

УДК 539.12.01

## АЗИМУТАЛЬНАЯ АСИММЕТРИЯ И ОТНОШЕНИЕ $R = F_L/F_T$ КАК ПРОБНИКИ ЧАРМА В ПРОТОНЕ

Н.Я. ИВАНОВ

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

(Поступила в редакцию 19 октября 2011 г.)

Исследованы две экспериментальные возможности измерения содержания тяжелых кварков в протоне: используя отношение Каллана–Гросса  $R(x, Q^2) = F_L/F_T$  и/или азимутальную  $\cos(2\varphi)$ -асимметрию в глубоконеупругом рассеянии лептонов на протоне. Подход основан на пертурбативной стабильности предсказаний КХД для этих двух величин. Мы проводим суммирование массовых логарифмов типа  $\alpha_s \ln(Q^2/m^2)$  и заключаем, что распределения тяжелых кварков в протоне могут в принципе быть извлечены из данных по отношению Каллана–Гросса и/или азимутальной асимметрии. В частности, содержание чарма в протоне может быть измерено в будущих исследованиях на большом адрон–электронном (LHeC) и электрон–ионном (EIC) коллайдерах.

### 1. Введение

Понятие о внутреннем чарме (IC) адронов появилось более 30 лет назад в работах [1]. Было показано, что, в картине фоковских состояний на световом конусе, представляется вполне естественным ожидать пятикварковых вкладов типа  $|uudc\bar{c}\rangle$  в волновую функцию протона [2]. Пятикварковая компонента может генерироваться флуктуациями  $gg \rightarrow c\bar{c}$  внутри протона, где аннигилирующие глюоны излучаются разными валентными кварками. Оригинальная концепция внутреннего чарма [1] имеет непerturbативную природу, поскольку вклад пятикварковых состояний  $|uudc\bar{c}\rangle$  в волновую функцию протона убывает как  $1/m^2$ , где  $m$  – масса  $c$ -кварка [3].

В середине девяностых годов был предложен другой взгляд на содержание чарма в протоне в рамках схемы квантовой хромодинамики (КХД) с переменным числом кварковых ароматов (VFNS) [4,5]. Так называемая VFNS представляет собой альтернативу традиционной схеме КХД с фиксированным числом кварковых ароматов (FFNS), в которой протон состоит лишь из легких кварков и глюонов ( $u, d, s$  и  $g$ ). В рамках VFNS массовые логарифмы типа  $\alpha_s \ln(Q^2/m^2)$  суммируются во всех порядках теории возмущений и замещаются функциями распределения тяжелых кварков, которые удовлетворяют стандартным  $Q^2$  уравнениям эволюции DGLAP [6]. Таким образом, подход VFNS приводит к партонным функциям распределения (ПФР) для тяжелых кварков и увеличивает на единицу число активных кварков в протоне, когда преодолева-

ется порог рождения очередного кварка. Отметим также, что распределение чарма имеет в рамках VFNS пертурбативный характер, поскольку обеспечивается  $g \rightarrow c\bar{c}$  эволюцией. Результаты последних исследований схемы VFNS представлены в работах [7-9]. Основная цель VFNS – суммировать массовые логарифмы и тем самым улучшить сходимость ряда теории возмущений КХД.

В настоящее время как пертурбативная, так и непертурбативная плотности чарма широко используются для феноменологического описания данных опыта. (Детальный обзор теоретических предсказаний и экспериментальных ограничений на содержание чарма в протоне представлен в [10]). В частности, практически все современные наборы ПФР коллабораций STEQ [11-13] и MRST [14] основаны на VFNS и предсказывают ненулевые плотности чарма. В то же время остается открытым основной вопрос: как измерить содержание чарма в протоне? С теоретической точки зрения, основная проблема заключается в том, что велики радиационные поправки к сечениям рождения тяжелых ароматов, которые примерно вдвое увеличивают борновские предсказания. Более того, суммирование судаковских логарифмов, обусловленных излучением мягких глюонов, свидетельствует о том, что вклады высших порядков теории возмущений в сечения рождения также велики. (В качестве обзора можно рекомендовать работы [15,16]). С другой стороны, пертурбативная нестабильность обуславливает высокую чувствительность предсказаний к стандартным неопределенностям в КХД параметрах, таких как масса кварка  $m$ , ренормализационный и факторизационный масштабы  $\mu_R$  и  $\mu_F$ ,  $\Lambda_{QCD}$  и ПФР. В результате, теория позволяет оценить лишь порядок величин для сечений рождения чарма во всей области энергий от экспериментов с фиксированной мишенью [17] до RHIC коллайдера [18].

Поскольку сечения рождения пертурбативно нестабильны в рамках КХД, они не могут служить хорошим пробником плотности чарма в протоне. Поэтому особый интерес представляет анализ тех наблюдаемых, которые хорошо определены в КХД. Нетривиальные примеры таких наблюдаемых предложены в работах [19-25], в которых изучались азимутальная  $\cos(2\phi)$  асимметрия и отношение Каллана–Гросса  $R(x, Q^2) = F_L/F_T$  в глубоконеупругом лепторождении тяжелых кварков. (Отметим также работу [26], посвященную стабильности предсказаний КХД для зарядовой асимметрии в адророждении  $t$ -кварка). Было показано, что, в отличие от сечений рождения, азимутальная асимметрия [20,22] и отношение Каллана–Гросса [24,25] в лепторождении тяжелых кварков параметрически и пертурбативно стабильны в рамках FFNS схемы КХД.

В настоящей работе исследовано суммирование массовых логарифмов типа  $\alpha_s \ln(Q^2/m^2)$  в лепторождении тяжелых ароматов:

$$l(1) + N(p) \rightarrow l(1 - q) + Q(p_q) + X[\bar{Q}](p_x). \quad (1)$$

Сечение рождения кварка  $Q$  в процессе (1) записывается в следующем виде:

$$\frac{d^3\sigma_{IN}}{dx dQ^2 d\varphi} = \frac{2\alpha_{em}^2}{Q^4} \frac{y^2}{1-\varepsilon} \times \left[ F_T(x, Q^2) + \varepsilon F_L(x, Q^2) + \varepsilon F_A(x, Q^2) \cos 2\varphi + 2\sqrt{\varepsilon(1+\varepsilon)} F_T(x, Q^2) \cos \varphi \right], \quad (2)$$

где  $F_2(x, Q^2) = 2x(F_T + F_L)$ , а величина  $\varepsilon$  определяет степень продольной поляризации виртуального фотона в системе Брейта:  $\varepsilon = 2(1-y)/(1+(1-y)^2)$  [27]. Величины  $x$ ,  $y$  и  $Q^2$  суть обычные бьеркеновские переменные, а азимутальный угол  $\varphi$  и другие величины определены на рис.1.

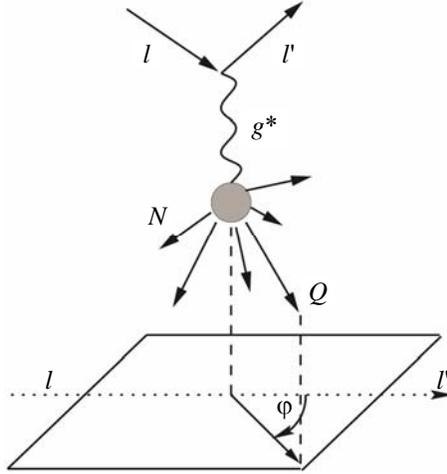


Рис.1. Определение азимутального угла  $\varphi$  в системе покоя мишени.

В следующих разделах мы рассмотрим суммирование массовых логарифмов для величин  $R(x, Q^2)$  и  $A(x, Q^2)$ , определенных как

$$R(x, Q^2) = \frac{F_L}{F_T}(x, Q^2), \quad A(x, Q^2) = 2x \frac{F_A}{F_2}(x, Q^2). \quad (3)$$

## 2. Суммирование массовых логарифмов для величин $F_2$ и $F_L/F_T$

Наш подход к суммированию массовых логарифмов основан на VFNS подходе ACOT( $\chi$ ), предложенном в [7]. На рис.2 и 3 приведены ведущие (LO) и следующие за ведущими (NLO) предсказания FFNS для структурной функции  $F_2(x, Q^2)$  и отношения Каллана–Гросса  $R(x, Q^2) = F_L/F_T$  в лепторождении чарма, а также проведено сравнение их с соответствующими предсказаниями VFNS схемы ACOT( $\chi$ ). В наших вычислениях используется СТЕQ6М параметризация ПФР и значение массы  $c$ -кварка  $m = 1.3$  ГэВ [13]. Мы “сворачиваем” NLO СТЕQ6М ПФР как с LO, так и с NLO партонными сечениями [28], что дает возможность непосредственно оценивать пертурбативную стабильность предсказаний FFNS. По умолчанию используется единое значение для ренормализационного и факторизационного масштаба,  $\mu = \sqrt{4m^2 + Q^2}$ .

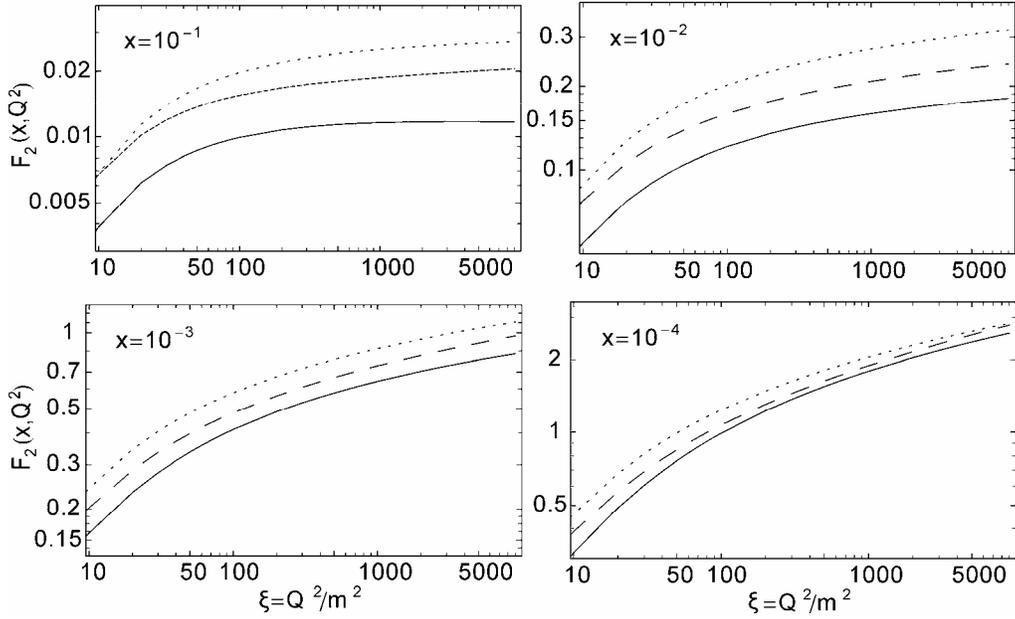


Рис.2.  $Q^2$ -поведение структурной функции  $F_2(x, Q^2)$  в лепторождении чарма при  $x = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$ . Приведены LO (сплошные линии) и NLO (пунктирные линии) предсказания схемы FFNS, а также результаты ACOT( $\chi$ ) (точечные линии).

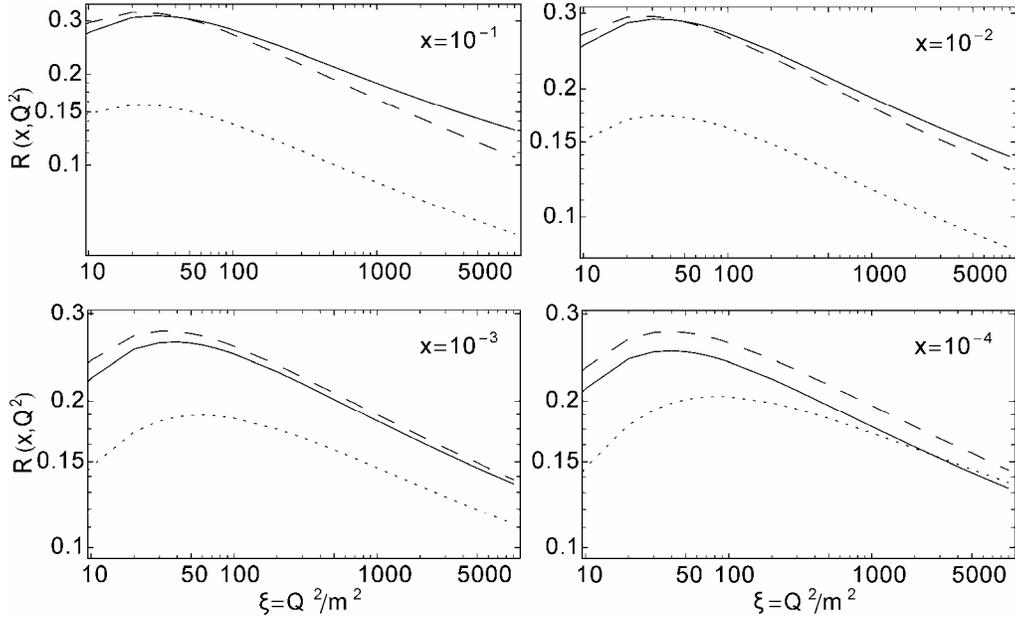


Рис.3.  $Q^2$ -поведение отношения Каллана–Гросса  $R(x, Q^2) = F_L/F_T$  в лепторождении чарма при  $x = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$ . Приведены LO (сплошные линии) и NLO (штриховые линии) предсказания схемы FFNS, а также результаты ACOT( $\chi$ ) (точечные линии).

Как видно из рис.2, и радиационные поправки к  $F_2(x, Q^2)$ , и вклады  $ACOT(\chi)$ , обусловленные наличием чарма в протоне, велики: они увеличивают борновские предсказания при  $x \sim 10^{-1}$  примерно вдвое для всех  $Q^2$ . В то же время, относительная разница между NLO предсказаниями FFNS и  $ACOT(\chi)$  невелика: при  $Q^2/m^2 < 10^3$  она не превышает 20%. Мы заключаем, что определить содержание чарма в протоне, используя лишь данные по  $F_2(x, Q^2)$ , на фоне больших (и теоретически плохо изученных) радиационных поправок представляется весьма затруднительным.

Рассматривая соответствующие предсказания для отношения  $R(x, Q^2)$  на рис.3, можно заметить, что в этом случае вклады радиационных поправок и результаты  $ACOT(\chi)$  суммирования массовых логарифмов существенно различны. В частности, NLO поправки к  $R(x, Q^2)$  невелики, менее 15% при  $x: 10^{-3} - 10^{-1}$  и  $Q^2/m^2 < 10^4$ . Это говорит о том, что немалые радиационные вклады в функции  $F_T$  и  $F_L$  сокращают друг друга в отношении  $F_L/F_T$  с хорошей точностью.

С другой стороны,  $ACOT(\chi)$  предсказывает значительное содержание чарма в протоне, что уменьшает борновские FFNS результаты для величины  $R(x, Q^2)$  примерно вдвое практически для всех значений  $Q^2/m^2 > 10$ . Причиной уменьшения предсказаний для отношения  $R(x, Q^2)$  в рамках VFNS является то, что суммирование массовых логарифмов по-разному влияет на структурные функции  $F_T$  и  $F_L$ . Дело в том, что, в отличие от поперечной структурной функции  $F_T$ , продольная  $F_L$  не содержит массовых логарифмов типа  $\alpha_s \ln(Q^2/m^2)$  как в LO, так и в NLO [29,30]. Поэтому процедура суммирования логарифмов типа  $\alpha_s \ln(Q^2/m^2)$  в рамках  $ACOT(\chi)$  приводит к значительному росту предсказаний для величины  $F_T$ , но не затрагивает функцию  $F_L$ . Мы заключаем, что, в отличие от сечений рождения, отношение Каллана–Гросса  $R(x, Q^2) = F_L/F_T$  в глубоконеупругом лепторождении  $c$ -кварка может быть хорошим пробником плотности чарма в протоне.

Отметим, что этот вывод практически не зависит от используемых ПФР. Наш анализ показывает, что VFNS версии ПФР коллаборации STEQ [11-13] приводят к существенному снижению борновских предсказаний для отношения  $R(x, Q^2)$ .

Что касается поведения отношения Каллана–Гросса при малых  $x < 10^{-4}$ , эта проблема требует суммирования VFKL [31] логарифмов типа  $\ln(1/x)$  и будет рассмотрена в последующих публикациях.

### 3. Суммирование массовых логарифмов для азимутальной асимметрии

На рис.4 приведены предсказания  $ACOT(\chi)$  для азимутальной асимметрии  $A(x, Q^2) = 2x F_A/F_2$  при следующих значениях переменной  $x = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$ . Для сравнения мы приводим также борновские результаты FFNS (сплошные линии). Как и раньше, используется STEQ6M параметризация ПФР,  $m = 1.3$  ГэВ и  $\mu = \sqrt{4m^2 + Q^2}$ .

Рис.4 демонстрирует следующие свойства азимутальной асимметрии:

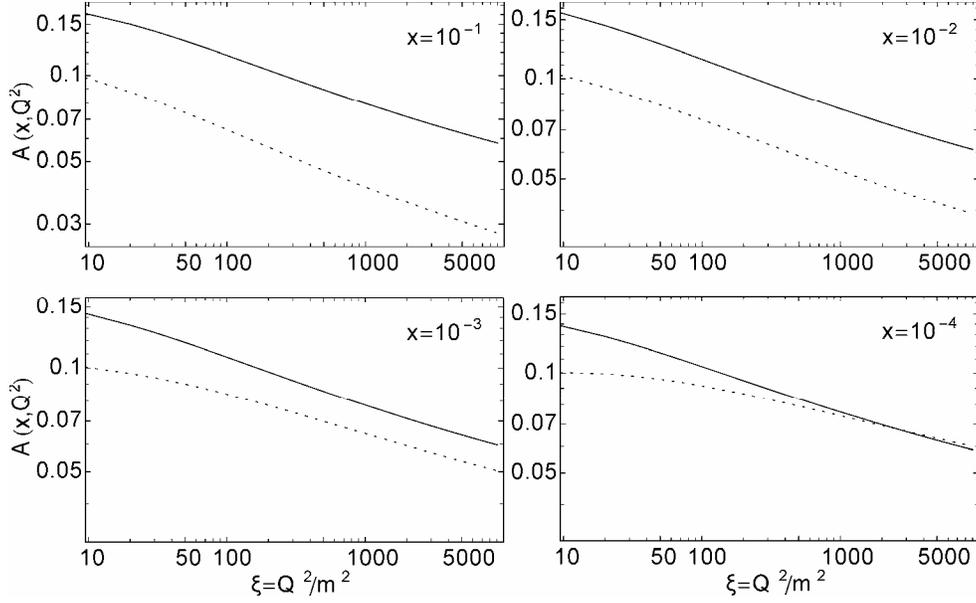


Рис.4.  $Q^2$ -поведение азимутальной асимметрии  $R(x, Q^2) = 2xF_A/F_2$  в лепторождении чарма при  $x = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$ . Приведены LO предсказания схемы FFNS (сплошные линии), а также результаты ACOT( $\chi$ ) (точечные линии).

суммирование массовых логарифмов приводит к существенному уменьшению борновских предсказаний для  $\cos(2\varphi)$ -асимметрии. В схеме ACOT( $\chi$ ) вклад  $s$ -кварка из протона понижает FFNS предсказания для  $A(x, Q^2)$  примерно на 30–40% при  $x: 10^{-2} - 10^{-1}$ . Причина этого эффекта та же, что и в случае с величиной  $R(x, Q^2)$ : в отличие от  $F_2$ , связанная с азимутом функция  $F_A$  не имеет особенностей (массовых логарифмов) в киральном пределе  $m \rightarrow 0$ , по крайней мере, в борновском приближении.

В настоящее время точные NLO результаты для азимутальной структурной функции  $F_A$  неизвестны. Однако, в работе [23] изучались NLO поправки к азимутальной  $\cos(2\varphi)$ -асимметрии в рамках так называемого приближения мягких глюонов при  $Q^2 \leq m^2$ . (Напомним, что при  $Q^2 \gg m^2$  приближение мягких глюонов неприменимо). Было показано, что вклад мягких глюонов в структурные функции  $F_2$  и  $F_A$  велик, однако сокращается с хорошей точностью в отношении  $A(x, Q^2) = 2xF_A/F_2$ . Поэтому кажется естественным ожидать, что азимутальная  $\cos(2\varphi)$ -асимметрия также является пертурбативно стабильной величиной в широком интервале переменных  $x$  и  $Q^2$  в рамках FFNS.

Мы также проанализировали вопрос о том, как предсказания для  $A(x, Q^2)$  зависят от выбора факторизационной схемы. В частности, были рассмотрены схемы, предложенные в работах [8,32]. Мы обнаружили, что достаточно далеко от порога рождения чарма эти схемы также понижают предсказания борновского приближения на 30–50%.

Таким образом, процедура суммирования массовых логарифмов сильно

влияет на борновские предсказания для  $\cos(2\varphi)$ -асимметрии при  $x: 10^{-2} - 10^{-1}$ , что может быть экспериментально проверено.

#### 4. Заключение

В настоящей работе мы сравнили структурную функцию  $F_2$ , отношение Каллана–Гросса  $R = F_L/F_T$  и азимутальную асимметрию  $A = 2xF_A/F_2$  в лепторождении  $c$ -кварка в качестве пробников плотности чарма в протоне. Для оценки вкладов  $c$ -кварка из протона использована факторизационная схема ACOT( $\chi$ ) [7] и различные VFNS параметризации ПФР коллаборации STEQ [11-13]. Наш анализ показывает, что радиационные поправки и вклад  $c$ -кварка из протона в функцию  $F_2(x, Q^2)$  имеют похожие  $x$ - и  $Q^2$ -зависимости в широком кинематическом диапазоне. Поэтому определить содержание чарма в протоне, используя лишь данные по  $F_2(x, Q^2)$ , представляется весьма затруднительным.

Ситуация с использованием отношения Каллана–Гросса и/или азимутальной асимметрии выглядит более обещающей. Наш анализ показывает, что суммирование массовых логарифмов приводит к уменьшению борновских предсказаний для  $R(x, Q^2)$  и  $A(x, Q^2)$  примерно на 30–50% для  $x: 10^{-2} - 10^{-1}$  и  $Q^2 \sim m^2$ . Принимая во внимание пертурбативную стабильность отношения Каллана–Гросса и азимутальной асимметрии в рамках FFNS, установленную в [23,25], мы заключаем, что плотность чарма в протоне может быть в принципе определена из данных по  $R = F_L/F_T$  и  $A = 2xF_A/F_2$  при больших  $Q^2$ .

Что касается экспериментальных аспектов, то величины  $R(x, Q^2)$  и  $A(x, Q^2)$  в лепторождении чарма могут быть измерены в будущих исследованиях на проектируемых коллайдерах EIC [33] и LHeC [34].

Мы признательны С.И. Алехину и И. Блюмлину за предоставленный код [28] для быстрого вычисления радиационных поправок к партонным сечениям рождения чарма. Автор благодарит А. Авакяна, С. Бродского и К. Вайсса за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом ANSEF PS-2033 и Государственным комитетом по науке РА, грант 11-1C015.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **S.J.Brodsky, P.Hoyer, C.Peterson, N.Sakai.** Phys. Lett. B, **93**, 451 (1980); **S.J.Brodsky, C.Peterson, N.Sakai.** Phys. Rev. D, **23**, 2745 (1981).
2. **S.J.Brodsky.** Light-front QCD. [hep-ph/0412101]; **S.J.Brodsky.** Few Body Syst., **36**, 35 (2005).
3. **M.Franz, V.Polyakov, K.Goeke.** Phys. Rev. D, **62**, 074024 (2000).
4. **M.A.G.Aivazis, J.C.Collins, F.I.Olness, W.-K.Tung.** Phys. Rev. D, **50**, 3102 (1994).
5. **J.C.Collins.** Phys. Rev. D, **58**, 094002 (1998).
6. **V.N.Gribov, L.N.Lipatov.** Sov. J. Nucl. Phys., **15**, 438 (1972); **Y.L.Dokshitzer.** Sov. Phys. JETP, **46**, 641 (1977); **G.Altarelli, G.Parisi.** Nucl. Phys. B, **126**, 298 (1977).
7. **W.-K.Tung, S.Kretzer, C.Schmidt.** J. Phys. G, **28**, 983 (2002).
8. **M.Kramer, F.I.Olness, D.E.Soper.** Phys. Rev. D, **62**, 096007 (2000).
9. **R.S.Thorne.** Phys. Rev. D, **73**, 054019 (2006); **C.D.White, R.S.Thorne.** Phys. Rev. D, **74**, 014002 (2006); **W.K.Tung, H.L.Lai, A.Belyaev, J.Pumplin, D.Stump, C.-P.Yuan.**

- JHEP, **0702**, 053 (2007); **S.Kretzer, H.L.Lai, F.I.Olness, W.-K.Tung**. Phys. Rev. D, **69**, 114005 (2004); **R.S.Thorne, W.K.Tung**. [arXiv:0809.0714 [hep-ph]]; **P.M.Nadolsky**. [arXiv:0809.0945 [hep-ph]]; **M.Guzzi, P.M.Nadolsky, H.-L.Lai, C.-P.Yuan**. [arXiv:1108.5112[hep-ph]].
10. **J.Pumplin**. Phys. Rev. D, **73**, 114015 (2006); **S.J.Brodsky, B.Kopeliovich, I.Schmidt, J.Soffer**. Phys. Rev. D, **73**, 113005 (2006); **J.Pumplin, H.L.Lai, W.K.Tung**. Phys. Rev. D, **75**, 054029 (2007).
  11. **H.L.Lai, J.Huston, S.Kuhlmann, et al**. Phys. Rev. D, **55**, 1280 (1997).
  12. **H.L.Lai, J.Huston, S.Kuhlmann, et al**. Eur. Phys. J. C, **12**, 375 (2000).
  13. **J.Pumplin, D.R.Stump, J.Huston, et al**. JHEP, **0207**, 012 (2002).
  14. **A.D.Martin, R.G.Roberts, W.J.Stirling, R.S.Thorne**. Phys. Lett. B, **604**, 61 (2004).
  15. **E.Laenen, S.-O.Moch**. Phys. Rev. D, **59**, 034027 (1999).
  16. **N.Kidonakis**. Phys. Rev. D, **64**, 014009 (2001); **N.Kidonakis**. Phys. Rev. D, **73**, 034001 (2006).
  17. **M.L.Mangano, P.Nason, G.Ridolfi**. Nucl. Phys. B, **373**, 295 (1992); **S.Frixione, M.L.Mangano, P.Nason, G.Ridolfi**. Nucl. Phys. B, **412**, 225 (1994).
  18. **R.Vogt**. Eur. Phys. J. ST, **155**, 213 (2008).
  19. **N.Ya.Ivanov, A.Capella, A.B.Kaidalov**. Nucl. Phys. B, **586**, 382 (2000).
  20. **N.Ya.Ivanov**. Nucl. Phys. B, **615**, 266 (2001).
  21. **N.Ya.Ivanov, P.E.Bosted, K.Griffioen, S.E.Rock**. Nucl. Phys. B, **650**, 271 (2003).
  22. **N.Ya.Ivanov**. Nucl. Phys. B, **666**, 88 (2003).
  23. **L.N.Ananikyan, N.Ya.Ivanov**. Nucl. Phys. B, **762**, 256 (2007); **L.N.Ananikyan, N.Ya.Ivanov**. Phys. Rev. D, **75**, 014010 (2007).
  24. **N.Ya.Ivanov, B.A.Kniehl**. Eur. Phys. J. C, **59**, 647 (2009).
  25. **N.Ya.Ivanov**. Nucl. Phys. B, **814**, 142 (2009).
  26. **L.G.Almeida, G.Sterman, W.Vogelsang**. Phys. Rev. D, **78**, 014008 (2008).
  27. **N.Dombey**. Rev. Mod. Phys., **41**, 236 (1969).
  28. **S.I.Alekhin, J.Blumlein**. Phys. Lett. B, **594**, 299 (2004).
  29. **E.Laenen, S.Riemersma, J.Smith, W.L. van Neerven**. Nucl. Phys. B, **392**, 162 (1993).
  30. **M.Buza, Y.Matiounine, J.Smith, et al**. Nucl. Phys. B, **472**, 611 (1996).
  31. **E.A.Kuraev, L.N.Lipatov, V.S.Fadin**. Sov. Phys. JETP, **44**, 443 (1976); **I.I.Balitzki, L.N.Lipatov**. Sov. J. Nucl. Phys., **28**, 822 (1978); **L.N. Lipatov**. Sov. Phys. JETP, **63**, 904 (1986).
  32. **S.Kretzer, I.Schienbein**. Phys. Rev. D, **58**, 094035 (1998).
  33. **A.Deshpande, R.Milner, R.Venugopalan, W.Vogelsang**. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **55**, 165 (2005); **D.Boer, M.Diehl, R.Milner, et al**. [arXiv:1108.1713[hep-ph]].
  34. **J.B.Dainton, M.Klein, P.Newman, E.Perez, F.Willeke**. J. Inst., **1**, P10001 (2006).

AZIMUTHAL ASYMMETRY AND RATIO  $R = F_L/F_T$   
AS PROBES OF THE CHARM CONTENT OF THE PROTON

N.Ya. IVANOV

We study two experimental ways to measure the heavy-quark content of the proton: using the Callan–Gross ratio  $R(x, Q^2) = F_L/F_T$  and/or azimuthal  $\cos(2\phi)$ -asymmetry in deep inelastic lepton–nucleon scattering. Our approach is based on the perturbative stability of the QCD predictions for these two quantities. We resum the mass logarithms of the type  $\alpha_s \ln(Q^2/m^2)$  and conclude that heavy-quark densities in the nucleon can, in principle, be determined from data on the Callan–Gross ratio and/or azimuthal asymmetry. In particular, the charm content of the proton can be measured in future studies at the proposed Large Hadron–Electron (LHeC) and Electron–Ion (EIC) Colliders.