

с 324
Ш-962
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

2 - 5564

Н.М. Шумейко

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССОВ
СО СЛАБЫМ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, старший научный
сотрудник С.М. Биленький

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, старший научный
сотрудник И.В. Полубаринов,

кандидат физико-математических наук, старший научный
сотрудник Л.Л. Неменов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Инсти-
тут физики высоких энергий ГКАЭ (Серпухов).

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита диссертации состоится " " 1971 г.

на заседании Учёного совета Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна,
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной
библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

Ю.А. Батусов

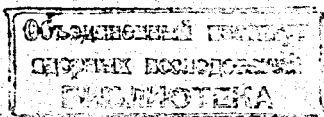
Н.М. Шумейко

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССОВ
СО СЛАБЫМ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Специальность 041 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

4625 бр



Настоящая диссертация посвящена детальному рассмотрению целого ряда процессов, главным образом со слабым и электромагнитным взаимодействиями адронов. Исследование таких процессов на опыте позволяет получить информацию об электромагнитных и слабых факторах, а также проверить основные положения современной теории слабого и электромагнитного взаимодействий.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и трех приложений.

В первой главе подробно рассмотрены распады $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^-$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^+ e^-$ /1/. Вычислены их интегральные вероятности. Показано, что исследование процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^-$ при различных полах регистрации конечных заряженных частиц позволяет получить информацию о параметре γ (отношение аксиального фактора к векторному в распаде $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$), электромагнитном радиусе π^- -мезона и знаке амплитуды $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$.

В расчетах процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^-$ учитывалась тождественность конечных позитронов. Учет тождественности, как показывают вычисления, существенен (вклад интерференции прямых и обменных диаграмм достигает 10%).

Запишем матричный элемент процесса $\pi^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell e^+ e^-$ в виде суммы двух членов, один из которых пропорционален амплитуде распада $\pi^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$ и описывает внутреннее тормозное излучение, а другой отвечает структурному излучению. Из общих соображений инвариантности следует, что этот последний член имеет вид

$$\langle f | S | i \rangle_{S_0} = N \delta(p_1 + p_2 + p_3 - q) \frac{1}{k^2} \epsilon_\alpha \ell_\beta [A^\alpha \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} K_\gamma Q_\delta - B(\alpha_\alpha K_\beta - \alpha_\beta K_\alpha) - C(K_\alpha K_\beta - K^2 \delta_{\alpha\beta}) - E(Q_\alpha Q_\beta - \frac{Q \cdot K}{K^2} K_\alpha Q_\beta)] \quad (I)$$

Здесь N - нормировочный множитель; q , p и p_1 - 4-импульсы π^+ -мезона, нейтрино и лептона; p_2 и p_3 - 4-импульсы позитрона и электрона; $K = p_2 + p_3$, $Q = p + p_1$, $\epsilon_\alpha = \bar{u}(p_3) \gamma_\alpha u(-p_2)$,

$\rho = \bar{u}(p)\gamma_5(1+\gamma_5)u(-p)$; функции α , β , γ и ϵ зависят от переменных k^2 и Q^2 .

Гипотеза сохранения векторного тока позволяет связать амплитуду $\alpha^V(k^2, Q^2)$ (вклад в матричный элемент векторного тока) с соответствующей амплитудой превращения π^0 -мезона в два виртуальных фотона $a_0(k^2, Q^2)^{1/2}$:

$$\alpha^V(k^2, Q^2) = -\sqrt{2} a_0(k^2, Q^2). \quad (2)$$

Матричный элемент аксиального тока характеризуется тремя формфакторами: β , γ и ϵ , причем эти функции не содержат вклада π -мезонного полюса. Полюсной член дает вклад во внутреннее тормозное излучение. В соответствии с этим мы сделали обычное предположение о медленном изменении амплитуд β ; γ и ϵ ^{13/}. Если пренебречь их производными, то из условий градиентной инвариантности вытекает, что $\epsilon = 0$, а β совпадает с соответствующим параметром, характеризующим распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$.

Что касается формфактора α^V , то соотношение (2) дает возможность оценить влияние зависимости его от переменных k^2 и Q^2 с помощью экспериментальных данных по распаду $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$. Проведенные нами оценки показали, что вклады соответствующих членов в полную вероятность процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ не превосходят 0,1% и 2%.

Таким образом, матричный элемент $\langle f | S | i \rangle_{SD}$ содержит, помимо величины a_0 , связанной с вероятностью распада $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$, два параметра: $\gamma = -\frac{\beta}{\sqrt{2} a_0}$ и $\xi = -\frac{\epsilon}{\sqrt{2} a_0}$. Из опыта по исследованию процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$ для γ найдены два значения ^{14/}: 0,32 и -2,0.

Мы вычислили интегральную вероятность распада $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ при различных порогах регистрации конечных заряженных частиц и рассмотрели вопрос о возможности определения параметров γ и ξ

из эксперимента. Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы.

1. Существует кинематическая область (энергия каждой из конечных заряженных частиц $E \geq \bar{E} \sim 10 - 15$ Мэв, $-k^2$ или $-n^2 = -(p_1 + p_2)^2 < 0,01 m_\pi^2$), где параметр ξ не сказывается на вероятности распада. В этой области она также слабо зависит от $S = \text{sign}(a_0 \frac{p}{q})$ (вклад соответствующих членов не превышает 3%). Измерение вероятности процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ при таких кинематических условиях позволяет получить дополнительную информацию о параметре γ , характеризующем распад $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e \gamma$. При этом необходимо производить измерения с точностью, лучшей 20%, на уровне $2 \cdot 10^{-9} W_\pi$, где W_π - полная вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$.

2. Если величина γ известна, то, проводя измерения в области $\bar{E} \sim 10 - 15$ Мэв, $-k^2$ и $-n^2 \geq 0,01 m_\pi^2$, можно определить параметр ξ (вклад членов, содержащих S , не превышает в указанной области 3%). При этом из-за квадратичной зависимости вероятности от ξ возникнут два решения. В данном случае необходимо проводить измерения на уровне $\sim 4 \cdot 10^{-10} W_\pi$.

3. Если использовать условие частичного сохранения аксиального тока, алгебру токов, а также предположение о медленном изменении формфакторов, то параметр ξ можно связать с электромагнитным радиусом π -мезона ^{13/}

$$\xi = -S \frac{1}{3\sqrt{2}} \left| \frac{r_\pi}{a_0} \right| \langle r_\pi^2 \rangle. \quad (3)$$

Отметим, что соотношение (3) имеет место независимо от справедливости гипотезы Фейнмана о компенсации вклада швингеровских членов и вклада диаграмм с испусканием фотона и пары лептон-нейтрино из одной точки.

Если из опытов по исследованию процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^-$ определен параметр ξ (двузначно), то с помощью (3) можно а) проверить справедливость гипотез, лежащих в основе этого соотношения; б) получить информацию об электромагнитном радиусе π^- -мезона и относительном знаке амплитуд распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ и $\pi^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$.

Все эти выводы иллюстрируются таблицей I, в первых трех строках которой приведено отношение $R = W(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^-) / W_\pi$ в единицах 10^{-10} при $\bar{E} = 10 \text{ МэВ}$ и $\xi = -S|\xi|$, а в последней строке — величина R , вычисленная без кинематических ограничений.

Таблица I

$ \xi $	0		2,4		5							
γ	-2,0	0,32	-2,0	0,32	-2,0	0,32						
S	+ -	+ -	+ -	+ -	+ -	+ -						
$-k^2_\mu - n^2 \geq 4m^2$	32	30	22	22	38	29	24	25	50	33	31	33
$-k^2_\mu \text{ или } -n^2 < 0,01m^2$	27	25	20	19	28	25	20	19	29	25	20	20
$-k^2_\mu - n^2 \geq 0,01m^2$	5.6	5.3	2.8	2.7	11	4.5	4.3	5.4	21	8.3	11	13
$\bar{E} = m; -k^2_\mu - n^2 \geq 4m^2$	110	102	91	89	120	100	92	92	130	104	100	101

Примечание: m — масса электрона.

Результаты, приведенные в этой таблице, получены при $\tau_{\pi^0} = 0,89 \cdot 10^{-16}$ сек. Наши выводы не изменятся, если для времени жизни π^0 -мезона принять значение $^{1/5} / \tau_{\pi^0} = 0,56 \cdot 10^{-16}$ сек.

Численные расчеты проводились на ЭВМ методом Монте-Карло, причем обеспечивалась точность не ниже 2%. Был рассчитан также процесс $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^+$. Оказалось, что его полная вероятность W_μ определяется вкладом внутреннего тормозного излучения W_μ^{IB}

$$R_\mu = W_\mu / W_\pi \approx R_\mu^{IB} = 0,33 \cdot 10^{-6} \quad (4)$$

В главе II обсуждается вопрос об определении массы мюонного нейтрино m_ν в распадах $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ и $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^+ e^-$. Вычислены соответственно энергетический спектр γ -квантов и спектр по энергии K_0 e^+e^- -пар, детально исследована их чувствительность к величине массы m_ν . Найдено, что вклад структурного излучения, которое могло бы исказить форму спектра вблизи конечной точки, пренебрежимо мал. Сравнение интегральных вероятностей на хвостах спектров по K_0 показало, что распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$ намного предпочтительнее распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu e^+ e^-$ для определения массы мюонного нейтрино. При этом наиболее благоприятной, в принципе, оказывается ситуация, когда помимо регистрации γ -квантов измеряется энергия мюона и оставляются события с энергией, близкой к максимальной.

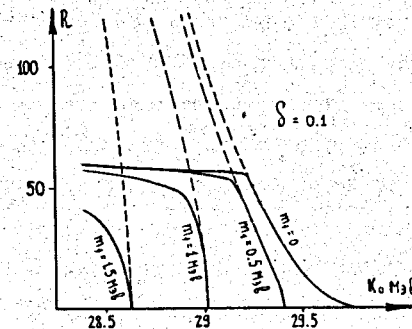


Рис. I

На рис. I пунктиром изображены хвосты энергетического спектра γ -квантов внутреннего тормозного излучения в процессе $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \gamma$

$$R = \int_{E_\mu^{\min}(K_0, m_\nu)}^{E_\mu^{\max}(K_0, m_\nu)} \frac{10^8}{W_\pi} \cdot \frac{d^2 W_{IB}}{d(K_0/m_\nu) dE_\mu} \cdot dE_\mu \quad (5)$$

для различных значений m_ν . Здесь $E_\mu^{\min}(K_0, m_\nu)$ — кинематические пределы интегрирования по энергии мюона E_μ .

Если дополнительно измерять E_μ и оставлять события с

кинетической энергией $T > \bar{T} = T_0^{\max} (1 - \delta)$, где T_0^{\max} - максимальная кинетическая энергия при $m_1 = 0$, а δ - точность ее измерения, то спектр γ -квантов, отвечающий такой экспериментальной ситуации, дается выражением, получаемым из (5) подстановкой вместо $E_\mu^{\min}(K_0, m_1)$ величины

$$E_\mu^{\min} = \max\{\bar{E}, E_\mu^{\min}(K_0, m_1)\} \quad (6)$$

Здесь $\bar{E} = \bar{T} + m_\mu$ (m_μ - масса мюона). Хвосты этого спектра при $\delta = 0, 1$ изображены сплошными линиями на рис. 1. Ясно, что при такой форме спектра влияние неточности в определении энергии K_0 менее существенно.

Если порог регистрации энергии мюона $\bar{E} > E_\mu^{\min} = E_\mu^{\min}(K_0^{\max}, m_1)$, где K_0^{\max} - кинематический предел энергии фотона, то γ -кванты с энергией, достаточно близкой к K_0^{\max} , не регистрируются. Вследствие этого конечная точка в измеренном спектре γ -квантов сместится относительно K_0^{\max} на величину тем большую, чем больше m_1 и \bar{E} (см. рис. 2). Это позволяет использовать приборы с худшим разрешением по энергии фотона; однако уровень, на котором необходимо измерять вероятность процесса, становится очень малым.

На рис. 2, отвечающем $\delta = 0,025$, символом x помечена точка $K_0 = K_0^{\max}$ для различных значений m_1 .

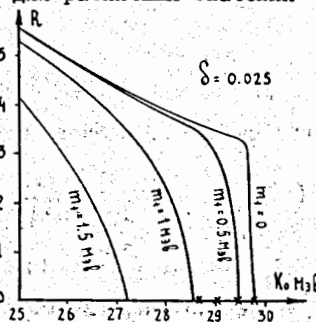
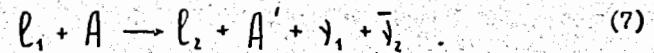


Рис. 2

Третья глава посвящена рассмотрению процессов нейтринного излучения при взаимодействии электронов и мюонов высоких энергий с ядрами^{16/}



Получено точное аналитическое выражение для дифференциального сечения как функции энергии и угла ядра отдачи и инвариантной массы \sqrt{s} - пары. Найдены асимптотические формулы для интегральных сечений. Обсуждается возможность исследования реакций (7) с целью получения информации о диагональных членах эффективно-го лагранжиана слабых взаимодействий.

Используя соображения инвариантности, запишем сечения когерентных процессов (7) на ядре с зарядом Z и массой M в виде

$$d\sigma = \frac{(Z\alpha G)^2}{(2\pi)^5 4M^2 k^2} dq^2 d(p, q) d(q, k) \frac{1}{q^4} W_{\mu\nu}(p, q) M_{\mu\nu}(k, q) \quad (8)$$

где $K(p)$ - импульс начального лептона (ядра), $q = p' - p$ - 4-импульс, переданный адронам. Тензор $W_{\mu\nu}$ выражается через структурные функции W_1 и W_2 ^{17/}, а величина $M_{\mu\nu}$ представляет собой интеграл по конечным состояниям лептонов. Выполняя в $M_{\mu\nu}$ инвариантное интегрирование, получим в случае упругих процессов ($A' = A, -p \cdot q = q^2/2$) дифференциальное сечение как функцию энергии и угла ядра отдачи (в л.с.) и инвариантной массы нейтринной пары. Сечение, зависящее от инвариантной массы \sqrt{s} - пары, является характеристикой, которая может быть использована для идентификации процессов нейтринного излучения.

Мы нашли первые два члена интегральных сечений когерентных упругих реакций в пределе, когда энергия лептона $K_0 \rightarrow \infty$. Это члены порядка $K_0 \ln K_0$ и K_0 . Электромагнитный формфактор ядра выбирался при этом в двух формах - дипольной и гауссовой. Оказалось, что результат слабо зависит от выбора формфактора.

При гауссовой его форме, например,

$$F(q^2) = \exp(q^2/2\beta^2). \quad (9)$$

асимптотическая формула имеет вид

$$\sigma_{\kappa \rightarrow \infty} = \frac{(Z+G)^2}{(6\pi)^2} \kappa_0 \sqrt{\pi} \beta \left[2 \ln \left(\frac{2\kappa_0 \beta}{V^2} \right) - V \right]. \quad (10)$$

Величины V^2 и V приведены в таблице 2.

Таблица 2

Процесс	$e \rightarrow e$ $\mu \rightarrow e$	$\mu \rightarrow \mu$ $e \rightarrow \mu$
V^2	β^2	m_μ^2
V	$-4(C+2\ln 2) + 35/3$	$4(C+2\ln 2) + 29 + 2\beta^2/(5m_\mu^2)$

Примечание: $C = 0,577$ - постоянная Эйлера.

Как видно из (10) и таблицы 2, асимптотические сечения одинаковы для процессов с одинаковыми конечными лептонами. При этом в случае реакций с мюном в конечном состоянии наблюдается резкое сокращение первых двух членов асимптотических формул. В области сверхвысоких энергий, когда $\ln \kappa_0 \rightarrow \infty$, сечения всех реакций (7) становятся одинаковыми.

Используя экспериментальные данные по глубоко неупругому $e p$ -рассеянию^{8/}, мы оценили интегральные сечения неупругих процессов нейтринного излучения, когда ядром-мишенью является протон. Оказалось, что в области передач $|q^2| > 0.5$ (ГэВ/с)² сечения растут с энергией как $\kappa_0^2 \ln \kappa_0$.

Сравнение экспериментальных результатов с нашими вычислениями позволило бы сделать определенные выводы о слабом взаимодействии лептонов, в частности, о проблеме μ - e универсальности. При наличии интенсивных монохроматических пучков электронов вы-

сокой энергии изучение реакции $e^- + A \rightarrow e^- + A + e^+ + \bar{\nu}_e$ может дать информацию о диагональном $(\bar{e} \nu_e)$ - взаимодействии, сведения о котором пока еще очень бедны.

В главе IV рассмотрены чисто электродинамические процессы $\gamma e \rightarrow e \mu^+ \mu^-$ и $\gamma e \rightarrow e e^+ e^-$ ^{9/}. Вычислены их сечения (без учета обменных диаграмм); для интегральных сечений получены компактные формулы, справедливые вблизи порогов реакций. Кратко обсуждается вопрос об использовании процессов фоторождения на электроны для проверки квантовой электродинамики на малых расстояниях.

Методом инвариантного интегрирования мы получили точные аналитические выражения для вкладов диаграмм Бете - Гайтлера в) и комптоновских диаграмм с) в дифференциальное сечение, зависящее от энергии электрона отдачи в л.с. С помощью численного интегрирования найденных спектров на ЭВМ были вычислены интегральные сечения:

1) для мюнных пар в области энергий фотона ω

$$\omega_t \leq \omega \leq 50 m \nu,$$

где ω_t - пороговая энергия, а $V = (m_\mu/m_e)^2$;

2) для электрон-позитронных пар в области энергий

$$4m \leq \omega \leq 500 m.$$

Численные значения вкладов диаграмм в) (σ_b) и с) (σ_c) в интегральное сечение процесса $\gamma e \rightarrow e \mu^+ \mu^-$ приведены в таблице 2.

Таблица 2

$\kappa = \frac{\omega}{m}$	$\frac{\omega_t}{m} + 10^2$	$\frac{\omega_t}{m} + 10^3$	$\frac{\omega_t}{m} + 10^4$	2.5V	4V	6V	8V	10V	20V	50V
$10^5 \sigma_b (\mu\text{б})$	0.145	0.135	0.0938	0.0323	0.224	0.487	0.711	0.898	1.517	2.325
$10^5 \sigma_c (\mu\text{б})$	0.724	0.655	0.0367	0.0930	0.319	0.412	0.439	0.443	0.399	0.0891

При энергиях фотона, близких к пороговым, мы получили для интегральных сечений аналитические выражения, справедливые для фоторождения любой пары фермионов на фермионе. Они имеют вид

$$\sigma_b = d r_0^2 \frac{\pi}{4} \frac{m}{m+m_p} \left(\frac{m}{M}\right)^{5/2} \left(\frac{\omega}{m_p} - \frac{\omega_t}{m_p}\right)^2, \quad (II)$$

$$\sigma_c = \frac{1}{M^2} (2m_p^2 + m_p M) \sigma_b,$$

где $r_0 = e^2/m$, $M = 2m_p + m$.

В предельных случаях, близких к порогу, и очень больших ($\omega \gg m_p^2/m$) энергий γ - кванта у нас имеется полное согласие численных результатов с формулами (II) и асимптотической формулой (см. например /10/) соответственно.

Отметим, что наличие пучков γ - квантов высокой энергии или встречных фотон-электронных пучков позволило бы сделать реальным наблюдение процесса $\gamma e \rightarrow e \mu^+ \mu^-$, а также использовать фоторождение лептонных пар на электроны для проверки квантовой электродинамики на малых расстояниях.

В пятой главе вычислены радиационные поправки к упругому πe - рассеянию /11-13/, без учета которых невозможно определение электромагнитного формфактора π - мезона из измеренного на опыте сечения. Расчеты проведены для следующих экспериментов: 1) измеряются энергия E'_{el} и угол θ_{el} пиона отдачи; 2) детектируется π - мезон и измеряется энергия E'_{el} электрона отдачи; 3) помимо измерения E'_{el} и θ_{el} регистрируются тормозные γ - кванты с энергией $\omega > \omega_0$. Указаны условия, при которых полученные в случаях 2) и 3) результаты остаются справедливыми, когда дополнительно измеряется угол вылета конечного электрона и проверяется компланарность импульсов.

В радиационные поправки дают вклад диаграммы следующих типов:

а) с обменом двумя фотонами;

- б) соответствующие перенормировке мезонной вершины;
- в) связанные с перенормировкой электронной вершины;
- г) отвечающие тормозному излучению электроном и π - мезоном ненаблюдаемых фотонов.

Упругая часть радиационных поправок (диаграммы а) + в)) не зависит от выбора кинематических условий. Вычисленная без учета сильных взаимодействий, она совпадает с соответствующим результатом работ /15/. Оказалось, что диаграммы в) и г) дают существенно больший вклад, нежели диаграммы а) и б) (в указанных ниже кинематических условиях - примерно в 10 раз). Оценка по ρ - доминантной модели вклада сильных взаимодействий в виртуальный комптон-эффект на π - мезоне /11/ (диаграммы а)) не изменяет этого соотношения. Таким образом, комптоновским вкладом в сумме с еще меньшим вкладом диаграмм б) можно пренебречь при определении радиуса r_0 из сечения πe - рассеяния.

При расчете диаграмм г) основное внимание было обращено на подсчет вклада "жестких" фотонов, где сказывается различие в выборе кинематических условий. В случае эксперимента I) (детектируется мезон) в тормозном излучении пиона и интерференции его с излучением электрона вклады, не пропорциональные упругому сечению, сокращаются с точностью до членов, пропорциональных ошибкам измерительных приборов. В результате в этой части радиационных поправок можно ограничиться первым, пропорциональным $1/\omega$, членом разложения амплитуды в ряд по энергии фотона ω . Для случаев же 2) и 3) учет других членов, кроме члена $\sim 1/\omega$, не требуется, т.к. дополнительные экспериментальные ограничения резко уменьшают максимальную энергию ненаблюдаемого фотона. В этом приближении неупругая часть радиационных поправок (диаграммы г)) во всех рассмотренных нами случаях про-

порциональна сечению упругого πe -рассеяния в низшем порядке по константе тонкой структуры α , что позволяет ввести формфактор пиона.

В результате сечение πe -рассеяния с точностью до членов порядка α^3 может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{dE'_{el}} = \frac{d\sigma_{el}}{dE'_{el}} F_{\pi}^2(k') \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \delta_F\right), \quad (12)$$

где $d\sigma_{el}/dE'_{el}$ - сечение рассеяния точечного π -мезона электроном, $F_{\pi}(k')$ - электромагнитный формфактор пиона; радиационная поправка δ_F не содержит комптоновского вклада δ_K , величины δ_{el}^{π} , связанной с перенормировкой мезонной вершины, а также не пропорциональных упругому сечению членов в тормозном излучении пиона и в интерференции излучений электрона и π -мезона.

На ЭВМ были получены численные результаты для энергий пионного пучка 50 + 60 Гэв при различных значениях переданного импульса. Погрешность в измерении угла конечного π -мезона менялась в пределах 0,05 + 0,2 mrad; ошибка в измерении энергии электрона отдачи фиксировалась $\Delta_m E'/E'_{el} = 2.5\%$. Порог регистрации энергии фотона в эксперименте 3) считался равным $\omega_0 = 100$ Мэв.

Мы заключили, что в интервале энергий мезона отдачи $1.1E'_{el} < E'_{el} < 0.7E$ и при $\Delta_m E'/E'_{el} \leq 2.5\%$, полученные в случаях 2) и 3) результаты остаются справедливыми и для эксперимента, в котором дополнительно измеряется угол конечного электрона и проверяется компланарность импульсов.

Отметим, что в случаях 2) и 3) радиационные поправки оказываются значительно большими, чем для эксперимента 1). С этой точки зрения оптимальными являются условия эксперимента 2), когда измерение большинства или всех "упругих" параметров позволя-

ет надежнее, чем в случае 1), отделить фоновые процессы, а радиационные поправки еще не столь велики, как в эксперименте 3).

В таблице 3 приводятся результаты для энергии пучка $E = 50$ Гэв в эксперименте 2). Величина $\frac{\alpha}{\pi} \delta$ - полная радиационная поправка (включая δ_K и δ_{el}^{π}), вычисленная в приближении точечного пиона.

В приложении А диссертации приведено выражение для дифференциальной вероятности процесса $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$. В приложении Б вычислен спектр по энергии и инвариантной массе $e^+ e^-$ пары в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_{\mu} e^+ e^-$. В приложении В вычислен вклад "жестких" фотонов в неупругую часть радиационных поправок к πe -рассеянию.

Таблица 3

Радиационные поправки к упругому πe -рассеянию в случае регистрации энергий конечных частиц и угла вылета пиона отдачи. Энергия пучка $E = 50$ Гэв. Ошибка в измерении энергии электрона $\Delta_m E'/E'_{el} = 2.5\%$.

Энергия пиона (Гэв):											
$\Delta\theta(10^{-4} \text{ rad})$:		15	17	19	21	23	25	27	29	31	
πe	$\frac{\alpha}{\pi} \delta$ %	0.5	12.73	12.35	12.26	12.23	12.21	12.16	12.10	12.01	11.88
		1.0	11.60	11.17	11.05	10.98	10.93	10.86	10.76	10.41	10.02
		1.5	10.94	10.47	10.32	10.23	10.15	10.07	9.75	9.39	8.99
		2.0	10.45	9.96	9.78	9.68	9.59	9.41	9.07	8.71	8.54
		0.5	11.95	11.53	11.42	11.37	11.33	11.29	11.23	11.15	11.04
		1.0	10.83	10.36	10.21	10.12	10.06	9.98	9.89	9.55	9.18
$\pi^+ e$	$\frac{\alpha}{\pi} \delta$ %	1.5	10.17	9.65	9.47	9.37	9.28	9.20	8.88	8.53	8.14
		2.0	9.68	9.14	8.94	8.82	8.72	8.54	8.20	7.85	7.69
		0.5	22.35	19.98	18.58	17.51	16.63	15.85	15.14	14.49	13.87
		1.0	20.03	17.85	16.57	15.60	14.80	14.09	13.47	13.10	12.79
		1.5	18.76	16.69	15.48	14.57	13.81	13.14	12.75	12.43	12.14
		2.0	17.39	15.90	14.74	13.87	13.13	12.58	12.23	11.92	11.42
$\pi^+ e$	$\frac{\alpha}{\pi} \delta$ %	0.5	23.57	21.22	19.83	18.76	17.86	17.06	16.33	15.64	14.98
		1.0	21.25	19.09	17.82	16.15	16.03	15.31	14.65	14.26	13.90
		1.5	19.98	17.93	16.73	15.82	15.04	14.35	13.94	13.58	13.25
		2.0	19.11	17.15	16.00	15.12	14.37	13.80	13.41	13.07	12.53

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /I, 6, 9, II + I3/.

Литература :

1. Д.Ю.Бардин, С.М.Биленький, Г.В.Мицельмахер, Н.М.Шумейко.
Препринт ОИЯИ, P2-5520, Дубна, 1970.
2. V.G.Vaks, B.L.Ioffe. Nuovo Cim., 10, 342, 1958.
3. T.Das, V.S.Mathur, S.Okubo. Phys.Rev.Lett., 19, 859, 1967.
4. P.Derommier, I.Heintze, C.Rubbia, V.Soergel. Phys.Lett., 7, 285, 1963.
5. G.Belletini et al. Nuovo Cim., 66A, 243, 1970.
6. Н.М.Шумейко. Препринт ОИЯИ, P2-5009, Дубна, 1970.
7. S.D.Drell, I.D.Walecka. Ann.Phys., 28, 18, 1964.
8. Дж.Бьеркен. Труды Международного семинара по векторным мезонам и электромагнитным взаимодействиям, Дубна, 23 - 26 сентября 1969 г., стр.89.
9. Д.Ю.Бардин, Я.Бэм, В.Б.Семикоз, Д.Факиров, Н.М.Шумейко.
Сообщения ОИЯИ, P2-4644, Дубна, 1969.
10. В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе, ЖЭТФ, 50, 156, 1966.
11. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко. ЯФ, 10, 1020, 1969.
12. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко. Препринт ОИЯИ, P2-4178, Дубна, 1968.
13. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко. Сообщения ОИЯИ, P4-4532, Дубна, 1969.
14. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко. Препринт ОИЯИ, P2-4177, Дубна, 1968.
15. I.Kahane. Phys.Rev., 135B, 975, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
II марта 1971 года.