



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-831

А.А.Ахундов,¹ Д.Ю.Бардин, Н.М.Шумейко²

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОПРАВКИ
К УПРУГОМУ РАДИАЦИОННОМУ ХВОСТУ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ
ЛЕПТОН-НУКЛОННОМ РАССЕЙАНИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Институт физики АН АзССР, Баку

² Белорусский государственный университет, Минск

1985

1. Введение

Настоящая работа посвящена точному расчету электромагнитной поправки (ЭП) низшего порядка к инклюзивному сечению процесса

$$\ell(P_2) + N(P) \rightarrow \ell(P_2) + \gamma(K) + N(P'), \quad (1)$$

называемого радиационным хвостом от упругого пика (УРХ) в глубоко-неупругом рассеянии (ГНР) лептонов на нуклонах.

Все более точное измерение структурных функций в проводимых (см. (см. /1/ в цитированную там литературу) и планируемых /2,3/ экспериментах по ℓN - ГНР требует тщательного анализа радиационных эффектов (РЭ), экспериментально не отличимых от событий безрадиационного процесса. В работах /4,5/, нацеленных на опыты по $e N$ - ГНР в Стэнфорде /6/, а затем в /7-9/ - применительно к мюнным экспериментам /10-12/ были проанализированы РЭ низшего порядка и вклад излученных многих мягких фотонов. При этом в отличие от подхода /4,5/ предыдущего лишь для ЭП к ℓN - ГНР на неподвижной мишени, в /13,7-9/ был сформулирован универсальный ковариантный метод учета РЭ в целом классе инклюзивных экспериментов. В дальнейшем этот метод был обобщен в /14/ на случай опытов по ℓN - ГНР на поляризованной мишени.

Проведенные вычисления обнаружили быстрый рост и большую величину поправки низшего по α порядка $\delta_1(\alpha)$ в тех частях кинематической области ГНР, где могут включаться либо самые мягкие, либо самые жесткие реальные фотоны. Это сигнализировало, естественно, о необходимости рассмотрения вкладов последующих порядков.

Учет мягкого многофотонного излучения был выполнен в /5,9/ путем обобщения стандартной процедуры экспоненцирования /15/ двакратно-дифференциального инфракрасного вклада $\delta_1^{in5}(\alpha)$. Что касается других, неинфракрасных вкладов в $\delta_1(\alpha)$, то вопрос о возможности их факторизации остается открытым. Конечно, в большинстве случаев при практическом рассмотрении РЭ, когда, скажем, $|\delta_1(\alpha) - \delta_1^{in5}(\alpha)| \leq 0,2$, вопрос этот является академическим в силу ожидаемой /4,16/ малости неинфракрасных эффектов высших порядков. Однако в некоторых случаях, когда кинематика и условия эксперимента не запрещают излучение очень жестких реальных фотонов, уже при достигнутых энергиях величина $\delta_1(\alpha)$

Объединенный институт
высших энергий
Библиотека

может быть значительно больше $\delta_1^{inf}(\alpha)$, и, следовательно, нельзя исключить заметных вкладов от таких эффектов. Типичным примером подобной ситуации является отмеченный выше стремительный рост поправки $\delta_1(\alpha)$ в области скейлинговых переменных $x \rightarrow 0$, $y \rightarrow 1$, причем основной вклад в $\delta_1(\alpha)$ здесь вносит УРХ. Хотя эта узкая кинематическая область труднодоступна для большинства экспериментов, тем не менее некоторые из них /10, 11, 17/ уже вплотную к ней приблизились. Кроме того, с ростом энергии указанная область заметно расширяется. Таким образом, наличие (неоднократно отмечавшаяся /5, 7, 14, 16/) необходимость расчета жесткофотонных вкладов в ЭП и ГНР по меньшей мере в порядке α^2 и, в первую очередь, — поправок к УРХ. Вычисление в полном объеме поправки второго порядка $\delta_2(\alpha^2)$ позволило бы не только установить точность расчета величины $\delta_1(\alpha)$, которая обычно оценивается в предположении /4, 16/, что $\delta_2(\alpha^2) \sim \frac{1}{2}(\delta_1(\alpha))^2$, но и в какой-то мере дать ответ на вопрос о возможности факторизации инфракрасных вкладов.

Возможный вклад в ЭП и ГНР от излучения нескольких жестких реальных фотонов обсуждался на качественном уровне в работах /4, 16/. В них отмечалось, что подобно тому, как формализм однофотонного обмена описывает основные черты лептонного рассеяния, испускание одного реального фотона воспроизводит все главные особенности ЭП, за исключением инфракрасного предела. Иными словами, есть основания предполагать, что эффекты испускания многих жестких фотонов будут представлять собой обычные ($\sim O(\alpha^{n-2})$, $n \geq 2$ — число жестких фотонов) ЭП высших порядков по α к сечениям, в которых учтены ЭП $\sim \alpha$ и (путем экспоненцирования) мягкое многофотонное излучение во всех порядках.

В этой связи резким диссонансом прозвучали настойчивые утверждения работ /18/ о нахождении с помощью "нового непертурбативного метода" огромных эффектов от излучения (лептонами) многих фотонов в области малых z : вычисленная здесь поправка иногда в $5 \div 10$ раз превосходит ЭП низшего порядка. Внимательное изучение работ /18/ показало, что в выражениях, полученных в /18/, ничего принципиально нового нет. Просто другим способом воспроизведен ряд известных результатов для лептонных ЭП низшего порядка, а в качестве практических расчетных формул рассмотрен некий вариант приближения пиков для однофотонного тормозного излучения с учетом многофотонных вкладов по сложной методике, которая оказалась идентичной (по численным результатам) процедуре экспоненцирования /9/. На основании численного анализа нами был сделан вывод о том, что утверждения /18/ о "больших непертурбативных вкладах" в ЭП являются ошибочными, поскольку они базируются на использовании приближенных формул там, где эти формулы неприменимы.

Этот вывод, а также качественные оценки работ /4, 16/ находится в полном согласии с результатами недавнего эксперимента /17/ по измерению выхода жестких фотонов в μp -ПР, в котором в области $0,006 < x < 0,1$, $y < 0,8$ не было обнаружено какого-либо отклонения от предсказания, сделанного с помощью стандартных формул однофотонного излучения /4, 5/. Таким образом, теперь можно более уверенно считать, что возможные большие вклады в ЭП, обусловленные излучением многих фотонов, отсутствуют даже в области, где максимален вклад излучения одного фотона. Тем не менее последовательный расчет ЭП $\sim \alpha^2$ не становится менее актуальным /19/. Ведь конкретного ответа на вопрос: "Какова величина $\delta_2(\alpha^2)$ для данных E , x и y ?" — в предверии прецизионных опытов /2, 3/ по eN -ГНР при еще более высоких энергиях E по-прежнему не существует.

Предлагаемая работа представляет собой один из первых шагов в этом направлении. Ранее нами был вычислен вклад в измеряемое сечение μp -ГНР процессов электромагнитного образования e^+e^- -пар /20/. Далее в работе /21/, связанной с вычислением ЭП к реакции радиационного рассеяния пиона ядром /22/, была разработана методика расчетов, которая используется и в настоящем исследовании.

II. Схема расчета

Дифференциальное сечение процесса (I) в порядке α^4 символически запишем в виде*

$$2\text{Re} \left[\begin{array}{c} \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \\ \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \text{---} \\ | \\ \text{---} \end{array} \right) \end{array} \right] \quad (2)$$

* Здесь, как и в /17, 20/, мы будем рассматривать только лептонные ЭП, наличие доминирующей вклада.

Первое слагаемое в (2) представляет собой вклад однопетлевых диаграмм (V-вклад), второе - вклад двойного тормозного излучения (вклад ДТИ или R-вклад).

1. Однопетлевые диаграммы

Вклад в рассматриваемое сечение диаграмм I,2 поляризации вакуума фундаментальными фермионами (лептонами и кварками) находим, пользуясь имеющимся в литературе^{/23/} формулами. Получаем

$$\frac{d^2\sigma_{vac}^{el}}{dx dy} = \frac{2\alpha^3}{\lambda_s} s^2 y \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} S^0(t) \cdot \frac{2\alpha}{\pi} \sum_f C_f Q_f^2 \sigma_{vac}^f(t), \quad (3)$$

где Q_f - заряд фермиона в единицах e , $C_f = 1$ для лептонов, $C_f = 3$ для кварков;

$$\sigma_{vac}^f(t) = \frac{1}{3} (t + 2m_f^2) h_{m_f}(t) - \frac{5}{9} + \frac{4m_f^2}{3t} [1 - 2m_f^2 h_{m_f}(t)], \quad (4)$$

$$s = -2p_1 \cdot p_2, \quad t = (p_1 - p)^2, \quad \lambda_s = s^2 - 4m^2 M^2,$$

m_f , m и M - массы фермиона, рассеивающегося лептона и нуклона соответственно, а

$$h_m(t) = \frac{1}{t r_m(t)} \ln \frac{r_m(t) + 1}{r_m(t) - 1}, \quad r_m(t) = (1 + 4m^2/t)^{1/2} \quad (5)$$

Выражение (3) при $\frac{2\alpha}{\pi} \sum_f C_f Q_f^2 \sigma_{vac}^f(t) = 1$ дает борновское сечение процесса (I), определяемое формулами (35,38) первой работы^{/11/}.

Расчет остальной части V-вклада выполнялся нами с помощью системы аналитических вычислений SCHOONSCHIP^{/24/} по следующей схеме^{/21/}.

Сначала на ЭМ находится свертка

$$S_V^L = \frac{1}{4} \text{Re} \left[(M_{\alpha\mu}^0)^* V_{\alpha\nu}^L W_{\mu\nu}^{el} \right], \quad (6)$$

где $M_{\alpha\mu}^0$ и $V_{\alpha\nu}^L$ - матричные элементы борновских диаграмм и однопетлевых диаграмм 3-10 соответственно. Для устранения ультрафиолетовых расходимостей к S_V^L добавляется вклад контрчленов

$$S_V^C = \frac{1}{4} \text{Re} \left[(M_{\alpha\mu}^0)^* V_{\alpha\nu}^C W_{\mu\nu}^{el} \right], \quad (7)$$

где

$$V_{\alpha\nu}^C = (2P_{IR} + P - 2) M_{\alpha\mu}^0 + i m (-3P + 2) \left[\gamma_\nu \frac{(\hat{p}_1 - \hat{k} + i0)^2}{(2P_{IR} k)^2} \gamma_\mu + \gamma_\mu \frac{(\hat{p}_2 + \hat{k} + i0)^2}{(2P_{IR} k)^2} \gamma_\nu \right], \quad (8)$$

а $W_{\mu\nu}^{el}$ - адронный тензор. Здесь

$$P = P_{IR} = (n-4)^{-1} + \frac{1}{2} \gamma + \ln \frac{m}{2\sqrt{\pi}}$$

- типичные полюсные члены, отвечающие ультрафиолетовым и инфракрасным расходимостям при размерности пространства-времени $n = 4$ (γ - постоянная Эйлера, η - произвольный параметр размерности массы, индекс IR означает инфракрасную природу вклада).

Преимущество в вычислении сначала свертки (6), а затем интегрирования по 4-импульсу виртуального фотона K' в S_V^L (методом размерной регуляризации^{/25/}) заключается в том, что на этом пути можно понизить ранг тензорных интегралов до двух и избавиться от чрезвычайно громоздких тензоров более высоких рангов. В результате получается выражение для S_V^L , в котором присутствует единственный набор однопетлевых интегралов: в нем нет интегралов, содержащих квадратичные ультрафиолетовые расходимости, а инфракрасная расходимость (ИКР) сосредоточена в единственном интеграле

$$J \left[\frac{1}{u v_1 v_2} \right] = \frac{1}{i\pi^2} \int \frac{d^4 k'}{u v_1 v_2}; \quad u = k'^2, \quad v_{1,2} = (p_{1,2} - k')^2 + m^2.$$

Далее с помощью оставленной таблицы однопетлевых интегралов^{/21/} выражение для S_V^L преобразовывалось на ЭМ посредством подстановки: подынтегральная функция \Rightarrow результат интегрирования. При этом после приведения подобных членов в сумме $S_V = S_V^L + S_V^C$ сократилось все ультрафиолетовые расходимости, а ИКР локализовалась в части S_V :

$$S_V^{IR} = (2P_{IR} - \gamma_m J \left[\frac{1}{u v_1 v_2} \right]) \cdot S^0(t) \equiv S_V^{IR} \cdot S^0(t), \quad (9)$$

где

$$\delta_V^{-2} = -J_0 P_{IR} - \frac{Y_m}{Y_{r_m(\gamma)}} \left[\Phi\left(\frac{2r_m(\gamma)}{r_m(\gamma)+1}\right) - \Phi\left(\frac{2r_m(\gamma)}{r_m(\gamma)-1}\right) \right]. \quad (10)$$

Здесь

$$J_0 = 2 \left[Y_m L_m(\gamma) - 1 \right], \quad Y_m = Y + 2m^2, \\ Y \equiv Q^2 = (p_1 - p_2)^2, \quad \Phi(x) = - \int_0^1 dy \ln |1 - xy|.$$

Для конечной части S_V^F получилось довольно громоздкое выражение, которое было сразу введено в фортранную программу, осуществляющую дальнейшее численное интегрирование x .

Соответственно разбиению $S_V = S_V^{IR} + S_V^F$, вклад однопетлевых диаграмм 3-10 в инклюзивный спектр УРХ представляется в виде

$$\frac{d^2 \sigma^{el}}{dx dy} = \frac{d^2 \sigma_V^{IR}}{dx dy} + \frac{d^2 \sigma_V^F}{dx dy}, \quad (11)$$

$$\frac{d^2 \sigma_V^{IR}}{dx dy} = \frac{d^2 \sigma_V^{el}}{dx dy} \cdot \frac{\alpha}{\pi} S_V^{IR}, \quad (12)$$

$$\frac{d^2 \sigma_V^F}{dx dy} = \frac{\alpha^4}{\pi \lambda_Y} S_Y^2 \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi_k}{\sqrt{\lambda_Y}} S_V^F, \quad (13)$$

где φ_k - угол между плоскостями импульсов (\vec{p}_1, \vec{p}_2) и (\vec{Q}, \vec{K}) в л.с., $\lambda_Y = S_Y^2 + 4M^2 Y$, $S_Y = \beta - X$, $X = -2p \cdot p_2$.

Из (12) видно, что в части V -вклада, содержащей ИКР, факторизуется сечение УРХ в борновском приближении. Такая же структура имеет и инфракрасно-расходящаяся часть R -вклада, которая в сумме с $d^2 \sigma_V^{IR}/dx dy$ дает величину, свободную от расходимости.

2. Двойное тормозное излучение

При вычислении R -вклада в ЭИ к инклюзивному спектру УРХ необходимо проинтегрировать сечение ДТИ по фазовому объему двух фотонов. Этот расчет также выполнялся с помощью системы аналитических вычислений. Выделение ИКР проводилось методом, предложенным в работе^{13/}.

* Эта программа имеется в Дубне.

Фазовое пространство ДТИ мы параметризовали следующим образом:

$$d\Gamma = \frac{d\vec{p}_2}{2p_{20}} \frac{d\vec{k}_1}{2k_{10}} \frac{d\vec{k}_2}{2k_{20}} \frac{d\vec{p}'_1}{2p'_{10}} \delta(p_1 + p - p_2 - p'_1 - k_1 - k_2) = d\Gamma_0 dV^2 d\Gamma_{2\gamma}, \quad (14)$$

где

$$V^2 = -K^2 = -(k_1 + k_2)^2, \\ d\Gamma_{2\gamma} = \frac{d\vec{k}_1}{2k_{10}} \frac{d\vec{k}_2}{2k_{20}} \delta(k - k_1 - k_2) = \frac{1}{8} d\Omega_R = \frac{1}{8} d\cos\theta_R d\varphi_R. \quad (15)$$

Углы θ_R и φ_R определяют ориентацию импульсов γ -квантов \vec{k}_1 и \vec{k}_2 в системе $\vec{K} = 0$. При этом ИКР сосредоточена в гиперплоскости $V^2 = 0$. Параметризация (14) симметрична по переменным обоих фотонов, что весьма удобно для учета их тождественности.

Инклюзивное сечение ДТИ запишем в виде

$$\frac{d^2 \sigma_R^{el}}{dx dy} = \frac{\alpha^4}{8\pi^2 \lambda_Y} S_Y^2 \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} \int_0^{2\pi} dV^2 \int \frac{d\varphi_k}{\sqrt{\lambda_Y}} J^R[S_R], \quad (16)$$

где

$$S_R \equiv \frac{1}{4} S_{\mu\nu}^R W_{\mu\nu}^{el} = W_1^{el}(t) S_{R1} + W_2^{el}(t) S_{R2} \quad (17)$$

- результат свертки лептонного $(S_{\mu\nu}^R)$ и адронного $(W_{\mu\nu}^{el})$ тензоров,

$$J^R[A] \equiv \frac{2}{\pi} \int d\Gamma_{2\gamma} \cdot A, \quad (18)$$

$$V_m^2 = \frac{1}{2M^2} (\sqrt{\lambda_Y} \sqrt{\lambda_t} - S_Y t) - Y - t, \quad \lambda_t = t(t + 4M^2), \quad (19)$$

причем

$$W_1^{el}(t) = t G_M^2(t), \quad W_2^{el}(t) = [G_E^2(t) + \tau G_M^2(t)] / (1 + \tau), \\ \tau = t/4M^2, \quad G_E(t), G_M(t) \quad - \text{электромагнитные формфакторы нуклона. Затем строим выражение}$$

$$S_R^{IR} = S_1^{IR} + S_2^{IR} = 4(F_1^{IR} + F_2^{IR})S^V, \quad (20)$$

где

$$S_{1,2}^{IR} = \lim_{K_{1,2} \rightarrow 0} S_R^{IR} = 4F_{1,2}^{IR} S^V, \quad S^V \equiv \frac{1}{4} S_{\mu\nu}^V W_{1,2}^{el} = W_1^V S_1^V + W_2^V S_2^V,$$

$$F_{1,2}^{IR} = \left(\frac{P_2}{U_{1,2}} - \frac{P_1}{W_{1,2}} \right)^2 = \frac{Y_m}{U_{1,2} W_{1,2}} - m^2 \left(\frac{1}{U_{1,2}^2} + \frac{1}{W_{1,2}^2} \right), \quad (21)$$

причем $S_{\mu\nu}^V$ - лептонный тензор, описывающий излучение "тяжелого" фотона с импульсом K и массой $V = \sqrt{V^2}$, а

$$U_{1,2} = -2P_2 \cdot K_{1,2}, \quad W_{1,2} = -2P_1 \cdot K_{1,2}.$$

Далее находим разность

$$S_R^F = S_R - S_R^{IR}, \quad (22)$$

которая уже конечна при $K_1 \rightarrow 0$ или $K_2 \rightarrow 0$, и интегрируем выражение (22) по $d^2x dy$, составив заранее таблицу интегралов (18), подобную приведенной в Приложении Б работы /21/. После подстановки в (22) результатов вычислений этих интегралов были явно сокращены основные особенности S_R^F типа $1/V^2$. Расчет функций $S_{R1,2}$ в (17) и перечисленные операции по нахождению свободного от ИК² выражения $J^R[S_R^F]$ выполнены аналитически на ЭВМ. Полученная таким путем структура $J^R[S_R^F]$ вошла затем в фортрановую программу для дальнейшего численного расчета.

Интегрирование выделенной инфракрасно-расходящейся части проводится весьма просто:

$$J^R[S_R^{IR}] = \frac{8}{V^2} J_0 S^V, \\ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi_k}{\sqrt{\lambda_V}} S^V \equiv S(t, V^2) = W_1^{el}(t) S_1(t, V^2) + W_2^{el}(t) S_2(t, V^2), \quad (23)$$

причем функции $S_{1,2}(t, V^2)$ даются формулами (III6), (III7) работы /20/ при $M_x^2 = M^2$.

В соответствии с представлением $S_R = S_R^{IR} + S_R^F$ вклад ДТИ в инклюзивное сечение УРХ определяется выражением

$$\frac{d^2\sigma_R^{el}}{dx dy} = \frac{d^2\sigma_R^{IR}}{dx dy} + \frac{d^2\sigma_R^F}{dx dy}, \quad (24)$$

где

$$\frac{d^2\sigma_R^{IR}}{dx dy} = \frac{2\alpha^4}{\pi \lambda_\beta} S_y^2 \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} \int_{V_m^2}^{V_m^2} \frac{dV^2}{V^2} J_0 S(t, V^2), \quad (25)$$

$$\frac{d^2\sigma_R^F}{dx dy} = \frac{\alpha^4}{8\pi^2 \lambda_\beta} S_y^2 \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} \int_0^{V_m^2} dV^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi_k}{\sqrt{\lambda_V}} J^R[S_R^F] \quad (26)$$

Выполняя в (25) тождественные преобразования, имеем

$$\frac{d^2\sigma_R^{IR}}{dx dy} = \frac{2\alpha^4}{\pi \lambda_\beta} S_y^2 \int_{t_{min}}^{t_{max}} \frac{dt}{t^2} \left[J_0 \dot{S}(t) + S^0(t) \delta_R^{IR}(t) \right], \quad (27)$$

где

$$\dot{S}(t) = \int_{V_m^2}^{V_m^2} \frac{dV^2}{V^2} [S(t, V^2) - S^0(t)], \quad (28)$$

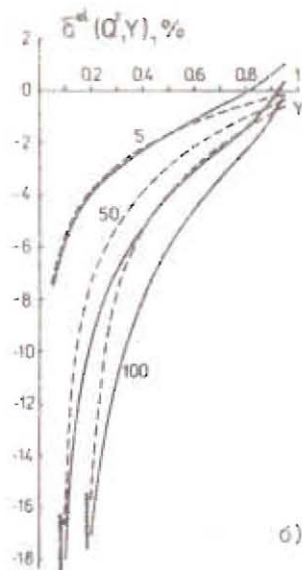
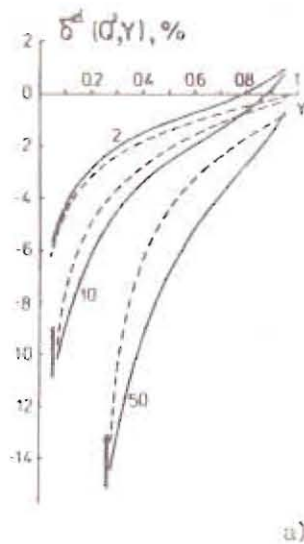
$$\delta_R^{IR}(t) = \int_0^{V_m^2} \frac{dV^2}{V^2} J_0 = \int_0^{V_m^2} dV^2 J^R[F_{1,2}^{IR}]. \quad (29)$$

Интеграл (28) вычисляется непосредственно, а при нахождении интеграла (29) используются приемы работы /13/. В результате для (29) получается выражение (II.2) второй работы /22/, в котором V_m^2 дается формулой (19).

III. Обсуждение результатов

Полученные выше формулы были использованы в фортрановой программе численного расчета величин

$$\delta_{vac}^{el}(\epsilon, x, y) \equiv \frac{d^2\sigma_{vac}^{el}}{dx dy} / \frac{d^2\sigma_0^{el}}{dx dy}, \quad (30)$$



Электromагнитные поправки $\delta^{el}(Q^2, y)$ (сплошные линии) и $\delta_{inel}^{el}(Q^2, y)$ (штриховые) к инклюзивному сечению процесса $\mu + p \rightarrow \mu + \gamma + p$ при $E = 100$ ГэВ (а) и $E = 280$ ГэВ (б). Цифры у кривых - значения Q^2 в единицах ГэВ².

$$\delta^{el}(E, x, y) \equiv \left(\frac{d^2\sigma_{exp}^{el}}{dx dy} + \frac{d^2\sigma_R^{el}}{dx dy} \right) / \frac{d^2\sigma_0^{el}}{dx dy}, \quad (31)$$

представляющих собой ЭП $\sim \alpha$ к инклюзивному сечению УРХ в ГНР. Вычисления проводились для случая μp - ГНР при энергии мюна $E = 100$ и 280 ГэВ. Для факторов протона брались подгонки из [26].

Одновременно вычислялась поправка

$$\delta_{exp}^{el}(E, x, y) \equiv \frac{d^2\sigma_{exp}^{el}}{dx dy} / \frac{d^2\sigma_0^{el}}{dx dy} - 1 = \left[\frac{(W^2 - M^2)^{2r}}{s(\beta - Q^2)} \right]^{t_r} - 1, \quad (32)$$

где $d^2\sigma_{exp}^{el}/dx dy$ - инклюзивное сечение УРХ с учетом излучения многих мягких фотонов (формула экспоненцирования (24) работы [9]), $W^2 = M^2 + 2MEy - Q^2$, $t_r = (\alpha/2\pi) J_r$.

Как можно видеть из рисунка наши расчеты подтверждают предположение работ [4, 16] о том, что испускание дополнительного фотона произвольной жесткости не приводит к каким-либо аномалиям в ЭП. В области малых Q^2 и больших y , где за счет излучения жесткого фотона вклад УРХ в инклюзивное сечение ГНР велик ($\sim 100\%$), вычисленная нами полная поправка $\delta_1^{el}(\alpha) = \delta^{el} + \delta_{vac}^{el}$ составляет $(3 \div 4)\%$, и, следовательно, ее эффект в $\delta_2^{el}(\alpha^2)$ также будет на уровне $(3 \div 4)\%$. Там же, где величина $|\delta^{el}|$ становится заметной (скажем, $|\delta^{el}| \gtrsim 15\%$), вклад самого УРХ в сечение ГНР уже не столь существен.

Сравнение δ^{el} и δ_{exp}^{el} показывает, что учет поправок низшего порядка к УРХ воспроизводит основную часть эффекта экспоненцирования при не слишком больших y . В области же $y \approx 1$ поправка δ^{el} сильно отличается от δ_{exp}^{el} и по знаку, и по величине.

Вклад поляризации вакуума лептонами и адронами в ЭП $\sim \alpha$ к инклюзивному сечению УРХ δ_{vac}^{el} при рассматриваемых энергиях составляет $(2 \div 5)\%$.

Обнаруженное нормальное поведение поправок низшего порядка к УРХ дает основание предполагать, что тем же свойством будет обладать и ЭП $\sim \alpha$ к вкладу в ГНР радиационного хвоста от непрерывного спектра, т.е. $\delta_2^{inel}(\alpha) \sim O(\alpha)$.

В заключение выражаем глубокую благодарность С.Б. Герасимову, Э.А. Куряеву, Н.В. Михееву, И.А. Савину, В.Г. Сербо и Д.В. Широкову за полезные обсуждения затронутых вопросов. Один из авторов (А.А. Ахундов) благодарен Г.Б. Абдуллаеву и Н.М. Атакишиеву за интерес к работе и поддержку.

Литература

1. Savin I.A. XXII Intern. Conf. on High Energy Phys., Leipzig, 1984; eds. A. Meyer, E. Wisoczorek, Berlin-Zeuthen, 1984, vol. II, p. 251.
2. Wilson R.R. Rev. Mod. Phys., 1979, 51, p. 259. HERA, Proposal for a Large Electron-Proton Colliding Beam Facility at DESY, DESY HERA 81/10, 1981.
3. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, I-82-236, Дубна, 1982. Allasia D. et al. Proposal to the SPSC, CERN/SPSC 85-10/P210, 1985. Cashmore R.J. et al. Phys. Rep., 1985, 122, p. 275.
4. Mo L.W., Tsai Y.S. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, p. 205.
5. Tsai Y.S. SLAC-PUB-848, Stanford, 1971.

6. Stein S. et al. Phys. Rev., 1975, D12, p. 1884.
7. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М., ОИЯИ, E2-10147, E2-10205, Дубна, 1976; ЯФ, 1977, 26, с. 1251.
8. Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ЯФ, 1979, 29, с. 969.
9. Шумейко Н.М. ЯФ, 1979, 29, с. 1571.
10. Gordon B.A. et al Phys. Rev., 1979, D20, p. 2645.
11. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1981, 105B, p. 315, 322.
12. Bellini D. et al. Phys. Lett., 1981, 104B, p. 403.
13. Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. Nucl. Phys., 1977, B127, p. 242.
14. Кухто Т.В., Шумейко Н.М. ЯФ, 1982, 36, с. 707; Nucl. Phys., 1983, B219, p. 412.
15. Schwinger J. Phys. Rev., 1949, 76, p. 790. Yennie D.R., Frautschi S.C., Suura H. Ann. Phys., 1961, 13, p. 379.
16. Maximon L.C. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, p. 193.
17. Aubert J.J. et al., Z. Phys. C. 1984, 22, p. 341.
18. Shahine C. Phys. Rev., 1980, D22, p. 1062, p. 2727; Phys. Rev. Lett., 1981, 47, p. 1374.
19. Савин И.А. В сб.: Теоретические аспекты совместных экспериментальных программ ОИЯИ с ЦЕРН и с ИФВЗ.ОИЯИ, P2-85-609, Дубна, 1985, с.3.
20. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ЯФ, 1980, 32, с. 452.
21. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю. ОИЯИ, P2-82-650, Дубна, 1982.
22. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Мицельмахер Г.В., 1983, 37, с. 360. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Мицельмахер Г.В., Ольшневский А.Г. ЯФ, 1985, 42, с. 671.
23. Ахмезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, Наука, М., 1981. Berends F.A., Komen G.J. Phys. Lett., 1976, 63B, p. 432.
24. Strubbe H.B. Comp. Phys. Comm., 1974, 8, p. 1.
25. t'Hooft G., Veltman M. Nucl. Phys., 1972, B44, p. 189. Leibbrandt G. Rev. Mod. Phys., 1975, 47, p. 849.
26. Биленькая С.И. и др. Письма ЖЭТФ, 1974, 19, с. 613.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 ноября 1985 года.

Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. P2-85-831
Электromагнитные поправки к упругому
радиационному хвосту в глубоконеупругом
лептон-нуклонном рассеянии

Обсуждаются радиационные эффекты высших порядков в сечении
глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния. Вычислен один
из них - электромагнитная поправка к радиационному хвосту от
упругого пика. Найдено, что эта поправка представляет собой
/за исключением инфракрасного предела/ обычный, сравнительно
незначительный эффект масштаба $O(\alpha)$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Akhundov A.A., Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. P2-85-831
Electromagnetic Corrections to Elastic
Radiative Tail in Deep Inelastic Lepton-Nucleon
Scattering

Higher-order radiative effects in the deep inelastic lep-
ton-nucleon scattering are discussed. One of such effects,
the electromagnetic radiative correction to the elastic radi-
ative tail, is completely calculated. As is shown, this correc-
tion gives everywhere, except of the infrared region, a rather
small contribution of an order of α .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985