

УДК 539.125, 539.126.33, 539.12.01, 539.12...142, 539.171

СТРУКТУРА НУКЛОНОВ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ BCDMS, SMC (CERN) И HERMES (DESY)

В. Г. Кривохижин, А. П. Нагайцев, И. А. Савин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория физики частиц

Дан обзор результатов исследований кварковой структуры нуклонов в завершенных экспериментах BCDMS и SMC (CERN), а также в текущем эксперименте на установке HERMES (DESY). Обсуждаются перспективы дальнейших исследований по нуклонной спиновой физике в готовящихся экспериментах на установках COMPASS (CERN) и STAR (BNL).

The review of the physics results of the nucleon quark-structure investigations in the completed experiments BCDMS and SMC (CERN) as well as current experiment at the HERMES set-up (DESY) is given. The perspectives of the further investigations of the nucleon spin physics are discussed in the context of future experiments at the COMPASS (CERN) and STAR (BNL) set-ups.

В течение более 25 лет группа экспериментаторов ОИЯИ принимает участие в серии уникальных исследований, посвященных изучению кварковой структуры нуклонов (коллаборации BCDMS, SMC, HERMES, COMPASS и STAR). Результаты первых трех кратко описаны ниже.

Начало экспериментов было инициировано Н. Н. Боголюбовым, направившим в 1974 г. в CERN группу физиков (И. А. Голутвин, В. В. Кухтин и И. А. Савин) с заданием подготовить проект совместного эксперимента в этой области. Год спустя на утверждение дирекций CERN и ОИЯИ был представлен проект эксперимента по изучению структуры нуклонов в глубоконеупругом рассеянии (ГНР) мюонов на протонах, дейтерии и тяжелых ядрах в широкой кинематической области вплоть до максимальных значений переданных 4-импульсов Q^2 , доступных на ускорителе SPS CERN. Этот проект, получивший после утверждения название NA-4, был предложен коллаборацией Болонья–CERN–Дубна–Мюнхен–Сакле (BCDMS) и реализован в 1976–1990 гг. Со стороны ОИЯИ в нем принимало участие около 30 специалистов. Результаты BCDMS [1], представленные в виде структурных функций $F_2(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$, где x — скейлинговая безразмерная переменная Бьеркена ($0 < x < 1$), интерпретированы в рамках кварк-партоновой модели (КПМ) нуклонов.

Как хорошо известно, структура нуклонов «прощупывается» в реакциях ГНР лептонов. Эти реакции представляются в лидирующем порядке диаграммами Фейнмана через обмен виртуальным фотоном между падающим лептоном и нуклоном (однофотонное приближение) и/или Z -бозоном. Теоретическое выражение сечения ГНР на неполяризованных нуклонах содержит структурные функции $F_2(x, Q^2)$ и $R(x, Q^2)$, из которых вторая стремится к нулю при больших Q^2 . Следовательно, измеряя сечение ГНР при больших Q^2 , мы в основном измеряем $F_2(x, Q^2)$.

Физическую интерпретацию данных по $F_2(x, Q^2)$ наиболее четко дает КПМ, согласно которой нуклоны состоят из точечных партонов, ассоциированных в результате серии экспериментов с кварками. Согласно «наивной» КПМ нуклоны состоят из трех валентных кварков и «моря» кварк-антикварковых пар, среди которых при достигаемых в экспериментах с фиксированными мишенями Q^2 проявляют себя в основном кварки и антикварки типа u, d и s . В КПМ переменная Бьеркена x имеет смысл доли импульса нуклона, которую несет кварк, поглотивший виртуальный фотон (Z -бозон), а структурная функция F_2 в пределе $Q^2 \rightarrow \infty$ зависит только от x и выражается через линейную комбинацию функций распределения кварков и антикварков по x — $q(x)$ и $\bar{q}(x)$:

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)],$$

где e_i — электрический заряд кварка данного типа i . Такое поведение структурных функций получило название скейлинга Бьеркена. Не вдаваясь в дальнейшие подробности из-за ограниченности объема статьи, перечислим основные результаты, полученные в эксперименте BCDMS и других коллабораций по ГНР заряженных (e^\pm, μ) и нейтральных (ν) лептонов, подтвердившие основные положения КПМ-структуры нуклонов [2] и установившие закономерности нарушения скейлинга.

— Нуклоны действительно состоят из «точечных» объектов — кварков и глюонов. Точечность этих объектов определяется расстояниями $\sim 10^{-16}$ см, до которых «прощупана» структура нуклонов.

— Кварки имеют спин $1/2$ и дробный заряд $1/3$ или $2/3$: например, $e_u = +2/3$, $e_d = -1/3$.

— В нуклоне имеются три валентных кварка: $p = u_v u_v d_v$, $n = d_v d_v u_v$, а также «море» кварк-антикварковых пар $u_s \bar{u}_s, d_s \bar{d}_s, s_s \bar{s}_s, \dots$ Кварки u_v и d_v имеют распределение по x между $x = 0$ и $x = 1$ с максимумами при x между 0,2 и 0,3. Морские кварки имеют распределение с максимумом при $x = 0$, убывающее практически до нуля при $x \simeq 1/3$. Распределения морских кварков \bar{u} и \bar{d} неодинаковы.

— Кварки (валентные и морские) несут приблизительно 50 % полного импульса нуклона. Остальная часть приходится на глюоны.

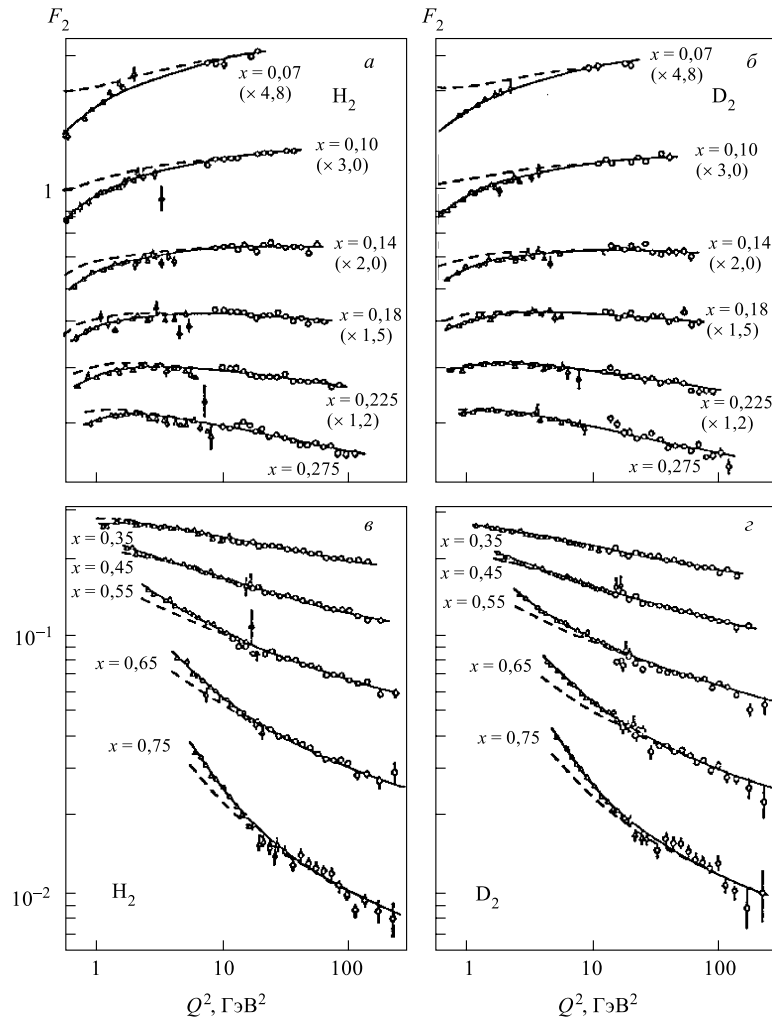


Рис. 1. Результаты совместного КХД-анализа данных VCDMS и SLAC по структурной функции $F_2(x, Q^2)$ для протонов (а, б) и дейтронов (б, з). Штриховыми линиями показаны предсказания КХД, а сплошными — предсказания с учетом вклада высших твистов

— Наиболее важным результатом ГНР-экспериментов было установление нарушения скейлинговой гипотезы Бьеркена. Как видно из рис. 1, где представлены данные по измерению $F_2(x, Q^2)$ в экспериментах SLAC и VCDMS, гипотеза скейлинга справедлива, т. е. F_2 не зависит от Q^2 , только в узкой

области x около значений $x \sim 0,2$. При других значениях x скейлинг нарушается: при $x < 0,2$ F_2 возрастает с увеличением Q^2 , а при $x > 0,2$ F_2 уменьшается с ростом Q^2 . Такое поведение F_2 объяснено в рамках КХД. Важно было также показать, что при достаточно больших Q^2 , характерных для BCDMS, данные не содержат так называемых высших твистов, не описываемых формулами пертурбативной КХД. Для этого был выполнен совместный анализ данных по F_2 в BCDMS и SLAC. Последние имеют меньшие Q^2 и дополняют данные BCDMS. Из данных BCDMS и SLAC получено одно из наиболее точных значений бегущей константы сильного взаимодействия $\alpha_s(Q^2)$. В работе [3] величина $\alpha_s(Q^2)$ приводится при значении $Q^2 = M_z^2$ (M_z — масса Z -бозона):

$$\alpha_s(M_z^2) = 0,113 \pm 0,003 (\text{эксп.}) \pm 0,004 (\text{теор.}),$$

где ошибки, связанные с неопределенностями теории, преобладают.

Недавно в Дубне был повторен совместный КХД-анализ данных BCDMS на углеродной, дейтериевой и водородной мишенях с использованием более точных формул и минимизацией систематических ошибок. Новое значение $\alpha_s(Q^2)$ получено [21] только по данным BCDMS:

$$\alpha_s(M_z^2) = 0,1155 \pm 0,0012 (\text{стат.}) \pm 0,0030 (\text{сист.}).$$

Для сравнения — мировое среднее значение этой величины [4]:

$$\alpha_s(M_z^2) = 0,1181 \pm 0,0020.$$

Последние 10 лет основные интересы физиков направлены на изучение ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. В соответствии с теоретическими описаниями таких реакций [5] в их сечения, кроме структурных функций F_2 и R , входят спинзависимые структурные функции $g_1(x, Q^2)$ и $g_2(x, Q^2)$, которые можно получить из экспериментально измеряемых асимметрий A_{\parallel} и A_{\perp} :

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}}, \quad A_{\perp} = \frac{\sigma_{\uparrow\rightarrow} - \sigma_{\uparrow\leftarrow}}{\sigma_{\uparrow\rightarrow} + \sigma_{\uparrow\leftarrow}},$$

соответственно, в сечениях продольно-поляризованных лептонов на продольно-поляризованных нуклонах и продольно-поляризованных лептонов на поперечно-поляризованных нуклонах. В первом приближении эти асимметрии связаны со структурными функциями g_1 и g_2 соотношениями

$$g_1 = \frac{F_2}{2x(1+R)} \frac{A_{\parallel}}{D}, \quad g_2 = \frac{F_2}{2x(1+R)} \frac{A_{\perp}}{d\gamma},$$

где γ — кинематический множитель, а D и d — факторы деполяризации виртуальных фотонов. В рамках КПМ g_1 выражается через разность вероятностей $q_i^\uparrow(x)$ и $q_i^\downarrow(x)$ (усредненных по зарядам кварков i) того, что кварк в продольно-поляризованном нуклоне имеет долю импульса нуклона x и его спин выстроен вдоль (\uparrow) или против (\downarrow) спина нуклона:

$$g_1(x) = \sum_i e_i^2 [q_i^\uparrow(x) - q_i^\downarrow(x)] \equiv \sum_i e_i^2 \Delta q_i^{\uparrow\downarrow}(x).$$

Таким образом, $g_1(x)$ характеризует парциальный вклад кварков в спин нуклона. Интегралы от $g_1^{p(n)}(x, Q^2)$, которые при конечных передачах зависят от Q^2 :

$$\Gamma_1^{p(n)}(Q^2) = \int_0^1 g_1^{p(n)}(x, Q^2) dx,$$

характеризуют полный вклад активных кварков в спин протона (нейтрона). Для интегралов $\Gamma_1^{p(n)}$ существуют теоретические соотношения — правила сумм Бьеркена (для $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$) и Эллиса–Джаффе (для Γ_1^p и Γ_1^n), связывающие их с фундаментальными константами слабых взаимодействий. Проверка этих правил имеет принципиальное значение для современной теории.

Фундаментальным является также вопрос, каков вклад каждого из партонов, входящих в состав нуклона, в его полный спин $1/2$. С точки зрения КПМ и закона сохранения момента количества движения полный спин нуклона должен быть составлен из возможных вкладов спинов кварков ($\Delta\Sigma$) и глюонов (Δg) и их орбитальных моментов (L_q и L_g):

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta g + L_q + L_g.$$

Как следует из феноменологии [5], вклад $\Delta\Sigma$ может быть определен из измерений g_1 . КХД-анализ данных по $g_1(x, Q^2)$ позволяет также с определенной точностью оценить вклад Δg . Однако прямые измерения Δg , L_q и L_g требуют специальных экспериментов, в которых изучаются полуинклюзивные и эксклюзивные реакции с поляризованными лептонами и нуклонами.

Измерения g_1^p впервые были выполнены в SLAC (эксперименты SLAC E80 и E130) и опубликованы в 1980 г. В кинематической области этих измерений ($x = 0,1 \div 0,7$) как асимметрия, так и g_1^p имели ожидаемое поведение в зависимости от x . Сюрпризы появились позже, когда в 1988 г. коллаборация EMC в CERN повторила измерения g_1 в кинематической области $x = 0,01 \div 0,9$ и обнаружила, что Γ_1^p меньше на три стандартных отклонения, чем предсказание Эллиса–Джаффе. Этот результат, интерпретированный в терминах вклада кварков в спин протона, давал для $1/2\Delta\Sigma$ величину $\sim 0,1$ вместо ожидавшейся величины $\sim 0,6$. Возник так называемый «спиновый

кризис», попыткам разрешения которого были посвящены сотни теоретических работ. Появилось также несколько проектов новых экспериментов — SMC в CERN, E142, E143 в SLAC, HERMES в DESY и позднее E154 и E155 в SLAC, в задачи которых входило дальнейшее изучение g_1^p , новые измерения g_1^d и g_1^n , проверка правил сумм Бьеркена и Эллиса–Джаффе, измерение структурной функции $g_2(x)$, а также изучение спиновых эффектов в полунклюзивных реакциях.

Эксперимент коллаборации SMC с участием группы из ОИЯИ был выполнен в 1989–1995 гг. Его предварительные результаты докладывались ежегодно на крупнейших международных конференциях и публиковались, а окончательные результаты опубликованы в 1997–1998 гг. [6]. Обзор результатов SMC можно найти в [7].

Коллаборация SMC уделила особое внимание измерению спинзависимой структурной функции g_1 для протона и дейтрона в широком кинематическом диапазоне по Q^2 (от 0,01 до 70 ГэВ²) и по x (от 0,00008 до 0,7). Использовалась крупнейшая в мире поляризованная твердотельная мишень [8], в состав которой входили протоны и дейтроны. Основные результаты [6] показаны на рис. 2, где $g_1(x, Q^2)$ усреднена по Q^2 и приведена к одному и тому же значению $Q_0^2 = 5$ ГэВ². Видно, что результаты SMC по $g_1^p(x)$ согласуются с результатами EMC и экспериментов в SLAC. Данные по g_1^d и g_1^n были получены SMC впервые и подтверждены позднее другими экспериментами. Интересная особенность для этих данных — отрицательные значения $g_1^n(x)$ при $x \leq 0,1$.

Структурные функции g_1^p и g_1^n были измерены также коллаборацией HERMES, в состав которой входит группа ОИЯИ (см. рис. 3 и 4). Коллаборация HERMES использовала 27,5 ГэВ поляризованный электронный (позитронный) пучок коллайдера HERA (DESY, Гамбург) и газовую поляризованную мишень. В част-

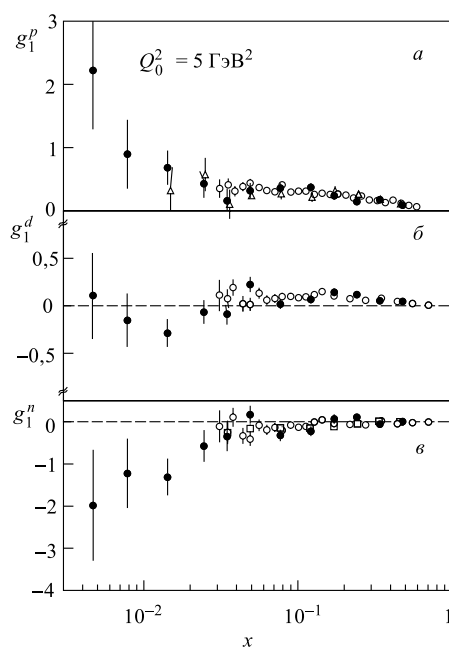


Рис. 2. Спинзависимая структурная функция g_1 как функция x для протонов (а), дейтронов (б) и нейтронов (в) по результатам эксперимента SMC (●) в сравнении с результатами экспериментов EMC (△), E142 (□) и E143 (○)

ности, для измерений g_1^p использовался чистый водород, а для g_1^n — ^3He , который с точки зрения измерений асимметрии A_{\parallel} эквивалентен мишени из нейтронов. Результаты HERMES [9], полученные на чистых мишенях, согласуются с результатами SMC и других экспериментов.

Коллаборация SMC выполнила детальный анализ своих собственных и мировых данных по $g_1(x, Q^2)$ и сравнение их с предсказаниями КХД при фиксированном значении $\alpha_s(Q_0^2)$ [10]. Результаты этого анализа при $Q_0^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ приведены на рис. 5.

Прекрасное согласие данных с результатами КХД-фитов в области измерений позволяет предсказать поведение g_1 в области малых и больших x , где измерения пока отсутствуют. В частности, видно, что при $x \leq 0,05$ g_1^p и g_1^d меняют знак и становятся отрица-

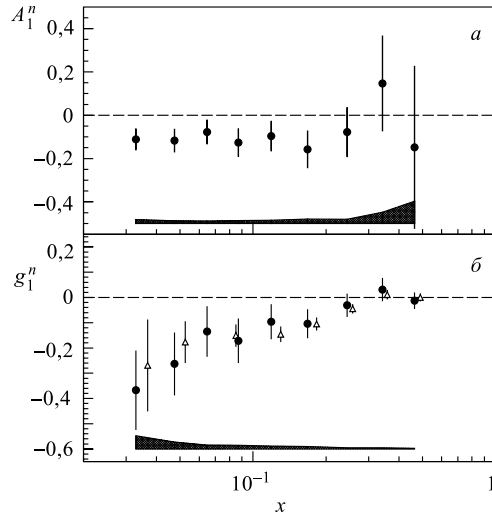


Рис. 3. Асимметрия A_1^n (а) и спинзависимая структурная функция g_1^n (б) для нейтрона как функция x по данным эксперимента HERMES (●) в сравнении с экспериментом SLAC E142 (△)

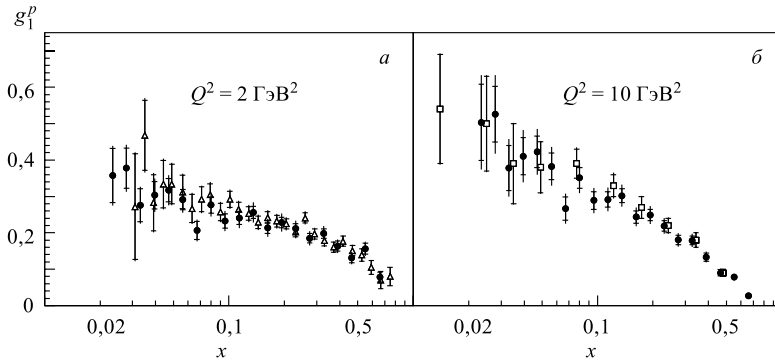


Рис. 4. Сравнение спинзависимой структурной функции g_1^p , измеренной HERMES, с данными эксперимента SLAC E143 (а, ●) и SMC (б, □)

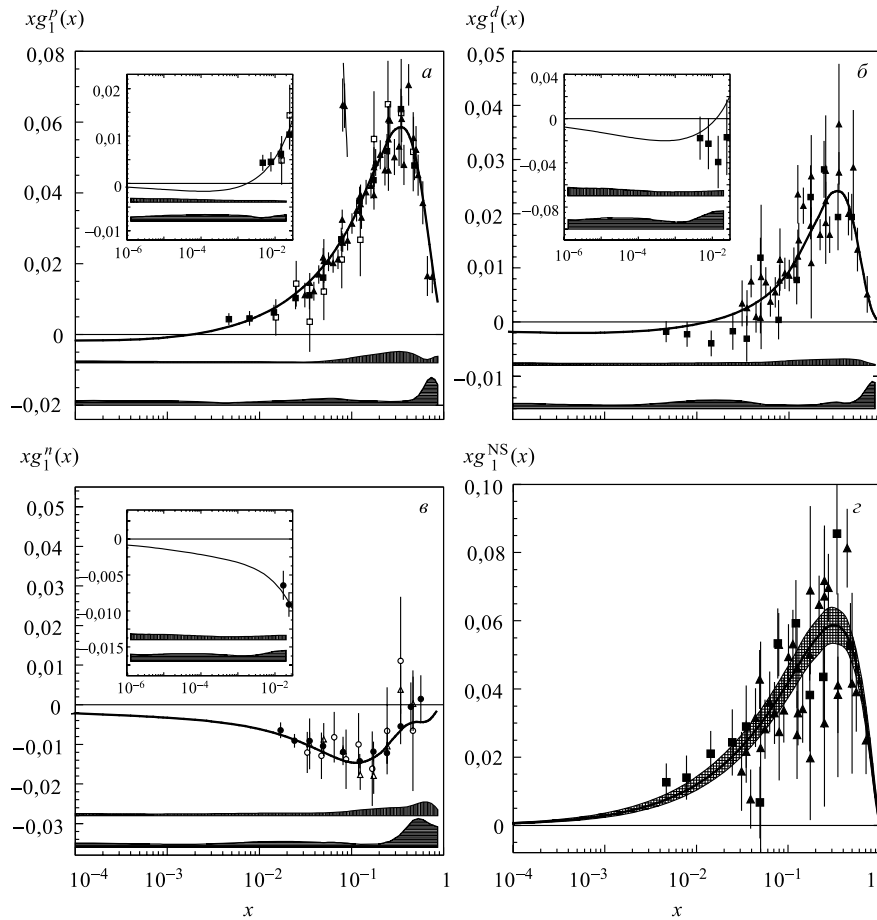


Рис. 5. Результаты КХД-анализа мировых данных по $g_1(x, Q^2)$, выполненного SMC (сплошные линии). Данные, вошедшие в анализ, показаны на рисунках следующими символами (при $Q_0^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$): \blacksquare — SMC; \blacktriangle — E143; \square — EMC; \triangle — E142; \bullet — E154; \circ — HERMES. Область малых x показана на вставках. На графике г приведены результаты фита несинглетной функции $g_1^{\text{NS}} = g_1^p - g_1^n$

тельными. По результатам КХД-анализа структурных функций $g_1(x, Q^2)$ можно получить в параметризованном виде распределения по x для каждого партонa при фиксированном Q^2 , вычислить их интегралы (первые моменты) и оценить вклад кварков $\Delta\Sigma(Q^2)$ и глюонов $\Delta g(Q^2)$ в спин нуклона. Данные, проанализированные SMC, привели к следующим значениям $\Delta\Sigma$ и Δg при

$$Q_0^2 = 1 \text{ ГэВ}^2:$$

$$\Delta\Sigma(Q_0^2) = 0,23 \pm 0,07 \pm 0,16, \quad \Delta g(Q_0^2) = 0,99_{-0,31}^{+1,17+0,42+1,43}_{-0,22-0,45}.$$

Таким образом, подтверждены результаты ЕМС, впервые указавшие на малый вклад кварков в спин нуклона. В то же время видно, что точность результатов по Δg из КХД-анализа данных по g_1 недостаточна, чтобы сделать следующий шаг в разрешении «спинового кризиса».

Для проверки выполнения правил сумм Эллиса–Джаффе и Бьеркена вычислены интегралы Γ_1^p , Γ_1^d , Γ_1^n . При этом для экстраполяции данных по $g_1(x)$ в неизмеряемые области больших и малых x использовались результаты КХД-анализа, показанные на рис. 5. Численные значения Γ_1^p и Γ_1^d при $Q_0^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$, полученные СМС, и соответствующие предсказания правил сумм, даны ниже:

| | СМС | Эллис–Джаффе |
|---|-----|-------------------|
| $\Gamma_1^p(Q_0^2) = 0,120 \pm 0,005$ (стат.) $\pm 0,006$ (сист.) $\pm 0,014$ (теор.) | | $0,176 \pm 0,004$ |
| $\Gamma_1^d(Q_0^2) = 0,019 \pm 0,006$ (стат.) $\pm 0,003$ (сист.) $\pm 0,013$ (теор.) | | $0,068 \pm 0,004$ |

Интегралы Γ_1 приведены также на рис. 6 и 7, где теоретические предсказания взяты из [11]. Очевидно, что эксперимент показал выполнение правила сумм Бьеркена и нарушение правил сумм Эллиса–Джаффе.

Кроме анализа интегралов Γ_1 на предмет проверки правил сумм Бьеркена и Эллиса–Джаффе, большой интерес вызывает также проверка еще одного правила сумм — Герасимова–Дрелла–Херна (ГДХ). Так же, как и другие, это правило имеет фундаментальный характер — оно связывает аномальный вклад в магнитный момент нуклона с интегралом (I_{GDH}) от разности полных сечений поглощения нуклоном циркулярно-поляризованных реальных фотонов с полным моментом $1/2$ и $3/2$, который равен -204 мкб для протона и -233 мкб для нейтрона.

Обобщение правила ГДХ на случай поглощения виртуальных фотонов приводит к тому, что I_{GDH} будет зависеть от Q^2 , и в первом приближении эта зависимость определяется соотношением

$$I_{\text{GDH}} = 16\alpha\pi^2\Gamma_1(Q^2)/Q^2,$$

которое положительно при всех Q^2 . Таким образом, теория предсказывает очень резкое изменение $I_{\text{GDH}}(Q^2)$ при $Q^2 \rightarrow 0$ от положительных значений до определенных отрицательных.

Коллаборацией HERMES впервые изучалась Q^2 -зависимость интеграла ГДХ при различных значениях инвариантных масс конечных адронных состояний (W^2), возникающих в ГНР поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах: $W^2 < 4,2 \text{ ГэВ}^2$, куда включается область нуклонных

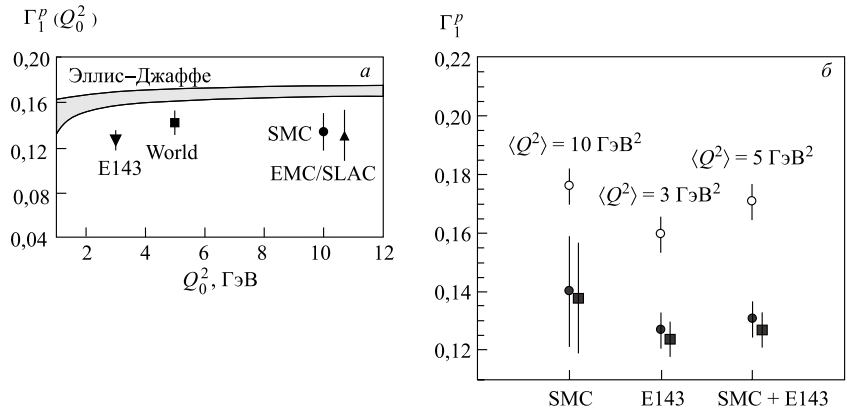


Рис. 6. Сравнение экспериментальных результатов по измерениям интеграла Γ_1^p в разных экспериментах при средних для них значениях Q^2 с теоретическими предсказаниями Эллиса–Джаффе (закрашенная область) (а) и такое же сравнение (б), где Γ_1^p рассчитан аналитически с использованием параметризации экспериментально измеренной спиновой асимметрии $A_{||}$ [12]: \circ — теоретические предсказания для Γ_1^p ; \bullet и \blacksquare — значения Γ_1^p , рассчитанные двумя различными методами параметризации A_1

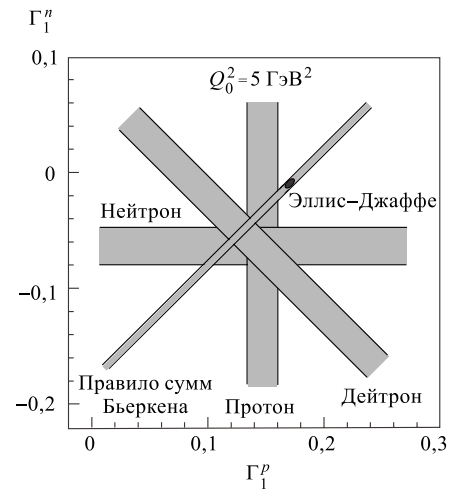


Рис. 7. Сравнение экспериментальных результатов по измерениям Γ_1^p и Γ_1^n с теоретическими предсказаниями для правил сумм Бьеркена и Эллиса–Джаффе. Ширина полос соответствует неопределенностям соответствующей величины

резонансов и вся область $1 < W^2 < 45 \text{ ГэВ}^2$, доступная в эксперименте [13] (см. рис. 8). Видно, что при малых $Q^2 \leq 2 \text{ ГэВ}^2$ вклад в I_{GDH} от нуклонных резонансов составляет примерно половину от полного значения, а при $Q^2 \geq 3 \text{ ГэВ}^2$ он практически отсутствует. Экспериментальные данные для полного значения интеграла I_{GDH} хорошо согласуются с моделью Соффера–Теряева [14], предсказывающей независимость от Q^2 произведения $Q^2 I_{\text{GDH}}$.

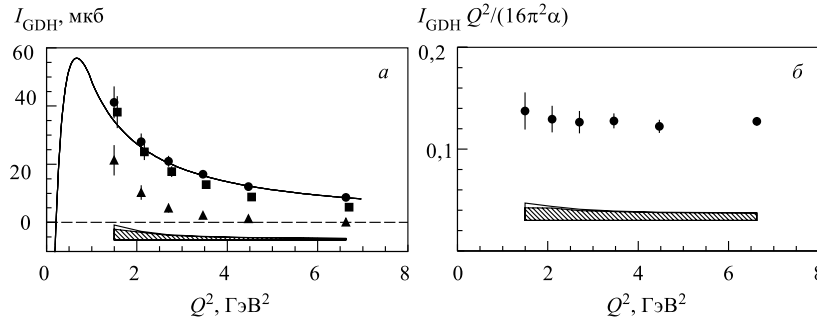


Рис. 8. *а*) Интеграл Герасимова–Дрелла–Херна I_{GDH} как функция Q^2 для различных верхних пределов инвариантных масс конечных адронных состояний: $W^2 < 4, 2 \text{ ГэВ}^2$ (треугольники) — резонансная область, $1 < W^2 < 45 \text{ ГэВ}^2$ (прямоугольники) — измеряемая область и полный интеграл (кружки), который включает оценку вклада от области $W^2 > 45 \text{ ГэВ}^2$. Сплошная линия — предсказание модели Соффера–Теряева для полного интеграла. *б*) Отношение $I_{\text{GDH}} Q^2 / (16\pi^2 \alpha)$ как функция Q^2 . Заштрихованная область показывает систематические неопределенности измерений

Вторая спинзависимая структурная функция нуклона g_2 , впервые измеренная в эксперименте SMC [15], не имеет простой физической интерпретации в КПМ, и ее появление в выражениях для сечений рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах носит чисто феноменологический характер. Оно обусловлено интерференцией в поглощении нуклонами виртуальных фотонов с продольной и поперечной поляризациями. В КХД найдено, что g_2 состоит из двух слагаемых:

$$g_2(x, Q^2) = g_2^{ww}(x, Q^2) + \bar{g}_2(x, Q^2),$$

где первый член содержит вклад от так называемых операторов твист-2, в первом приближении выражающийся через g_1 :

$$g_2^{ww}(x, Q^2) = -g_1(x, Q^2) + \int_x^1 g_1(t, Q^2) \frac{dt}{t},$$

а второй член содержит вклад от операторов твист-3. Асимметрии $A_2^{p,d}$ для протонов и дейтронов, связанные со структурными функциями $g_2^{p,d}$, были

впервые измерены SMC с использованием поперечно-поляризованной мишени. Позднее более точные измерения были выполнены в экспериментах SLAC E143 и E155 (см. рис. 9).

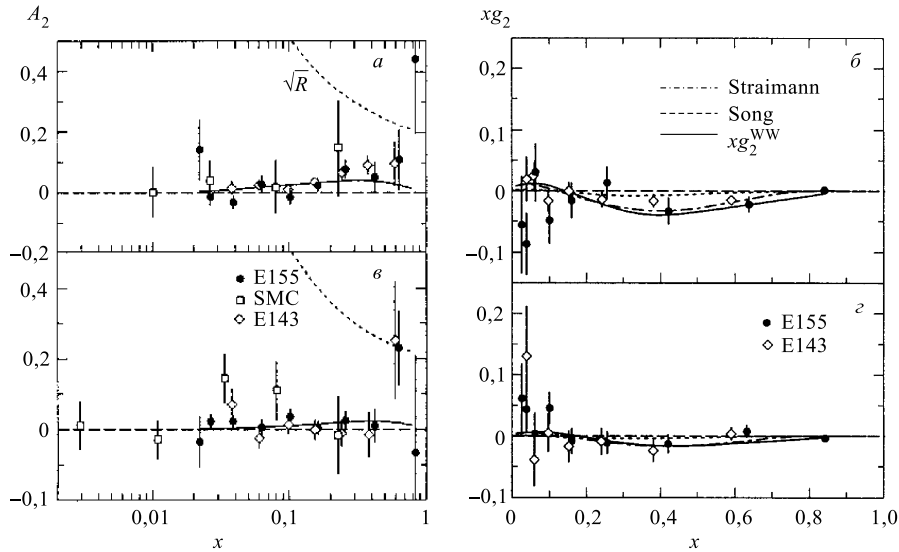


Рис. 9. Асимметрия A_2 (а, б) для протона и дейтрона, измеренная SMC, SLAC (E143 и E155), а также структурная функция xg_2 в сравнении с теоретическими предсказаниями (б, г)

Как асимметрия A_2 , так и g_2 оказались малыми. Их поведение в зависимости от x совпадает с тем, которое теоретически предсказывается для $g_2^{ww}(x)$. Отсюда видно, что вклад операторов твист-3 практически отсутствует, то есть $\bar{g}_2 = 0$.

Как сказано выше, в задачи экспериментов SMC и HERMES входило изучение спиновых эффектов в полукклюзивных реакциях образования положительных (отрицательных) адронов $h^{+(-)}$ на поляризованных мишенях:

$$\vec{l} + \vec{N} \rightarrow l' + X + h^{+(-)}.$$

Эти эффекты проявляются в асимметриях $A^{+(-)}$ образования адронов на продольно-поляризованных нуклонах со спином, направленным вдоль и против спина лептона. Асимметрии в рождении таких адронов связаны с асимметриями $A_1^{+(-)}$ в поглощении виртуальных фотонов, приводящем к соответствующим конечным состояниям. В КПМ асимметрии $A_1^{+(-)}$ могут быть выражены через распределения кварков по x , $q_i(x)$ и функции фрагментации

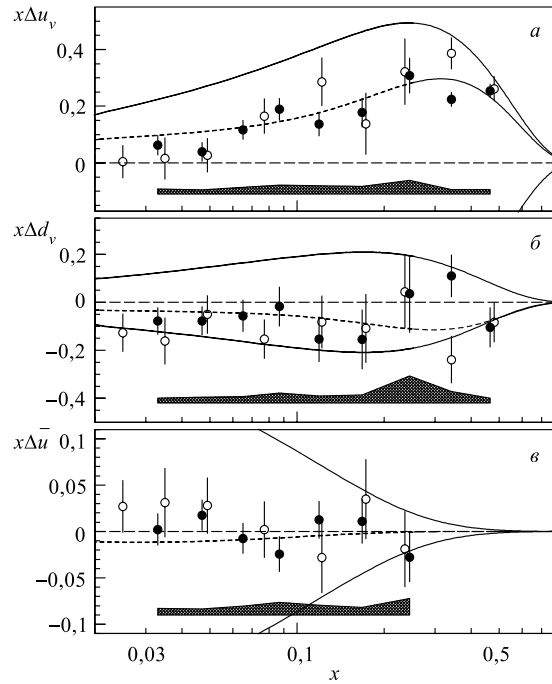


Рис. 10. Спинзависимые кварковые распределения: а) $x\Delta u_v(x)$, б) $x\Delta d_v(x)$, в) $x\Delta \bar{u}(x)$ по данным эксперимента HERMES (●). Сплошные линии соответствуют границам, при которых кварковые распределения остаются положительными, штриховые соответствуют параметризации Германа–Стирлинга [11]. Данные SMC (○) были пересчитаны для $Q^2 = 2,5 \text{ ГэВ}^2$

кварков в адроны. Имея набор из шести измеренных на протоне и дейтроне асимметрий $A_{1p}^{+(-)}$, $A_{1d}^{+(-)}$, A_1^p и A_1^d , можно вычислить распределения поляризованных валентных кварков в нуклоне Δu_v и Δd_v и нестранных морских кварков $\Delta \bar{q}_s$ и сравнить эти распределения с аналогичными, получаемыми в результате КХД-анализа данных по $g_1(x, Q^2)$. Результаты SMC приведены в [16] и на рис. 10.

Аналогичные результаты HERMES [17], полученные с лучшей точностью, приведены на рис. 10 в сравнении с данными SMC и соответствующими предсказаниями модели Германа–Стирлинга [11], согласующимися с данными по $g_1(x, Q^2)$. Таким образом, изучение полуинклюзивных реакций, с одной стороны, позволяет показать самосогласованность спиновых эффектов, измеренных в разных инклюзивных и полуинклюзивных реакциях, а с другой — при повышении точности измерений указывает на возможность прямого измерения распределений поляризованных кварков в нуклоне.

В дополнение к основным открытиям, сделанным при изучении неполяризованных структурных функций, для поляризованных структурных функций можно добавить следующее.

— Определены основные закономерности поведения структурных функций g_1 и g_2 в зависимости от кинематических переменных x и Q^2 . Эти закономерности согласуются с предсказаниями КХД.

— Установлено нарушение модельно-зависимых правил сумм Эллиса–Джаффе.

— Установлено выполнение фундаментального правила сумм Бьеркена.

— Спины кварков вносят лишь малую долю $\sim 20\text{--}30\%$ в спин нуклона. Таким образом, спиновый кризис пока не преодолен.

Вклад спинов других составляющих нуклона (глюонов), а также орбитальных моментов кварков и глюонов еще не определен. Акцент экспериментального изучения спиновой структуры нуклонов сместился в сторону измерений спинзависимых асимметрий в полунклюзивных и эксклюзивных реакциях, из которых можно получить эту недостающую информацию. Прежде всего это относится к эксперименту HERMES, который будет работать на электронном (позитронном) пучке коллайдера HERA до 2006 г., и в этом эксперименте уже приступили к изучению реакций глубоконеупругого комптоновского рассеяния (DVCS), чувствительных к Δg , L_g и L_q , к экспериментам на TJNAF [18], где изучение DVCS ведется при энергиях $\sim 5 \text{ ГэВ}^2$, к эксперименту COMPASS [19], в котором планировалось в 2001 г. приступить к набору данных по изучению асимметрии в реакциях рождения очарованных мезонов, чувствительных к Δg , и к эксперименту STAR [20] на коллайдере RHIC с поляризованными протонами, имеющему обширную программу изучения спиновых эффектов при высоких энергиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Benvenuti A.C. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 485; 1990. V. 237. P. 592; 1987. V. 195. P. 91.
2. *Восс Р.* // УФН. 1996. Т. 39. С. 869;
Савин И. А. // Тр. Боголюбовской конф. «Проблемы теор. и мат. физики», Москва–Дубна–Киев, 1999; ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 7а. С. 80.
3. *Virchaux M., Milzstain A.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 274. P. 221.
4. Review of Particle Physics. Eur. Phys. J. C. 2000. V. 15. P. 85.
5. *Anselmino M., Efremov A., Leader E.* // Phys. Rep. 1995. V. 261. P. 1;
Lampe B., Reya E. // Phys. Rep. 2000. V. 332. P. 1.
6. *Adams D. et al.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 5330;
Aveda B. et al. // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 112001.
7. *Savin I.* // Proc. of the SPIN-98 Symp., Protvino / Ed. N.E. Tyurin et al. Singapore, 1998. P. 87.
8. *Adams D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 437. P. 23.

9. *Ackerstaff K. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 404. P. 383;
Airapetian A. et al. // Phys. Lett. B. 1998. V. 442. P. 484.
10. *Adeva B. et al.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 112002.
11. *Gehrmann T., Stirling W. S.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 6100.
12. *Nagaitsev A. P. et al.* // JINR Rapid Commun. 1995. No. 3[71]. P. 59.
13. *Airapetian A. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 494. P. 1.
14. *Soffer J., Teryaev O. V.* // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 25; Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3373.
15. *Adams D. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 336. P. 125.
16. *Adeva B. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 420. P. 180.
17. *Ackerstaff K. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 464. P. 123.
18. *Chen J. P. et al.* Preprint PCCF-RI-0013. 2000.
19. *Baum G. et al.* Preprint CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297; CERN/SPSLC 96-30. 1996.
20. *Adams D. L. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 638. P. 559.
21. *Krivokhijine V. G., Kotikov A. V.* JINR Preprint E2-2001-190. Dubna, 2001.