

УДК 539.12

СЕЧЕНИЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ПРОТОНЕ С БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА

В.Г. МАМЯН^{1,2}, А. ДАНАГУЛЯН³, К. ЕГИЯН¹, Д. ХАМИЛТОН^{4,5},
Ч. ХАЙД-РАЙТ⁶, А. КЕТИКЯН¹, А. НАТАН³, А. РАДЮШКИН^{2,6},
М. РЕДЕЛЬБРОНН³, А. ШАГИНЯН¹, А. ВОСКАНЯН¹,
Б. ВОЙЦЕХОВСКИЙ²

¹Ереванский физический институт

²Национальная Ускорительная Лаборатория им. Томаса Джефферсона, США

³Университет штата Иллинойс, Урбана-Шампань, США

⁴Университет Глазго, Шотландия, СК

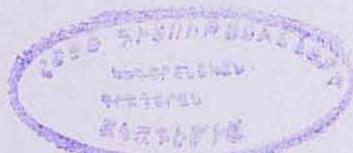
⁵Кембриджский университет, Кембридж, СК

⁶Университет Олд Доминион, Норфолк, США

(Поступила в редакцию 9 февраля 2005 г.)

Измерено сечение комптоновского рассеяния на протоне в кинематических диапазонах $s = 5-11$ ГэВ² и $-t = 2-7$ ГэВ². Фотонный поток с высокой интенсивностью, полученный в результате тормозного излучения электронов, падал на 15 см жидководородную мишень. Рассеянный фотон и протон отдачи регистрировались электромагнитным калориметром и магнитным спектрометром, соответственно. Полученные результаты находятся в согласии с предсказаниями, основанными на handbag-механизме реакции, в котором предполагается, что фотон взаимодействует с отдельным кварком протона, и не согласуется с предсказаниями пертурбативной КХД, основанными на механизме двухглюонного обмена.

Комптоновское рассеяние (КР) реальных фотонов на протоне с большой передачей импульса, наряду с другими жесткими эксклюзивными процессами, такими как глубоко-упругое *ep* рассеяние, глубоковиртуальное комптоновское рассеяние (ГКР) и эксклюзивное фоторождение мезонов, является уникальным инструментом исследования структуры нуклона. Общей чертой этих реакций является то, что мандельштамовские переменные s, t и u велики по сравнению с массой протона, что соответствует режиму жесткого рассеяния. В этом режиме КР было рассмотрено в рамках двух различных теоретических подходов, которые отличаются числом активных кварков,



участвующих в реакции.

В пертурбативном КХД (пКХД) подходе (рис.1), три активных кварка распределяют между собой переданный импульс посредством обмена двумя жесткими глюонами [1-5]. Общеизвестно, что при достаточно высоких энергиях должен доминировать двух-глюонный обменный механизм, хотя, насколько велики "достаточно высокие энергии" – все еще открытый вопрос. Альтернативный подход – "handbag" механизм [6] (см. рис.2), в котором имеется единственный активный кварк, взаимодействующий с внешними фотонами, а переданный импульс распределяется через перекрытие мягких волновых функций. Важная характеристика handbag-диаграммы – факторизация жестких и мягких подпроцессов. В изначальном подходе [6,7], развитом для расчета handbag-диаграммы, используется формализм обобщенных партонных распределений (ОПР). Недавно вклад handbag-диаграммы был рассчитан также на основе модели релятивистских конституентных кварков (РКК) [8]. Обобщенные партонные распределения объединяют известные фейнмановские распределения партонов и электромагнитные формфакторы нуклонов в гибридных функциях, дающих более полное и универсальное описание внутренней структуры нуклона, не зависящее от типа реакции. На их использовании основан новый способ описания жестких эксклюзивных реакций [9,10]. Для нуклонов наиболее важны четыре функции ведущего твиста: $H(x, \xi, t)$, $\tilde{H}(x, \xi, t)$, $E(x, \xi, t)$, $\tilde{E}(x, \xi, t)$ (см. недавний обзор [11]), где $(x + \xi)$ и $(x - \xi)$ – доли плюсовой компоненты среднего импульса нуклона $P = (p + p')/2$, переносимые уходящим и возвращающимся партонами, $\xi = -r^+ / 2P^+$ – так называемый параметр перекоса (skewness), а $t = r^2$ – квадрат переданного 4-импульса r . Обобщенные партонные распределения (H, E) и (\tilde{H}, \tilde{E}) связаны с вкладами, усредненными по спиральности партонов, и с поляризованными, соответственно. Для процесса глубоковиртуального комптоновского рассеяния параметр ξ связан с виртуальностью начального фотона. В случае нулевой виртуальности, т.е. для комптоновского рассеяния реальных фотонов, мы имеем $\xi = 0$.

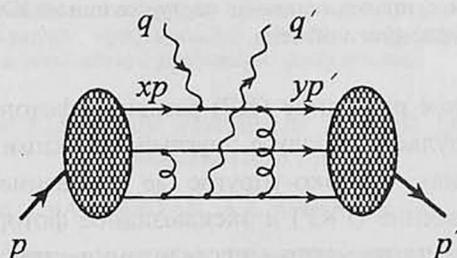


Рис.1. Диаграмма Фейнмана для процесса КР согласно пКХД механизму: переданный импульс распределяется между тремя активными валентными кварками в результате обмена двумя жесткими глюонами.

В данной статье используются вычисления на основе формализма ОПР [6,7,12], в которых учитываются фотон-партонные подпроцессы с учетом поправок α_s в следующем за ведущим порядке. Эти вычисления предполагают, что сечение КР факторизуется в произведение сечения Клейна-Нисины (КН) и множителя формфакторного типа [7]:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{RCS} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{KN} [f_V R_V^2 + (1-f_V) R_A^2], \quad (1)$$

где $f_V = \frac{1}{2}(\hat{s} - \hat{u})^2 / (\hat{s}^2 + \hat{u}^2)$ – кинематический фактор, и $\hat{s} = s - m_p^2$, $\hat{u} = u - m_p^2$. Вклад тензорного формфактора R_T [12] в нашем анализе опущен, поскольку его величина относительно мала. Формфакторы R_V и R_A связаны с $1/x$ моментами ОПР следующим образом:

$$R_V(t) = \sum_a e_a^2 \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{x} H^a(x; 0, t), \quad (2)$$

$$R_A(t) = \sum_a e_a^2 \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{x} \text{sign}(x) \tilde{H}(x; 0, t), \quad (3)$$

где a обозначает аромат кварка. Полезно сравнить эти выражения с формулами для упругих электромагнитных формфакторов протона:

$$F_1(t) = \sum_a e_a \int_{-1}^{+1} dx H^a(x; 0, t), \quad (4)$$

$$F_2(t) = \sum_a e_a \int_{-1}^{+1} dx E^a(x; 0, t), \quad (5)$$

где $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – формфакторы Дирака и Паули, соответственно. Новая физика, специфичная для процесса КР, содержится в формфакторах R_V и R_A . Они имеют простую физическую интерпретацию: комбинация $[R_V(t) + R_A(t)]^2$ пропорциональна вероятности того, что фотон упруго рассеивается на протоне, передавая четырехмерный импульс r единственному активному кварку, спиральность которого ориентирована по спиральности протона. В свою очередь, $[R_V(t) - R_A(t)]^2$ пропорционально вероятности того, что активный кварк имеет спиральность, направленную противоположно спиральности протона. Выражение (1) аналогично формуле для сечения упругого рассеяния электрона на протоне, за исключением того, что сечение КН надо заменить сечением Мотта. Необходимо подчеркнуть, что несмотря на схожесть, между формфакторами комптоновского рассеяния (2,3) и формфакторами электронного рассеяния (4,5) имеются и значительные различия. Во-первых, весовые множители квадратичны по заряду кварков в первом случае и линейны во втором. Таким образом, КР чувствительно к ароматной

структуре протона иначе, чем электромагнитное (а также слабое) рассеяние, тем самым потенциально обеспечивая еще один метод анализа структуры протона, в дополнение к исследованию нарушения четности при рассеянии электронов. Во-вторых, формфакторы КР имеют дополнительный множитель $1/x$ под интегралом, что иным образом взвешивает доли импульса, переносимые кварками, а кроме того, приводит к общему повышению их величины по сравнению с формфакторами электронного рассеяния. Другое различие состоит в том, что пары $q\bar{q}$ также по-другому вносят вклад в формфакторы КР по сравнению с F_1 и F_2 : в то время как электромагнитные формфакторы чувствительны к $q-\bar{q}$, КР формфакторы, из-за e_q^2 веса, даются $q+\bar{q}$ комбинациями. Вклад морских $q\bar{q}$ пар становится очень большим при $-t \leq 2 \text{ ГэВ}^2$ [7].

В модели РКК [8] используются волновые функции, которые обеспечивают хорошее описание всех четырех нуклонных электромагнитных формфакторов [13-15]. В этой модели диаграмма рис.2 оценивается способом, который позволяет учитывать эффект несохранения кварковой спиральности в жестком подпроцессе. Существенной особенностью является то, что релятивистские эффекты и эффекты, обусловленные массами кварков, порождают значительный кварковый орбитальный угловой момент, который приводит к значительному нарушению адронной спиральности.

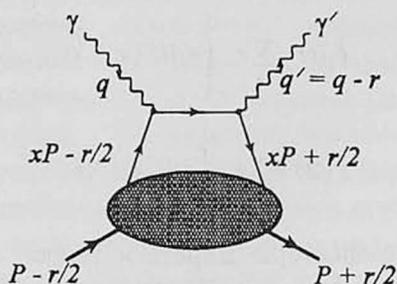


Рис.2. Handbag-диаграмма для КР. Информация о структуре нуклона дается обобщенными партонными распределениями.

Единственные данные для КР в режиме жесткого рассеяния были получены 25 лет назад в Корнелле [16]. Было обнаружено, что экспериментальные сечения, по крайней мере, в 10 раз больше, чем результаты расчетов, основанных на пКХД [5]. Это наблюдение привело к предположению о незначительной роли пКХД механизма в КР процессе при энергиях порядка нескольких ГэВ. С другой стороны, вычисления, выполненные на основе handbag-диаграммы, оказались довольно близки к данным. Цель нового эксперимента [17] состояла в том, чтобы обеспечить более строгую проверку механизма реакции путем значительного улучшения статистической и систематической точности данных и расширения их кинематического диапазона.

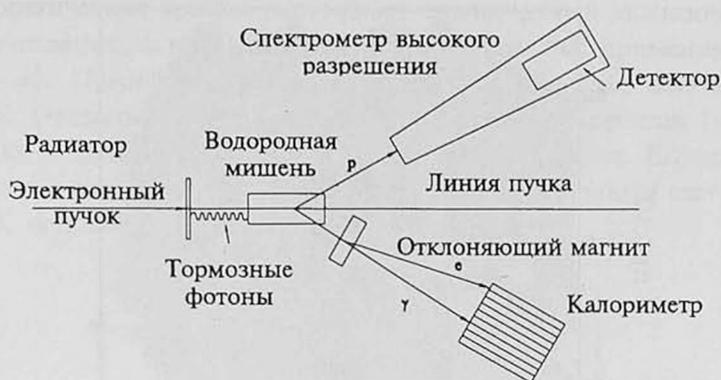


Рис.3. Схема экспериментальной установки E99-114.

Эксперимент E99-114 был выполнен в зале А Лаборатории Джефферсона, с использованием аппаратуры, описанной частично в [18]. Схема экспериментальной установки показана на рис.3. Электронный пучок с высокой скважностью и током до 40 мкА падал на медный радиатор толщиной 0.9 мм, который был расположен перед жидководородной мишенью длиной 15 см. Для начальных фотонов и электронов при энергиях, лежащих вблизи конечной точки спектра тормозного излучения, протон отдачи и рассеянный фотон (так же, как и электрон) регистрировались в магнитном спектрометре высокого разрешения (МСВР) и в электромагнитном калориметре. Высокое импульсное и угловое разрешение МСВР позволило точно реконструировать энергию первичной частицы. События КР были отобраны на основе кинематической корреляции между рассеянным фотоном и протоном отдачи (см. рис.4). Фоновые события, основным источником которых являются фоторождение π^0 и тормозное излучение электронов, были учтены, используя упомянутую корреляцию и распределение энергии в калориметре. Фоновые события, происходящие от упругого ep рассеяния, кинематически не различимы от событий КР. Они были идентифицированы, используя отклоняющий магнит, расположенный между мишенью и калориметром.

Измерение сечения было выполнено в 25 кинематических точках. На рис.5 показаны результаты настоящего эксперимента. Они находятся в качественном согласии с данными Корнелла и намного превышают предсказания пКХД [5], рассчитанные при значениях $\alpha_s = 0.3$ для КХД константы связи и $f_N = 5.3 \cdot 10^{-3}$ ГэВ² для константы, характеризующей величину проекции трехваркового состояния на протоне. Механизм пКХД ведет к асимптотическому правилу конституентного счета. При фиксированных углах θ_{CM} сечение имеет скейлинг $d\sigma/dt = f(\theta_{CM})/s^n$, где $n=6$ для КР [1]. Один из способов анализа результатов эксперимента состоит в том, чтобы определить степень скейлинга n в угловом интервале $\theta_{CM} = 70^\circ - 110^\circ$ (см. рис.6). С невысокой точностью данные Корнелла [16] (открытые точки на рис.6) соответствуют скейлингу с $n = 6$ (прерывистая линия). Сплошная линия основана на расче-

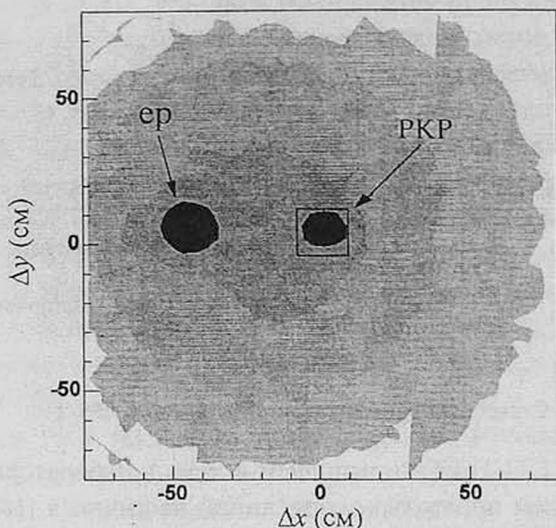


Рис.4. Двухмерное распределение иллюстрирует идентификацию процесса через корреляции $\Delta x - \Delta y$ для измеренной и предсказанной точки регистрации частицы в калориметре. События в отобранной области используются для определения сечения КР путем сравнения с гладким распределением событий преимущественно связанных с рождением пиона.

те [6], предполагающем доминантность handbag-диаграммы. Заполненными точками даны результаты нынешнего эксперимента. Они соответствуют скейлингу с n большим, чем 6. Предварительные результаты настоящего эксперимента, наряду с теоретическими предсказаниями, основанными на расчете handbag-диаграммы, показаны на рис.7. Ширины заштрихованных областей указывают неопределенность, возникшую вследствие поправок на массовые эффекты для переменных Мандельштама в жестких подпроцессах

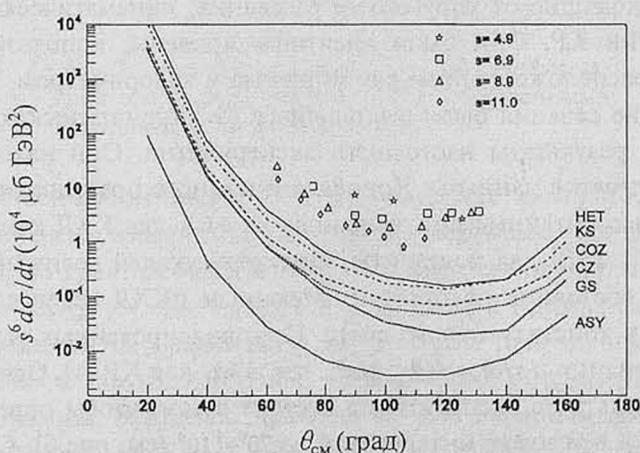


Рис.5. Неполаризованное сечение [4] для шести вариантов амплитуды распределения, при $\alpha_s = 0.3$ и $f_N = 5.2 \cdot 10^{-3}$ ГэВ^2 , в сравнении с результатами данного эксперимента.

[19]. Эти теоретические кривые охватывают ограниченный диапазон по t , потому что вычисления, основанные на handbag-механизме, применимы только для $s, t, u \gg m_p^2$. Прерывистыми линиями даны результаты, основанные на модели РКК. Открытые точки – данные эксперимента Корнелла [16], заполненные точки – данные нынешнего эксперимента. Данные Корнелла были приведены к значениям s настоящего эксперимента, используя степень скейлинга $n = 7.5$, основанную на наших результатах.

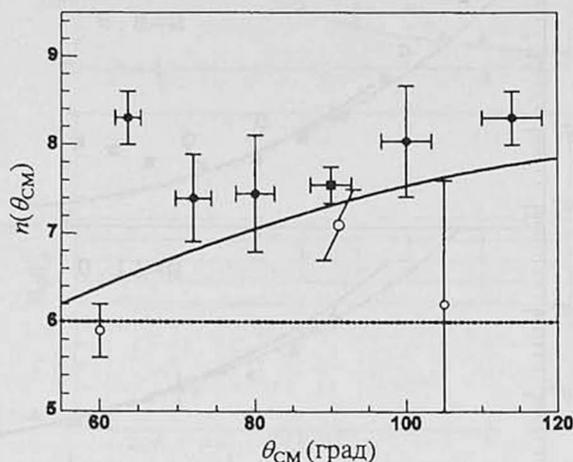


Рис.6. Скейлинг сечения КР при заданном θ_{CM} . Прерывистая линия соответствует правилу конституентного счета и скейлингу с фиксированным $n = 6$. Открытые точки – данные эксперимента Корнелла [16]. Сплошная линия – вычисление, основанное на работе [6]. Заполненные точки – результаты данного эксперимента.

Измерение сечения в широком диапазоне t позволяет извлекать форм-фактор, определенный выражением (1). Кинематическая переменная f_V , которая для нынешнего эксперимента изменяется между 0.74 и 0.98, зависит преимущественно от угла рассеяния θ_{CM} и довольно слабо от энергии фотона. Следовательно, для неполяризованных фотонов сечения в значительной степени не чувствительны к R_A . Это позволяет извлечь R_V в широком диапазоне t . Отношение $R_V / R_A = 0.81$ взято из нашего измерения коэффициента переноса поляризации [20], предполагая его независимость от s и t . Это предположение может привести к систематической неопределенности до 10% в значении R_V , хотя для $s = 11$ ГэВ² эта неопределенность меньше, чем 5%. Результаты для R_V показаны на рис.8. Из верхнего графика видно, что s -независимость выполняется только для малых t и больших s . Это указывает на то, что формфакторное представление не работает для КР при низких энергиях, $s = 7$ и 9 ГэВ². На нижнем графике показано отношение R_V и формфактора Дирака F_1 для $s = 11$ ГэВ². Довольно сходное поведение R_V и F_1 для больших t может быть признаком близости скейлингового режима.

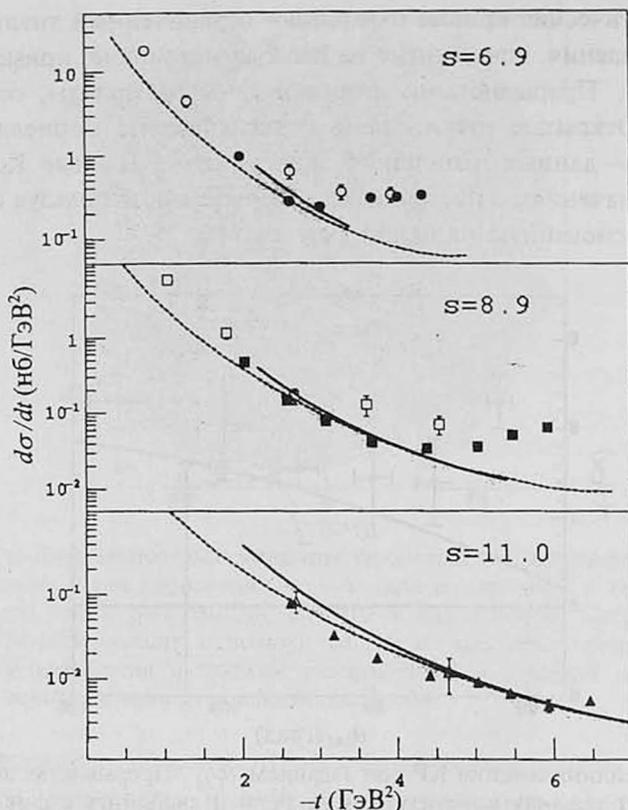


Рис.7. Зависимость сечения КР от переданного импульса для трех значений s . Заполненные точки – данные нашего эксперимента. Открытые точки – данные эксперимента Корнелла [16]. Сплошные линии и заштрихованные области – вычисления, основанные на ОПР с поправками на массу протона [19] и с формфакторами из работы [11]. Пунктирные линии – результаты вычислений, основанных на модели РКК [8].

Таким образом, в эксперименте E99-114 было измерено сечение КР на протоне в диапазоне энергий 2.1–5.4 ГэВ и при больших переданных импульсах, а также продольная и поперечные компоненты поляризации протона отдачи при $s=7$, $-t=4$ ГэВ² [20]. Вычисления (ОПР, РКК), основанные на *handbag*-диаграмме, находятся в согласии с экспериментальными данными приблизительно с 20%-ой точностью, указывая на то, что при энергиях в пределах нескольких ГэВ доминирует механизм реакции, в котором внешние фотоны взаимодействуют с одним и тем же кварком. Дополнительным фактором в пользу этого заключения является измерение передачи поляризации [20], еще раз указывающее, что вычисления, основанные на *handbag*-диаграмме, отражают истинную природу реакции КР в данном кинематическом режиме. В дальнейшем было бы интересно измерить сечение КР для более высоких энергий с тем, чтобы проверить – является ли формфакторное представление для КР на самом деле обоснованным для s выше 11 ГэВ².

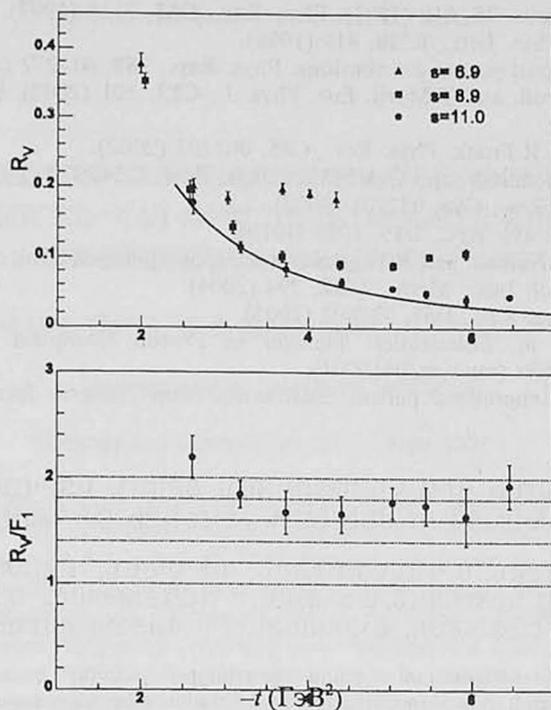


Рис.8. Верхний график: извлеченный формфактор R_V КР, сплошная линия – вычисление с использованием ОПР [21]. Нижний график: отношение КР формфактора R_V ($s=11.0$ ГэВ²) и формфактора Дирака F_1 .

Мы благодарим членов коллаборации Зала А и персонал Лаборатории Джефферсона за их вклад в реализацию эксперимента E99-114. Авторы также признательны администрации ЕрФИ за постоянное внимание и поддержку этого проекта. Мы благодарны профессору П. Кроллу за ценные комментарии. Эта работа подержана Национальным Научным Фондом США, Советом по инженерным и физическим научным исследованиям Великобритании, и Департаментом энергетики США в рамках контракта DE-AC05-84ER40150, модификация номер M175, по которому Исследовательская Ассоциация юго-восточных Университетов (SURA) управляет Национальной Ускорительной Лабораторией им. Томаса Джефферсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.J.Brodsky and G.P.Lepage. Phys. Rev., **D22**, 2157 (1980).
2. G.R.Farrar and H.Zhang. Phys. Rev. Lett., **41**, 1721 (1990), Phys. Rev., **D41**, 3348 (1990).
3. A.S.Kronfeld and B. Nizic. Phys. Rev., **D44**, 3445 (1991).
4. M.Vanderhaeghen, P.A.M.Guichon, and J.Van de Wiele. Nucl. Phys., **A622**, 144 c (1997).
5. T.Brooks and L.Dixon. Phys. Rev., **D62**, 114021 (2000).
6. A.V.Radyushkin. Phys. Rev., **D58**, 114008 (1998).
7. M.Diehl, T.Feldmann, R.Jakob, and P.Kroll. Eur. Phys. J., **C8**, 409 (1999).

8. G.A.Miller. Phys. Rev., C69, 052201(R) (2004).
9. X.Ji. Phys. Rev. Lett., 78, 610 (1997), Phys. Rev., D55, 7114 (1997).
10. A.V.Radyushkin. Phys. Lett., B380, 417 (1996).
11. M.Diehl. Generalized parton distributions. Phys. Rep., 388, 41-277 (2003).
12. H.W.Huang, P.Kroll, and T.Morii. Eur. Phys. J., C23, 301 (2002). Erratum, ibid., C31, 279 (2003).
13. G.A.Miller and M.R.Frank. Phys. Rev., C65, 065205 (2002).
14. M.R.Frank, B.K.Jennings, and G.A.Miller. Phys. Rev., C54, 920 (1996).
15. G.A.Miller. Phys. Rev., C66, 032201 (2002).
16. M.A.Shupe et al. Phys. Rev., D19, 1929 (1979).
17. C.Hyde-Wright, A.Nathan, and B.Wojtsekhowski, spokespersons, JLab experiment E99-114.
18. J.Alcorn et al. Nucl. Instr. Meth., A522, 294 (2004).
19. M.Diehl et al. Phys. Rev., D67, 037502 (2003).
20. D.J.Hamilton et al. Polarization Transfer in Proton Compton Scattering at High Momentum Transfer (nucl-ex/0410001).
21. M.Diehl et al. Generalized parton distribution from nucleon form-factor data (hep-ph/0408173).

ՊՐՈՏՈՆԻ ՎՐԱ ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ՑՐՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԸ
ՓՈԽԱՆՑՎԱԾ ՄԵԾ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԳԵՊԸՈՒՄ

Վ.Հ. ՄԱՄՅԱՆ, Ա. ԴԱՆԱԳՈՒԼԻԱՆ, Կ. ԵԴԻՅԱՆ, Դ. ՀԱՄԻԼՏՈՆ,
Չ. ՀԱՅԴ-ՌԱՅԻԴ, Ա. ԿԵՏԻԿՅԱՆ, Ա. ՆԱԹԱՆ, Ա. ՌԱԴՅՈՒՏԿԻՆ, Մ. ՌՈԴԵԼԲՐՈՆՆ,
Ա. ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Հ. ՈՍԿԱՆՅԱՆ, Բ. ՎՈՅՏՅԵԽՈՎՍԿԻ

Պրոտոնի վրա Կոմպտոնյան ցրման կտրվացքը չափվել է $s = 5-11$ ԳէՎ² և $-t = 2-7$ ԳէՎ² կինեմատիկ տիրույթում: Արգելակային ճառագայթումից ստացված բարձր ինտենսիվության ֆոտոնների փունջը ընկել է 15 սմ հաստություն ունեցող հեղուկ ջրածնային քիրալի վրա: Ցրված ֆոտոնը և ետհարվածի պրոտոնը համապատասխանորեն գրանցվել են էլեկտրամագնիսական կարորիմետրում և մագնիսական սպեկտրոմետրում: Ստացված արդյունքները համաձայնության մեջ են գտնվում «handbag» ռեակցիայի մեխանիզմի վրա հիմնված հաշվարկի հետ, որը ենթադրում է, որ ֆոտոնի փոխազդեցությունը տեղի է ունենում պրոտոնի միայն մի քվարկի հետ, բայց անհամաձայնության մեջ են գտնվում պերտուրբատիվ ՔԲԴ-ի վրա հիմնված հաշվարկների հետ, որոնց համաձայն փոխազդեցությունը տեղի է ունենում երկու գլյուոնների փոխանակման միջոցով:

CROSS-SECTION OF THE COMPTON SCATTERING FROM A PROTON
AT HIGH MOMENTUM TRANSFER

V.H. MAMYAN, A. DANAGOULIAN, K. EGIYAN, D.J. HAMILTON,
C. HYDE-WRIGHT, A. KETIKYAN, A. NATHAN, A. RADYUSHKIN,
M. ROEDELBRONN, A. SHAHINYAN, H. VOSKANYAN, B. VOJTSEKHOWSKI

Cross-sections for the Compton scattering on a proton are measured in the kinematic range $s = 5-11$ GeV² and $-t = 2-7$ GeV². A high intensity photon flux originated from electron bremsstrahlung was incident on a 15-cm liquid-hydrogen target. The scattered photon and recoil proton were detected in an electromagnetic calorimeter and a high-resolution spectrometer, respectively. The results we obtained are in agreement with predictions based on the handbag reaction mechanism in which a photon interacts with a single quark of a proton and they are in disagreement with predictions of the pQCD-based two-gluon exchange mechanism.