

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

837 / 2-80

25 / 2-80  
P2 - 12814

А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин, Н.М.Шумейко

ВКЛАД ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РОЖДЕНИЯ  
ЛЕПТОННЫХ ПАР В ИНКЛЮЗИВНОЕ СЕЧЕНИЕ  
ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО  $\mu$  p-РАССЕЯНИЯ

1979

P2 - 12814

А.А.Ахундов,<sup>1</sup> Д.Ю.Бардин, Н.М.Шумейко<sup>2</sup>

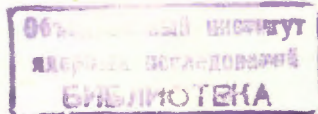
ВКЛАД ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РОЖДЕНИЯ  
ЛЕПТОННЫХ ПАР В ИНКЛЮЗИВНОЕ СЕЧЕНИЕ  
ГЛУБОКОНЕУПРУГОГО  $\mu$  p-РАССЕЯНИЯ

*Направлено в ЯФ*

---

<sup>1</sup> Институт физики АН АзССР, Баку.

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, Минск.



Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. P2 -12814

Вклад электромагнитного рождения лептонных пар в инклюзивное сечение глубоконеупругого  $\mu p$ -рассеяния

Вычислен вклад в измеряемое сечение глубоконеупругого  $\mu p$ -рассеяния процессов электромагнитного образования  $\ell^+ \ell^-$ -пар. Найдено, что в большей части кинематической области радиационные поправки, обусловленные этим вкладом, не превышают 0,4%.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Akhundov A.A., Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. P2 - 12814

Contribution of Electromagnetic Production of Lepton Pairs to Inclusive Cross Section of Deep Inelastic  $\mu p$  Scattering

The contribution of processes of electromagnetic production of  $\ell^+ \ell^-$  pairs to a measured cross section of deep inelastic  $\mu p$ -scattering has been calculated. It has been found that in a greater part of kinematical region radiative corrections, due to this contribution, do not exceed 0.4 per cent.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Прецизионное измерение структурных функций во все более широкой кинематической области глубоконеупругого рассеяния /ГНР/ лептонов на нуклонах требует знания и тщательного учета ненаблюдаемых радиационных эффектов, которые могут заметно исказить извлекаемую из опыта информацию. Основные положения, касающиеся радиационных поправок /РП/ низшего порядка  $\delta_1$  к ГНР в области энергий лептона  $E$ , составляющих единицы-десятки ГэВ в экспериментах типа СЛАК, были изложены в работах <sup>/1/</sup>. В связи с мюонными опытами в ЦЕРНе <sup>/2/</sup> в работах <sup>/3,4/</sup> проанализированы РП низшего порядка к ГНР при  $E = 50-300$  ГэВ. При этом было отмечено, что в весьма интересной области малых  $x$  и больших  $y$  /  $x$  и  $y$  - обычные скейлинговые переменные / учет РП на основе вычислений лишь в низшем порядке может оказаться ненадежным, поскольку величина  $\delta_1$  достигает здесь десятков процентов. Таким образом, на повестку дня встает вопрос о необходимости исследования радиационных процессов более высокого порядка.

В настоящей работе мы анализируем вклад в измеряемое сечение ГНР одного из таких процессов - электромагнитного образования  $e^+e^-$ -пар в  $\mu p$ -столкновениях:

$$\mu + p \rightarrow \mu + e^+ + e^- + p. \quad /1/$$

$$\mu + p \rightarrow \mu + e^+ + e^- + \text{адроны}. \quad /2/$$

Существование этого вклада в РП обусловлено тем, что в проводимых мюонных опытах рождающиеся электроны не могут быть зарегистрированы экспериментальной установкой.

Полное сечение образования  $e^+e^-$ -пар при столкновении двух заряженных частиц, как известно <sup>/5/</sup>, быстро растет с энергией, и а priori нельзя исключить возможности значительного вклада от процессов /1/ и /2/ в инклюзивное сече-



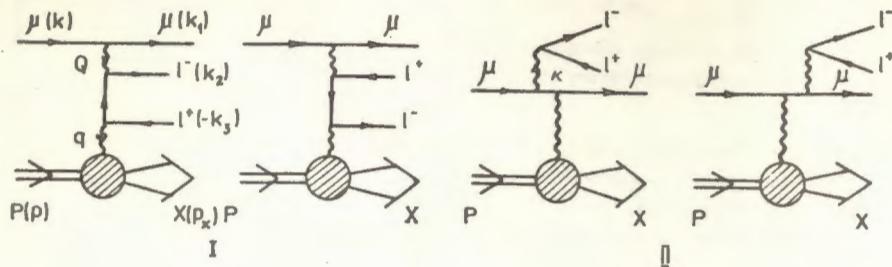


Рис. 1

ние ГНР в некоторых кинематических областях при высоких энергиях\*.

В настоящей работе вычислены также инклюзивные спектры мюонов в процессах

$$\mu + p \rightarrow \mu + \mu^+ + \mu^- + X, \quad /3/$$

$$\mu + p \rightarrow \mu + \tau^+ + \tau^- + X \quad /4/$$

/X - протон или совокупность адронов/.

Заметим, что вклад тридент-процессов /3/ в измеряемые сечения многомюонных событий в ГНР изучался нами в работе<sup>/7/</sup>. В данной же статье оценивается вклад от /3/ в наблюдаемое сечение одномюонных событий /в случае, когда мюоны пары ускользают от регистрации/.

Наконец, в рамках простой кварк-партонной модели рождения адронов сделана оценка вклада в инклюзивное сечение ГНР процессов, отличающихся от обсуждавшихся выше только тем, что виртуальные фотоны конвертируют не в  $l^+l^-$ -пару, а в адроны.

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные нами расчеты показали, что величина

$$\delta^{el,inel}(x,y) = \frac{d^2\sigma^{el,inel}}{dx dy} / \frac{d^2\sigma_0}{dx dy}, \quad /5/$$

\* В области переданных импульсов  $Q^2 \ll m^2$  /m - масса мюона/ дифференциальные сечения рождения электронной пары мюоном на ядре исследовались в недавней работе<sup>/6/</sup>.

где  $d^2\sigma^{el}/dx dy$  и  $d^2\sigma^{inel}/dx dy$  - инклюзивные спектры мюонов в процессах  $\mu p \rightarrow \mu l^+ l^- p$  и  $\mu p \rightarrow \mu l^+ l^- +$  адроны ( $l = e, \mu, \tau$ ), а  $d^2\sigma_0/dx dy$  - сечение  $\mu p$ -рассеяния в борновском приближении, в широком интервале энергий /250-2000 ГэВ/ почти во всей кинематической области ГНР ничтожно мала\*. Только поправка  $\delta^{el}(x,y)$  от /1/ достигает нескольких процентов в узких областях  $Q^2 \leq 0,1$  ГэВ<sup>2</sup> и  $y \sim 1$ .

Что касается процесса /2/, то его сечение в области  $Q^2 \geq 1$  ГэВ<sup>2</sup> сравнимо с /1/, но при  $Q^2 \leq 0,1$  ГэВ<sup>2</sup> на 1-2 порядка меньше /рис. 2/. Поэтому РП от /2/ и в области малых  $Q^2/Q^2 \leq 1$  ГэВ<sup>2</sup> не превышает 0,3%.

Наблюдаемое быстрое уменьшение инклюзивных сечений /1/ и /2/ с увеличением  $Q^2$  объясняется тем, что минимальные кинематически допустимые значения квадрата переданного адронам импульса  $q^2$  в области не очень малых  $Q^2$  и  $y/Q^2 \geq 0,01$  ГэВ<sup>2</sup>,  $y \geq 0,1$  пропорциональны  $Q^2$ :

$$q_{min}^2 \approx Q^2 \frac{M_X^2}{W^2}, \quad /6/$$

где  $M_X$  и  $W$  - инвариантные массы адронов и всей нерегистрируемой системы частиц, включая лептонную пару, соответственно.

Вычисления показывают, что сечения  $d^2\sigma^{el,inel}/dx dy$  процессов /1/ и /2/ при фиксированных  $y$  и  $Q^2$  растут с энергией почти линейно /см. рис. 2/. Однако соответствующие поправки  $\delta^{el,inel}(x,y)$  при этом увеличиваются незначительно, поскольку при фиксированных  $y$  и  $Q^2$  такой же рост имеется и у  $d^2\sigma_0/dx dy$ .

На рис. 3 и 4 приведены результаты расчета инклюзивных спектров мюонов в процессах /3/ и /4/ при малых  $Q^2/E = 250$  ГэВ/. Видно, что в этой области сечения  $d^2\sigma^{el,inel}/dx dy$  /3/ примерно на порядок меньше соответствующих сечений /1/ и /2/, а сечения /4/ - на 3-5 порядков. Заметим, что при больших  $Q^2/Q^2 \geq 10$  ГэВ<sup>2</sup> инклюзивные сечения /3/ уже сравнимы с /1/ и /2/. В случае процессов /3/ и /4/ минимальные зна-

\* Как и в работе<sup>/7/</sup>, мы учитываем вклад в сечения бетегайтлеровских /1/ и комптоновских (II) диаграмм /рис. 1/; соответствующие формулы приведены в Приложении. Для факторов и структурных функций протона использовались те же подгонки, что и в<sup>/7/</sup>.

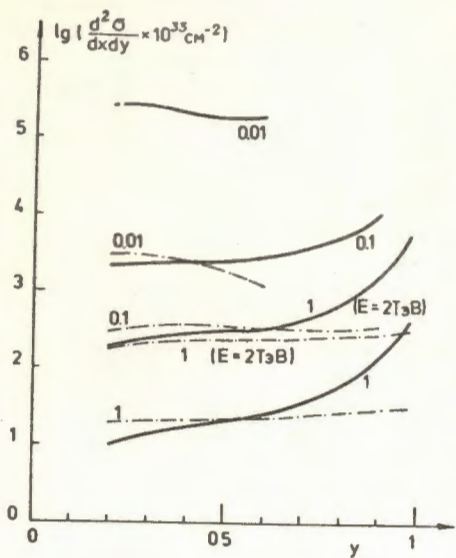


Рис. 2. Инклюзивные сечения процессов  $\mu p \rightarrow \mu e^+ e^- p$  /сплошные линии/ и  $\mu p \rightarrow \mu e^+ e^- +$  адроны /штрихпунктирные линии/ в области малых  $Q^2$  при  $E = 250$  ГэВ. Приведены также две линии, соответствующие сечениям при  $E = 2000$  ГэВ. Цифры у кривых - значения  $Q^2$  в ГэВ<sup>2</sup>.

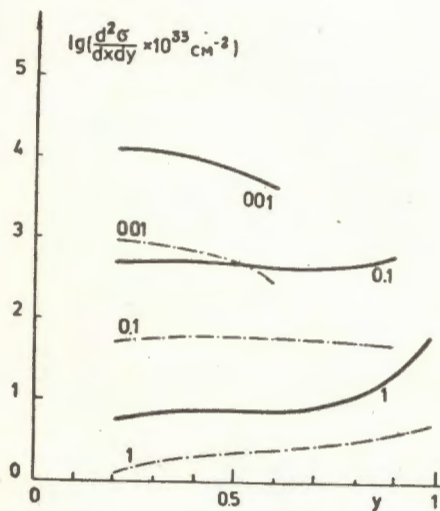


Рис. 3. Инклюзивные сечения процессов  $\mu p \rightarrow \mu \mu^+ \mu^- p$  /сплошные линии/ и  $\mu p \rightarrow \mu \mu^+ \mu^- +$  адроны /штрихпунктирные линии/ в области малых  $Q^2$  при  $E = 250$  ГэВ. Цифры у кривых - значения  $Q^2$  в ГэВ<sup>2</sup>.

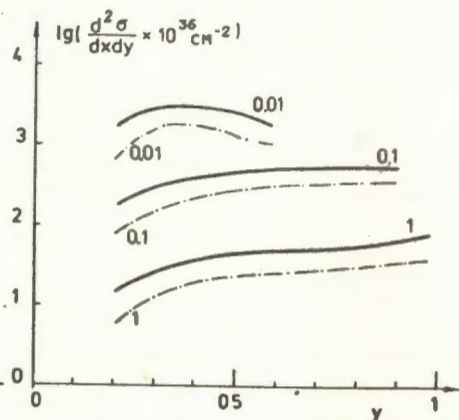


Рис. 4. Инклюзивные сечения процессов  $\mu p \rightarrow \mu \tau^+ \tau^- p$  /сплошные линии/ и  $\mu p \rightarrow \mu \tau^+ \tau^- +$  адроны /штрихпунктирные линии/ в области малых  $Q^2$  при  $E = 250$  ГэВ. Цифры у кривых - значения  $Q^2$  в ГэВ<sup>2</sup>.

чения  $q^2$  в рассматриваемой области  $Q^2$  и  $y$  даются выражением:

$$q_{\min}^2 = Q^2 \frac{M_X^2}{W^2} + 4m_\ell^2 \quad /7/$$

/  $m_\ell$  - масса лептона пары/, что и обуславливает подавленность их сечений, особенно /4/, в этой области по сравнению с /1/ и /2/.

Следует отметить, что за рост сечений  $d^2\sigma^{el,inel} / dx dy$  при  $y \rightarrow 1$  /  $Q^2 \geq 0,1$  ГэВ<sup>2</sup>/, см. рис. 2-4, ответственен комптоновский вклад, который доминирует здесь над бете-гайтлеровским.

Обнаруженная малость инклюзивных сечений /1/-/4/ позволяет сделать вывод, что вклад в измеряемое сечение ГНР процессов

$$\mu + p \rightarrow \mu + \gamma^* + X \rightarrow \text{адроны} \quad /8/$$

$$\mu + p \rightarrow \mu + \gamma^* \gamma^* + X \rightarrow \text{адроны} \quad /9/$$

в большей части кинематической области будет также незначительным. Действительно, в рамках кварк-партонной модели образования адронной струи одним или двумя виртуальными фотонами сечения /8/ и /9/ при больших  $Q^2$  можно оценить следующим образом /8,9/:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} (\gamma^* \rightarrow \text{адроны}) \approx \frac{d^2\sigma}{dx dy} (\gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-) \sum_i e_i^2 \quad /10/$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} (\gamma^* \gamma^* \rightarrow \text{адроны}) \approx \frac{d^2\sigma}{dx dy} (\gamma^* \gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-) \sum_i e_i^4 \quad /11/$$

где  $e_i$  - заряд  $i$ -го кварка со спином 1/2 /в единицах заряда электрона/. В модели цветных кварков ( $N_q = 3 + 6$ )

$$2 \leq \sum_{i=1}^{3N_q} e_i^2 \leq 5, \quad \frac{2}{3} \leq \sum_{i=1}^{3N_q} e_i^4 \leq \frac{17}{9} \quad /12/$$

Поскольку сумма поправок  $\delta^{el}(x,y) + \delta^{inel}(x,y)$  от /1/ и /2/ или /3/ при  $Q^2 \geq 10$  ГэВ<sup>2</sup> и  $y \leq 0,8$  ограничена сверху значением 0,2%, то возможные РП от процессов /8/ и /9/ в этой области, по-видимому, не превысят одного процента.



ПРИЛОЖЕНИЕ

Симметричное по характеристикам лептонной пары дифференциальное сечение процесса  $\mu p \rightarrow \mu \ell^+ \ell^- + \text{адроны}$  можно записать в виде /7/\*

$$d\sigma = \frac{2\alpha^4}{\pi^3 \lambda_S} (S^I + S^{II}) dX dY \frac{dM_X^2 dt dV^2 d\phi_k}{t^2 \sqrt{\lambda_Y}} d\Gamma_{\ell^+ \ell^-} \quad /П.1/$$

где

$$S^{I,II} = \frac{1}{2} MS_{\mu\nu}^{I,II} W_{\mu\nu} = 2MW_1 \cdot S_1^{I,II} + \nu W_2 \cdot \frac{1}{T} S_2^{I,II} \quad /П.2/$$

$$d\Gamma_{\ell^+ \ell^-} = \frac{1}{8} S_R d\cos\theta_R d\phi_R, \quad S_R = \sqrt{1 - 4m_\ell^2/V^2}$$

$$\lambda_S = S^2 - 4m^2 M^2, \quad \lambda_Y = S_X^2 + 4M^2 Y, \quad S_X = S - X, \quad /П.3/$$

$$S = -2p \cdot k, \quad X = -2p \cdot k_1, \quad Y = Q^2, \quad M_X^2 = -p_X^2,$$

$$t = q^2, \quad V^2 = -\kappa^2, \quad T = t + M_X^2 - M^2. \quad /П.4/$$

Свертки  $S_{1,2}^I$ , описывающие вклад бете-гайтлеровских диаграмм, были определены с уровня матричного элемента и проинтегрированы по трем угловым переменным,  $\phi_k$ ,  $\phi_R$  и  $\cos\theta_R$ , с помощью системы аналитических вычислений SCHOONSCHIP /10/. При этом мы не делали никаких приближений с тем, чтобы иметь возможность проводить расчеты в любой точке кинематической области ГНР. Окончательный результат такого вычисления можно представить в виде

$$S_{1,2}^I(M_X^2, t, V^2) = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-1}^1 d\cos\theta_R \int_0^{2\pi} d\phi_R \int_0^{2\pi} d\phi_k \cdot S_{1,2}^I =$$

$$= \sum_{i=0}^3 C_i^{1,2} \frac{1}{\lambda_M^i} + C_4^{1,2} \frac{V^4}{\lambda_M^4} + \sum_{i=1}^4 C_{i+4}^{1,2} \frac{V^2}{\lambda_M^i} + C_9^{1,2} \frac{V^2 m_\ell^2}{G_D} +$$

$$+ \sum_{i=0}^3 C_{i+10}^{1,2} \frac{m_\ell^2}{G_D \lambda_M^i} + L_M \left\{ \sum_{i=0}^2 C_{i+14}^{1,2} \frac{E}{\lambda_M^i} + \sum_{i=3}^4 C_{i+14}^{1,2} \frac{V^2}{\lambda_M^i} \right\} \quad /П.5/$$

\* В случае процесса /3/ тождественностью мюонов пренебрегаем.

$$+ \sum_{i=0}^4 C_{i+19}^{1,2} \frac{1}{\lambda_M^i} + C_{24}^{1,2} \frac{V^4}{\lambda_M^4} + C_{25}^{1,2} \frac{1}{E} \},$$

где

$$E = \frac{1}{2} (Y + t + V^2), \quad \lambda_M = \lambda(Y, t, -V^2) = 4(E^2 - Yt),$$

$$G_D = YtV^2 + m_\ell^2 \lambda_M, \quad L_M = \frac{1}{P} \ln \frac{E+P}{E-P}, \quad P = \frac{S_R}{2} \sqrt{\lambda_M} \quad /П.6/$$

а достаточно громоздкие коэффициенты  $C_n^{1,2}$  ( $n=0,1,\dots,25$ ) являются функциями инвариантов  $M_X^2$  и  $t$ . В формуле /П.5/ для  $S_1^I(M_X^2, t, V^2)$  коэффициенты  $C_n^1$  при  $n=3,4,7,8,17,18,22,23$  и  $24$  равны нулю.

Для вклада двухфотонного рождения  $\ell^+ \ell^-$ -пар в инклюзивное сечение ГНР получаем следующее выражение:

$$\frac{d^2\sigma_I}{dx dy} = \frac{2\alpha^4 S^2 y}{\pi \lambda_S \sqrt{\lambda_Y}} \int dM_X^2 \int \frac{dt}{t^2} \int dV^2 \cdot S_R \cdot S^I(M_X^2, t, V^2), \quad /П.7/$$

где

$$S^I(M_X^2, t, V^2) = 2MW_1(M_X^2, t) S_1^I(M_X^2, t, V^2) + \nu W_2(M_X^2, t) \frac{1}{T} S_2^I(M_X^2, t, V^2) \quad /П.8/$$

а интегрирование ведется по области

$$(M + m_\pi)^2 \leq M_X^2 \leq (\sqrt{W^2} - 2m_\ell)^2,$$

$$t_{\max, \min} = \frac{1}{2W^2} [S_X(W^2 - M_X^2) + 2M_X^2 Y - 4m_\ell^2 (S_X + 2M^2)] \pm$$

$$\pm \sqrt{\lambda_Y \sqrt{\lambda(W^2, 4m_\ell^2, M_X^2)}} \quad /П.9/$$

$$4m_\ell^2 \leq V^2 \leq \frac{1}{2M^2} (\sqrt{\lambda_Y \lambda_t} - S_X T) - Y - t,$$

$$W^2 = M^2 + S_X - Y, \quad \lambda_t = T^2 + 4M^2 t.$$

Поскольку лептонный тензор  $S_{\mu\nu}^{\text{II}}$ , отвечающий вкладу однофотонных диаграмм, представляется в виде

$$S_{\mu\nu}^{\text{II}} = S_{\alpha\beta;\mu\nu} \frac{1}{V^4} l_{\alpha\beta} \quad /П.10/$$

где

$$l_{\alpha\beta} = k_{2\alpha} k_{3\beta} + k_{3\alpha} k_{2\beta} + \frac{V^2}{2} \delta_{\alpha\beta} \quad /П.11/$$

а  $S_{\alpha\beta;\mu\nu}$  - комptonовский тензор<sup>/11/</sup>, описывающий излучение "тяжелого фотона" мюоном, то интегрирование  $S_{\mu\nu}^{\text{II}}$  по фазовому пространству лептонной пары  $\Gamma_{\ell^+\ell^-}$ , не затрагивающее переменных  $S_{\alpha\beta;\mu\nu}$ , проводится тривиально:

$$\int l_{\alpha\beta} d\Gamma_{\ell^+\ell^-} = \frac{\pi}{6} S_R \left(1 + \frac{2m_\ell^2}{V^2}\right) (\delta_{\alpha\beta} V^2 + \kappa_\alpha \kappa_\beta) \quad /П.12/$$

Переходя от переменной  $\phi_k$  к инварианту  $z = -2k_1 \cdot k - V^2$ :

$$\frac{d\phi_k}{\sqrt{\lambda_Y}} = \frac{2dz}{\sqrt{R_z}} \quad /П.13/$$

где

$$R_z = A_z z^2 + 2B_z z + C_z,$$

$$A_z = -\lambda_Y, \quad B_z = B_z^0 + V^2(SS_X + 2M^2Y),$$

$$-C_z = -C_z^0 + 2V^2[Y\lambda_S - T(SY + 2m^2S_X)] + \quad /П.14/$$

$$+ t(SX - 2M^2(Y + 2m^2)) + V^4\lambda_S;$$

$$B_z^0 = 2M^2Y(Y-t) + X(S_X t - YT) + SY(S_X - T),$$

$$-C_z^0 = [XT - Y(S-T)]^2 + 4m^2[(S_X - T)(S_X t - YT) - M^2(Y-t)^2],$$

и интегрируя свертку  $\frac{1}{2} MS_{\alpha\beta;\mu\nu} \cdot \delta_{\alpha\beta} \cdot W_{\mu\nu}$  по  $Z$  в известных пределах<sup>/11/</sup>, получаем:

$$S^{\text{II}}(M_X^2 t, V^2) = \frac{1}{\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{dz}{\sqrt{R}} \cdot \frac{1}{2} MS_{\alpha\beta;\mu\nu} \cdot \delta_{\alpha\beta} \cdot W_{\mu\nu} = \quad /П.15/$$

$$= 2MW_1(M_X^2 t) S_1^{\text{II}}(M_X^2 t, V^2) + \nu W_2(M_X^2 t) \frac{1}{T} S_2^{\text{II}}(M_X^2 t, V^2),$$

где

$$S_1^{\text{II}}(M_X^2 t, V^2) = \left\{ \frac{1}{\sqrt{-C_z}} \left[ \frac{Y^2 - 4m^4}{t - Y - V^2} + \frac{1}{2}(t + Y - V^2) + 2m^2 \right] - \frac{1}{2}(V^2 + 2m^2)(t - 2m^2) \frac{B_z}{(-C_z)^{3/2}} \right\} - \{S \rightarrow -X\} + \frac{1}{\sqrt{\lambda_Y}} \quad /П.16/$$

$$S_2^{\text{II}}(M_X^2 t, V^2) = \left\{ \frac{1}{\sqrt{-C_z}} [M^2(t + Y + V^2) - XT] + \frac{1}{(t - Y - V^2)\sqrt{-C_z}} \times \right. \quad /П.17/$$

$$\times [t(S(S-T) + X(X+T) - 2M^2(t + 2m^2 - V^2)) + (V^2 + 2m^2)(S_X T + 2SX) - 2m^2 T^2] -$$

$$\left. - (V^2 + 2m^2) \frac{B_z}{(-C_z)^{3/2}} [S(S-T) - M^2 t] \right\} - \{S \rightarrow -X\} - \frac{2M^2}{\sqrt{\lambda_Y}}.$$

Тогда вклад комptonовских диаграмм в наблюдаемое сечение ГНР определяется выражением

$$\frac{d^2\sigma_{\text{II}}}{dx dy} = \frac{2\alpha^4 S^2 y}{3\pi\lambda_S} \int dM_X^2 \int \frac{dt}{t^2} \int \frac{dV^2}{V^2} S_R \left(1 + \frac{2m_\ell^2}{V^2}\right) S^{\text{II}}(M_X^2 t, V^2) \quad /П.18/$$

где интегрирование ведется, как и в формуле /П.1/, по области /П.9/.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Mo L.W., Tsai Y.S. Rev.Mod.Phys., 1969, 41, p.205; Tsai Y.S. SLAC-PUB-848, 1971.
2. Clifft R. et al. CERN/SPSC/74-78, P18, 1974; Krienen F. et al. CERN/SPSC/74-79, P19, 1974.
3. Akhundov A.A., Bardin D.Yu., Shumeiko N.M. JINR, E2-10147, E2-10205, Dubna, 1976; ЯФ, 1977, 26, с.1251; Шумейко Н.М. ЯФ, 1979, 29, с.1571.

4. Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ЯФ, 1979, 29, с.969.
5. Landau L.D., Lifschiz E.M. Sov.Phys., 1934, 6, p.244;  
Wright A.G. J.Phys., 1973, A6, p.79;  
Terezawa H. Rev.Mod.Phys., 1973, 45, p.615;  
Budnev V.M. et al. Phys.Rep., 1975, 15C, p.183.  
Байер Б.Н., Катков В.М., Фадин В.С. Излучение релятивистских электронов. Атомиздат, 1973.
6. Никишов А.И. ЖЭТФ, 1979, 76, с.801.
7. Ахундов А.А. и др. ОИЯИ, P2-12440, Дубна, 1979; ЯФ, 1980, 31, вып.1.
8. Sabibbo N., Parisi G., Testa M. Lett.Nuovo Cim., 1970, 4, p.35.
9. Kunst Z. Phys.Lett., 1972, 40B, p.220.
10. Strubbe H.S. Comp.Phys.Com., 1974, 8, p.1.
11. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю. ОИЯИ, P2-9587, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 сентября 1979 года.