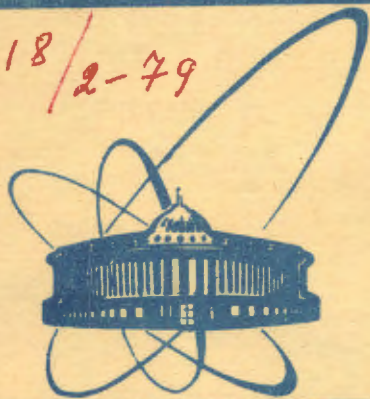


4418/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5/11-79

A-958

P2 - 12440

А.А.Ахундов, Д.Ю.Бардин, Н.Д.Гагунашвили,
Н.М.Шумейко

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ТРИМЮОНОВ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ μ N -РАССЕЯНИИ

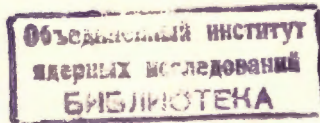
1979

P2 - 12440

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

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ТРИМЮОНОВ
В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ μ N -РАССЕЯНИИ

Направлено в ЯФ



¹ Институт физики АН АзССР, Баку.

² Белорусский государственный университет, Минск.

Ахундов А.А. и др.

P2 - 12440

Электромагнитное образование тримюонов
в глубоконеупругом μN -рассеянии

Выполнен модельно-независимый анализ вклада электромагнитных механизмов рождения $\mu^+\mu^-$ -пар в наблюдаемые сечения многомюонных событий. Вычислены полные и интегральные сечения трайидент-процессов на водороде и углероде при энергии 250 ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Akhundov A.A. et al.

P2 - 12440

Electromagnetic Trident Production in
Deep-Inelastic μN -Scattering

A model-independent analysis of electromagnetic trident background for multimueon searches in deep inelastic $\mu^+\mu^-$ -scattering is presented. The total and cut cross sections of trident production on hydrogen and carbon are calculated at 250 GeV incident muon energy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Многомюонные события, обнаруженные в экспериментах по глубоконеупругому взаимодействию нейтрино^{/1-4/} и мюонов^{/5/} с адронами, стали в последние годы объектом интенсивного экспериментального и теоретического исследования. Этот интерес обусловлен тем, что многомюонные события найдены в области малых x и больших W , где имеется заметное отклонение от скейлинга^{/6,7/} в поведении структурных функций глубоконеупругих процессов. Последнее обстоятельство связывают с возможным рождением в этой области частиц с новыми квантовыми числами^{/8/}.

С целью интерпретации экспериментальных данных по многомюонным событиям обсуждались различные механизмы образования дополнительных мюонов: рождение и каскадный распад тяжелых лептонов^{/9/}, каскадный распад тяжелых кварков в адронном ливне^{/10/}, одновременное образование нейтрального лептона и тяжелого кварка^{/11/}, рождение хиггсовского бозона и векторных мезонов^{/12/}, образование пары очарованных тяжелых кварков^{/13/} или адронов^{/8,14/} и их полулептонный распад, прямое рождение $\mu^+\mu^-$ -пар во взаимодействии адронов конечного состояния^{/15/}, а также электромагнитное рождение мюонных пар^{/16/}.

Сравнение предсказаний этих моделей с экспериментальными распределениями в νN -рассеянии показало, что основные характеристики тримюонных событий могут быть поняты в терминах последних двух механизмов^{/4/}. При этом вклад электромагнитного механизма составил примерно 1/3 от экспериментального сечения^{/15,4/}.

В связи с проводимыми на СПС в ЦЕРНе мюонными экспериментами^{/17/} в настоящей работе исследуется электромагнитное

образование $\mu^+\mu^-$ -пар в глубоконеупругом рассеянии мюонов на ядрах /тридент-процессы/:

$$\mu + Z \rightarrow \mu + \mu^+ + \mu^- + X.$$

/1/

Эти процессы описываются в низшем порядке теории возмущений тремя типами диаграмм /диаграммы рис. 1 с соответствующими обменными/. Мы рассматриваем вклад в измеряемые сечения бете-гайтлеровских /I/ и комптоновских /II/

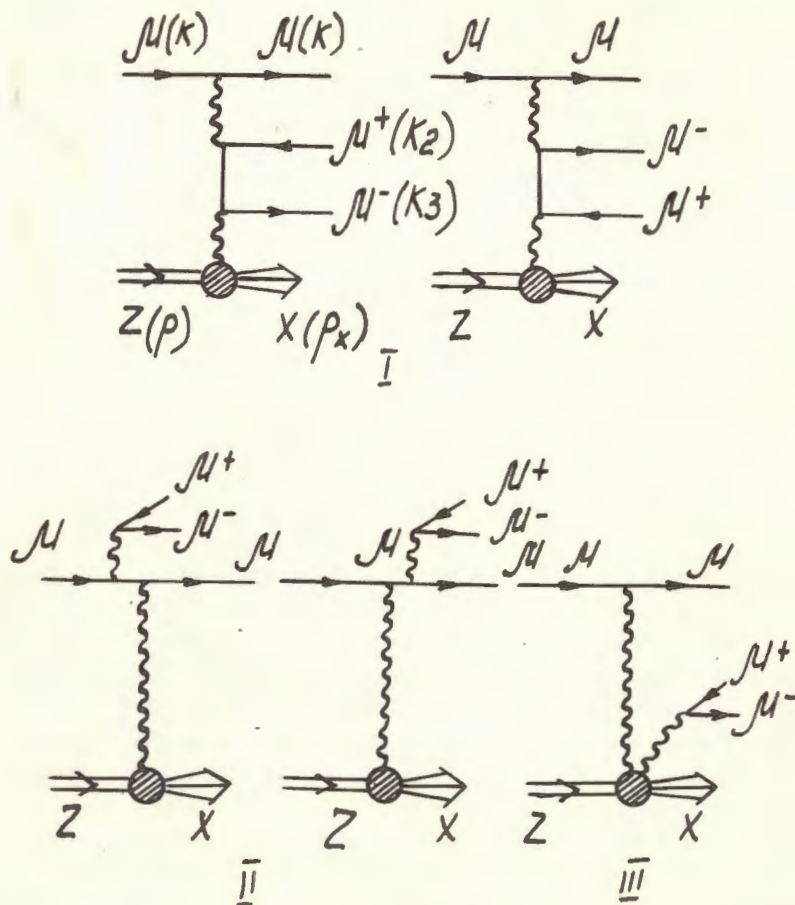


Рис.1. Диаграммы, описывающие электромагнитное рождение мюонных пар в μZ -рассеянии.

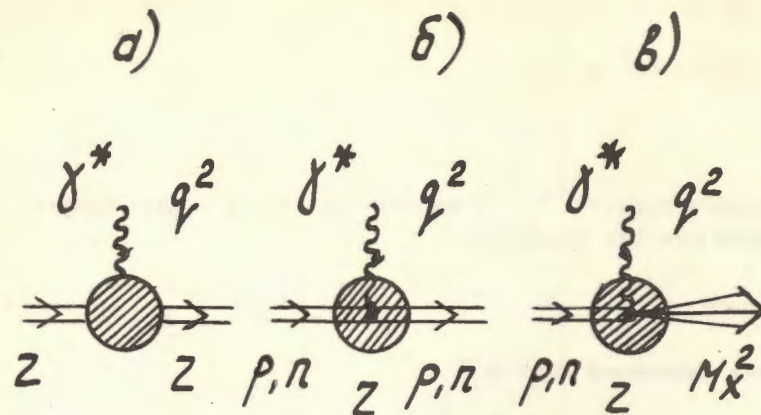


Рис.2. Механизм взаимодействия виртуального фотона с мишенью: а/ упругий, б/ квазиупругий и в/ глубоконеупругий.

диаграмм, который может быть вычислен модельно-независимым образом, если известны формфакторы и структурные функции адронного блока. Расчет вклада тормозного излучения мюонных пар адронами /диаграмма III/ требует привлечения некоторой модели.

Для полного теоретического анализа тридент-процессов необходимо учитывать вклады всех возможных механизмов взаимодействия виртуального фотона с мишенью: упругого, квазиупругого и глубоконеупругого /рис. 2/. Первый отвечает взаимодействию фотона с ядром в целом, а последние два - соответственно упругому и глубоконеупругому взаимодействию фотона с отдельным нуклоном ядра.

Наше исследование ставит своей целью вычислить вклад этих электромагнитных механизмов в измеряемые сечения многомюонных событий. При этом изучается вопрос о чувствительности сечений тридент-процессов к выбору формфакторов и структурных функций, а также относительный вклад в сечения разных типов диаграмм /рис. 1/ при высоких энергиях.

В следующем разделе обсуждаются результаты численных расчетов сечений тридент-процессов, полученные нами с помощью метода Монте-Карло /см. Приложение/.

Отметим, что наиболее полные вычисления сечений упругих тридент-процессов

$$\mu + Z \rightarrow \mu + e^+ + e^- + Z, \quad /2/$$

$$\mu + Z \rightarrow \mu + \mu^+ + \mu^- + Z \quad /3/$$

проведены в работах ^{/18,19/}. В работе ^{/20/} выполнен расчет дифференциального сечения процесса

$$e + p \rightarrow e + \mu^+ + \mu^- + \quad /4/$$

в рамках партонной модели.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты вычислений вкладов электромагнитных механизмов в полные σ_{tot} и интегральные σ_{cut} сечения тримюонных событий в глубоконеупругом рассеянии на водороде и углероде при энергии $E = 250 \text{ ГэВ}$ приведены в табл. 1 и 2. Сечение $\sigma_{cut 1}$ отвечает интегрированию по части фазового объема, где энергия конечных мюонов больше 5 ГэВ /условный порог регистрации μ -мезонов/, а $\sigma_{cut 2}$ - обрезанию фазового объема с учетом условий эксперимента ^{/17/}.

Вклад квазиупругого механизма в сечения трайидент-процессов описывается структурными функциями ^{/21/}:

Таблица 1

Полные и интегральные сечения трайидент-процесса на протоне при $E = 250 \text{ ГэВ}$ /в нб/

Механизм Сечения	Упругий	Глубоконеупругий
σ_{tot}	$6,0 \pm 0,2$	$/4,0 \pm 0,5/ \times 10^{-1}$
$\sigma_{cut 1}$	$1,9 \pm 0,1$	$/1,8 \pm 0,4/ \times 10^{-1}$

Таблица 2

Полные и интегральные сечения трайидент-процесса на ядре при $E = 250 \text{ ГэВ}$ /в нб/ нуклон/

Механизм	Упругий		Квазиупругий		Глубоконеупругий
	$F_I(q^2)$	$F_{II}(q^2)$	$F_I(q^2)$	$F_{II}(q^2)$	
σ_{tot}	$14,1 \pm 0,8$	$13,8 \pm 0,8$	$/9,4 \pm 0,5/ \times 10^{-1}$	$/9,4 \pm 0,5/ \times 10^{-1}$	$/3,8 \pm 0,5/ \times 10^{-1}$
$\sigma_{cut 1}$	$4,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,4$	$/1,7 \pm 0,2/ \times 10^{-1}$	$/1,7 \pm 0,2/ \times 10^{-1}$	$/1,5 \pm 0,3/ \times 10^{-1}$
$\sigma_{cut 2}$	$/3,1 \pm 0,5/ \times 10^{-3}$	$/2,7 \pm 0,3/ \times 10^{-3}$	$/3,8 \pm 0,4/ \times 10^{-8}$	$/3,8 \pm 0,4/ \times 10^{-8}$	$/3,9 \pm 0,5/ \times 10^{-8}$

$$W_1^{qe1}(q^2) = q^2 G_M^2(q^2), \quad W_2^{qe1}(q^2) = \frac{G_E^2(q^2) + r G_M^2(q^2)}{1+r}$$

$$G_E^2(q^2) = Z [1 - F^2(q^2)] G_{Ep}^2(q^2),$$

$$G_M^2(q^2) = [Z \mu_p^2 + N \mu_n^2] G_{Ep}^2(q^2), \quad r = q^2 / 4 M_p^2 \quad /5/$$

При проведении расчетов для протонного формфактора $G_{Ep}(q^2)$ использовалась экспериментальная подгонка из работы ^{23/} упрямый формфактор ядра $F(q^2)$ выбирался в виде

$$F_I(q^2) = \frac{1}{(1 + q^2 / \beta_I^2)^2}, \quad \beta_I = \frac{\sqrt{20}}{R_0}$$

$$F_{II}(q^2) = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{q^2}{\beta_{II}^2}\right), \quad \beta_{II} = \frac{\sqrt{5}}{R_0}$$

$$R_0 = 1,2 \cdot A^{1/3} \phi \quad /6/$$

В вычислениях сечений глубоконеупругого трайидент-процесса мы используем, как и в работе ^{24/}, подгонки данных по электро-рождению адронов ^{21,25/}, а также результаты анализа ^{26,27/} экспериментов ФНАЛ по рассеянию мюонов на водороде и дейтерии при энергии 147 и 219 ГэВ. В пороговой области $\omega \leq 1,4$ структурные функции находились по формулам /9/ работы ^{28/} с последующей экстраполяцией в область больших Q^2 .

Как видно из табл. 1 и 2, в полных и обрезанных по энергии конечных мюонов сечениях доминирует упругий механизм. Квазиупругий и глубоконеупругий механизмы дают вклад, примерно на порядок меньший. Однако в условиях мюонного эксперимента ^{17/} вклады всех механизмов в наблюдаемое сечение сравниваются. Поэтому все они должны быть учтены при обработке экспериментальной информации по многомюонным событиям.

Видно, что в пределах достигнутой точности вычислений как полные, так и интегральные сечения не чувствительны к выбору формфакторов и структурных функций.

При рассматриваемых энергиях /E = 250 ГэВ/ вклад бете-гайтлеровских диаграмм σ_{tot}^I в полные сечения трайидент-

Таблица 3

Вклады разных типов диаграмм в полное сечение трайидент-процесса на протоне при E = 250 ГэВ /в нб/

Вклады Механизм	σ_{tot}^I	σ_{tot}^{II}	σ_{tot}^{III}
Упругий	6,0 _{±0,2}	/4,0 _{±0,6} /x10 ⁻²	-/8,1 _{±0,9} /x10 ⁻²
Глубоко- неупругий	/4,0 _{±0,5} /x10 ⁻¹	/0,8 _{±0,1} /x10 ⁻²	-/0,9 _{±0,2} /x10 ⁻²

Таблица 4

Вклады разных типов диаграмм в полное сечение трайидент-процесса на ядре ¹²C при E = 250 ГэВ /в нб/нуклон/

Вклады Механизм	σ_{tot}^I	σ_{tot}^{II}	σ_{tot}^{III}
Упругий F _{II} (q ²)	13,9 _{±0,8}	/0,9 _{±0,2} /x10 ⁻¹	-/2,3 _{±1,0} /x10 ⁻¹
Квази- упругий F _{II} (q ²)	/9,4 _{±0,5} /x10 ⁻¹	/0,8 _{±0,3} /x10 ⁻²	-/1,0 _{±0,4} /x10 ⁻¹
Глубоко- неупругий	/3,8 _{±0,5} /x10 ⁻¹	/0,9 _{±0,2} /x10 ⁻²	-/0,4 _{±0,3} /x10 ⁻²

Таблица 5

Вклады разных типов диаграмм в интегральное /с учетом условий эксперимента ^{17/} сечение трайидент-процесса на ядре ¹²C при E = 250 ГэВ/в 10⁻³⁶ см²/нуклон/

Механизмы	$\sigma_{cut 2}^I$	$\sigma_{cut 2}^{II}$	$\sigma_{cut 2}^{III}$
Упругий F _{II} (q ²)	2,6 _{±0,3}	/2,8 _{±0,9} /x10 ⁻¹	-/1,9 _{±0,7} /x10 ⁻¹
Квазиупругий F _{II} (q ²)	3,9 _{±0,3}	/1,1 _{±0,1} /x10 ⁻¹	-/2,1 _{±0,8} /x10 ⁻¹
Глубоко- неупругий	3,7 _{±0,4}	/3,2 _{±0,9} /x10 ⁻¹	-/1,3 _{±0,3} /x10 ⁻¹

процессов на 2-3 порядка больше вклада комптоновских диаграмм $\sigma_{\text{tot}}^{\text{II}}$ /см. табл. 3 и 4/. В интегральных сечениях $\sigma_{\text{cut 2}}$ вклад комптоновских диаграмм только на порядок меньше вклада бете-гайтлеровских диаграмм /табл. 5/. Наблюдается также тенденция к сокращению вклада комптоновских диаграмм и вклада интерференции $\sigma^{\text{I II}}$ между комптоновскими и бете-гайтлеровскими диаграммами. Последний факт был отмечен и в работе /19/.

В заключение отметим, что после завершения данного исследования мы получили препринт /29/, в котором рассмотрены возможные механизмы образования дополнительных мюонов в μN -рассеянии, в частности электромагнитное рождение $\mu^+\mu^-$ -пар.

Для полных сечений упругих трайидент-процессов на протоне и ядре, которые удается вычислить с довольно высокой точностью, имеется полное согласие наших результатов с результатами работы /29/. Однако для полного сечения глубоконеупругого трайидент-процесса на протоне получено значение примерно в два раза больше нашего.

Это расхождение объясняется тем, что авторы работы /29/ для структурных функций брали подгонку в рамках партонной модели /30/. В наших же расчетах используются реальные подгонки структурных функций.

Следует также отметить, что в работе /29/ не рассматривается квазиупругий механизм образования $\mu^+\mu^-$ -пар на ядре, который в условиях эксперимента /17/ составляет 1/3 общего вклада электромагнитных процессов в сечения тримюонных событий /см. табл. 2/.

Авторы благодарят С.Б.Герасимова, Г.В.Мицельмахера, О.Б.Рязанцева, И.А.Савина, Е.В.Телокова и А.А.Шиканяна за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Дифференциальное сечение трайидент-процессов можно записать в следующем виде:

$$d\sigma = \frac{4\alpha^4}{\pi^4} \frac{m^4 M}{\sqrt{\lambda_S}} S_{\alpha\beta} W_{\alpha\beta} \frac{d\Gamma}{q^4}, \quad /П.1/$$

где $L_{\alpha\beta}$ - лептонный тензор, отвечающий вкладу бете-гайтлеровских и комптоновских диаграмм:

$$W_{\alpha\beta} = W_1 \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2} \right) + \frac{1}{M^2} W_2 \left(p_\alpha - \frac{pq}{q^2} q_\alpha \right) \left(p_\beta - \frac{pq}{q^2} q_\beta \right) \quad /П.2/$$

- адронный тензор; M и m - массы мишени и мюона;

$$\lambda_S = S^2 - 4m^2 M^2, \quad S = -2pk; \quad /П.3/$$

а $d\Gamma$ - элемент фазового объема процесса /1/:

$$d\Gamma = \frac{1}{64 \sqrt{\lambda_S} \lambda_Y} \sqrt{1 - 4m^2/v^2} dY dX dM_X^2 dt dv^2 d\phi_k d\cos\theta_R d\phi_R. \quad /П.4/$$

Выбранные инвариантные переменные

$$Y = (k - k_1)^2, \quad X = -2pk_1,$$

$$M_X^2 = -p_X^2, \quad t = q^2, \quad v^2 = -(k_2 + k_3)^2 \quad /П.5/$$

естественно параметризуют фазовое пространство реакций /1/ в соответствии с динамикой основного - бете-гайтлеровского - вклада в сечение трайидент-процессов. В формуле /П.4/ ϕ_k - угол между плоскостями импульсов (\vec{k}, \vec{k}_1) и (\vec{Q}, \vec{q}) ; в л.с. ($\vec{p} = 0$) θ_R и ϕ_R определяют ориентацию импульсов \vec{k}_2 и \vec{k}_3 в системе $\vec{k}_2 + \vec{k}_3 = 0$,

а $\lambda_Y = S_X^2 + 4M^2 Y, \quad S_X = S - X. \quad /П.6/$

Инварианты Y, X, M_X^2, t и v^2 изменяются в пределах

$$Y_{\text{max, min}} = \frac{1}{2S'} [\lambda_S - \Delta M^2 (S + 2m^2) \pm \sqrt{\lambda_S} \sqrt{\lambda_S - 2\Delta M^2 (S + 2m^2) + (\Delta M^2)^2}],$$

$$X_{\text{min}} = \frac{1}{2m^2} [S(Y + 2m^2) - \sqrt{\lambda_S} \sqrt{Y(Y + 4m^2)}], \quad X_{\text{max}} = S - Y - \Delta M^2,$$

/П.7/

$$(M_X^{\min})^2 \leq M_X^2 \leq (\sqrt{W^2 - 2m^2})^2,$$

$$t_{\max, \min} = \frac{1}{2W^2} [S_X(W^2 - M_X^2) + 2M_X^2 Y - 4m^2(S_X + 2M_X^2) \pm \sqrt{\lambda_Y} \sqrt{\lambda(W^2, 4m^2, M_X^2)}],$$

$$(v^2)_{\min} = 4m^2, \quad (v^2)_{\max} = \frac{1}{2M^2} (\sqrt{\lambda_Y} \sqrt{\lambda_t} - S_X T) - Y - t.$$

Здесь

$$S' = S + m^2 + M^2, \quad \Delta M^2 = (M_X^{\min} + 2m)^2 - M^2,$$

$$M_X^{\min} = M + m_\pi, \quad W^2 = -(p+Q)^2 = M^2 + S_X - Y,$$

$$\lambda_t = T^2 + 4M^2 t, \quad T = -2pq = t + M_X^2 - M^2. \quad /П.8/$$

В свертке

$$2MS_{\alpha\beta} W_{\alpha\beta} = 2M W_1 S_1 + \nu W_2 S_2 \quad /П.9/$$

функции

$$S_1 = S_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta}, \quad S_2 = \frac{2}{M\nu} S_{\alpha\beta} p_\alpha p_\beta \quad /П.10/$$

были определены с помощью системы аналитических вычислений SCHOONSCHIP^{/31/}

Для дальнейших расчетов на ЭВМ мы создали фортранную программу TRIDENT, которая выполняет численное интегрирование дифференциального сечения /П.1/ по фазовому объему методом Монте-Карло. Чтобы обеспечить хорошую сходимость результатов вычислений, розыгрыш переменных /П.5/ проводился в соответствии с основными особенностями подынтегральной функции /П.9/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barish B.C. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 38, p. 577.
2. Benvenuti A. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 38, p. 1110. 1977, 38, p. 1183. 1978, 40, p. 488. 1978, 41, p. 725.
3. Holder M. et al. *Phys.Lett.*, 1977, 69B, p. 377. 1977, 70B, p. 396. Bosetti P.C. et al. *Phys.Lett.*, 1978, 73B, p. 380. Hansl T. et al. *Phys.Lett.*, 1978, 77B, p. 114.
4. Hansl T. et al. *Nucl.Phys.*, 1978, B142, p. 381.
5. Chen K.W. *Proc.Int. Conf. on New Particles with New Quantum Numbers, Madison, 1976.* Chang C., Chen K.W., Ginneken A.V. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39, p. 519. Chen K.W., Ginneken A.V., *Phys.Rev.Lett.*, 1978, 40, p. 1417.
6. Perkins D.H. *Proc.Int.Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford, 1975.*
7. Watanabe Y. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 35, p. 898. Chang C. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 35, p. 901.
8. Barger V., Phillips R.J.N. *Phys.Lett.*, 1976, 65B, p. 167. Bletzacker F., Nieh H.T., Soni A. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 37, p. 316. Nandi S., Schneider H.R. *Phys.Rev.*, 1977, D15, p. 3247. Roy D.P. *Phys.Lett.*, 1977, 69B, p. 76.
9. Albright C.H., Smith J., Vermaseren J.A.M. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 38, p. 1187. *Phys.Rev.*, 1977, D16, p. 3182. 1977, D16, p. 3204. Barger V. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 38, p. 1190. *Phys.Rev.*, 1977, D16, p. 2141.
10. Herb S.W. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39, p. 252.
11. Barger V., Gottschalk T., Phillips R.J.N. *Phys.Lett.*, 1977, 70B, p. 243. Barnett R.M., Chang L.N. *Phys.Lett.*, 1977, 72B, p. 233.
12. Godbole R. *Phys.Rev.*, 1978, D18, p. 95.
13. Goldberg H. *Phys.Rev.Lett.*, 1977, 39, p. 1598. Young B.L., *Phys.Lett.*, 1978, 74B, p. 11.
14. Soni A. *Phys.Lett.*, 1977, 71B, p. 435. Halzen F., Scott D.M. *Phys.Rev.*, 1978, D18, p. 2308.
15. Barger V., Gottschalk T., Phillips R.J.N. *Phys.Rev.*, 1978, D18, p. 2308.
16. Barger V., Gottschalk T., Phillips R.J.N. *Phys.Rev.*, 1978, D17, p. 2284. Smith J., Vermaseren J.A.M. *Phys.Rev.*, 1978, D17, p. 2288. Barnett R.M., Chang L.N., Weiss N. *Phys.Rev.*, 1978, D17, p. 2266.
17. CERN/SPSC/74-79, SPSC/P19, August, 1974. CERN/SPSC/77-12, SPSC/P19 Add.4, February, 1977, p. 17.
18. Brodsky S.J., Ting S. *Phys.Rev.*, 1966, 145, p. 1018. Кельнер С. ЯФ, 1967, 5, с. 1092; Кельнер С., Комов Ю. ЯФ, 1968, 7, с. 360.

19. Кобринский М.Н., Тихонин Ф.Ф. ЯФ, 1972, 15, с. 1238.
20. Evans K.J. Nucl.Phys., 1974, B75, p. 171,
21. Stein S. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 1884.
22. Биленькая С.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с. 613.
23. Czyz W., Sheffer G.C., Walecka J.D. Nuovo Cim., 1964, 34, p. 404.
24. Ахундов А.А., Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ЯФ, 1977, 26, с. 1251.
25. Brasse F.W. et al. Nucl.Phys., 1976, B110, p. 413.
26. Anderson H.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p. 4.
27. Gordon B.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p. 615.
28. Биленькая С.И., Христова Е.А. ЯФ, 1978, 28, с. 135.
29. Barger V., Keung W.Y., Phillips R.J.N. Preprint COO/881-83, January, 1979.
30. Barger V., Phillips R.J. Nucl.Phys., 1974, B73, p. 269.
31. Struble H.S. Comp.Phys.Com., 1974, 8, p. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 мая 1979 года.