condition

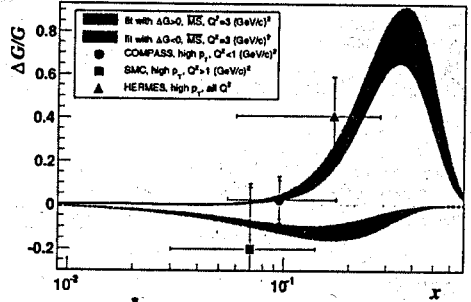


Fig. 9. Distribution of the gluon polarisation  $\Delta G(x)/G(x)$  at  $Q^2 = 3$  ( $\text{GeV}/c$ ) $^2$  for the fits with  $\Delta G > 0$  and  $\Delta G < 0$  obtained with the program of Ref. [27]. The error bands correspond to the statistical error on  $\Delta G(x)$  at a given  $x$ . The unpolarised gluon distribution is taken from the MRST parametrisation [26]. The three data points show the measured values from SMC [31], HERMES [32] and COMPASS [33]. Two error bars are associated to each data point, one corresponding to the statistical precision and the other one to the statistical and systematic errors added in quadrature. The horizontal bar on each point shows the  $x$ -range of measurement.

is indeed essential in the determination of the  $\Delta q_3$  parameters which otherwise would be poorly constrained.

Although the gluon distributions strongly differ in the two fits, the fitted values of their first moments are both small and about equal in absolute value  $|\eta_G| \approx 0.2-0.3$ . We have also checked the stability of these results with respect to a change in  $\alpha_s(m_Z^2)$ : when  $\alpha_s(m_Z^2)$  is varied by  $\pm 0.005$  the values of  $\eta_G$  are not changed by more than half a standard deviation.

In Fig. 9 the existing direct measurements of  $\Delta G/G$  [31–33] are shown with the distributions of  $\Delta G(x)/G(x)$  derived from our fits with  $G(x)$  taken from Ref. [26]. The HERMES value is positive and  $2\sigma$  away from zero. The measured SMC point is too unprecise to discriminate between positive or negative  $\Delta G$ . The published COMPASS point, which has been obtained from a partial data sample corresponding to about 40% of the present statistics, is almost on the  $\Delta G > 0$  curve but is only  $1.3\sigma$  away from the  $\Delta G < 0$  one, so that no preference for any of the curves can be given so far. It should also be noted that the measured values of  $\Delta G/G$  have all been obtained in leading order QCD analyses.

In summary, we have measured the deuteron spin asymmetry  $A_1^d$  and its longitudinal spin-dependent structure function  $g_1^d$  with improved precision at  $Q^2 > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> over the range  $0.004 < x < 0.70$ . The  $g_1^d$  values are consistent with zero for  $x < 0.03$ . The measured values have been evolved to a common  $Q^2$  by a new fit of the world  $g_1$  data, and the first moment  $\Gamma_1^N$  has been evaluated at  $Q^2 = 3$  (GeV/c)<sup>2</sup> with a statistical error smaller than 0.003. From  $\Gamma_1^N$  we have derived the matrix element of the singlet axial current  $\hat{a}_0$  in the limit  $Q^2 \rightarrow \infty$ . With COMPASS data alone, at the order  $\alpha_s^3$ , it has been found that  $\hat{a}_0 = 0.33 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})$  and the first moment of the strange quark distribution  $(\Delta s + \Delta \bar{s})_{Q^2 \rightarrow \infty} = -0.08 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst})$ . We also observe that the fit of world  $g_1$  data at NLO yields two solutions with either  $\Delta G(x) > 0$  or  $\Delta G(x) < 0$ , which equally well describe the present data. In both cases, the first moment of  $\Delta G(x)$  is of the order of 0.2–0.3 in absolute value at  $Q^2 = 3$  (GeV/c)<sup>2</sup> but the shapes of the distributions are very different.

#### Acknowledgements

We gratefully acknowledge the support of the CERN management and staff and the skill and effort of the technicians of our collaborating institutes. Special thanks are due to V. Anosov and V. Pesaro for their technical support during the installation and the running of this experiment. This work was made possible by the financial support of our funding agencies.

#### References

- [1] SMC Collaboration, B. Adeva, et al., Phys. Lett. B 302 (1993) 533.
- [2] E143 Collaboration, K. Abe, et al., Phys. Rev. D 58 (1998) 112003.
- [3] E155 Collaboration, P.L. Anthony, et al., Phys. Lett. B 463 (1999) 339.
- [4] HERMES Collaboration, A. Airapetian, et al., Phys. Rev. D 71 (2005) 012003.
- [5] SMC Collaboration, B. Adeva, et al., Phys. Rev. D 58 (1998) 112001.
- [6] COMPASS Collaboration, E.S. Ageev, et al., Phys. Lett. B 612 (2005) 154.
- [7] C. Bernet, et al., Nucl. Instrum. Methods A 550 (2005) 217.
- [8] A.A. Akhundov, et al., Fortschr. Phys. 44 (1996) 373.
- [9] SMC Collaboration, D. Adams, et al., Phys. Rev. D 56 (1997) 5330.
- [10] E155 Collaboration, P.L. Anthony, et al., Phys. Lett. B 553 (2003) 18.
- [11] E143 Collaboration, K. Abe, et al., Phys. Lett. B 452 (1999) 194.
- [12] HERMES Collaboration, A. Airapetian, et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 242001.
- [13] I.V. Akushevich, N.M. Shumeiko, J. Phys. G 20 (1994) 513.
- [14] A. Bravar, K. Kurek, R. Windmolders, Comput. Phys. Commun. 105 (1997) 42.
- [15] The Durham HEP Databases <http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/pdf.html>.
- [16] J. Blümlein, H. Böttcher, Nucl. Phys. B 636 (2002) 225.
- [17] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann, W. Vogelsang, Phys. Rev. D 63 (2001) 094005.
- [18] E. Leader, A.V. Sidorov, D.B. Stamenov, Phys. Rev. D 73 (2006) 034023.
- [19] R. Machleidt, et al., Phys. Rep. 149 (1987) 1.
- [20] EMC Collaboration, J. Ashman, et al., Nucl. Phys. B 328 (1989) 1.
- [21] E155 Collaboration, P.L. Anthony, et al., Phys. Lett. B 493 (2000) 19.
- [22] E142 Collaboration, P.L. Anthony, et al., Phys. Rev. D 54 (1996) 6620.
- [23] E154 Collaboration, K. Abe, et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 26.
- [24] JLAB/Hall A Collaboration, X. Zheng, et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 012004.
- [25] HERMES Collaboration, K. Ackerstaff, et al., Phys. Lett. B 404 (1997) 383.
- [26] A.D. Martin, et al., Phys. Lett. B 604 (2004) 61.
- [27] SMC Collaboration, B. Adeva, et al., Phys. Rev. D 58 (1998) 112002.
- [28] A.N. Sissakian, O.Yu. Shevchenko, O.N. Ivanov, Phys. Rev. D 70 (2004) 074032.
- [29] E. Leader, D. Stamenov, Phys. Rev. D 67 (2003) 037503.
- [30] S.A. Larin, et al., Phys. Lett. B 404 (1997) 153.
- [31] SMC Collaboration, B. Adeva, et al., Phys. Rev. D 70 (2004) 012002.
- [32] HERMES Collaboration, A. Airapetian, et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2584.
- [33] COMPASS Collaboration, E.S. Ageev, et al., Phys. Lett. B 633 (2006) 25.
- [34] F. James, MINUIT, CERN Program Library Long Writup D506.

# Gluon Polarisation in the Nucleon and Longitudinal Double Spin Asymmetries from Open Charm Muoproduction

COMPASS Collaboration

April 22, 2009

## Abstract

The gluon polarisation in the nucleon has been determined by detecting charm production via  $D^0$  meson decay to charged  $K$  and  $\pi$  in polarised muon scattering off a longitudinally polarised deuteron target. The data were taken by the COMPASS Collaboration at CERN between 2002 and 2006 and corresponds to an integrated luminosity of  $2.8 \text{ fb}^{-1}$ . The dominant underlying process of charm production is the photon-gluon fusion to a  $c\bar{c}$  pair. A leading order QCD approach gives an average gluon polarisation of  $\langle \Delta g/g \rangle_x = -0.49 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst})$  at a scale  $\mu^2 \approx 13 (\text{GeV}/c)^2$  and at an average gluon momentum fraction  $\langle x \rangle \approx 0.11$ . The longitudinal cross-section asymmetry for  $D^0$  production is presented in bins of the transverse momentum and the energy of the  $D^0$  meson.

PACS: 13.60.-r, 13.88.+e, 14.20.Dh, 14.70.Dj

keywords: Inelastic muon scattering; Spin; Asymmetry; Gluon polarisation

*submitted to Physics Letters*



## The COMPASS Collaboration

M. Alekseev<sup>30</sup>, V.Yu. Alexakhin<sup>8</sup>, Yu. Alexandrov<sup>16</sup>, G.D. Alexeev<sup>8</sup>, A. Amoroso<sup>28</sup>,  
 A. Austregisilio<sup>11,18</sup>, B. Badelek<sup>31</sup>, F. Balestra<sup>28</sup>, J. Ball<sup>23</sup>, J. Barth<sup>4</sup>, G. Baum<sup>1</sup>,  
 Y. Bedfer<sup>23</sup>, J. Bernhard<sup>14</sup>, R. Bertini<sup>28</sup>, M. Bettinelli<sup>17</sup>, R. Birsa<sup>25</sup>, J. Bisplinghoff<sup>3</sup>,  
 P. Bordalo<sup>13,a</sup>, F. Bradamante<sup>26</sup>, A. Bravar<sup>25</sup>, A. Bressan<sup>26</sup>, G. Brona<sup>31</sup>, E. Burtin<sup>23</sup>,  
 M.P. Bussa<sup>28</sup>, A. Chapiro<sup>27</sup>, M. Chiosso<sup>28</sup>, S.U. Chung<sup>18</sup>, A. Cicuttin<sup>25,27</sup>, M. Colantoni<sup>29</sup>,  
 M.L. Crespo<sup>25,27</sup>, S. Dalla Torre<sup>25</sup>, T. Dafni<sup>23</sup>, S. Das<sup>7</sup>, S.S. Dasgupta<sup>6</sup>, O.Yu. Denisov<sup>29,b</sup>,  
 L. Dhara<sup>7</sup>, V. Diaz<sup>25,27</sup>, A.M. Dinkelbach<sup>18</sup>, S.V. Donskov<sup>22</sup>, N. Doshita<sup>2,33</sup>, V. Duic<sup>26</sup>,  
 W. Dünneweber<sup>17</sup>, A. Efremov<sup>8</sup>, A. El Alaoui<sup>23</sup>, P.D. Eversheim<sup>3</sup>, W. Eyrich<sup>9</sup>, M. Faessler<sup>17</sup>,  
 A. Ferrero<sup>28,11</sup>, M. Finger<sup>20</sup>, M. Finger jr.<sup>8</sup>, H. Fischer<sup>10</sup>, C. Franco<sup>13</sup>, J.M. Friedrich<sup>18</sup>,  
 R. Garfagnini<sup>28</sup>, F. Gautheron<sup>1</sup>, O.P. Gavrichtchouk<sup>8</sup>, R. Gazda<sup>31</sup>, S. Gerassimov<sup>16,18</sup>,  
 R. Geyer<sup>17</sup>, M. Giorgi<sup>26</sup>, B. Gobbo<sup>25</sup>, S. Goertz<sup>2,4</sup>, S. Grabmüller<sup>18</sup>, O.A. Grajek<sup>31</sup>,  
 A. Grasso<sup>28</sup>, B. Grube<sup>18</sup>, R. Gushterski<sup>8</sup>, A. Guskov<sup>8</sup>, F. Haas<sup>18</sup>, R. Hagemann<sup>10</sup>, D. von  
 Harrach<sup>14</sup>, T. Hasegawa<sup>15</sup>, J. Heckmann<sup>2</sup>, F.H. Heinsius<sup>10</sup>, R. Hermann<sup>14</sup>,  
 F. Herrmann<sup>10</sup>, C. Heß<sup>2</sup>, F. Hinterberger<sup>3</sup>, M. von Hodenberg<sup>10</sup>, N. Horikawa<sup>19,c</sup>,  
 Ch. Höppner<sup>18</sup>, N. d'Hose<sup>23</sup>, C. Ilgner<sup>11,17</sup>, S. Ishimoto<sup>19,d</sup>, O. Ivanov<sup>8</sup>, Yu. Ivanshin<sup>8</sup>,  
 T. Iwata<sup>33</sup>, R. Jahn<sup>3</sup>, P. Jasinski<sup>14</sup>, G. Jegou<sup>23</sup>, R. Joosten<sup>3</sup>, E. Kabuß<sup>14</sup>,  
 W. Käfer<sup>10</sup>, D. Kang<sup>10</sup>, B. Ketzer<sup>18</sup>, G.V. Khaustov<sup>22</sup>, Yu.A. Khokhlov<sup>22</sup>,  
 J. Kiefer<sup>10</sup>, Yu. Kisselev<sup>1,2</sup>, F. Klein<sup>4</sup>, K. Klimaszewski<sup>31</sup>, S. Koblitz<sup>14</sup>, J.H. Koivuniemi<sup>2</sup>,  
 V.N. Kolosov<sup>22</sup>, E.V. Komissarov<sup>8,+</sup>, K. Kondo<sup>2,33</sup>, K. Königsmann<sup>10</sup>, I. Konorov<sup>16,18</sup>,  
 V.F. Konstantinov<sup>22</sup>, A. Korzenev<sup>14,b</sup>, A.M. Kotzianin<sup>8,23</sup>, O. Kouznetsov<sup>8,23</sup>,  
 K. Kowalik<sup>31,23</sup>, M. Krämer<sup>18</sup>, A. Kral<sup>21</sup>, Z.V. Kroumchtein<sup>8</sup>, R. Kuhn<sup>18</sup>, F. Kunne<sup>23</sup>,  
 K. Kurek<sup>31</sup>, J.M. Le Goff<sup>23</sup>, A.A. Lednev<sup>22</sup>, A. Lehmann<sup>9</sup>, S. Levorato<sup>26</sup>,  
 J. Lichtenstadt<sup>24</sup>, T. Liska<sup>21</sup>, A. Maggiora<sup>29</sup>, M. Maggiora<sup>26</sup>, A. Magnon<sup>23</sup>, G.K. Mallot<sup>11</sup>,  
 A. Mann<sup>18</sup>, C. Marchand<sup>23</sup>, J. Marroncle<sup>23</sup>, A. Martin<sup>26</sup>, J. Marzec<sup>32</sup>, F. Massmann<sup>3</sup>,  
 T. Matsuda<sup>15</sup>, A.N. Maximov<sup>8,+</sup>, W. Meyer<sup>2</sup>, T. Michigami<sup>33</sup>, Yu.V. Mikhailov<sup>22</sup>,  
 M.A. Moinester<sup>24</sup>, A. Mütter<sup>10,14</sup>, A. Nagaytsev<sup>8</sup>, T. Nagel<sup>18</sup>, J. Nassalski<sup>31</sup>, S. Negrini<sup>3</sup>,  
 F. Nerling<sup>10</sup>, S. Neubert<sup>18</sup>, D. Neyret<sup>23</sup>, V.I. Nikolaenko<sup>22</sup>, A.G. Olshevsky<sup>8</sup>,  
 M. Ostrick<sup>4,14</sup>, A. Padee<sup>32</sup>, R. Panknin<sup>4</sup>, S. Panebianco<sup>23</sup>, D. Panzieri<sup>30</sup>, B. Parsamyan<sup>28</sup>,  
 S. Paul<sup>18</sup>, B. Pawlukiewicz-Kaminska<sup>31</sup>, E. Perevalova<sup>8</sup>, G. Pesaro<sup>26</sup>, D.V. Peshekhonov<sup>8</sup>,  
 G. Piragino<sup>28</sup>, S. Platchkov<sup>23</sup>, J. Pochodzalla<sup>14</sup>, J. Polak<sup>12,26</sup>, V.A. Polyakov<sup>22</sup>,  
 G. Pontecorvo<sup>8</sup>, J. Pretz<sup>4</sup>, C. Quintans<sup>13</sup>, J.-F. Rajotte<sup>17</sup>, S. Ramos<sup>13,a</sup>, V. Rapatsky<sup>8</sup>,  
 G. Reicherz<sup>2</sup>, D. Reggiani<sup>11</sup>, A. Richter<sup>9</sup>, F. Robinet<sup>23</sup>, E. Rocco<sup>28</sup>, E. Rondio<sup>31</sup>,  
 D.I. Ryabchikov<sup>22</sup>, V.D. Samoylenko<sup>22</sup>, A. Sandacz<sup>31</sup>, H. Santos<sup>13,a</sup>, M.G. Sapozhnikov<sup>8</sup>,  
 S. Sarkar<sup>7</sup>, I.A. Savin<sup>8</sup>, G. Sbrizza<sup>26</sup>, P. Schiavon<sup>26</sup>, C. Schill<sup>10</sup>, L. Schmitt<sup>18,e</sup>,  
 W. Schröder<sup>9</sup>, O.Yu. Shevchenko<sup>8</sup>, H.-W. Siebert<sup>14</sup>, L. Silva<sup>13</sup>, L. Sinha<sup>7</sup>, A.N. Sissakian<sup>8</sup>,  
 M. Slunicka<sup>8</sup>, G.I. Smirnov<sup>8</sup>, S. Sosio<sup>28</sup>, F. Sozzi<sup>26</sup>, A. Srnka<sup>5</sup>, M. Stolarski<sup>31,11</sup>,  
 M. Sulc<sup>12</sup>, R. Sulej<sup>32</sup>, S. Takekawa<sup>26</sup>, S. Tessaro<sup>25</sup>, F. Tessarotto<sup>25</sup>, A. Teufel<sup>9</sup>,  
 L.G. Tkatchev<sup>8</sup>, G. Venugopal<sup>3</sup>, M. Virius<sup>21</sup>, N.V. Vlassov<sup>8</sup>, A. Vossen<sup>10</sup>, Q. Weitzel<sup>18</sup>,  
 K. Wenzl<sup>10</sup>, R. Windmolders<sup>4</sup>, W. Wiślicki<sup>31</sup>, H. Wollny<sup>10</sup>, K. Zaremba<sup>32</sup>, M. Zavertyaev<sup>16</sup>,  
 E. Zemlyanichkina<sup>8</sup>, M. Ziembicki<sup>32</sup>, J. Zhao<sup>14,25</sup>, N. Zhuravlev<sup>8</sup> and A. Zvyagin<sup>17</sup>

- 1) Universität Bielefeld, Fakultät für Physik, 33501 Bielefeld, Germany<sup>f)</sup>
  - 2) Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik, 44780 Bochum, Germany<sup>f)</sup>
  - 3) Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, 53115 Bonn, Germany<sup>f)</sup>
  - 4) Universität Bonn, Physikalisches Institut, 53115 Bonn, Germany<sup>f)</sup>
  - 5) Institute of Scientific Instruments, AS CR, 61264 Brno, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 6) Burdwan University, Burdwan 713104, India<sup>h)</sup>
  - 7) Matrivani Institute of Experimental Research & Education, Calcutta-700 030, India<sup>l)</sup>
  - 8) Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russia
  - 9) Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, 91054 Erlangen, Germany<sup>f)</sup>
  - 10) Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 79104 Freiburg, Germany<sup>f)</sup>
  - 11) CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland
  - 12) Technical University in Liberec, 46117 Liberec, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 13) LIP, 1000-149 Lisbon, Portugal<sup>l)</sup>
  - 14) Universität Mainz, Institut für Kernphysik, 55099 Mainz, Germany<sup>f)</sup>
  - 15) University of Miyazaki, Miyazaki 889-2192, Japan<sup>k)</sup>
  - 16) Lebedev Physical Institute, 119991 Moscow, Russia
  - 17) Ludwig-Maximilians-Universität München, Department für Physik, 80799 Munich, Germany<sup>f, l)</sup>
  - 18) Technische Universität München, Physik Department, 85748 Garching, Germany<sup>f, l)</sup>
  - 19) Nagoya University, 464 Nagoya, Japan<sup>k)</sup>
  - 20) Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, 18000 Prague, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 21) Czech Technical University in Prague, 16636 Prague, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 22) State Research Center of the Russian Federation, Institute for High Energy Physics, 142281 Protvino, Russia
  - 23) CEA DAPNIA/SPhN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
  - 24) Tel Aviv University, School of Physics and Astronomy, 69978 Tel Aviv, Israel<sup>m)</sup>
  - 25) Trieste Section of INFN, 34127 Trieste, Italy
  - 26) University of Trieste, Department of Physics and Trieste Section of INFN, 34127 Trieste, Italy
  - 27) Abdus Salam ICTP and Trieste Section of INFN, 34127 Trieste, Italy
  - 28) University of Turin, Department of Physics and Torino Section of INFN, 10125 Turin, Italy
  - 29) Torino Section of INFN, 10125 Turin, Italy
  - 30) University of Eastern Piedmont, 1500 Alessandria, and Torino Section of INFN, 10125 Turin, Italy
  - 31) Sołtan Institute for Nuclear Studies and University of Warsaw, 00-681 Warsaw, Poland<sup>n)</sup>
  - 32) Warsaw University of Technology, Institute of Radioelectronics, 00-665 Warsaw, Poland<sup>o)</sup>
  - 33) Yamagata University, Yamagata, 992-8510 Japan<sup>k)</sup>
- + ) Deceased
- a) Also at IST, Universidade Técnica de Lisboa, Lisbon, Portugal
  - b) On leave of absence from JINR Dubna
  - c) Also at Chubu University, Kasugai, Aichi, 487-8501 Japan<sup>l)</sup>
  - d) Also at KEK, 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801 Japan
  - e) Also at GSI mbH, Planckstr. 1, D-64291 Darmstadt, Germany
  - f) Supported by the German Bundesministerium für Bildung und Forschung
  - g) Supported by Czech Republic MEYS grants ME492 and LA242
  - h) Supported by DST-FIST II grants, Govt. of India
  - i) Supported by the Shailabala Biswas Education Trust
  - j) Supported by the Portuguese FCT - Fundação para a Ciência e Tecnologia grants POCTI/FNU/49501/2002 and POCTI/FNU/50192/2003
  - k) Supported by the MEXT and the JSPS under the Grants No.18002006, No.20540299 and No.18540281; Daiko Foundation and Yamada Foundation
  - l) Supported by the DFG cluster of excellence 'Origin and Structure of the Universe' ([www.universe-cluster.de](http://www.universe-cluster.de))
  - m) Supported by the Israel Science Foundation, founded by the Israel Academy of Sciences and Humanities
  - n) Supported by Ministry of Science and Higher Education grant 41/N-CERN/2007/0
  - o) Supported by KBN grant nr 134/E-365/SPUB-M/CERN/P-03/DZ299/2000

## 1 Introduction

Pioneering experiments on the spin structure of the nucleon performed in the seventies at SLAC [1] were followed by the EMC experiment at CERN which obtained a surprisingly small quark contribution to the proton spin [2], in contrast to the naive expectation that the spin of the nucleon is built mainly from valence quark spins [3]. This result triggered extensive studies of the spin structure of the nucleon in polarised lepton nucleon scattering experiments at CERN by the SMC [4] and COMPASS [5], at SLAC [6], at DESY [7] and at JLAB [8] as well as in polarised proton-proton collisions at RHIC [9, 10]. As a result, the parton helicity distributions in the nucleon were extracted using perturbative QCD analyses. The contribution of the quark spins to the nucleon spin is now confirmed to be around 30%, smaller than 60%, the value expected from the Ellis-Jaffe sum rule [11]. The reduction from the naive expectation of 100% can be explained by the relativistic nature of quarks (e.g. in the MIT bag model) [12]. However, due to the limited range in the four-momentum transfer squared,  $Q^2$ , covered by the experiments, the QCD analyses (e.g. [5]) show limited sensitivity to the gluon helicity distribution as a function of the gluon momentum fraction  $x$ ,  $\Delta g(x)$ , and to its first moment,  $\Delta G$ . (The perturbative scale,  $\mu^2$ , in these QCD analyses is set to  $Q^2$ .) The determination of  $\Delta g(x)$  from QCD evolution has therefore to be complemented by direct measurements in dedicated experiments.

The average gluon polarisation in a limited range of  $x$ ,  $\langle \Delta g/g \rangle_x$ , has been determined in a model-dependent way from the photon-gluon fusion (PGF) process by HERMES [13], SMC [14] and COMPASS [15]. These analyses used events containing hadron pairs with high transverse momenta,  $p_T$ , (typically 1 to 2 GeV/c) with respect to the virtual photon direction. PYTHIA [16] was used by HERMES and by COMPASS for the analysis of small  $Q^2$  events, while LEPTO [17] was used in SMC and the ongoing COMPASS analysis for  $Q^2 > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup> events. This method provides good statistical precision but relies on Monte Carlo generators simulating QCD processes. The measurements point towards a small value of the gluon polarisation at  $x \approx 0.1$ . This is in line with recent results from PHENIX [9] and STAR [10] at RHIC.

Taking into account quark and gluon orbital angular momenta,  $L$ , the nucleon spin projection (in units of  $\hbar$ ) is

$$S_z = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + \Delta G + L_z, \quad (1)$$

where  $\Delta \Sigma$  is the first moment of the sum of the quark helicity distributions. The decomposition of Eq. (1), however gauge dependent, is defined in the infinite momentum frame where the quark parton model is valid.

Here we present a new result on  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  from muon-deuteron scattering.<sup>1)</sup> The gluon polarisation is determined assuming that open-charm production is dominated by the PGF mechanism yielding a  $c\bar{c}$  pair which fragments mainly into  $D$  mesons. This assumption is supported by the measurements of  $F_2^c$  in the COMPASS kinematic domain [18] and further discussed in [19]. This method has the advantage that in lowest order of the strong coupling constant there are no other contributions to the cross-section; however, it is statistically limited as will be shown in section 3. In the present analysis only one charmed meson is required in every event. This meson is selected through its decay in one

<sup>1)</sup> The present result includes a larger data sample and an improved analysis method and thus supersedes the one given in Ref. [20].

of the two channels:  $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi_{\text{slow}}^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi_{\text{slow}}^+$  ( $D^*$  sample) and  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  ( $D^0$  sample) and their charge conjugates.

## 2 Experimental set-up

The data were collected between 2002 and 2006 with the COMPASS experiment at the M2 muon beam line of the CERN SPS. A detailed description of the experiment for the years 2002 to 2004 can be found in Ref. [21]. For the 2006 data taking the polarised target and the spectrometer were considerably upgraded.

The measurements were performed using a  $\mu^+$  beam of 160 GeV/c. The beam muons originating from  $\pi^+$  and  $K^+$  decays are naturally polarised with an average polarisation,  $P_\mu$ , of about 80% with a relative uncertainty of 5% [22]. The momentum of each incoming muon is measured upstream of the experimental area with a precision of  $\Delta p/p \leq 1\%$  in a beam momentum station consisting of layers of scintillators. The incoming muon direction and position is measured with a detector telescope in front of the target. A precision of 30  $\mu\text{rad}$  is obtained for the track direction.

The polarised  ${}^6\text{LiD}$  target is housed in a superconducting solenoid with a polar angle aperture of 70 mrad in 2002 to 2004. The target consisted of two 60 cm long cells (upstream  $u$ , downstream  $d$ ), separated by 10 cm, longitudinally polarised with opposite orientations. The spin directions were reversed every eight hours by rotating the field of the target magnet system. The target was upgraded in 2006 with a new solenoid with an aperture of 180 mrad. To reduce the systematic errors due to the different spectrometer acceptances for the upstream and downstream cells, a 3-cell target configuration was installed. A central 60 cm long cell is placed in-between two 30 cm long cells with polarisations opposite to the central one.<sup>2)</sup> In this set-up the average acceptances for both spin directions are very similar and therefore the magnetic field was rotated only once per day. The average target polarisations,  $P_t$ , were 50% with a relative uncertainty of 5%. The dilution factor  $f$ , accounting for the fraction of polarisable nucleons in the target, is about 0.4, since the  ${}^6\text{Li}$  nucleus basically consists of a  ${}^4\text{He}$  core plus a deuteron. The exact value of  $f$  is kinematics dependent and is calculated as described in Ref. [23]. Its relative uncertainty is 5%.

The two-stage COMPASS spectrometer is designed to reconstruct the scattered muons and the produced hadrons in a wide momentum range. Particle tracking is performed using several stations, of scintillating fibres, micromesh gaseous chambers and gas electron multiplier chambers for the small angles tracks. Large area tracking devices comprise gaseous detectors (drift chambers, straw tubes and multiwire proportional chambers). The detectors are placed around the two spectrometer magnets. The direction of the tracks reconstructed at an interaction point in the target is determined with a precision better than 0.2 mrad and the momentum resolution for charged tracks detected in the first spectrometer is about 1.2% whereas is it about 0.5% in the second spectrometer. The achieved longitudinal vertex resolution varying from 5 mm to 25 mm along the target allows assigning each event to a particular target cell, i.e. a specific target spin direction. For 2006 the tracking systems in the first stage were adapted to match the increased aperture of the polarised target magnet. The trigger is formed by several hodoscope systems supplemented by two hadron calorimeters. Muons are identified downstream of the hadron absorbers. A Ring Imaging Cherenkov counter (RICH) with a  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  radiator is used in the first spectrometer stage for charged particle identification. It is equipped with

<sup>2)</sup> In 2006  $u$  and  $d$  stand for the central target cell and for the sum of the outer target cells, respectively.

multiwire proportional chambers with CsI photocathodes to detect the UV Cherenkov photons. The RICH, too, underwent a considerable upgrade for the 2006 data taking. In the central part, the photon detectors were replaced by multi-anode photomultiplier tubes, yielding considerably higher photon detection efficiency along with a much faster response. For the outer parts the readout electronics was refurbished, allowing a significant reduction of the background. The data taking amounted to 40 weeks in 2002 to 2006 and corresponds to an integrated luminosity of  $2.8 \text{ fb}^{-1}$ .

### 3 Data selection

In the present analysis the selection procedure required an incoming muon, a scattered muon, an interaction vertex in the target and at least two additional tracks. The kinematic variables like the four-momentum transfer squared  $Q^2$ , the relative energy transfer  $y$ , and the Bjorken variable  $x_{\text{Bj}} = Q^2/2MEy$ , where  $M$  is the nucleon mass and  $E$ , the incident muon energy, are calculated from the four-momenta of the incident and scattered muon. No kinematic cuts are applied on  $Q^2$ ,  $y$  or  $x_{\text{Bj}}$ . Thus the selected data sample includes the events with an interaction vertex from quasi-real photo-production  $Q^2 \approx m_\mu^2 y^2 / (1 - y)$  to a  $Q^2$  of about 100  $(\text{GeV}/c)^2$ . Note that all the events are in the deep inelastic region, i.e. the invariant mass of the final state,  $W$ , is larger than  $4 \text{ GeV}/c^2$ .

The  $D^0$  mesons are reconstructed through their  $K\pi$  decay which has a branching ratio of 3.9%. Due to multiple Coulomb scattering of the charged particles in the solid state target the spatial resolution of the vertex reconstruction is not sufficient to separate the  $D^0$  production and decay vertices. The  $D^0$  mesons are selected using the invariant mass of their decay products.

To reduce the large combinatorial background only identified  $K\pi$  pairs are used. The identification in the RICH starts from reconstructed tracks with measured momenta. The likelihood for different mass hypotheses and for a background hypothesis are computed for each track, using the angles between the track and the detected Cherenkov photons. The likelihood functions, used in this computation, were defined from the corresponding expected angular distribution of photons; the expected distribution for background was obtained using a sample of photons not associated to reconstructed tracks. Particles are identified as kaons or pions on the basis of the likelihood associated to the pion, kaon, proton and background hypotheses. The procedure restricts the studied events to a sample with at least one kaon and one pion of momenta exceeding the Cherenkov threshold of  $9.1 \text{ GeV}/c$  and  $2.5 \text{ GeV}/c$ , respectively. Simulations using the AROMA [27] generator and a full spectrometer simulation based on GEANT have shown that about 70 % (90%) of kaons (pions) coming from  $D^0$  decays exceed this threshold for the reconstructed sample.

All events have to satisfy a kinematic cut:  $z > 0.2$ , where  $z$  is the fraction of the energy of the virtual photon carried by the  $D^0$  meson candidate. They are further divided into a  $D^*$  and a  $D^0$  sample, analysed independently. In the former one an additional track with a proper charge, a slow pion candidate, is demanded at the vertex. RICH likelihoods, used to reject electrons from those candidates, reduce the combinatorial background by a factor two. Furthermore, in the case of the  $D^*$ , a cut on the mass difference is imposed,  $3.2 \text{ MeV}/c^2 \leq M_{K\pi\pi_{\text{slow}}} - M_{K\pi} - M_\pi < 8.9 \text{ MeV}/c^2$ , where  $M_{K\pi\pi_{\text{slow}}}$  and  $M_{K\pi}$  are the masses of the  $D^*$  and the  $D^0$  candidates, respectively. Finally it was demanded that  $|\cos\theta^*| < 0.9$  for the  $D^*$  sample and  $|\cos\theta^*| < 0.65$  for the  $D^0$ , where  $\theta^*$  is the decay angle in the  $D^0$  c.m. system relative to the  $D^0$  flight direction. The events entering the  $D^*$  sample are not used in the  $D^0$  sample. The resulting mass spectra for the  $D^0$  and  $D^*$  samples with one  $K\pi$  pair in the mass range  $-400 \text{ MeV}/c^2 < M_{K\pi} - M_{D^0} < 400 \text{ MeV}/c^2$

are displayed in Fig. 1. A signal to background ratio in the signal region of about 1 is obtained for the  $D^*$  sample and of about 0.1 for the  $D^0$  sample with a mass resolution of about  $22 \text{ MeV}/c^2$  and  $25 \text{ MeV}/c^2$ , respectively. The number of  $D^0$  mesons is about 8,700 and 37,400 in the  $D^*$  and the  $D^0$  samples.

For the final event samples the mean value of  $Q^2$  is  $0.65 \text{ (GeV}/c^2)^2$ ,  $x_{\text{Bj}}$  ranges from  $1 \cdot 10^{-5}$  to 0.6 with a mean value of 0.04 and  $y$  from 0.1 to 1 with a mean value of 0.55. Note that the perturbative scale for the selected events is not given by  $Q^2$ , but by the transverse mass of the charmed quarks,  $M_{\text{T}}^2 = 4(m_c^2 + p_{\text{T}}^2)$ .

#### 4 Method

This section describes the determination of the gluon polarisation from the event samples collected in two different spin configurations and target cells. The same method is used in section 6 for the asymmetry determination. The number of events collected in a given target cell and time interval is

$$\frac{d^k N}{dm dX} = a\phi n(s+b) \left[ 1 + P_t P_\mu f \left( \frac{s}{s+b} A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X} + \frac{b}{s+b} A_{\text{B}} \right) \right]. \quad (2)$$

Here,  $A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X} = (\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow})/(\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow})$ , where the arrows indicate the relative beam and target spin orientations, is the longitudinal double spin cross-section asymmetry of the events in the central peak of Fig. 1 and  $A_{\text{B}}$  is the corresponding asymmetry originating from the combinatorial background events in the mass spectra. Also,  $m \equiv M_{K\pi}$ , and  $X$  denote a set of kinematic variables describing an event ( $Q^2, y, z, \dots$ ), while  $a, \phi$  and  $n$  are the spectrometer acceptance, the integrated incident muon flux and the number of target nucleons, respectively. The differential unpolarised cross-sections of signal and background events folded with the experimental resolution as a function of  $m$  and  $X$  are represented by  $s = s(m, X)$  and  $b = b(m, X)$ , respectively. The ratio  $s/(s+b)$  will be called "signal purity". In the present analysis the background is a combinatorial background and the signal purity can be extracted from the data using the invariant mass distributions of Fig. 1. This is in contrast to the high- $p_{\text{T}}$  analyses, where the physical background has to be estimated using a Monte Carlo simulation (MC) [13, 14, 15]. Information on the gluon polarisation is contained in  $A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}$  which can be decomposed in LO QCD as

$$A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}(X) = a_{\text{LL}}(X) \frac{\Delta g}{g}(X). \quad (3)$$

Here  $a_{\text{LL}}$  is the analysing power of the  $\bar{\mu}g \rightarrow \mu' c\bar{c}$  process which includes the so-called depolarisation factor  $D$  accounting for the polarisation transfer from the lepton to the virtual photon. The background asymmetry  $A_{\text{B}}$  can be written as the product of the virtual photon asymmetry and the depolarisation factor  $A_{\text{B}} = D A_{\text{B}}^{\gamma}$  and is assumed to be independent of  $m$ .

In the present analysis the average gluon polarisation  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  and the average background asymmetry  $\langle A_{\text{B}}^{\gamma N} \rangle$  are determined simultaneously as weighted averages over the accessible kinematic range. This method does not require an arbitrary selection of mass windows for the signal and background regions as in the classical side-band subtraction method. Moreover, it yields a smaller statistical error compared to the latter, reaching practically the lower bound of the unbinned likelihood method [25]. This is achieved by weighting every event with its analysing power  $a_{\text{LL}}(X)$ . The same procedure is applied

for  $A_B^{\gamma N}$ . The weighting factors are thus

$$w_S = P_\mu f \frac{s}{s+b} a_{LL}, \quad w_B = P_\mu f \frac{b}{s+b} D. \quad (4)$$

The target polarisation  $P_t$ , as a time dependent quantity, is not included into the weights because including it may generate false asymmetries. Note that all events in the mass window  $-400 \text{ MeV}/c^2 < M_{K\pi} - M_{D^0} < 400 \text{ MeV}/c^2$  of Fig. 1 are used. Since the factor  $s/(s+b)$  in  $w_S$  vanishes for events far away from the central peak, these events do not contribute significantly to  $\langle \Delta g/g \rangle_x$ , but contribute to the determination of  $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$ .

By considering sums over the different event samples eight equations are derived from Eq. (2) [26]

$$\sum_{i=1}^{N_t} w_{C,i} = \alpha_C^t \left( 1 + \beta_C^t \left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle_x + \gamma_C^t \langle A_B^{\gamma N} \rangle \right) \quad (5)$$

$$\beta_C^t \approx \frac{\sum_i^{N_t} P_{t,i} w_{S,i} w_{C,i}}{\sum_i^{N_t} w_{C,i}}, \quad \gamma_C^t \approx \frac{\sum_i^{N_t} P_{t,i} w_{B,i} w_{C,i}}{\sum_i^{N_t} w_{C,i}} \quad (6)$$

for the two target cells before ( $t = u, d$ ) and after ( $t = u', d'$ ) the target spin reversal, once weighted with  $w_S$  and once with  $w_B$  ( $C = S, B$ ). Here  $N_t$  is the number of events observed in cell  $t$ . These eight equations contain 10 unknowns which are  $\langle \Delta g/g \rangle_x$ ,  $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$  and eight acceptance factors  $\alpha_C^t = \int \hat{a}^t \phi^t n^t (s+b) w_C dX$ .

Assuming that possible acceptance variations affect the upstream and downstream cells in the same way, i.e.  $\alpha_C^u/\alpha_C^d = \alpha_C^{u'}/\alpha_C^{d'}$ , reduces the number of unknowns to eight. With an extra, much weaker assumption that signal and background events from the same target cell are affected in the same way by the acceptance variations, one arrives at a system of eight equations with seven unknowns. Possible deviations from the above assumptions may generate false asymmetries which are included in the systematic error. Using the set of eight equations (see Eq. (5)), the gluon polarisation  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  and the background asymmetry  $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$  are determined with a standard least square minimisation procedure taking into account the statistical correlation between the number of events in a given target cell weighted by  $w_S$  and by  $w_B$ . The analysis is performed independently for the  $D^*$  and  $D^0$  samples.

The quantities  $P_t$ ,  $P_\mu$ ,  $a_{LL}$  and  $S/(S+B)$  are obtained as follows. For  $P_t$ , values averaged over about one hour of data taking are used, a timescale over which the assumption of a stable target polarisation was shown to be justified. The beam polarisation  $P_\mu$  is parameterised as a function of the momentum which is measured for each incoming muon. The photon-gluon analysing power,  $a_{LL}(X)/D$ , is parameterised in terms of measured kinematic variables. It depends on partonic variables not accessible experimentally and is obtained using a neural network [28] trained on a Monte Carlo sample for  $D^*$  mesons. For this purpose PGF events were generated with AROMA [27] in leading order QCD, processed by GEANT to simulate the response of the detector and finally reconstructed like real events. It was checked that the MC simulation describes the background subtracted data distributions in  $z$  and  $p_T$  sufficiently well. The scale,  $\mu$ , used in the MC was chosen as the transverse mass of the produced charmed quark pair, and is sufficiently large to justify the perturbative approach. The correlation between the generated  $a_{LL}$  and the parameterised  $a_{LL}$  is 81% (see Fig. 2). The same parameterisation is valid for the  $D^0$  and the  $D^*$  samples.

Finally, the signal purity,  $s/(s+b)$ , as a function of the invariant mass for each event, is determined from a fit of the invariant mass distributions of the  $D^*$  and  $D^0$  samples. In this fit the signal is described by a Gaussian distribution. In the  $D^*$  case the background function is the sum of an exponential and a Gaussian, the latter added to describe the reflection of the  $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$  decay, where the  $\pi^0$  meson is not observed. In the  $D^0$  case the background is described by the sum of two exponential distributions. Note that not only the variation of the signal purity (or  $s/b$ ) with the mass, but also with other characteristics of the event, is taken into account. This is achieved by a method [29] based on a multivariate approach starting with a parameterisation of the signal-to-background ratio, integrated over a window around the  $D^0$  mass,  $(S/B)_{\text{par}}$ . The window is of  $\pm 40$  MeV/ $c^2$  for the  $D^*$  sample and  $\pm 30$  MeV/ $c^2$  for the  $D^0$  sample. The parameterisation is the product of 10 functions, each one depending on one of the 10 variables describing the event kinematics and the RICH response. Typically six bins are defined in each of the variables and the mass spectra are fitted in each bin of each variable to provide the values of the  $S/B$  ratios using the signal and background functions described above. Each of the 10 variables is considered successively and the parameters of the corresponding function are adjusted to reproduce the  $S/B$  ratios in all bins in this variable. Adjusting the parameters for one variable affects the agreement obtained for previous variables and thus the adjustment procedure has to be repeated until convergence is reached and all  $S/B$  ratios are reproduced simultaneously.

Using this parameterisation, each sample ( $D^*$  and  $D^0$ ) is split into intervals of  $(S/B)_{\text{par}}$  and the mass spectrum is fitted separately in each of them. As an illustration the invariant mass spectra obtained in the highest interval of  $(S/B)_{\text{par}}$  are compared in Fig. 1 to those obtained for the full samples. The signal purity for each event is obtained from the fit to the mass spectrum in the interval of  $(S/B)_{\text{par}}$  containing the event and this value is adjusted to the exact value of  $(S/B)_{\text{par}}$  for this event. To validate the procedure the fit in each  $(S/B)_{\text{par}}$  interval is integrated over the window around the mass peak to obtain the  $S/B$  value and compared with the average value obtained from the parameterisation. The consistency obtained guarantees that using the  $(S/B)_{\text{par}}$  in the event weights does not introduce a bias. In addition, it is checked that weighting the wrong-charge background ( $K^-\pi^+\pi_{\text{slow}}^-$  and charge conjugates) with the parametrised values of the mass averaged signal purity,  $[S/(S+B)]_{\text{par}}$ , does not generate any artificial peak at  $M_{K\pi} = M_{D^0}$ .

## 5 Results for the gluon polarisation

A value for  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  is obtained for each of the 40 weeks of data taking separately for the  $D^0$  and the  $D^*$  sample. The results  $\langle \Delta g/g \rangle_x = -0.421 \pm 0.424(\text{stat})$  for the  $D^0$  and  $\langle \Delta g/g \rangle_x = -0.541 \pm 0.343(\text{stat})$  for the  $D^*$  sample, are the weighted mean of these values. The resulting background asymmetries,  $\langle A_B^N \rangle = 0.003 \pm 0.004$  for the  $D^0$  sample and  $\langle A_B^N \rangle = 0.062 \pm 0.042$  for the  $D^*$  sample, are consistent with zero. Assuming that  $\Delta g/g(x)$  is approximately linearly dependent on  $x$  in the range covered,  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  gives a measurement of  $\Delta g/g(\langle x \rangle)$ , where  $\langle x \rangle$  is calculated using the signal weights. This assumption is supported by the results of the COMPASS QCD analysis [5].

The major contributions to the systematic uncertainty are listed in Table 1. The contributions from  $P_\mu$ ,  $P_t$  and  $f$  are discussed with more detail in Ref. [5]. To study the influence of false asymmetries, the final samples from Fig. 1 were subdivided into two samples using criteria related to the experimental apparatus, e.g. kaons going to the upper or to the lower spectrometer parts. The resulting asymmetries were found to be



Table 1: Systematic error contributions to  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  for  $D^0(D^*)$  channels.

source	$\delta(\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle_x)$	source	$\delta(\langle \frac{\Delta g}{g} \rangle_x)$
False asymmetry	0.05(0.05)	Beam polarisation $P_\mu$	0.02
$S/(S+B)$	0.07(0.01)	Target polarisation $P_t$	0.02
$a_{LL}$	0.05(0.03)	Dilution factor $f$	0.02
Total error		0.11(0.07)	

compatible within their statistical accuracy, thus no false asymmetries were observed. An upper limit of the contribution of time dependent acceptance effects to the systematic uncertainty was estimated from the dispersion of the values for  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  and  $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$  for the 40 weeks of data taking. Assuming that possible detector instabilities are similar for background and signal events and applying the method used in Ref. [5] leads to a conservative limit of 0.05 for both decay channels.

Varying the procedure to build the parameterisation of  $s/(s+b)$ , and in particular the functional form of the background fit, results in an error on  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  of 0.07 and 0.01 for the  $D^0$  and the  $D^*$  sample, respectively. As expected, the uncertainty on  $s/(s+b)$  is larger for the  $D^0$  case, where the signal-to-background ratio is smaller. To estimate the influence of the simulation parameters, i.e. charmed quark mass (varied from 1.3 GeV/ $c^2$  to 1.6 GeV/ $c^2$ ), parton distribution functions and scales (varied by a factor of 8), MC samples with different parameter sets were generated and  $a_{LL}$  was recalculated, resulting in an uncertainty on  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  of 0.05 and 0.03 for the  $D^0$  and the  $D^*$  sample, respectively. Other contributions, like radiative corrections and event migration between target cells, were studied and found to be negligible.

The final value is the weighted mean of the two values for the  $D^*$  and the  $D^0$  sample and amounts to

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle_x = -0.49 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst}) \quad (7)$$

in the range of  $0.06 < x < 0.22$  with  $\langle x \rangle \approx 0.11$ , and a scale  $\langle \mu^2 \rangle \approx 13$  (GeV/ $c$ ) $^2$ . The contributions to the systematic uncertainty for each sample are added in quadrature to obtain the total error, 0.11 and 0.07 for the  $D^0$  and  $D^*$  sample, respectively. The larger value is chosen as a conservative estimate of the final error in Eq. (7).

In Fig. 3 the above result is compared to other measurements of  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  and to two parametrisations from the NLO QCD analysis of the world data on the polarised structure function  $g_1(x, Q^2)$ , performed by COMPASS [5]: with  $\Delta G > 0$  (broken line) and with  $\Delta G < 0$  (dotted line). The present result is consistent with previous measurements favouring small values of  $\langle \Delta g/g \rangle_x$ . Note that  $Q^2$  is the scale for the analysis of the SMC [14] measurement and the QCD analysis [5]. The scale of the present result is given by the transverse mass of the charmed quarks  $\mu^2 = M_T^2 \approx 13$  (GeV/ $c$ ) $^2$ . The other experimental points in Fig. 3 are given at  $\mu^2 \approx 3$  (GeV/ $c$ ) $^2$ .

## 6 Asymmetry determination

The data described in sections 2 and 3 also allow for the determination of the virtual photon asymmetry for  $D^0$  production,  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X} = A^{\mu N \rightarrow \mu^+ D^0}/D$ . In contrast to  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  this asymmetry is independent of the interpretation in LO QCD. The asymmetry averaged over the full kinematic range would be largely diluted because of the large

dispersion of  $a_{LL}$ . The asymmetry  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  is thus extracted in bins of the transverse momentum of the  $D^0$  with respect to the virtual photon,  $p_T^{D^0}$ , and the energy of the  $D^0$  in the laboratory system,  $E_{D^0}$ . The bins were chosen such that the variation of  $a_{LL}/D$  within each bin is small compared to the variation over the whole sample. In principle  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  also depends on the inclusive variables  $y$  and  $Q^2$ , but an additional binning is not necessary because the dependence is very weak. This is clearly seen in LO, where  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X} = (a_{LL}/D) \Delta g/g$ . In a given bin in  $p_T^{D^0}$  and  $E_{D^0}$  the factor  $(a_{LL}/D)$  is almost independent of  $y$  and  $Q^2$ , and the same is true for  $\Delta g/g$ .

The asymmetry  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  is obtained in exactly the same way as  $\langle \Delta g/g \rangle_x$ , except that the factor  $a_{LL}$  is replaced by  $D$  in the definition of the signal weight in Eq. (4), i.e.  $w_S = P_\mu f D s / (s + b)$ . This provides  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}(\langle p_T^{D^0} \rangle, \langle E_{D^0} \rangle)$  under the assumption that the bins of  $p_T^{D^0}$  and  $E_{D^0}$  are small enough. It was verified that this approximation and the independence on  $y$  and  $Q^2$  are well fulfilled for the cross-section evaluated in LO QCD. At higher orders, the variation of the cross-section are expected to be similar and thus the approximations to remain valid.

Table 2 gives  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  averaged over the  $D^0$  and  $D^*$  sample in each  $(p_T^{D^0}, E_{D^0})$  bin, together with the average of several kinematic variables. All averages are calculated with the weight  $w_S = P_\mu f D s / (s + b)$ . The muon-nucleon asymmetry  $A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}$  can be obtained by multiplying  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  by  $D(\langle X \rangle)$ . Both asymmetries can be used in global NLO QCD fits to constrain the values of  $\Delta g(x)$ .

As a cross-check we have calculated  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  from  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  in each bin by dividing the asymmetry by the corresponding  $a_{LL}/D$ . Combining all bins we got a result consistent with the result in Eq. (7), with an increase of 5% in the statistical error. The contributions to the systematic error listed in Table 2 contribute as well to the systematic error of the asymmetries, except for the contribution of  $a_{LL}$ . This leads to a relative systematic uncertainty of 20% for  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  which is 100% correlated between the bins.

## 7 Conclusion

We have studied  $D^0$  meson production in 160 GeV polarised muon scattering off a polarised deuteron target. The  $D^0$  decays into pairs of charged K and  $\pi$  mesons were selected using analysing the invariant mass distributions of identified  $K\pi$  pairs. Only one  $D^0$  meson was demanded in each event.

The data provide an average value of the gluon polarisation in the nucleon,  $\langle \Delta g/g \rangle_x$ , under the assumption that photon-gluon fusion to a  $c\bar{c}$  pair is the underlying partonic process for open charm production, which is equivalent to a LO QCD approach. The result is  $\langle \Delta g/g \rangle_x = -0.49 \pm 0.27(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst})$  at an average gluon momentum fraction,  $\langle x \rangle \approx 0.11$  and at a scale  $\mu^2 \approx 13 \text{ (GeV}/c^2)$ . This result is compatible with our previous result from the analysis of high- $p_T$  hadron pairs but it is much less model dependent.

The present measurement of the gluon polarisation in the nucleon, together with other measurements of COMPASS and HERMES, all situated around  $x \sim 0.1$ , point towards a small gluon polarisation at that value of  $x$ . This is a hint for a small value of the first moment,  $\Delta G$ , of the gluon helicity distribution, although this in principle does not exclude a large value.

The longitudinal cross-section asymmetries  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  were also extracted from our data and are presented in bins of the transverse momentum and the laboratory energy of the  $D^0$ . They may be used to constrain the values of  $\Delta g(x)$  in future global NLO QCD analyses.

## Acknowledgements

We gratefully acknowledge the support of the CERN management and staff, the special effort of CEA/Saclay for the target magnet project, as well as the skills and efforts of the technicians of the collaborating institutes.

## References

- [1] V.W. Hughes, Nucl. Phys. A **518** (1990) 371 and references therein.
- [2] EMC, J. Ashman *et al.*, Nucl. Phys. B **328** (1989) 1; Phys. Lett. B **206** (1988) 364.
- [3] E. Leader, Spin in Particle Physics, Cambridge University Press (2001).
- [4] SMC, B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998) 112001.
- [5] COMPASS, V.Yu. Alexakhin *et al.*, Phys. Lett. B **647** (2007) 8.
- [6] E155, P.L. Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **463** (1999) 339; see also list of references, in [5].
- [7] HERMES, A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. D **75** (2007) 012007; *erratum ibid.* D**76** (2007) 039901.
- [8] CLAS, K.V. Dharmawardane *et al.*, Phys. Lett. B **641** (2006) 11.
- [9] PHENIX, A. Adare *et al.*, Phys. Rev. D **76** (2007) 051106(R).
- [10] STAR, B.I. Abelev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 252001.
- [11] J. Ellis and R. Jaffe, Phys. Rev. **9 D** (1974) 1444; *ibid.* **10** (1974) 1669.
- [12] S. Bass, The Spin Structure of the Proton, World Scientific Publishing (2007).
- [13] HERMES, A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2584; a smaller preliminary value from another method has been reported in P. Liebig, AIP Conf. Proc. **915** (2007) 331 (arXiv:0707.3617).
- [14] SMC, B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D **70** (2004) 012002.
- [15] COMPASS, E.S. Ageev *et al.* Phys. Lett. B **633** (2006) 25; recently a new value from another method has been reported in M. Stolarski, Proc. of the XVIth Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering, Eds. R. Devenish and J. Ferrando, London (2008) (arXiv:0809.1803).
- [16] T. Sjöstrand *et al.*, JHEP **0605** (1006) 026.
- [17] G. Ingelman *et al.*, Comp. Phys. Comm. **101** (1997) 108.
- [18] EMC, J.J. Aubert *et al.*, Nucl. Phys. B **213** (1983) 31.
- [19] B.W. Harris *et al.*, Nucl. Phys. B **461** (1996) 181.
- [20] COMPASS, M. Alekseev *et al.*, CERN-PH-EP/2008-003 (arXiv:0802.3023).
- [21] COMPASS, P. Abbon *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **577** (2007) 455.
- [22] N. Doble *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **343** (1994) 351.
- [23] COMPASS, E.S. Ageev *et al.*, Phys. Lett. B **612** (2005) 154.
- [24] COMPASS, V.Yu. Alexakhin *et al.*, Phys. Lett. B **647** (2007) 330.
- [25] J. Pretz and J.M. Le Goff, Nucl. Instrum. Meth. A **602** (2009) 594 (arXiv:0811.1426).
- [26] For details see: J. Pretz, habilitation thesis, University of Bonn, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, April 2007.
- [27] G. Ingelman *et al.*, Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 135; see <http://www.isv.uu.se/thepp/aroma/> for recent updates.
- [28] R. Sulej *et al.*, Meas. Sci. Technol. **18** (2007) 2486.
- [29] F. Robinet, PhD thesis (Saclay), Univ. Paris Diderot (Paris 7), UFR de Physique, September 2008.

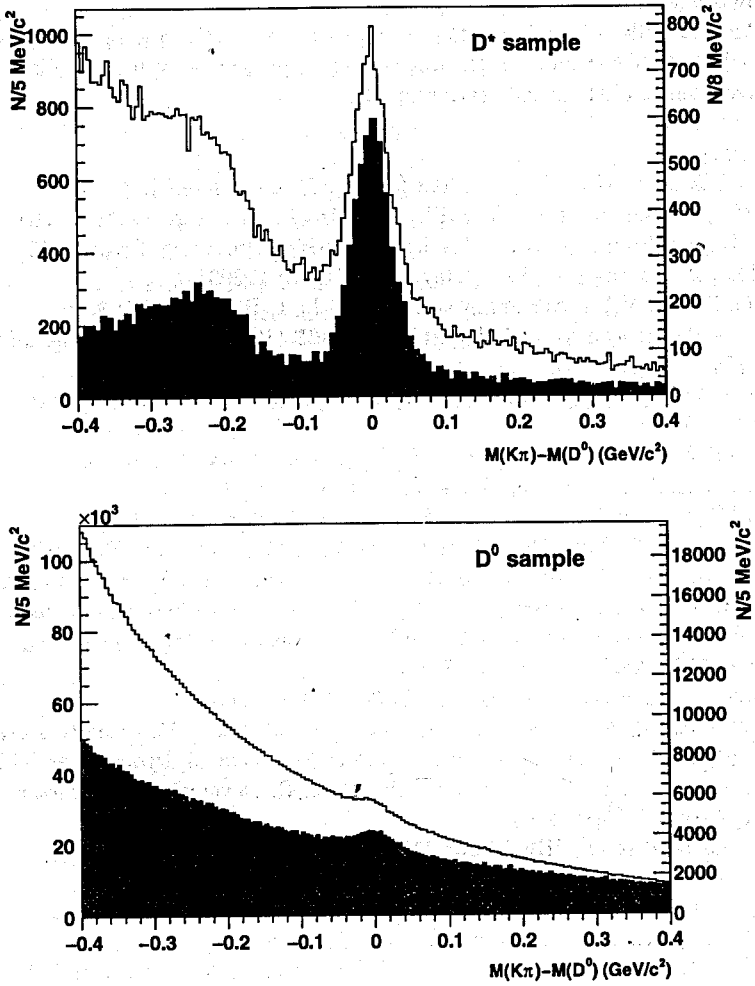


Figure 1: Invariant mass distributions of the  $K\pi$  pairs for the  $D^*$  sample (upper plot) and the  $D^0$  sample (lower plot). The non-shaded histograms (left scale) show the total event samples while the shaded ones (right scale) show the events in the highest bin of  $(S/B)_{\text{par}}$ .

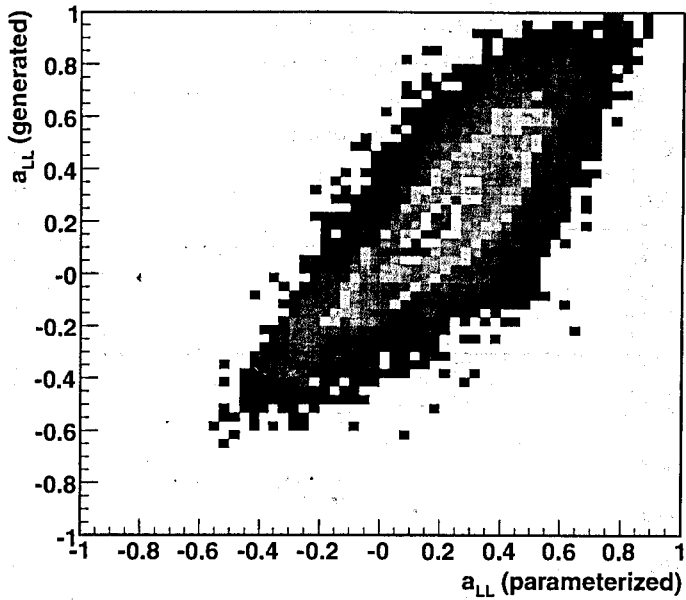


Figure 2: Correlation between the generated analysing power  $a_{LL}^{gen}$  and the analysing power parameterised by neural network  $a_{LL}^{par}$ .

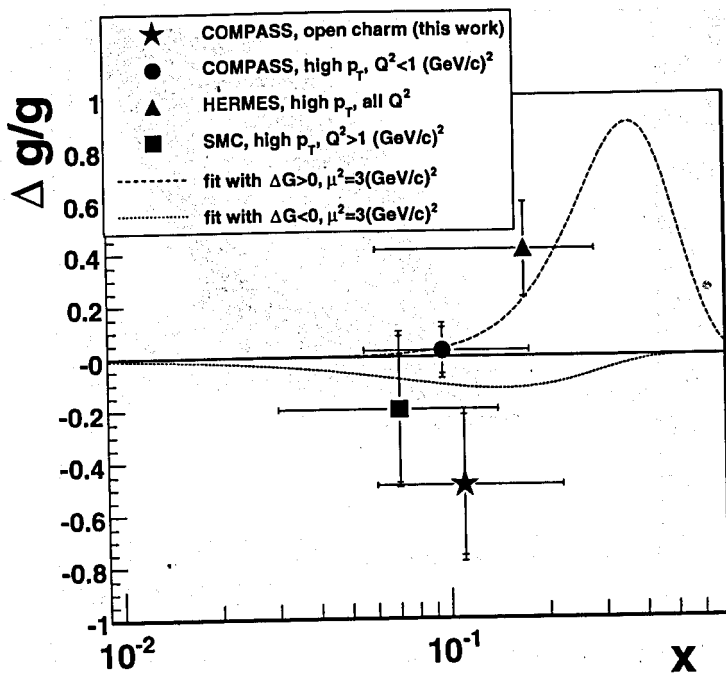


Figure 3: Compilation of the  $\langle \Delta g/g \rangle_x$  measurements from open charm and high- $p_T$  hadron pair production by COMPASS [15], SMC [14] and HERMES [13] as a function of  $x$ . The horizontal bars mark the range in  $x$  for each measurement, the vertical ones give the statistical precision and the total errors (if available). The open charm measurement is at a scale of about  $13 \text{ (GeV/c)}^2$ , other measurements at  $3 \text{ (GeV/c)}^2$ . The curves display two parameterisations from the COMPASS QCD analysis at NLO [5], with  $\Delta G > 0$  (broken line) and with  $\Delta G < 0$  (dotted line).

bin limits		$A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\langle p_T^D \rangle$ (GeV/c)	$\langle E_D \rangle$ (GeV)	$D(\langle X \rangle)$	$a_{LL}(\langle X \rangle)$
$p_T^D$ (GeV/c)	$E_D$ (GeV)							
0-0.3	0-30	$-1.34 \pm 0.85$	0.47	0.50	0.19	24.8	0.57	0.37
0-0.3	30-50	$-0.27 \pm 0.52$	0.58	0.75	0.20	39.2	0.70	0.48
0-0.3	> 50	$-0.07 \pm 0.66$	0.67	1.06	0.20	60.0	0.80	0.61
0.3-0.7	0-30	$-0.85 \pm 0.51$	0.47	0.47	0.50	25.1	0.56	0.26
0.3-0.7	30-50	$0.09 \pm 0.29$	0.58	0.65	0.51	39.4	0.71	0.34
0.3-0.7	> 50	$-0.20 \pm 0.37$	0.67	0.68	0.50	59.6	0.80	0.46
0.7-1	0-30	$-0.47 \pm 0.56$	0.48	0.53	0.85	25.2	0.58	0.13
0.7-1	30-50	$-0.49 \pm 0.32$	0.58	0.66	0.85	39.1	0.70	0.17
0.7-1	> 50	$1.23 \pm 0.43$	0.68	0.73	0.84	59.4	0.81	0.26
1-1.5	0-30	$-0.87 \pm 0.48$	0.50	0.49	1.21	25.7	0.60	0.01
1-1.5	30-50	$-0.24 \pm 0.25$	0.60	0.62	1.22	39.5	0.73	0.00
1-1.5	> 50	$-0.18 \pm 0.34$	0.69	0.77	1.22	59.3	0.83	0.04
> 1.5	0-30	$0.83 \pm 0.71$	0.52	0.51	1.77	26.2	0.63	-0.13
> 1.5	30-50	$0.18 \pm 0.28$	0.61	0.68	1.87	40.0	0.74	-0.20
> 1.5	> 50	$0.44 \pm 0.33$	0.71	0.86	1.94	59.9	0.84	-0.24

Table 2: The asymmetries  $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$  in bins of  $p_T^{D^0}$  and  $E_{D^0}$  for the  $D^0$  and  $D^*$  sample combined, together with the averages of several kinematic variables. Only the statistical errors are given. The relative systematic uncertainty is 20% which is 100% correlated between the bins.

**Measurement of the Collins and Sivers asymmetries on transversely  
polarised protons**

*The COMPASS Collaboration*

**Abstract**

The Collins and Sivers asymmetries for charged hadrons produced in deeply inelastic scattering on transversely polarised protons have been extracted from the data collected in 2007 with the CERN SPS muon beam tuned at 160 GeV/c. At large values of the Bjorken  $x$  variable non-zero Collins asymmetries are observed both for positive and negative hadrons while the Sivers asymmetry for positive hadrons is slightly positive over almost all the measured  $x$  range. These results nicely support the present theoretical interpretation of these asymmetries, in terms of leading-twist quark distribution and fragmentation functions.

arXiv:1005.5609v1 [hep-ex] 31 May 2010

*submitted to Physics Letters B*



## The COMPASS Collaboration

M.G. Alekseev<sup>28)</sup>, V.Yu. Alexakhin<sup>7)</sup>, Yu. Alexandrov<sup>15)</sup>, G.D. Alexeev<sup>7)</sup>, A. Amoroso<sup>27)</sup>,  
 A. Austregesilo<sup>10,17)</sup>, B. Badelek<sup>30)</sup>, F. Balestra<sup>27)</sup>, J. Ball<sup>22)</sup>, J. Barth<sup>4)</sup>, G. Baum<sup>1)</sup>,  
 Y. Bedfer<sup>22)</sup>, J. Bernhard<sup>13)</sup>, R. Bertini<sup>27)</sup>, M. Bettinelli<sup>16)</sup>, R. Birsa<sup>24)</sup>, J. Bisplinghoff<sup>3)</sup>,  
 P. Bordalo<sup>12,a)</sup>, F. Bradamante<sup>25)</sup>, A. Bravar<sup>24)</sup>, A. Bressan<sup>25)</sup>, G. Brona<sup>10,30)</sup>, E. Burtin<sup>22)</sup>,  
 M.P. Bussa<sup>27)</sup>, D. Chaberny<sup>13)</sup>, M. Chiosso<sup>27)</sup>, S.U. Chung<sup>17)</sup>, A. Cicuttin<sup>26)</sup>, M. Colantoni<sup>28)</sup>,  
 M.L. Crespo<sup>26)</sup>, S. Dalla Torre<sup>24)</sup>, S. Das<sup>6)</sup>, S.S. Dasgupta<sup>6)</sup>, O.Yu. Denisov<sup>10,28)</sup>, L. Dhara<sup>6)</sup>,  
 V. Diaz<sup>26)</sup>, S.V. Donskov<sup>21)</sup>, N. Doshita<sup>2,32)</sup>, V. Duic<sup>25)</sup>, W. Dünnweber<sup>16)</sup>, A. Efremov<sup>7)</sup>,  
 A. El Alaoui<sup>22)</sup>, C. Elia<sup>25)</sup>, P.D. Eversheim<sup>3)</sup>, W. Eyrich<sup>8)</sup>, M. Faessler<sup>16)</sup>, A. Ferrero<sup>22)</sup>,  
 A. Filin<sup>21)</sup>, M. Finger<sup>19)</sup>, M. Finger jr.<sup>7)</sup>, H. Fischer<sup>9)</sup>, C. Franco<sup>12)</sup>, J.M. Friedrich<sup>17)</sup>,  
 R. Garfagnini<sup>27)</sup>, F. Gautheron<sup>2)</sup>, O.P. Gavrichtchouk<sup>7)</sup>, R. Gazda<sup>30)</sup>, S. Gerassimov<sup>15,17)</sup>,  
 R. Geyer<sup>16)</sup>, M. Giorgi<sup>25)</sup>, I. Gnesi<sup>27)</sup>, B. Gobbo<sup>24)</sup>, S. Goertz<sup>2,4)</sup>, S. Grabmüller<sup>17)</sup>,  
 A. Grasso<sup>27)</sup>, B. Grube<sup>17)</sup>, R. Gushterski<sup>7)</sup>, A. Guskov<sup>7)</sup>, F. Haas<sup>17)</sup>, D. von Harrach<sup>13)</sup>,  
 T. Hasegawa<sup>14)</sup>, F.H. Heinsius<sup>9)</sup>, R. Hermann<sup>13)</sup>, F. Herrmann<sup>9)</sup>, C. Heß<sup>2)</sup>, F. Hinterberger<sup>3)</sup>,  
 N. Horikawa<sup>18,b)</sup>, Ch. Höppner<sup>17)</sup>, N. d'Hose<sup>22)</sup>, C. Ilgner<sup>10,16)</sup>, S. Ishimoto<sup>18,c)</sup>, O. Ivanov<sup>7)</sup>,  
 Yu. Ivanshin<sup>7)</sup>, T. Iwata<sup>32)</sup>, R. Jahn<sup>3)</sup>, P. Jasinski<sup>13)</sup>, G. Jegou<sup>22)</sup>, R. Joosten<sup>3)</sup>, E. Kabuñ<sup>13)</sup>,  
 W. Käfer<sup>9)</sup>, D. Kang<sup>9)</sup>, B. Ketzer<sup>17)</sup>, G.V. Khaustov<sup>21)</sup>, Yu.A. Khokhlov<sup>21)</sup>, Yu. Kisselev<sup>2)</sup>,  
 F. Klein<sup>4)</sup>, K. Klimaszewski<sup>30)</sup>, S. Koblitz<sup>13)</sup>, J.H. Koivuniemi<sup>2)</sup>, V.N. Kolosov<sup>21)</sup>,  
 K. Kondo<sup>2,32)</sup>, K. Königsmann<sup>9)</sup>, R. Konopka<sup>17)</sup>, I. Konorov<sup>15,17)</sup>, V.F. Konstantinov<sup>21)</sup>,  
 A. Korzenev<sup>13,d)</sup>, A.M. Kotzinian<sup>27)</sup>, O. Kouznetsov<sup>7,22)</sup>, K. Kowalik<sup>30,22)</sup>, M. Krämer<sup>17)</sup>,  
 A. Kral<sup>20)</sup>, Z.V. Kroumchtein<sup>7)</sup>, R. Kuhn<sup>17)</sup>, F. Künne<sup>22)</sup>, K. Kurek<sup>30)</sup>, L. Lauser<sup>9)</sup>, J.M. Le  
 Goff<sup>22)</sup>, A.A. Lednev<sup>21)</sup>, A. Lehmann<sup>8)</sup>, S. Levorato<sup>25)</sup>, J. Lichtenstadt<sup>23)</sup>, T. Liska<sup>20)</sup>,  
 A. Maggiora<sup>28)</sup>, M. Maggiora<sup>27)</sup>, A. Magnon<sup>22)</sup>, G.K. Mallot<sup>10)</sup>, A. Mann<sup>17)</sup>, C. Marchand<sup>22)</sup>,  
 A. Martin<sup>25)</sup>, J. Marzec<sup>31)</sup>, F. Massmann<sup>3)</sup>, T. Matsuda<sup>14)</sup>, W. Meyer<sup>2)</sup>, T. Michigami<sup>32)</sup>,  
 Yu.V. Mikhailov<sup>21)</sup>, M.A. Moinester<sup>23)</sup>, A. Mutter<sup>9,13)</sup>, A. Nagaytsev<sup>7)</sup>, T. Nagel<sup>17)</sup>,  
 J. Nassalski<sup>30,+)</sup>, T. Negrini<sup>3)</sup>, F. Nerling<sup>9)</sup>, S. Neubert<sup>17)</sup>, D. Neyret<sup>22)</sup>, V.I. Nikolaenko<sup>21)</sup>,  
 A.S. Nunes<sup>12)</sup>, A.G. Olshevsky<sup>7)</sup>, M. Ostrick<sup>13)</sup>, A. Padee<sup>31)</sup>, R. Panknin<sup>4)</sup>, D. Panzieri<sup>29)</sup>,  
 B. Parsamyan<sup>27)</sup>, S. Paul<sup>17)</sup>, B. Pawlukiewicz-Kaminska<sup>30)</sup>, E. Perevalova<sup>7)</sup>, G. Pesaro<sup>25)</sup>,  
 D.V. Peshkhonov<sup>7)</sup>, G. Piragino<sup>27)</sup>, S. Platchkov<sup>22)</sup>, J. Pochodzalla<sup>13)</sup>, J. Polak<sup>11,25)</sup>,  
 V.A. Polyakov<sup>21)</sup>, G. Pontecorvo<sup>7)</sup>, J. Pretz<sup>4)</sup>, C. Quintans<sup>12)</sup>, J.-F. Rajotte<sup>16)</sup>, S. Ramos<sup>12,a)</sup>,  
 V. Rapatsky<sup>7)</sup>, G. Reicherz<sup>2)</sup>, A. Richter<sup>8)</sup>, F. Robinet<sup>22)</sup>, E. Rocco<sup>27)</sup>, E. Rondio<sup>30)</sup>,  
 D.I. Ryabchikov<sup>21)</sup>, V.D. Samoylenko<sup>21)</sup>, A. Sandacz<sup>30)</sup>, H. Santos<sup>12)</sup>, M.G. Sapozhnikov<sup>7)</sup>,  
 S. Sarkar<sup>6)</sup>, I.A. Savin<sup>7)</sup>, G. Sbrizzai<sup>25)</sup>, P. Schiavon<sup>25)</sup>, C. Schill<sup>9)</sup>, T. Schlüter<sup>16)</sup>,  
 L. Schmitt<sup>17,e)</sup>, S. Schopferer<sup>9)</sup>, W. Schröder<sup>8)</sup>, O.Yu. Shevchenko<sup>7)</sup>, H.-W. Siebert<sup>13)</sup>,  
 L. Silva<sup>12)</sup>, L. Sinha<sup>6)</sup>, A.N. Sissakian<sup>7)</sup>, M. Sluneka<sup>7)</sup>, G.I. Smirnov<sup>7)</sup>, S. Sosio<sup>27)</sup>, F. Sozzi<sup>25)</sup>,  
 A. Srnka<sup>5)</sup>, M. Stolarski<sup>10)</sup>, M. Sulc<sup>11)</sup>, R. Sulej<sup>31)</sup>, S. Takekawa<sup>25)</sup>, S. Tessaro<sup>24)</sup>,  
 F. Tessarotto<sup>24)</sup>, A. Teufel<sup>8)</sup>, L.G. Tkatchev<sup>7)</sup>, S. Uhl<sup>17)</sup>, I. Uman<sup>16)</sup>, M. Virius<sup>20)</sup>,  
 N.V. Vlassov<sup>7)</sup>, A. Vossen<sup>9)</sup>, Q. Weitzel<sup>17)</sup>, R. Windmolders<sup>4)</sup>, W. Wiślicki<sup>30)</sup>, H. Wolny<sup>9)</sup>,  
 K. Zaremba<sup>31)</sup>, M. Zavertyaev<sup>15)</sup>, E. Zemlyanichkina<sup>7)</sup>, M. Ziembicki<sup>31)</sup>, J. Zhao<sup>13,24)</sup>,  
 N. Zhuravlev<sup>7)</sup> and A. Zvyagin<sup>16)</sup>

- 1) Universität Bielefeld, Fakultät für Physik, 33501 Bielefeld, Germany<sup>f)</sup>
  - 2) Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik, 44780 Bochum, Germany<sup>f)</sup>
  - 3) Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, 53115 Bonn, Germany<sup>f)</sup>
  - 4) Universität Bonn, Physikalisches Institut, 53115 Bonn, Germany<sup>f)</sup>
  - 5) Institute of Scientific Instruments, AS CR, 61264 Brno, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 6) Matrivani Institute of Experimental Research & Education, Calcutta-700 030, India<sup>h)</sup>
  - 7) Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russia<sup>l)</sup>
  - 8) Universität Erlangen-Nürnberg, Physikalisches Institut, 91054 Erlangen, Germany<sup>f)</sup>
  - 9) Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 79104 Freiburg, Germany<sup>f)</sup>
  - 10) CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland
  - 11) Technical University in Liberec, 46117 Liberec, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 12) LIP, 1000-149 Lisbon, Portugal<sup>l)</sup>
  - 13) Universität Mainz, Institut für Kernphysik, 55099 Mainz, Germany<sup>f)</sup>
  - 14) University of Miyazaki, Miyazaki 889-2192, Japan<sup>k)</sup>
  - 15) Lebedev Physical Institute, 119991 Moscow, Russia
  - 16) Ludwig-Maximilians-Universität München, Department für Physik, 80799 Munich, Germany<sup>f, l)</sup>
  - 17) Technische Universität München, Physik Department, 85748 Garching, Germany<sup>f, l)</sup>
  - 18) Nagoya University, 464 Nagoya, Japan<sup>k)</sup>
  - 19) Charles University in Prague, Faculty of Mathematics and Physics, 18000 Prague, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 20) Czech Technical University in Prague, 16636 Prague, Czech Republic<sup>g)</sup>
  - 21) State Research Center of the Russian Federation, Institute for High Energy Physics, 142281 Protvino, Russia
  - 22) CEA IRFU/SPHN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
  - 23) Tel Aviv University, School of Physics and Astronomy, 69978 Tel Aviv, Israel<sup>m)</sup>
  - 24) Trieste Section of INFN, 34127 Trieste, Italy
  - 25) University of Trieste, Department of Physics and Trieste Section of INFN, 34127 Trieste, Italy
  - 26) Abdus Salam ICTP and Trieste Section of INFN, 34127 Trieste, Italy
  - 27) University of Turin, Department of Physics and Torino Section of INFN, 10125 Turin, Italy
  - 28) Torino Section of INFN, 10125 Turin, Italy
  - 29) University of Eastern Piedmont, 1500 Alessandria, and Torino Section of INFN, 10125 Turin, Italy
  - 30) Soltan Institute for Nuclear Studies and University of Warsaw, 00-681 Warsaw, Poland<sup>n)</sup>
  - 31) Warsaw University of Technology, Institute of Radioelectronics, 00-665 Warsaw, Poland<sup>o)</sup>
  - 32) Yamagata University, Yamagata, 992-8510 Japan<sup>k)</sup>
- +) Deceased
- a) Also at IST, Universidade Técnica de Lisboa, Lisbon, Portugal
- b) Also at Chubu University, Kasugai, Aichi, 487-8501 Japan<sup>l)</sup>
- c) Also at KEK, 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305-0801 Japan
- d) On leave of absence from JINR Dubna
- e) Also at GSI mbH, Planckstr. 1, D-64291 Darmstadt, Germany
- f) Supported by the German Bundesministerium für Bildung und Forschung
- g) Supported by Czech Republic MEYS grants ME492 and LA242
- h) Supported by SAIL (CSR), Govt. of India
- i) Supported by Supported by CERN-RFBR grant 08-02-91009
- j) Supported by the Portuguese FCT - Fundação para a Ciência e Tecnologia grants POCTI/FNU/49501/2002 and POCTI/FNU/50192/2003
- k) Supported by the MEXT and the JSPS under the Grants No.18002006, No.20540299 and No.18540281; Daiko Foundation and Yamada Foundation
- l) Supported by the DFG cluster of excellence 'Origin and Structure of the Universe' ([www.universe-cluster.de](http://www.universe-cluster.de))
- m) Supported by the Israel Science Foundation, founded by the Israel Academy of Sciences and Humanities
- n) Supported by Ministry of Science and Higher Education grant 41/N-CERN/2007/0
- o) Supported by KBN grant nr 134/E-365/SPUB-M/CERN/P-03/DZ299/2000

After first indications of transverse spin effects in hadron physics in the 1970s [1, 2] their importance was unambiguously established by the remarkably large single spin asymmetries (SSAs) found in  $pp$  collisions at Fermilab both for neutral and charged pions [3]. Following the discovery by the EMC at CERN in 1988 that the quark spins contribute only little to the proton spin [4], the interest in the nucleon spin structure was revived and a more complete description including quark transverse spin and transverse momentum has been worked out.

The quark structure of the nucleon in the collinear approximation or after integration over the intrinsic quark transverse momentum  $\vec{k}_T$  is fully specified at the twist-two level by three parton distribution functions (PDFs) for each quark flavour [5]: the momentum distributions  $q(x)$ , the helicity distributions  $\Delta q(x)$  and the transverse spin distributions  $\Delta_T q(x)$ , where  $x$  is the Bjorken variable. The latter distribution—often referred to as transversity—is chiral-odd and thus not directly observable in deep inelastic scattering (DIS). In 1993 it was suggested [6] that transversity could be measured in semi-inclusive lepton-nucleon scattering (SIDIS) due to a mechanism involving another chiral-odd function in the hadronisation, known today as the Collins fragmentation function (FF). The mechanism leads to a left-right asymmetry in the distribution of the hadrons produced in the fragmentation of transversely polarised quarks. Thus a transverse spin dependence in the azimuthal distributions of the final state hadrons can be generated both in transversely polarised  $pp$  scattering and in SIDIS off transversely polarised nucleons. In the latter case the measurable Collins asymmetry,  $A_{Coll}$ , is proportional to the convolution of the transversity PDF and the Collins FF.

Admitting a finite  $\vec{k}_T$ , in total eight PDFs are needed for a full description at leading twist and leading order in  $\alpha_S$  [7, 8, 9]. All these functions lead to azimuthal asymmetries in the distribution of hadrons produced in SIDIS processes and can be disentangled measuring the different angular modulations. Amongst the transverse momentum dependent PDFs, the  $T$ -odd Sivers function [10] is of particular interest. This function arises from a correlation between the transverse momentum of an unpolarised quark in a transversely polarised nucleon and the nucleon spin. It can be different from zero because of final state interactions mediated by soft gluon exchange between the interacting quark and the target remnants [11]. It is responsible for the Sivers asymmetry,  $A_{Siv}$ , which is proportional to the convolution of the Sivers function and the unpolarised FF. The Sivers mechanism might also be the reason for the large asymmetries observed in  $pp$  collisions.

Transverse spin effects in SIDIS are investigated, at different beam energies, by the HERMES experiment at DESY and the COMPASS experiment at CERN. An experiment to measure transversity using a transversely polarised  $^3\text{He}$  target has recently been performed at JLab [12]. Transverse spin effects are also an important part of the scientific programme of the RHIC spin experiments at BNL.

Up to now, sizable Collins asymmetries for the proton were observed recently by HERMES using a proton target [13]. This implies non-vanishing Collins fragmentation and transversity functions. Direct measurements at the KEK  $e^+e^-$  collider by the BELLE experiment established that this Collins FF is sizable [14, 15]. COMPASS measured vanishing asymmetries by scattering high energy muons off a deuteron target [16, 17, 18]. All these data were well described by a global fit [19, 20] which allowed for a first extraction of the  $u$  and  $d$ -quark transversity PDFs.

The Sivers asymmetry for the proton was measured by HERMES [13, 21] to be different from zero for positive hadrons, while it was found to be compatible with zero for deuteron by COMPASS [16, 17, 18]. These HERMES and COMPASS data could also

be well described by theoretical calculations and fits, and allowed for extractions of the Sivvers function [22], which turned out to be different from zero and opposite in sign for  $u$  and  $d$ -quarks.

In this Letter, we present the COMPASS results on the Collins and Sivvers asymmetries for charged hadrons produced in SIDIS of high energy muons on transversely polarised protons. The data were collected in 2007 using  $\text{NH}_3$  as target material and a 160 GeV/c beam with a momentum spread  $\Delta p/p = \pm 5\%$ . The beam was naturally polarised by the  $\pi$ -decay mechanism, with a longitudinal polarisation of about -80%. This measurement followed the measurements performed in 2002, 2003 and 2004 at the same energy with the transversely polarised  ${}^6\text{LiD}$  target.

The COMPASS spectrometer [23] is in operation on the M2 beam line of CERN since 2002. Two magnetic stages are used to ensure large angular and momentum acceptance. A variety of tracking detectors is used to cope with the different requirements of position accuracy and rate capability at different angles. Particle identification is provided by a large acceptance RICH detector, calorimeters, and muon filters. Major upgrades in 2005 mainly concerned the polarised target, the tracking system, the RICH detector, and the electromagnetic calorimeters. The new target solenoid magnet provides a field of 2.5 T and has a polar angle acceptance of 180 mrad as seen from the upstream end of the target. In the earlier measurements with the  ${}^6\text{LiD}$  target the polar angle acceptance was 70 mrad. The target material is cooled in a  ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$  dilution refrigerator, and the protons in the H atoms are polarised to 0.80-0.90 by dynamical nuclear polarisation. About 48 hours are necessary to reach 95% of the maximal polarisation. A pair of saddle-shaped coils can provide a 0.6 T vertical field which is used to rotate the target nucleon spin and to hold the polarisation vertical for the transversity measurements. In the frozen spin mode, and with the holding field at its operational value, the relaxation time of the polarisation exceeds 3000 hours.

The target consisted of three cylindrical cells with 4 cm diameter, one central cell of 60 cm length and two outer ones of 30 cm length, all separated by 5 cm. Neighbouring cells were polarised in opposite directions, so that data with both spin directions were recorded at the same time. In order to minimise the effects due to different spectrometer acceptance for different target cells, in each period of data taking a polarisation reversal was performed after 4-5 days by changing the microwave frequencies in the three cells.

The geometry of the polarised target and the data taking procedure were chosen such as to optimise the extraction of spin asymmetries. The principle of the measurement can be understood by considering the "ratio product" [17]

$$R = \frac{N_{inner}^{\uparrow}}{N_{inner}^{\downarrow}} \cdot \frac{N_{outer}^{\uparrow}}{N_{outer}^{\downarrow}}, \quad (1)$$

where  $N_{inner}^{\uparrow}$  and  $N_{outer}^{\downarrow}$  are the number of hadrons produced in the first sub-period on oppositely polarised cells, and  $N_{inner}^{\downarrow}$  and  $N_{outer}^{\uparrow}$  are the corresponding numbers in the second sub-period, i.e. after polarisation reversal. The ratio product is constructed such that beam flux, spin-averaged cross-section, and the number of scattering centres cancel. As long as the ratios between the spectrometer acceptances of each cell are the same in the two sub-periods and the number of produced hadrons follows the generic azimuthal modulation  $N^{\uparrow\downarrow} \sim 1 \pm \epsilon \sin \Phi$ , one simply gets  $R = 1 + 4\epsilon \sin \Phi$ , and the extraction of the amplitude  $\epsilon$  of the azimuthal modulation is straightforward.

In 2007 data were taken at a mean beam intensity of about  $5 \times 10^7 \mu^+$ /s (typically

$2.4 \times 10^8 \mu^+$ /spill, for a spill length of 4.8 s every 16.8 s). Using up  $4 \times 10^{13}$  muons, about  $12 \times 10^9$  events were collected in six separate periods, corresponding to 440 TB of data.

In the data analysis, events were selected if they had at least one "primary vertex", defined as the intersection point of a beam track, the scattered muon track, and other possible outgoing tracks. The momenta of both incoming and outgoing charged particles were measured. The primary vertex was required to be inside a target cell. In order to guarantee the same muon flux along the target material, the extrapolated beam track had to traverse all the three target cells. For incoming and scattered muon tracks, as well as for the other reconstructed tracks,  $\chi^2$  cuts were applied to assure the quality of track reconstruction. Tracks from the primary vertex which traversed more than 30 radiation lengths were identified as scattered muons. The event was rejected if more than one of such tracks were found.

In order to be in the DIS regime, only events with a photon virtuality  $Q^2 > 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>, a fractional energy of the virtual photon  $0.1 < y < 0.9$ , and a mass of the hadronic final state  $W > 5$  GeV/c<sup>2</sup> were considered. The variable  $x$  covers the range from 0.004 to 0.7.

All particles emerging from the primary vertex were assumed to be hadrons if they traversed less than 10 radiation lengths of material. For tracks with an associated cluster in one of the hadronic calorimeters, a minimal amount of deposited energy was required to further reduce the electron and muon contamination. Finally, tracks reconstructed only in the fringe field of the first analysing magnet of the spectrometer were rejected. This roughly corresponds to a cut at 1.5 GeV/c in the hadron momenta. In order to reconstruct the hadron azimuthal angle with good precision, the hadron transverse momentum with respect to the virtual photon direction,  $p_T^h$ , was required to be above 0.1 GeV/c. A minimum value of 0.2 for  $z$ , the relative energy of the hadron with respect to the virtual photon energy, was chosen to avoid hadrons from the target fragmentation region.

As explained in detail in Ref. [17], the Collins effect shows up as a modulation  $[1 + \epsilon_C \sin(\phi_h + \phi_S - \pi)]$  in the number of events, where  $\phi_h$  and  $\phi_S$  are the azimuthal angles of the hadron and of the target nucleon spin vector in a reference system in which the  $z$ -axis is the virtual photon direction and the  $x$ - $z$  plane is the lepton plane according to Ref. [24]. The amplitude of the modulation is  $\epsilon_C = D_{NN} f P_T A_{Coll}$ , where  $D_{NN} = (1 - y)/(1 - y + y^2/2)$  is the transverse spin transfer coefficient from target quark to struck quark,  $f$  the dilution factor of the NH<sub>3</sub> material, and  $P_T$  is the proton polarisation. Similarly, the Sivers effect results in a modulation  $[1 + \epsilon_S \sin(\phi_h - \phi_S)]$ , where  $\epsilon_S = f P_T A_{Siv}$ .

The transverse spin asymmetries were obtained by comparing the azimuthal distributions of the detected hadrons as measured in the first sub-period of data taking with the corresponding distributions of the second half measured with opposite target polarisation. Since the two sets of data were taken typically one week apart, the stability of the apparatus is a central point in the measurement. As a first step in the data selection, the hit distributions of all trackers were scrutinised, as well as the number of reconstructed events, the number of vertices per events, and the number of tracks per event. In a second step, the stability of the average  $\pi^+\pi^-$  invariant mass in the  $K^0$  region as well as the distribution of twelve kinematic quantities ( $x$ ,  $y$ ,  $W$ ,  $z$ , ...) were investigated dividing the data in small time-ordered sub-samples. Each distribution of each sub-sample was compared with the corresponding ones of each other sub-sample within the same data taking period, and sub-samples were rejected when deviating more than  $3.5 \sigma_{stat}$  from the mean values.

As a final selection criterion, the data were tested for a possible dependence on

either  $\sin(\phi_h + \phi_S)$  or  $\sin(\phi_h - \phi_S)$  of the acceptance ratio between two consecutive sub-periods with opposite target polarisation. Combining the number of events reconstructed in the different target cells in two consecutive data taking sub-periods, one can construct two different estimators on the stability of the acceptance. The first estimator measures the mean modulation in the relevant azimuthal angle of the acceptance ratio between two sub-periods. The second one probes possible large differences in the acceptance ratios for the different target cells which could affect the physics asymmetry. These two pieces of information have been used to construct a  $\chi^2$  and the final selection of the data taking periods was done on the basis of its value.

As a result of the quality control, all data collected in the six periods were used for the extraction of the Collins asymmetry, while only four periods were used for the Sivers asymmetry. This can be understood because the Sivers asymmetry is very sensitive to instabilities of the spectrometer since it is the amplitude of a modulation of the azimuthal angle of the hadron transverse momentum with respect to the target spin vector. On the contrary, the Collins asymmetry is an asymmetry in the azimuthal angle between the hadron transverse momentum and a direction which depends on the target spin direction and the lepton scattering plane, which is different for each event. The final sample contains  $23.1 \times 10^6$  SIDIS events for the Collins asymmetry and  $15.6 \times 10^6$  for the Sivers asymmetry.

The asymmetries were evaluated for positive and negative hadrons in bins of the three kinematic variables  $x$ ,  $z$  and  $p_T^h$ . The binning is the same as used for the previous analyses of deuteron data and consists of 9 bins in  $x$ , 8 bins in  $z$  and 9 bins in  $p_T^h$ , integrating over the other two variables. For each period, the physics asymmetries were obtained by dividing the raw asymmetries by the target polarisation, the dilution factor, and, in the case of Collins analysis, by the  $D_{NN}$  factor. The target polarisation was measured individually for each cell and each period. The dilution factor of the ammonia target was evaluated for each bin. It is 0.15 in average, and increases with  $x$  from 0.14 to 0.17.

The estimator used for the evaluation of the raw asymmetries is based on an extended unbinned maximum likelihood method [25]. The likelihood function is built as the product of the probability densities  $p$  corresponding to each hadron  $i$  from each target cell. The likelihood for hadrons from a given target cell in one period is written as

$$\mathcal{L} = \left( e^{-I^+} \prod_{i=0}^{N^+} p^+(\phi_{h,i}, \phi_{S,i}) \right)^{\frac{1}{N^+}} \cdot \left( e^{-I^-} \prod_{i=0}^{N^-} p^-(\phi_{h,i}, \phi_{S,i}) \right)^{\frac{1}{N^-}} \quad (2)$$

The + and - signs refer to the orientation of the target polarisation in the two sub-periods and  $N^\pm$  is the corresponding total number of hadrons. The quantities  $I^\pm$  are the integrals of the probability densities over  $\phi_S$  and  $\phi_h$ . The probability densities  $p^\pm$  are the product of two parts, one corresponding to the acceptance description and the other to the SIDIS cross section of longitudinally polarised leptons on transversely polarised nucleons. Various parametrisations of the acceptance part were tested, resulting in a negligible dependence of the extracted asymmetries on the acceptance description. The cross section was parametrised taking into account both the unpolarised and polarised parts. The polarised part consists of all the expected eight modulations, namely  $\sin(\phi_h + \phi_S - \pi)$ ,  $\sin(\phi_h - \phi_S)$ ,  $\cos(\phi_h - \phi_S)$ ,  $\sin(2\phi_h - \phi_S)$ ,  $\cos(2\phi_h - \phi_S)$ ,  $\sin(\phi_S)$ ,  $\cos(\phi_S)$ , and  $\sin(3\phi_h - \phi_S)$ , and all their amplitudes were extracted at the same time. The Collins and Sivers asymmetries are proportional to the amplitudes of the first two terms. Systematic studies for the other six amplitudes are still ongoing, and those results will be the subject

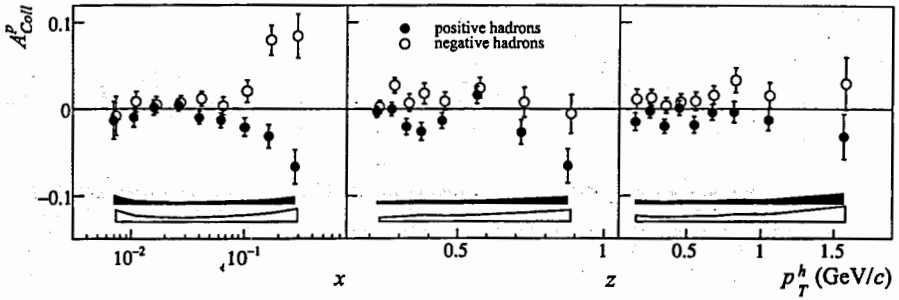


Figure 1: Collins asymmetry as a function of  $x$ ,  $z$ , and  $p_T^h$ , for positive (closed points) and negative (open points) hadrons. The bars show the statistical errors. The point to point systematic uncertainties have been estimated to be  $0.5 \sigma_{stat}$  for positive and  $0.6 \sigma_{stat}$  for negative hadrons and are given by the bands.

of a future publication.

The final Collins and Sivers asymmetries extracted with the likelihood method were compared with the asymmetries extracted using four other estimators, including those used in the previous publications which were based on the "ratio product"  $R$  of Eq. 1, finding an excellent agreement between all results. The correlation coefficient between the Collins and the Sivers asymmetries turned out to be small, less than 0.2 in absolute value over the whole  $x$  range.

Extensive studies were performed in order to assess the systematic uncertainty of the measured asymmetries. All the studies were done separately for positive and negative hadrons and for the Collins and the Sivers asymmetries.

The largest systematic error is due to residual acceptance variations within pairs of data taking sub-periods. To quantify these effects, two different types of false asymmetries were calculated, using the external cells and the internal cell divided in two parts, and assuming wrong sign polarisation for one of the two. Moreover, the physical asymmetries were also extracted using only the first and only the second half of the target. The difference between these two physical asymmetries, the false asymmetries, and the degree of compatibility of the results from different periods were all used to quantify the systematic uncertainty.

In the case of the Collins asymmetry, the systematic uncertainty is estimated to be  $0.5 \sigma_{stat}$  for positive and  $0.6 \sigma_{stat}$  for negative hadrons. In the case of the Sivers asymmetry, the systematic error is  $0.8 \sigma_{stat}$  for positive and  $0.4 \sigma_{stat}$  for negative hadrons. A further systematic uncertainty of  $\pm 0.01$  is present in the absolute scale of the Sivers asymmetry for positive hadrons. It reflects a 0.02 difference in the mean value of the asymmetries extracted in the first two and in the second two periods of data taking used for this analysis. In spite of throughout studies, the origin of this difference, which affects only the Sivers asymmetry for positive hadrons, could not be identified and had therefore to be included in the systematic uncertainty. The results of this measurement of the Collins and Sivers asymmetries are shown in Fig. 1 and 2 as a function of  $x$ ,  $z$ , and  $p_T^h$ , for positive and negative hadrons. Figure 3 displays the mean values of kinematic variables for positive hadrons in the  $x$ ,  $z$ , and  $p_T^h$  bins. The corresponding quantities for negative

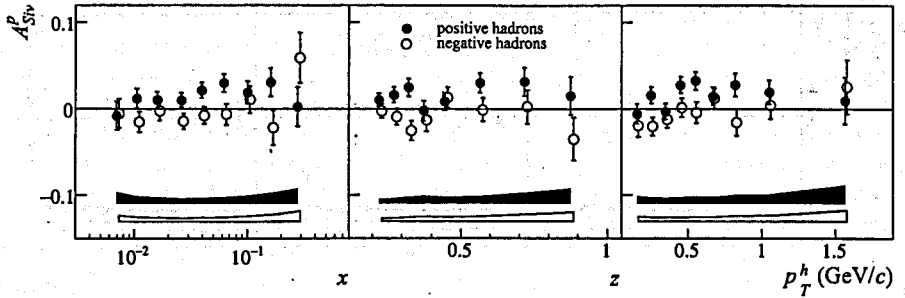


Figure 2: Sivers asymmetry as a function of  $x$ ,  $z$ , and  $p_T^h$  for positive (closed points) and negative (open points) hadrons. The bars show the statistical errors. The point to point systematic uncertainties have been estimated to be  $0.8 \sigma_{stat}$  for positive and  $0.4 \sigma_{stat}$  for negative hadrons and are given by the bands. For positive hadrons only, an absolute scale uncertainty of  $\pm 0.01$  has also to be taken into account.

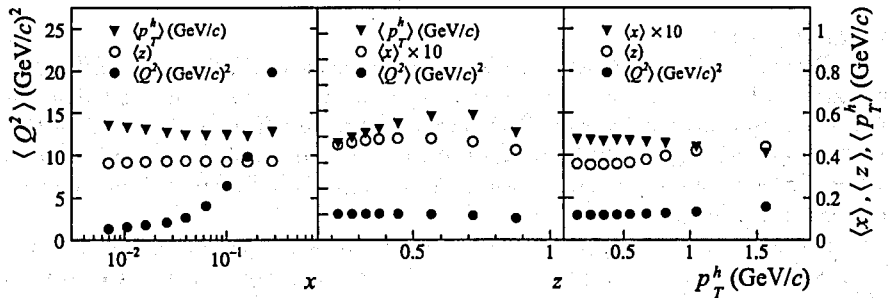


Figure 3: Mean values of some kinematic variables in the final data sample. From left to right: mean values of  $p_T^h$ ,  $z$  and  $Q^2$  as functions of  $x$ ; mean values of  $p_T^h$ ,  $x$  and  $Q^2$  as functions of  $z$ ; mean values of  $x$ ,  $z$  and  $Q^2$  as functions of  $p_T^h$ .

hadrons are very similar<sup>1)</sup>.

As it is clear from Fig. 1, the Collins asymmetry has a strong  $x$  dependence. It is compatible with zero at small  $x$  within the small statistical errors and increases in absolute value up to about 0.1 for  $x > 0.1$ . There, the values agree both in magnitude and in sign with the previous measurements of HERMES [13], which were performed at the considerably lower electron beam energy of 27.5 GeV. Also, the present results agree with the predictions of the global analysis of ref. [19, 20] and thus strongly support the underlying interpretation of the Collins asymmetry in terms of a convolution of the twist-two transversity PDF and the FF of a transversely polarised quark. An important issue is the  $Q^2$  dependence of these functions. Our results at large  $x$  are compatible with the HERMES data in spite of the higher  $Q^2$  values which exceed those of HERMES by a factor 2 to 3 with increasing  $x$ . This indicates that the possible  $Q^2$  dependence should not

<sup>1)</sup> All numerical values have been put to HEPDATA.



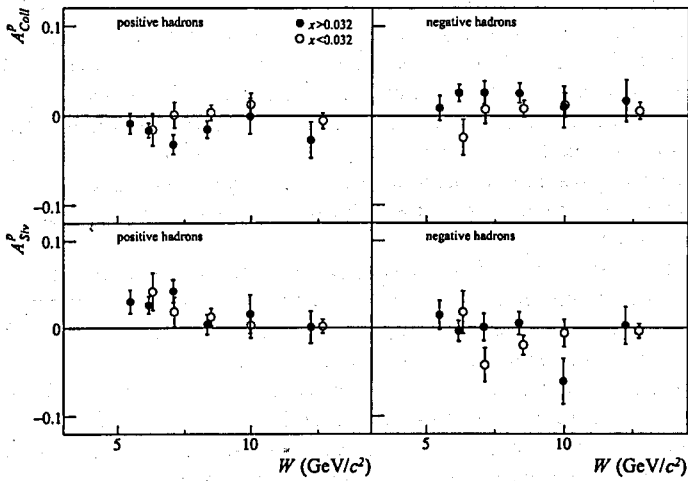


Figure 4: Collins (upper row) and Sivers (lower row) asymmetry as a function of  $W$ , for positive (left) and negative (right) hadrons. The closed and open points give the values for the “large  $x$ ” and the “small  $x$ ” samples respectively. The errors are statistical only.

be dramatic in the present energy ranges.

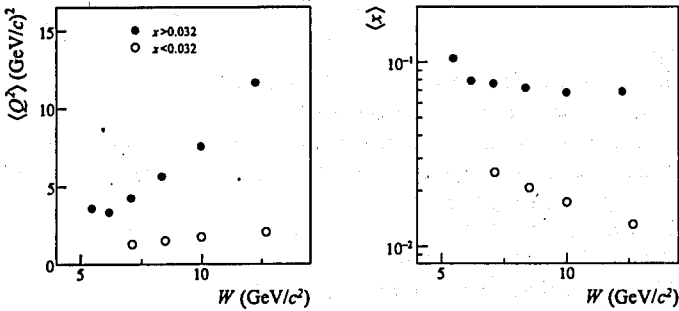


Figure 5: Mean values of  $Q^2$  (left) and  $x$  (right) as functions of  $W$ . The closed and open points give the values for the “large  $x$ ” and the “small  $x$ ” samples respectively.

The results for the Sivers asymmetry for negative hadrons exhibit values compatible with zero within the statistical accuracy of the measurement. For positive hadrons, the data indicate small positive values, up to about 3% in the valence region. These values are somewhat smaller than but still compatible with the ones measured by HERMES at smaller  $Q^2$ . Given the importance of the Sivers function in the present description of the transverse momentum structure of the nucleon, we looked at a possible kinematic dependence of our measurements. In particular, we evaluated the asymmetries as a function of

$W$ , separately for the “large- $x$ ” ( $x > 0.032$ ) and “small- $x$ ” ( $x < 0.032$ ) samples. The results are shown in Fig. 4. The mean values of  $Q^2$  and  $x$  in all  $W$  bins are given in Fig. 5. As it is apparent from Fig. 4, no conclusion can be drawn about a possible  $W$  dependence of the Collins asymmetry. On the other hand, the signal of the Sivers asymmetry for positive hadrons seems to be concentrated at small  $W$ , in the region where HERMES measures, and goes to zero at large  $W$ , which for large  $x$  means large  $Q^2$ . Thus our data give an indication for a possible  $W$  dependence of the Sivers asymmetry for positive hadrons. Definite conclusions will be possible only when new more precise data at high energy will become available.

In summary, for the first time the Collins and Sivers asymmetries for positive and negative hadron production in DIS off the proton have been measured at high energy. Our data extend the kinematic range to large  $Q^2$  and large  $W$  values. The  $x$  range has been extended to considerably smaller values which are needed to evaluate the PDF first moments. For the Sivers asymmetry, a signal is seen for positive hadrons, which persists to rather small  $x$  values. The data give an indication for a possible  $W$  dependence of this asymmetry, but the present statistical and systematic uncertainties do not allow definite conclusions. The measured Collins asymmetry is sizable for both positive and negative hadrons also at high energies and  $Q^2$ . Thus Collins asymmetries measured in SIDIS are an appropriate tool to investigate the transversity PDF.

### Acknowledgements

We gratefully acknowledge the support of the CERN management and staff and the skill and effort of the technicians of our collaborating institutes. Special thanks go to V. Anosov and V. Pesaro for their technical support during the installation and running of this experiment.

### References

- [1] G. Bunce *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1113.
- [2] J. Antille *et al.*, Phys. Lett. B **94** (1980) 523.
- [3] A. Bravar *et al.* [Fermilab E704 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2626.
- [4] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], Phys. Lett. B **206** (1988) 364; Nucl. Phys. B **328** (1989) 1.
- [5] R. L. Jaffe and X. D. Ji, Phys. Rev. Lett. **67**, 552 (1991).
- [6] J. Collins, Nucl. Phys. B **396** (1993) 161.
- [7] A. Kotzinian, Nucl. Phys. B **441**, 234 (1995).
- [8] P. J. Mulders and R. D. Tangerman, Nucl. Phys. B **461** (1996) 197 [Erratum-ibid. B **484** (1997) 538].
- [9] A. Bacchetta, M. Diehl, K. Goeke, A. Metz, P. J. Mulders and M. Schlegel, JHEP **0702** (2007) 093.
- [10] D. W. Sivers, Phys. Rev. D **41** (1990) 83.
- [11] S. J. Brodsky and F. Yuan, Phys. Rev. D **74** (2006) 094018.
- [12] Experiment E-06-10 / E-06-11 in HALL A.
- [13] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 012002.
- [14] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 232002.
- [15] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 032011 (2008).
- [16] V. Y. Alexakhin *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 202002.
- [17] E. S. Ageev *et al.* [COMPASS Collaboration], Nucl. Phys. B **765** (2007) 31.

- [18] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **673** (2009) 127.
- [19] M. Anselmino *et al.*, Phys. Rev. D **75** (2007) 054032.
- [20] M. Anselmino *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **191** (2009) 98.
- [21] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 152002.
- [22] M. Anselmino *et al.*, proceedings of Transversity 2005, World Scientific, 2006, page 236 [arXiv:hep-ph/0511017].
- [23] P. Abbon *et al.* [COMPASS Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **577** (2007) 455.
- [24] A. Bacchetta, U. D'Alesio, M. Diehl and C. A. Miller, Phys. Rev. D **70** (2004) 117504.
- [25] R. J. Barlow, Nucl. Instrum. Meth. A **297** (1990) 496.

# AZIMUTHAL ASYMMETRIES IN PRODUCTION OF CHARGED HADRONS BY HIGH ENERGY MUONS ON POLARIZED DEUTERIUM TARGETS<sup>1</sup>

I.A. Savin on behalf of the COMPASS collaboration

*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna*

## Abstract

Search for azimuthal asymmetries in semi-inclusive production of charged hadrons by 160 GeV muons on the longitudinally polarized deuterium target, has been performed using the 2002- 2004 COMPASS data. The observed asymmetries integrated over the kinematical variables do not depend on the azimuthal angle of produced hadrons and are consistent with the ratio  $g_1^d(x)/f_1^d(x)$ . The asymmetries are parameterized taking into account possible contributions from different parton distribution functions and parton fragmentation functions depending on the transverse spin of quarks. They can be modulated (either/or/and) with  $\sin(\phi)$ ,  $\sin(2\phi)$ ,  $\sin(3\phi)$  and  $\cos(\phi)$ . The  $x$ -,  $z$ - and  $p_h^T$ -dependencies of these amplitudes are studied.

**1. Introduction.** Although the longitudinal spin structure of nucleons has been investigated for more than 20 years and results are very well known, the studies of the transverse spin structure of nucleons have been started recently. Since the pioneering HERMES [1] and GLAS [2] experiments it is known that the signature of the transverse spin effects is an appearance of azimuthal asymmetries (AA) of the hadrons produced in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering (SIDIS) of leptons on polarized targets.

These asymmetries are related with new Parton Distribution Functions (PDF) and new polarized Parton Fragmentation Functions (PFF), depending on the transverse spin of quarks [3]. AAs on the transversally polarized targets have been already reported by HERMES [4] and COMPASS [5,6], and on the longitudinally polarized targets - by HERMES [7,8]. The search for the AA using the COMPASS spectrometer [9] with the longitudinally polarized deuterium target is described below.

In the framework of the parton model of nucleons, the squared modulus of the matrix element of the SIDIS is represented by the type of the diagram in Fig.1a, where an example of one of the new PDF, transversity,  $h_1(x)$  and new Collins PFF,  $H_1^\perp(z)$ , is shown. New PDFs and PFFs, due to their chiral odd structure, always appear in pairs.

The kinematics of the SIDIS is shown in Fig.1b, where  $\ell$  ( $\ell'$ ) is the 4-momentum of incident (scattered) lepton,  $q = \ell - \ell'$ ,  $Q^2 = -q^2$ ,  $\theta_\gamma$  is the angle of the virtual photon momentum  $\vec{q}$  with respect to the beam,  $P_L$  ( $P_T$ ) is a longitudinal (transversal) component of the target polarization,  $P_{II}$ , with respect to the virtual photon momentum in the laboratory frame,  $p_h$  is the hadron momentum with the transverse component  $p_h^T$ ,  $\phi$  is the azimuthal angle between the scattering plane and hadron production plane,  $\phi_S$  is the angle of the target polarization vector with respect to the lepton scattering

<sup>1</sup> Supported by the RFFI grant 08-02-91013 CERN.a

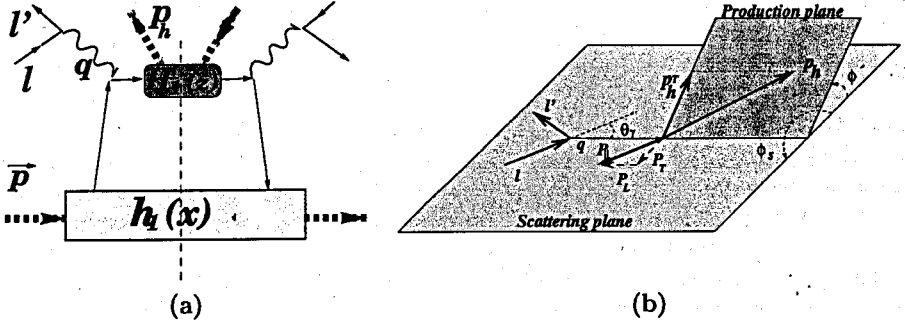


Figure 1: The squared modulus of the matrix element of the SIDIS reaction  $\ell + \bar{N} \rightarrow \ell' + h + X$  summed over  $X$  states (a) and kinematics of the process (b).

plane (for the longitudinal target polarization  $\phi_S = 0$  or  $\pi$ . For the target polarization  $P_{II}$ , which is longitudinal with respect to the lepton beam, the transverse component is equal to  $|P_T| = P_{II} \sin(\theta_\gamma)$ , where  $\sin(\theta_\gamma) \approx 2 \frac{M}{Q} x \sqrt{1-y}$ ,  $y = \frac{q^2}{p \cdot q}$  and  $M$  is the nucleon mass. The Bjorken variable  $x$  and the hadron fractional momentum  $z$  are defined as  $x = Q^2/2p \cdot q$ ,  $z = p \cdot p_h/p \cdot q$ , where  $p$  is the 4-momentum of the incident nucleon.

In general, the total cross section of the SIDIS reaction is a linear function of the lepton beam polarization,  $P_\mu$ , and of the target polarization  $P_{II}$  or its components:

$$d\sigma = d\sigma_{00} + P_\mu d\sigma_{L0} + P_L (d\sigma_{0L} + P_\mu d\sigma_{LL}) + |P_T| (d\sigma_{0T} + P_\mu d\sigma_{LT}), \quad (1)$$

where the first (second) subscript of the partial cross sections means the beam (target) polarization.

The asymmetry,  $a(\phi)$ , in the hadron production from the longitudinally polarized target (LPT), is defined by the expression:

$$a(\phi) = \frac{d\sigma^{\rightarrow\rightarrow} - d\sigma^{\rightarrow\leftarrow}}{d\sigma^{\rightarrow\rightarrow} + d\sigma^{\rightarrow\leftarrow}} \propto P_L (d\sigma_{0L} + P_\mu d\sigma_{LL}) + |P_T| \sin(\theta_\gamma) (d\sigma_{0T} + P_\mu d\sigma_{LT}). \quad (2)$$

Each of the partial cross sections is characterized by the specific dependence of the definite convolution of PDF and PFF times a function the azimuthal angle of the outgoing hadron. Namely, contributions to Eq. (2) from each quark and antiquark flavor, up to the order  $(M/Q)$ , have the forms:

$$\begin{aligned} d\sigma_{0L} &\propto \epsilon x h_{1L}^+(x) \otimes H_1^+(z) \sin(2\phi) + \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \frac{M}{Q} x^2 \left( h_L(x) \otimes H_1^+(z) + f_L^+(x) \otimes D_1(z) \right) \sin(\phi), \\ d\sigma_{LL} &\propto \sqrt{1-\epsilon^2} x g_{1L}(x) \otimes D_1(z) + \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \frac{M}{Q} x^2 \left( g_L^+(x) \otimes D_1(z) + e_L(x) \otimes H_1^+(z) \right) \cos(\phi), \\ d\sigma_{0T} &\propto \epsilon \{ x h_1(x) \otimes H_1^+(z) \sin(\phi + \phi_S) + x h_{1T}^+(x) \otimes H_1^+(z) \sin(3\phi - \phi_S) - x f_{1T}^+(x) \otimes D_1(z) \sin(\phi - \phi_S) \}, \\ d\sigma_{LT} &\propto \sqrt{1-\epsilon^2} x g_{1T}(x) \otimes D_1(z) \cos(\phi - \phi_S), \end{aligned} \quad (3)$$

where  $\otimes$  is a convolution in parton's internal transversal momentum,  $k_T$ , on which PDF and PFF depend,  $\phi_S=0$  for the LPT and  $\epsilon \approx \frac{2(1-y)}{2-2y+y^2}$ . The structure of the partial cross sections and physics interpretations of the new PDFs and PFFs, entering in  $a(\phi)$ , are given in [10–12].

So, the aim of this study is to see the AA in the hadron production from LTP, as a manifestation of new PDFs and PFFs and the  $x$ ,  $z$  and  $p_T^T$ -dependence of the corresponding amplitudes.

**2. Method of analysis.** The COMPASS polarized target [9] in 2002-2004 years had two cells, Up- and Down-stream of the beam, placed in the 2.5 T solenoid magnetic field. The target material of the cells ( $^6\text{LiD}$  or  $\text{NH}_3$ ) can be polarized in opposite directions with respect to the beam, for example in the U-cell along to the beam (positive polarization) and in D-cell – opposite to the beam (negative polarization) and vice versa. Such a configuration can be achieved by means of the microwave field at low temperatures at any direction of the solenoid magnetic field holding the polarization. Suppose that the above configuration of the cell polarizations is realized with the positive (along to the beam) solenoid field, then, to avoid possible systematic effects in acceptance connected with this field, after some time the same configuration of polarizations is realized by means of the microwave field with the negative (opposite to the beam) solenoid field. Microwave polarization reversals are repeated several times while data taking. In order to minimize systematics caused by the time dependent variation of the acceptance between the microwave reversals, the polarizations are frequently reversed by inverting of the solenoid field.

For the AA studies the double ratios of event numbers,  $R_f$ , is used in the following form:

$$R_f(\phi) = [N_{+,f}^U(\phi)/N_{-,f}^D(\phi)] \cdot [N_{+,f}^D(\phi)/N_{-,f}^U(\phi)], \quad (4)$$

where  $N_{p,f}^t(\phi)$  is a number of events in each  $\phi$ -bin from the target cell  $t$ ,  $t = U, D$ ,  $p = +$  or  $-$  is the sign of the target polarization,  $f = +$  or  $-$  is the direction of the target solenoid field. Using Eqs. (1,2,3) with  $P_{\pm}$  as an absolute value of averaged products of the positive or negative target polarization and dilution factor, the number of events can be expressed as

$$N_{p,f}^t = C_f^t(\phi) L_{p,f}^t [(B_0 + B_1 \cos(\phi) + B_2 \sin(\phi) + \dots) \pm P_p (A_0 + A_1 \sin(\phi) + A_2 \sin(2\phi) + \dots)], \quad (5)$$

where  $C_f^t(\phi)$  is the acceptance factor (source of false asymmetries),  $L_{p,f}^t$  is a luminosity depending on the beam flux and target densities. The coefficients  $B_0, B_1, \dots$  and  $A_0, A_1, \dots$  characterize contributions of partial cross sections. Substituting Eq.(5) in Eq. (4) one can see that the acceptance factors are canceled, as well as the luminosity factors if the beam muons cross the both cells. So, the ratio  $R_f(\phi)$  depends only on physics characteristics of the SIDIS process and it is expressed via asymmetry  $a(\phi)$ , Eq. (2), in the quadratic equation, approximate solution of which is:

$$a_f = [R_f(\phi) - 1] / (P_{+,f}^U + P_{+,f}^D + P_{-,f}^U + P_{-,f}^D). \quad (6)$$

Since asymmetry should not depend on the direction of the solenoid field, one can expect to have  $a_+ = a_-$ . Small difference between  $a_+$  and  $a_-$  could appear due to the solenoid field dependent contributions non-factorizable in Eq. (5). But these contributions have different signs and canceled in the sum  $a(\phi) = a_+(\phi) + a_-(\phi)$ . So, the weighted sum  $a(\phi) = a_+(\phi) + a_-(\phi)$ , calculated separately for each year of data taking and averaged at the end, is obtained for the final results.

**3. Data selection.** The data selection, aimed at having a clean sample of hadrons, has been performed in three steps, using a preselected sample. This sample contained about 167.5M of SIDIS events with  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  and  $y > 0.1$  in a form of reconstructed vertices with incoming and outgoing muons and one or more additional outgoing tracks.

1. "GOOD SIDIS EVENTS" have been selected out of the preselected ones applying more stringent cuts on the quality of reconstructed tracks and vertices, vertex positions inside the target cells, momentum of the incoming muon (140-180 GeV/c), energy transfer ( $y < 0.9$ ) and invariant mass of the final states ( $W > 5 \text{ GeV}$ ). About 58% of events of the initial sample have survived after these cuts.

2. "GOOD TRACKS" (about 157 M) have been selected out of the total tracks (about 290 M) from GOOD SIDIS EVENTS excluding the tracks identified as muons and tracks with  $z > 1$  and  $p_h^T < 0.1 \text{ GeV/c}$ .

3. "GOOD HADRONS" from GOOD TRACKS have been identified using the information from the hadron calorimeters HCAL1 and HCAL2. Each of the GOOD TRACKS is considered as the GOOD HADRON if: this track hits one of the calorimeter, the calorimeter has the energy cluster associated with this hit with  $E_{\text{HCAL1}} > 5 \text{ GeV}$ , or  $E_{\text{HCAL2}} > 7 \text{ GeV}$ , coordinates of the cluster are compatible with coordinates of the track and the energy of the cluster is compatible with the momentum of the track.

The total number of GOOD HADRONS was about 53 M. Each of the GOOD HADRONS is included to the asymmetry evaluations.

**4. Results.** The weighted sum of azimuthal asymmetries  $a(\phi) = a_+(\phi) + a_-(\phi)$ , averaged over all kinematical variables, are shown in Fig. 2 for negative and positive hadrons. They have been fitted by functions

$$a(\phi) = a^{\text{const}} + a^{\sin \phi} \sin(\phi) + a^{\sin 2\phi} \sin(2\phi) + a^{\sin 3\phi} \sin(3\phi) + a^{\cos \phi} \cos(\phi). \quad (7)$$

The fit parameters, characterizing  $\phi$ -modulation amplitudes, are compatible with zero. The  $\phi$ -independent parts of  $a(\phi)$  differ from zero and are almost equal for  $h^-$  and  $h^+$ . The fits of  $a(\phi)$  by constants are also shown in Fig. 2.

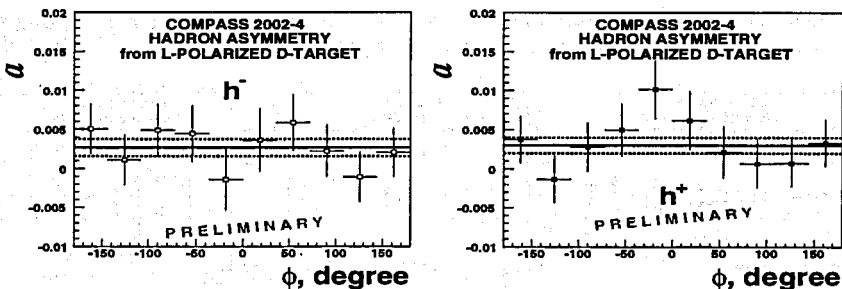


Figure 2: Azimuthal asymmetries  $a(\phi)$  for negative (left) and positive (right) hadrons and results of fits by the constants with  $\chi^2/d.f.$  equal to 3.4/5 (5.2/5), respectively.

As already specified, the  $\phi$ -independent parts of asymmetries come from the  $d\sigma_{LL}$  contributions to the cross sections, which are proportional to helicity PDF times PFF (see Eq. (3)) of non-polarized quarks in the non-polarized hadron. For the deuteron target this contribution is expected to be charge independent.

Dependence of the AA fit parameters on the kinematical variables are shown in Figs. 3-7.

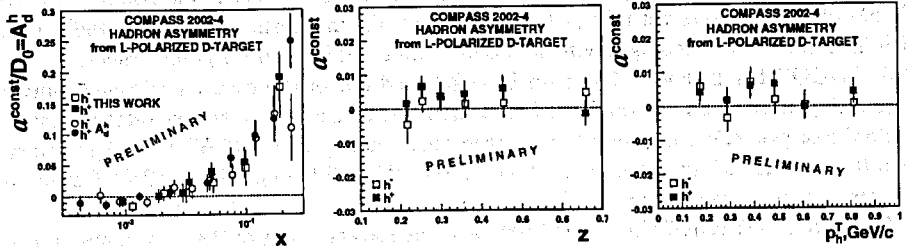


Figure 3: Dependence of the AA fit parameters  $a^{\text{const}}$  on kinematical variables.

The parameters  $a^{\text{const}}(x)$ , being divided by the virtual photon depolarization factor  $D_0$ , are equal (by definition) to the asymmetry  $A_d^h(x)$ , already published by COMPASS [13]. Agreement of these data and data of the present analysis has demonstrated internal consistency of the results.

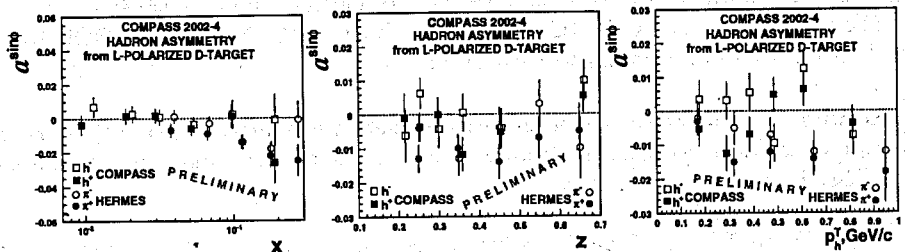


Figure 4: Dependence of the AA fit parameters  $a^{\sin\phi}$  on kinematical variables and similar data of HERMES [8] for identified leading pions.

The  $x$ -dependence of the  $\sin(\phi)$  modulations of the AA, observed by HERMES, is less pronounced at COMPASS. This modulation is due to pure twist-3 PDF's entering from the  $d\sigma_{0L}$  contribution to the AA with a factor  $Mx/Q$ .

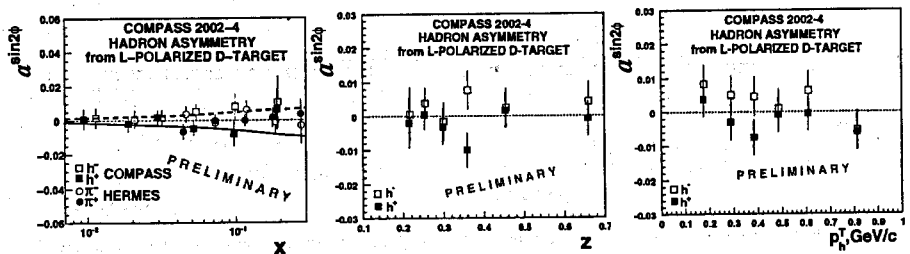


Figure 5: Dependence of the AA fit parameters  $a^{\sin 2\phi}$  on kinematical variables compared to the data of HERMES and calculations by H.Avakian et al. [14]: dashed line -  $h^-$ , solid line -  $h^+$ .

The amplitudes of the  $\sin(2\phi)$  modulations are small, consistent with zero within the errors. They could be caused by PDF  $h_{1L}^\perp$  in  $d\sigma_{0L}$ .



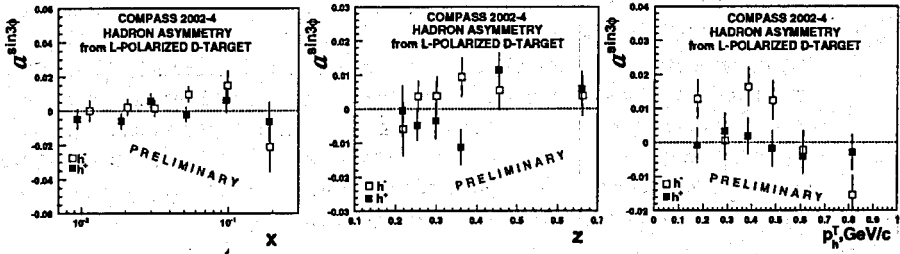


Figure 6: Dependence of the AA fit parameters  $a^{\sin 3\phi}$  on kinematical variables.

Some peculiarities of the data on the  $a^{\sin 3\phi}$  are seen from Fig. 6, for instance, the points for  $h^-$  are mostly positive while for  $h^+$  they are mostly negative like for the COMPASS results from the transversally polarized target [15]. Remind that this modulation could come from the pretzelosity PDF  $h_{1T}^\perp$  in  $d\sigma_{0T}$ , additionally suppressed by  $\sin(\theta_\gamma) \sim xM/Q$ .

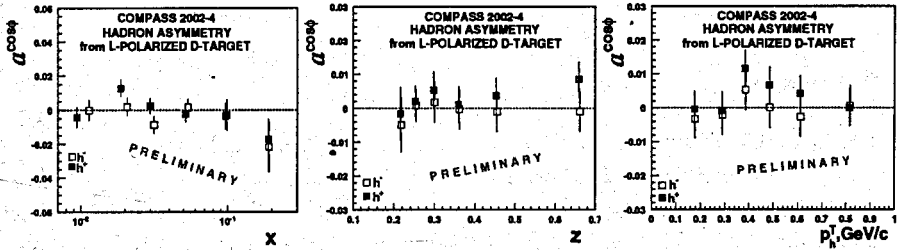


Figure 7: Dependence of the AA fit parameters  $a^{\cos\phi}$  on kinematical variables.

The  $\cos(\phi)$  modulation of the AA is studied for the first time. It is mainly due to a pure twist-3 PDF  $g_L^\perp$  in  $d\sigma_{LL}$ , an analog to the Cahn effect [16] in unpolarized SIDIS.

## 5. Conclusions and prospects.

1. The azimuthal asymmetries ( $a(\phi)$ ) in the SIDIS ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ,  $y > 0.1$ ) production of negative ( $h^-$ ) and positive ( $h^+$ ) hadrons by 160 GeV muons on the longitudinally polarized deuterium target, have been studied with the COMPASS data collected in 2002 – 2004.
2. For the integrated over  $x$ ,  $z$  and  $p_h^T$  variables all  $\phi$ -modulation amplitudes of  $a(\phi)$  are consistent with zero within errors, while the  $\phi$ -independent parts of the  $a(\phi)$  differ from zero and are almost equal for  $h^-$  and  $h^+$ .
3. The amplitudes as functions of kinematical variables are studied in the region of  $x = 0.004 - 0.7$ ,  $z = 0.2 - 0.9$ ,  $p_h^T = 0.1 - 1 \text{ GeV}/c$ . It was found that:
  - $\phi$ -independent parts of the  $a(\phi)$ ,  $a^{\text{const}}(x)/D_0 = A_{d_1}^h$ , where  $D_0$  is a virtual photon depolarization factor, are in agreement with the COMPASS published data [13] on  $A_{d_1}^h$ , calculated by another method and using different cuts;

- the amplitudes  $a^{\sin\phi}(x, z, p_h^T)$  are small and in general do not contradict to the HERMES data [8], if one takes into account the difference in  $x$ ,  $Q^2$  and  $W$  between the two experiments. One can also note, that in the HERMES experiment the asymmetries are calculated for identified leading pions, while in this analysis every hadron is included in the asymmetry evaluations;
  - the amplitudes  $a^{\sin 2\phi}$ ,  $a^{\sin 3\phi}$  and  $a^{\cos\phi}$  are consistent with zero within statistical errors of about 0.5% (only statistical errors are shown in the plots while systematic errors are estimated to be much smaller).
4. The results of this analysis are obtained with restriction  $z > 0.2$  of the energy fraction of the hadron in order to assure that it comes from the current fragmentation region. This request removes almost one half of statistics. The tests have shown that with a lower cut,  $z > 0.05$ , the results are identical.
  5. The reported data are preliminary. New data of 2006 from the deuterium target will be added. These data will increase the statistics by about a factor of 2. New data of 2007 from the hydrogen target will be very interesting in comparison with the effects already observed by the COMPASS and HERMES on the transversally polarized targets.

## References

- [1] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 182001.
- [2] CLAS, S. Stepanyan et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 182002.
- [3] A.V. Efremov et al., Phys. Lett. B 478 (2000) 94; A.V. Efremov et al., Phys. Lett. B 522 (2001) 37; [Erratum *ibid.* B 544 (2002) 389]; A.V. Efremov et al., Eur. Phys. J. C 24 (2002) 407; Nucl. Phys. A 711 (2002) 84; Acta Phys. Polon. B 33 (2002) 3755; A.V. Efremov et al., Phys. Lett. B 568 (2003) 63; A.V. Efremov et al., Eur. Phys. J. C 32 (2004) 337.
- [4] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 012002.
- [5] COMPASS, V.Y. Alexakhin et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 202002.
- [6] COMPASS, E.S. Ageev et al., Nucl. Phys. B 765 (2007) 31.
- [7] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4047; Phys. Rev. D 64 (2001) 097101; Phys. Lett. B 622 (2005) 14.
- [8] HERMES, A. Airapetian et al., Phys. Lett. B 562 (2003) 182.
- [9] COMPASS, P. Abbon et al., NIM A 577 (2007) 31-70.
- [10] P.J. Mulders and R.D. Tangerman, Nucl. Phys. B 461 (1996) 197; [Erratum *ibid.* B 484 (1997) 538].
- [11] D. Boer and P.J. Mulders, Phys. Rev. D 57 (1998) 5780.
- [12] A. Bacchetta et al., JHEP 0702 (2007) 093.
- [13] COMPASS, M. Alekseev et al., Phys. Lett. B 660 (2008) 458.
- [14] H. Avakian et al., Phys. Rev. D 77 (2008) 014023.
- [15] A. Kotzinian [on behalf of the COMPASS collaboration], arXiv:0705.2402 [hep-ex].
- [16] R.N. Cahn, Phys. Lett. B 78 (1978) 269; Phys. Rev. D 40 (1989) 3107.



И. А. Савин в рабочем кабинете



И. А. Савин и В. Г. Кривохижин на канале расположения спектрометра БИС



И. А. Савин, Т. С. Григалашвили, Г. Вестергомби, Л. Д. Соловьев, М. Ф. Лихачев  
в «домике» экспериментатора на установке БИС



К. Руббиа, Ф. Мюллер, Л. Левек, В.-Д. Новак, Г. Вестергомби, И. Савин, М. Спиро и др.  
на участке изготовления пропорциональных камер эксперимента NA-4



Выступление И. А. Савина на конференции в Дубне, 1984 г.



И. А. Голутвин и И. А. Савин



А. М. Балдин, И. А. Савин, А. А. Кузнецов, М. И. Соловьев, 1984 г.



Коллаборация БИС-2 после совещания, 1986 г.





Н. Н. Боголюбов, Д. Киш, А. Н. Сисакян, И. А. Савин, Д. Эберт



И. А. Савин и Э. Капусцик



Ю. Ц. Оганесян, И. А. Савин, Н. Н. Говорун, В. Г. Кадышевский, Ц. Вылов  
на Ученом совете ОИЯИ



А. Н. Сисакян и И. А. Савин



И. А. Савин, Ц. Вылов, Х. Христов



В. П. Джелепов и И. А. Савин



В. Г. Сандуковский, Ц. Вьлов, А. Н. Сисакян, И. А. Савин



И. А. Савин и В. В. Кухтин, 2000 г.



И. А. Савин у административного здания ОИЯИ

## СОДЕРЖАНИЕ

Игорь Алексеевич Савин, В. Г. Кривохижин, В. В. Кухтин . . . . .	3
Ю. А. Матуленко, И. А. Савин, В. С. Ставинский. Об измерении скорости частиц методом интерференции излучения Вавилова-Черенкова. . . . .	6
А. С. Вовенко и др. Черенковский счетчик, использующий полное внутреннее отражение . . . . .	8
А. Н. Беляков и др. Газовые пороговые черенковские счетчики для работы на ускорителях . . . . .	11
А. С. Вовенко и др. Дифференциальный газовый черенковский счетчик . . . . .	15
А. С. Вовенко и др. Упругое рассеяние $\pi^+$ -мезонов на протонах на угол $180^\circ$ при высоких энергиях . . . . .	19
M. Bott-Bodenhausen et al. Interference of $K_L$ and $K_S$ Amplitudes in the $\pi^+\pi^-$ Decay Mode. . . . .	24
V. G. Krivokhizhin and I. A. Savin. Compatibility of the $K^+n$ and $K^-n$ Total Cross Section Measurements, $K_L^0-K_S^0$ Regeneration Amplitude on Hydrogen and CP-violating Parameter $ \eta_{+-} $ . . . . .	28
В. П. Джорджадзе и др. Совместный анализ $K_{e3}^0$ - и $K_{\mu3}^0$ -распадов . . . . .	30
К.-Ф. Альбрехт и др. Трансмиссионная регенерация нейтральных каонов на дейтронах и нейтронах в интервале импульсов 10–50 ГэВ/с . . . . .	32
И. А. Савин. Трансмиссионная регенерация и амплитуды рассеяния нейтральных каонов . . . . .	39
И. А. Савин. Стандартная модель и возможности эксперимента . . . . .	59
И. А. Савин. Экспериментальное изучение структурных функций нуклонов и ядер . . . . .	71
И. А. Савин. Современное состояние мюонных экспериментов . . . . .	86
A. Argento et al. Electroweak Asymmetry in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering. . . . .	111
И. А. Савин. Глубоконеупругие рассеяния лептонов на ядрах . . . . .	121
И. А. Савин. Интерференция во взаимодействии мюонов . . . . .	146

<i>A. C. Benvenuti et al.</i> A High Statistics Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $R$ from Deep Inelastic Muon Scattering at High $Q^2$ . . . . .	157
<i>V. G. Krivokhizhin et al.</i> Next-to-Leading Order QCD Analysis of Structure Functions with the Help of Jacobi Polynomials . . . . .	169
<i>A. P. Nagaitsev et al.</i> Test of the Ellis–Jaffe Sum Rule Using Parametrization of the Measured Lepton–Proton Asymmetry . . . . .	188
<i>B. Adeva et al.</i> Next-to-Leading Order Analysis of the Spin Structure Function $g_1$ . . . . .	202
<i>B. Adeva et al.</i> Spin Asymmetries $A_1$ and Structure Functions $g_1$ of the Proton and the Deuteron from Polarized High Energy Muon Scattering . . .	217
<i>V. Yu. Alexakhin et al. (COMPASS Collaboration).</i> First Measurement of the Transverse Spin Asymmetries of the Deuteron in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering . . . . .	234
<i>I. A. Savin.</i> Recent Results on the Nucleon Spin Structure . . . . .	243
<i>V. Yu. Alexakhin et al. (COMPASS Collaboration).</i> The Deuteron Spin-Dependent Structure Function $g_1^d$ and Its First Moment. . . . .	252
<i>M. Alekseev et al. (COMPASS Collaboration).</i> Gluon Polarisation in the Nucleon and Longitudinal Double Spin Asymmetries from Open Charm Muoproduction . . . . .	262
<i>M. G. Alekseev et al. (COMPASS Collaboration).</i> Measurement of the Collins and Sivers Asymmetries on Transversely Polarized Protons. . . . .	278
<i>I. A. Savin on behalf of COMPASS Collaboration.</i> Azimuthal Asymmetries in Production of Charges Hadrons by High Energy Muons on Polarized Deuterium Targets. . . . .	290



Научное издание  
**Савин Игорь Алексеевич**  
**Избранные труды**

2010-112

Отпечатано методом прямого репродуцирования.

Подписано в печать 10.11.2010.

\* Формат 70 × 100/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
Усл. печ. л. 24,03. Уч.-изд. л. 30,29. Тираж 135 экз. Заказ № 57114.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)