

(1) вместе с эффективностью регистрации и спектром первичных K_2^0 -мезонов исключаются, так как они не зависят от толщины регенератора.

Кривые зависимости R от Δm (рис. 4) рассчитываются для каждой пары толщин регенератора. Нанесенные на кривых точки соответствуют измеренному отношению числа когерентно-регенерированных K_1^0 -мезонов, зарегистрированных с толстым регенератором, к аналогичному числу с тонким регенератором, а ошибки определяются статистической точностью.

Распределение зарегистрированных K_1^0 -мезонов по импульсам имеет максимум при значении $p = 1,8 \text{ Гэв/с}$ и падает до нуля при $p = 0,9 \text{ Гэв/с}$ и $p = 4 \text{ Гэв/с}$.

Для определения Δm в опыте с медными мишенями отбирались события с $p \leq 2,2 \text{ Гэв/с}$, а в опыте с алюминиевыми мишенями — с $p \leq 3,1 \text{ Гэв/с}$. Такое ограничение было связано с малой чувствительностью к Δm при больших значениях импульсов. Общее число когерентных событий с медным и алюминиевым регенераторами было 196. После ограничения по импульсам осталось 157 случаев, которые использовались для определения Δm . В правой части рис. 4 приведено χ^2 -распределение, учитывающее три измерения Δm и корреляции между ними. Наиболее вероятное значение Δm , полученное из кривой χ^2 , оказалось равным $\Delta m = 0,82 \pm 0,14 [\hbar / \tau_1 c^2]$, где $\tau_1 = 0,92 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$.

Приведенная ошибка соответствует стандартному отклонению.

Полученное значение величины Δm хорошо согласуется с результатами работ, выполненных аналогичным методом: $\Delta m = 0,84^{+0,22}_{-0,29}$ [5] и $\Delta m = 0,82 \pm 0,12$ [6]; вероятность в нашем эксперименте получить значение $\Delta m = 0,47 \pm 0,11$ [4] составляет 8%. Несовместимы с нашим результатом данные работ [7] ($\Delta m = 1,5 \pm 0,2$) и [8] ($\Delta m = 1,9 \pm 0,3$).

Авторы приносят благодарность А. И. Алиханову и С. Я. Никитину за неизменный интерес к работе, Л. Б. Окуню и И. Ю. Кобзареву за обсуждения, Л. Л. Гольдину и сотрудникам группы эксплуатации за обеспечение работы ускорителя, А. К. Дубасову, В. Н. Маркизову, Н. П. Наумову, В. Ф. Столярову, В. Н. Кузьменкову, Ю. С. Орешникову за помощь в изготовлении аппаратуры и проведении измерений.

Литература

- [1] Л. Б. Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц, Физматгиз, 1963.
- [2] Л. Б. Окунь, И. Ю. Кобзарев. ЖЭТФ, 39, 605, 1960.
- [3] В. Л. Любошиц, Э. О. Оконов, М. И. Подгорецкий, У Цзун-фань. Препринт Д-1926, ОИЯИ, 1964.
- [4] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, R. Turlay. Proc. XII Intern. Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1964.
- [5] R. H. Good, R. P. Matsen, F. Muller, O. Piccioni, W. M. Powell, H. S. White, W. B. Towler, R. W. Birge. Phys. Rev., 124, 1223, 1961.
- [6] T. Fujii, J. V. Ivanovich, F. Turkot, G. T. Lorn. Phys. Rev. Lett., 13, 253, 1964.
- [7] U. Camerini, W. F. Fry, J. A. Gaidos, H. Huzita, S. V. Natali, R. B. Willmann, R. W. Birge, R. P. Ely, W. M. Powell, H. S. White. Phys. Rev., 128, 362, 1962.
- [8] V. L. Fitch, P. A. Pironé, R. B. Perkins. Nuovo Cim., 22, 1160, 1961.
- [9] B. Aubert, L. Behr, J. P. Lowys, P. Mittner, C. Pascaud. Phys. Lett., 10, 245, 1964.

MEASUREMENT OF THE K_2^0 - AND K_1^0 -MESON MASS-DIFFERENCE

M. E. VISHNEVSKY, N. D. GALANINA, Yu. A. SEMENOV, P. A. KRUPCHITSKY,
V. M. BEREZIN, V. A. MURYSOV

The value of the K_2^0 - and K_1^0 -meson mass-difference is obtained by measuring the dependence of the intensity of the coherent regeneration of K_1^0 -mesons in a K_2^0 -meson beam on the width of the regenerator (copper or aluminium). The K_1^0 -mesons are detected according to the decay $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ using a magnetic spectrometer with scintillation counters and spark chambers. The events are distributed with respect to the mass of the decaying particle and the angle between its momentum and the direction of the primary beam. 196 coherently regenerated K_1^0 -mesons were observed. The value $\Delta m = 0.82 \pm 0.14 [\hbar / \tau_1 c^2]$ was obtained.

УПРУГИЕ И НЕУПРУГИЕ ФОРМФАКТОРЫ В СЕЧЕНИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ

В. Н. БАЙЕР, В. С. ФАДИН, В. А. ХОЗЕ

НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

(Поступила в редакцию 23 июня 1965 г.)

В однофотонном приближении выведены общие формулы для сечений упругого рассеяния и двух- и трехчастичной аннигиляции пары произвольных частиц. Рассмотрены процессы рождения пары частиц при взаимодействии фотона с заряженной частицей и при неупругой электромагнитной аннигиляции пары.

1. Рассмотрим в низшем порядке теории возмущений (однофотонное приближение) электромагнитное взаимодействие двух произвольных различных частиц (рис. 1). Электромагнитная вершина (ток перехода) $J_A^\mu(p_A, p_A', s_A)$ может быть выражена через некоторое (зависящее от спина s_A) число формфакторов. Вычисление сечений с использованием токов перехода является довольно громоздкой операцией. Однако при вычислении сечения процесса для неполяризованных частиц необходимо знать только $\sum_s J_A^\mu J_A^{\nu*}$. Легко показать, что из соображений релятивистской, CP - и калибровочной инвариантности (для определенности рассматривается аннигиляционный канал)

$$\langle J_A^\mu J_A^{\nu*} \rangle_{s_A} = \sum_{s_A} J_A^\mu J_A^{\nu*} = \frac{e^2}{2N_A^2} [D_{1A}(\Delta^2) (\Delta^\mu \Delta^\nu - \Delta^2 g^{\mu\nu}) - D_{2A}(\Delta^2) P_A^\mu P_A^\nu]; \quad (1.1)$$

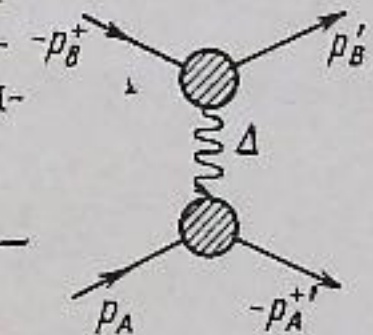


Рис. 1

здесь $\Delta = p_A + p_A'$; $P_A = p_A - p_A'$; $N_A = m_A$ для фермионов и $N_A = 1/2$ для бозонов; $D_1(\Delta^2)$ и $D_2(\Delta^2)$ — некоторые функции формфакторов¹⁾. Отсюда ясно, что при любом спине каждой из частиц. Для скалярных (S), векторных (V) частиц и фермионов (F) со спином $1/2$ указанные функции имеют вид [2]

$$D_1^S = 0, \quad D_2^S = -1/2 |F|^2, \quad (1.2)$$

$$D_1^F = |\mathcal{F}_1 + g\mathcal{F}_2|^2, \quad D_2^F = |\mathcal{F}_1|^2 - \frac{\Delta^2 g^2}{4m^2} |\mathcal{F}_2|^2, \quad (1.3)$$

$$D_1^V = -\frac{P^2}{4m^2} |G_1 + \mu_B G_2 + \epsilon_B G_3|^2, \quad (1.4)$$

$$D_2^V = \frac{\Delta^2}{4m^2} |G_1 + \mu_B G_2 + \epsilon_B G_3|^2 - \left| G_1 + \frac{\Delta^2 \mu_B}{2m^2} G_2 \right|^2 + \frac{\Delta^2 \epsilon_B}{2m^2} |G_3|^2 - \frac{1}{2} \left| G_1 + \frac{\Delta^2 \mu_B}{2m^2} G_2 \right|^2;$$

¹⁾ Эта формула была давно получена из теоретико-групповых соображений [1].

здесь $F(\Delta^2)$ — формфактор скалярной частицы; $\mathcal{F}_1(\Delta^2)$ и $\mathcal{F}_2(\Delta^2)$ — формфакторы фермиона (g — статический аномальный магнитный момент); $G_1(\Delta^2)$, $G_2(\Delta^2)$ и $G_3(\Delta^2)$ — формфакторы вектона (статический аномальный магнитный момент вектона есть $\mu_B + \varepsilon_B$, статический квадрупольный момент вектона есть $2(\varepsilon_B - \mu_B)$).

Сечение процесса в канале аннигиляции записываем в виде

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{N_A^2 N_B^2}{[(p_A p_{A'})^2 - m_A^4]^{1/2}} \frac{1}{(2s_A + 1)^2} \frac{X}{\Delta^4} \times \\ \times \delta(p_A + p_{A'} - p_B - p_{B'}) \frac{d^3 p_B}{E_B} \frac{d^3 p_{B'}}{E_{B'}}. \quad (1.5)$$

Если положить, что обе частицы обладают электромагнитной структурой, то

$$X = \langle J_A^\mu J_{A'}^{\nu*} \rangle_{s_A} \langle J_{B\mu} J_{B\nu}^* \rangle_{s_B} = \\ = \frac{e^4 \Delta^4}{4N_A^2 N_B^2} \left\{ 3D_{1A} D_{1B} - \frac{(\Delta^2 - 4m_A^2)}{\Delta^2} D_{2A} D_{1B} - \right. \\ \left. - \frac{(\Delta^2 - 4m_B^2)}{\Delta^2} D_{2B} D_{1A} + \frac{(P_A P_B)^2}{\Delta^4} D_{2A} D_{2B} \right\}. \quad (1.6)$$

Заметим также, что для точечных частиц имеем

$$D_1^{0S} = 0, \quad D_2^{0S} = -\frac{1}{2}; \\ D_1^{0F} = 1, \quad D_2^{0F} = 1; \\ D_1^{0V} = -\frac{P^2}{4m^2}, \quad D_2^{0V} = \frac{\Delta^2}{4m^2} - \frac{3}{2}. \quad (1.7)$$

Сечение процесса в канале рассеяния имеет вид

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{N_A^2 N_B^2}{[(p_A p_B)^2 - m_A^2 m_B^2]^{1/2}} \frac{(-1)^{2(s_A + s_B)}}{(2s_A + 1)(2s_B + 1)} \frac{X}{\Delta^4} \times \\ \times \delta(p_A + p_B - p_{A'} - p_{B'}) \frac{d^3 p_{A'}}{E_{A'}} \frac{d^3 p_{B'}}{E_{B'}}, \quad (1.8)$$

причем в (1.1), (1.6) должна быть сделана замена

$$-p_{A'} \rightarrow p_{A'}, \quad -p_{B'} \rightarrow p_{B'}. \quad (1.9)$$

При экспериментальном определении формфакторов с помощью полученных выше выражений для сечений (1.5), (1.6), (1.8) можно разделить части, зависящие от двух кинематических инвариантов (Δ^2 , $(P_A P_B)$), так, что в опыте с неполяризованными частицами определяются две функции формфакторов. Если одна из частиц является точечной или обладает известной структурой, то на опыте могут быть определены функции D_1 и D_2 . В канале рассеяния (где формфакторы вещественны), зная D_1 и D_2 , можно найти формфакторы для бозонов со спином 0 и фермионов со спином $1/2$; для нахождения формфакторов частиц с большим спином знания функций D_1 и D_2 уже недостаточно и нужно ставить поляризационный опыт. Такой опыт необходим также для определения формфакторов в аннигиляционном канале (где формфакторы — комплексные функции), а также в случае, когда обе частицы обладают структурой.

Приведенные формулы (1.5), (1.8) в частных случаях переходят в большое число ранее полученных результатов: для случая рассеяния электронов на протонах ($F^0 - F$) — в формулу Розенблюта [3]; для рассеяния мюона на протоне ($F - F$) — в результат Никипова [4]; для рас-

сеяния электронов на дейтроне ($F^0 - V$) — в результат Глазера и Якшича [5]; для аннигиляции протон-антипротонной в электрон-позитронную пару, мюонную пару ($F \rightarrow F^0$) и вектонную пару ($F \rightarrow V$) — в результат Зихихи и др. [6].

Следует заметить, что если одна из частиц является поляризованной, то выражение (1.1) по-прежнему удобно использовать для описания другой частицы [2].

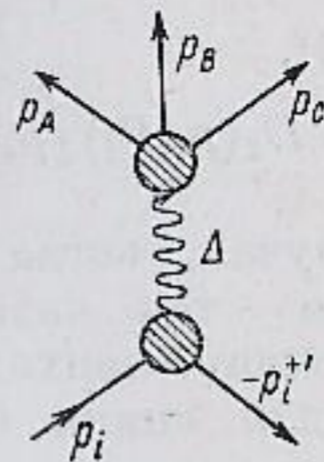


Рис. 2

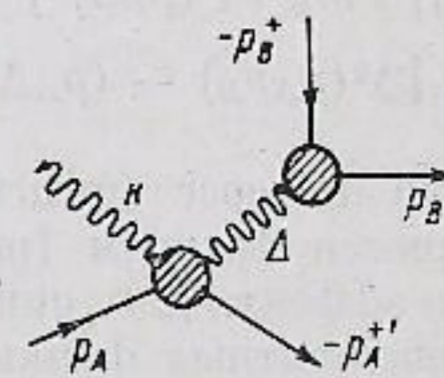


Рис. 3

В аннигиляционном канале можно получить также формулу для интегрального сечения процесса:

$$\sigma = \frac{e^4}{24\pi} \left(\frac{\Delta^2 - 4m_B^2}{\Delta^2} \right)^{1/2} \frac{[(p_A p_{A'})^2 - m_A^4]^{-1/2}}{(2s_A + 1)^2} \left(3D_{1A} - \right. \\ \left. - \frac{(\Delta^2 - 4m_A^2)}{\Delta^2} D_{2A} \right) \left(3D_{1B} - \frac{(\Delta^2 - 4m_B^2)}{\Delta^2} D_{2B} \right). \quad (1.10)$$

2. Подобный подход оказывается весьма продуктивным также для описания рождения частиц при электромагнитном взаимодействии [7] и трехчастичной аннигиляции пары частиц (рис. 2).

Рассмотрим сечение трехчастичной аннигиляции для неполяризованных частиц. В этом случае нас интересует

$$Y_{\mu\nu} = \sum_{s_A, s_B, s_C} I_\mu I_\nu^*,$$

где $I_\mu = \langle \hat{A}BC | I_\mu | 0 \rangle$ — ток перехода. Вклад в сечение дает симметричная часть этого тензора, не содержащая Δ^μ , Δ^ν , поскольку тензор $Y_{\mu\nu}$ сворачивается с симметричным калибровочно инвариантным тензором (1.1). Эта часть имеет вид

$$Y_{\mu\nu}^s = -\frac{e^2}{N_A N_B N_C} \left\{ g_{\mu\nu} \Phi_0 + p_{A\mu} p_{A\nu} \Phi_1 + p_{B\mu} p_{B\nu} \Phi_2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (p_{A\mu} p_{B\nu} + p_{A\nu} p_{B\mu}) \Phi_3 \right\}, \quad (2.1)$$

где Φ_i — функции трех кинематических инвариантов, которые обычно называют «неупругими формфакторами» [7]. Сечение трехчастичной аннигиляции записываем в виде

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{N_A N_B N_C N_i^2}{[(p_i p_i')^2 - m_i^4]^{1/2} \Delta^4} \frac{Z \delta(p_i + p_i' - p_A - p_B - p_C)}{(2s_i + 1)^2} \times \\ \times \frac{d^3 p_A}{E_A} \frac{d^3 p_B}{E_B} \frac{d^3 p_C}{E_C}, \quad (2.2)$$

где

$$Z = Y_{\mu\nu} \langle J_i^\mu J_i^{\nu*} \rangle_{s_i} = \frac{e^4}{2N_A N_B N_C N_i^2} \sum_{j=0}^3 \Phi_j T_j; \quad (2.3)$$

$$T_0 = 3D_1 \Delta^2 + D_2 P_i^2, \quad (2.4)$$

$$T_1 = D_1 [\Delta^2 m_A^2 - (p_A \Delta)^2] + D_2 (p_A P_i)^2,$$

$$T_2 = D_1 [\Delta^2 m_B^2 - (p_B \Delta)^2] + D_2 (p_B P_i)^2,$$

$$T_3 = D_1 [\Delta^2 (p_A p_B) - (p_A \Delta)(p_B \Delta)] + D_2 (p_A P_i)(p_B P_i).$$

3. Значительный интерес представляет случай, когда одна из частиц A, B, C является фотоном (рис. 3). Это — так называемый виртуальный комптон-эффект, для описания которого приходится вводить большое число инвариантных функций (три для спина 0; двенадцать для спина $1/2$ и т. д.). В то же время при данном подходе для описания виртуального комптон-эффекта, независимо от спина частицы, необходимы четыре неупругих формфактора. Мы рассмотрим два возможных случая: 1) $\gamma + A \rightarrow A + B + \bar{B}$ — рождение пары фотоном при взаимодействии с частицей A (например, рождение электрон-позитронной или мюонной пары при взаимодействии фотона с протоном с учетом структуры протона); 2) $A + \bar{A} \rightarrow B + \bar{B} + \gamma$ — неупругая электромагнитная аннигиляция пары (например, аннигиляция протон-антипротонной пары в электрон-позитронную или мюонную пару с излучением фотона протоном). Заметим, что, наряду с диаграммой типа приведенной на рис. 3, есть еще диаграммы, на которых фотон поглощается частицей B ; тогда вклад частицы A может быть естественно описан с помощью формфакторов [8, 9]. Если рассматривать сечения, проинтегрированные по конечным состояниям родившейся пары, то интерференционный член между вкладом двух типов диаграмм обращается в нуль [8, 9].

Дифференциальное сечение процесса $A + \bar{A} \rightarrow B + \bar{B} + \gamma$ имеет вид (для диаграмм типа рис. 3)

$$d\sigma_{1a} = \frac{1}{2(2\pi)^5} \frac{N_A^2 N_B^2}{[(p_A p_{A'})^2 - m_A^4]^{1/2}} \frac{1}{(2s_A + 1)^2} \frac{Z_\gamma}{\Delta^4} \times \\ \times \delta(p_A + p_{A'} - p_B - p_{B'} - k) \frac{d^3 p_B}{E_B} \frac{d^3 p_{B'}}{E_{B'}} \frac{d^3 k}{\omega}, \quad (3.1)$$

где

$$Z_\gamma = Y_{\nu\mu} \langle J_{B\nu} J_{B\mu}^* \rangle_{s_B} = \frac{e^6}{N_A^2 N_B^2} \sum_m \Phi_{\nu\mu} L_m, \quad (3.2)$$

$$Y_{\nu\mu} = \frac{-2e^4}{N_A^2} \left\{ g^{\mu\nu} \Phi_{\nu 0} + p_A^\mu p_A^\nu \Phi_{\nu 1} + k^\mu k^\nu \Phi_{\nu 2} + \frac{1}{2} (p_A^\mu k^\nu + p_A^\nu k^\mu) \Phi_{\nu 3} \right\}, \quad (3.3)$$

$$L_m = T_m(p_i \rightarrow p_B, p_B \rightarrow k). \quad (3.4)$$

Сечение процесса $\gamma + A \rightarrow A + B + \bar{B}$ имеет вид

$$d\sigma_{2a} = \frac{1}{4(2\pi)^5} \frac{N_A^2 N_B^2}{(p_A k)} \frac{(-1)^{2s_A}}{(2s_A + 1)} \frac{Z_\gamma}{\Delta^4} \times \\ \times \delta(p_A + k - p_B - p_{B'} - p_{A'}) \frac{d^3 p_B}{E_B} \frac{d^3 p_{B'}}{E_{B'}} \frac{d^3 p_{A'}}{E_{A'}}, \quad (3.5)$$

причем в выражении для Z_γ следует сделать замены:

$$-p_{A'} \rightarrow p_{A'}, \quad k \rightarrow -k. \quad (3.6)$$

4. Полученные выражения могут быть проинтегрированы по конечным состояниям родившейся пары, причем мы будем использовать то, что

$$\int \langle J_B^\mu J_B^{\nu*} \rangle_{s_B} \delta(p_B + p_{B'} - \Delta) \frac{d^3 p_B}{E_B} \frac{d^3 p_{B'}}{E_{B'}} = \frac{e^2 c(\Delta^2)}{N_B^2} \left(g^{\mu\nu} - \frac{\Delta^\mu \Delta^\nu}{\Delta^2} \right), \quad (4.1)$$

$$c(\Delta^2) = \frac{\pi \Delta^2}{3} \left(\frac{\Delta^2 - 4m_B^2}{\Delta^2} \right)^{1/2} \left[\frac{\Delta^2 - 4m_B^2}{\Delta^2} D_2 - 3D_1 \right]. \quad (4.2)$$

Выполняя также тривиальное интегрирование по азимутальному углу, получаем следующее выражение для сечения неупругой электромагнитной аннигиляции пары:

$$d\sigma_{1a} = \frac{e^6}{2(2\pi)^4} \frac{1}{(2s_{A+1})^2 \Delta^4} \frac{c(\Delta^2) V}{[(p_A p_{A'})^2 - m_A^4]} d(k p_A) d\Delta^2, \quad (4.3)$$

где

$$V = \left\{ -3\Phi_{\nu 0} + \left[\frac{(p_A \Delta)^2}{\Delta^2} - m_A^2 \right] \Phi_{\nu 1} + \frac{(k \Delta)^2}{\Delta^2} \Phi_{\nu 2} + \right. \\ \left. + \left[\frac{(k \Delta)(p_A \Delta)}{\Delta^2} - (k p_A) \right] \Phi_{\nu 3} \right\}. \quad (4.4)$$

Для рождения пары фотоном получаем

$$d\sigma_{2a} = \frac{e^6}{8(2\pi)^4} \frac{(-1)^{2s_A}}{\Delta^4 (2s_A + 1)} \frac{c(\Delta^2) U}{(k p_A)^2} d\Delta^2 dP_{A^2}, \quad (4.5)$$

причем

$$P_A = p_A - p_{A'}, \quad U = V(-p_{A'} \rightarrow p_{A'}; \quad k \rightarrow -k). \quad (4.6)$$

Важно отметить, что, несмотря на наличие произвольных формфакторов, удается получить дифференциальное сечение только с двумя дифференциалами, так что использование неупругих формфакторов оказывается весьма удобным при описании виртуального комптон-эффекта.

5. Структура форм (1.1), (2.1) определяется только условиями релятивистской, CP -, калибровочной инвариантностей и числом внешних векторов. Введенные в них функции D_m и Φ_m являются «кинематическими формфакторами» в том смысле, что тензорные структуры при D_m и Φ_m являются чисто кинематическими, а все динамические свойства частиц и взаимодействий содержатся в D_m (Φ_m). Таким образом, в однофотонном приближении при записи сечений через кинематические формфакторы отдельно входят кинематические и динамические части. Приведенные выше результаты показывают, что такое разделение оказывается весьма полезным.

Литература

- [1] D. Yennie, M. Levy, D. Ravenhall. Rev. Mod. Phys., 29, 144, 1957.
- [2] В. Н. Байер, В. С. Фадин. ДАН СССР, 161, 74, 1965.
- [3] M. Rosenbluth. Phys. Rev., 79, 615, 1950.
- [4] А. И. Никитов. ЖЭТФ, 36, 1604, 1959.
- [5] V. Glaser, B. Jaksic. Nuovo Cim., 5, 1197, 1957.
- [6] A. Zichichi, S. Bergman, N. Cabibbo, R. Gatto. Nuovo Cim., 24, 170, 1962.
- [7] M. Gourdin. Nuovo Cim., 21, 1094, 1961.
- [8] В. Н. Байер, В. А. Хозе. ЯФ, 2, 287, 1965.
- [9] В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. ЖЭТФ, 50, 156, 1966.

ELASTIC AND INELASTIC FORMFACTORS IN THE CROSS-SECTIONS OF ELECTROMAGNETIC PROCESSES

V. N. BAYER, V. S. FADIN, V. A. HOSE

General formulae for the cross-sections of elastic scattering and the two- and three-particle annihilation of a pair of arbitrary particles are derived in the one-photon approximation. The creation of a pair of particles in interactions of photons with charged particles and in the inelastic electromagnetic annihilation of a pair is considered.