

от значения константы $\beta_A^{(0)}$ изоскалярного аксиально-векторного ад- ронного нейтрального тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Prescott C. Y. et al. Phys. Lett., 1978, 77B, p. 347; 1979, 84B, p. 524. [2] Барков Л. М., Золоторев М. С. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с. 379; 1978, 28, с. 544. [3] Bucksbaum P. H. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p. 640; Hollister J. H. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, p. 643. [4] Hung P. Q., Sakurai J. J. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1981, 31, p. 375. [5] Kim J. E. et al. Rev. Mod. Phys., 1981, 53, p. 211. [6] Niebergall H. F. In: «Neutrino-82», V. 2. Balatonfüred, Hungary, 1982, p. 62. [7] Faissner H. et al. Phys. Lett., 1983, 125B, p. 230. [8] Collins J., Wilczek F., Zee A. Phys. Rev. D, 1978, 18, p. 242. [9] Donnelly T. W., Pescei R. D. Phys. Reports, 1979, N 1, p. 1. [10] Керимов Б. К., Агаларов А. З., Сафин М. Я. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 5, с. 66. [11] Керимов Б. К., Агаларов А. З. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 2016. [12] Бояркина А. Н. Структура ядер $1p$ -оболочки. М.: Изд-во МГУ, 1973.

Поступила в редакцию
14.11.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1985, Т. 26, № 5

УДК 539.12

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ ПРИ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИИ ДЕЙТРОНА В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ПОДХОДЕ

В. В. Комаров, А. П. Трищенко

(НИИЯФ)

В последнее время усилился интерес к изучению релятивистских эффектов и способов описания процесса электрорасщепления дейтрона [1]. Это связано с тем, что развал дейтрона под воздействием электронов является уникальным по своей простоте физическим процессом, в котором стыкуются фундаментальные проблемы разных областей физики: теории ядерных реакций, электродинамики адронов и теории сильных взаимодействий. Поэтому важность разработки точных методов описания эффектов в релятивистской области несомненна.

В настоящей работе мы исследуем вопрос о возможности описания эффектов взаимодействия в конечном состоянии при электрорасщеплении дейтрона посредством релятивистских диаграмм Фейнмана, а также изучаем матричную структуру вершинных функций и вид ядерного электромагнитного тока. В связи с этим отметим работу [2], в которой исследовались релятивистские электромагнитные факторы дейтрона.

Изобразим процесс развала дейтрона электроном треугольной диаграммой, показанной на рис. 1. Вершина Γ_{NN} соответствует взаимодействию в конечном состоянии нейтрона и протона. Вершина Γ_d отвечает виртуальному процессу $d \rightarrow N + N$. Состояния нуклонов будем описывать свободными дираковскими спинорами $\bar{u}(p)$ и $u(p)$.

Что касается вершинной функции Γ_d , то ее структура, в том случае когда один из нуклонов, образующихся в результате развала, находится на массовой поверхности, известна:

$$\Gamma_d = F(t) \hat{\xi} + \frac{G(t)}{2m} (p - p_1) \hat{\xi} + \frac{\hat{p}_1 - m}{m} \left[H(t) \hat{\xi} + \frac{I(t)}{2m} (p - p_1) \hat{\xi} \right],$$

где F , G , H и I — инвариантные формфакторы, зависящие от $t = p_1^2$ [3].

Параметризация вершины Γ_{NN} может быть осуществлена следующим образом.

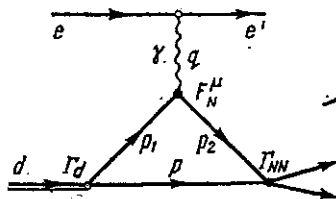


Рис. 1

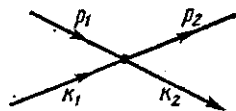


Рис. 2

Перестроим релятивистскую амплитуду T для процесса $N+N \rightarrow N+N$ так, чтобы спиноры нуклонов конечного состояния стояли слева и справа от некоторой матрицы, соответствующей в таком случае вершине Γ_{NN} . Вид Γ_{NN} определяется из структуры релятивистской амплитуды T :

$$T = T_1 \bar{u}(p_1) u(p_1) \bar{u}(k_2) u(k_1) + T_2 \bar{u}(p_2) \bar{K} u(p_1) \bar{u}(k_2) \widehat{Q} u(k_1) + \\ + T_3 \bar{u}(p_2) \gamma_5 \bar{K} u(p_1) \bar{u}(k_2) \gamma_5 \widehat{Q} u(k_1) + T_4 \bar{u}(p_2) \gamma_5 u(p_1) \bar{u}(k_2) \gamma_5 u(k_1) + \\ + T_5 (\bar{u}(p_2) \widehat{K} u(p_1) u(k_2) u(k_1) + \bar{u}(p_2) u(p_1) \bar{u}(k_2) \widehat{Q} u(k_1)) + \\ + T_6 (\bar{u}(p_2) \bar{K} u(p_1) \bar{u}(k_2) u(k_1) - \bar{u}(p_2) u(p_1) \bar{u}(k_2) \widehat{Q} u(k_1)). \quad (1)$$

Кинематические величины в формуле (1) (см. рис. 2)

$$K = \frac{1}{2} (k_1 + k_2), \quad Q = \frac{1}{2} (p_1 + p_2).$$

Перепишем выражение для амплитуды T в сокращенном виде, подразумевая суммирование по индексу i :

$$T = T^i \bar{a}^i a^i \bar{b}^i B^i b. \quad (2)$$

В (2) величины \bar{a} , a и A_i соответствуют дираковским спинорам и матрицам протона, \bar{b} , b и B^i — аналогичные величины для нейтрона. С учетом обозначений импульсов частиц в соответствии с рис. 1 перестроенная амплитуда T примет вид

$$T = u^T(p) C \Gamma_{np}^N(p_2),$$

где u^T — транспонированный спинор, C — дираковская матрица зарядового сопряжения. Индекс N указывает на частицу, взаимодействующую с виртуальным фотоном. Запишем выражения для вершинных функций:

$$(\Gamma_{np}^n)_{\alpha\beta} = T^i \bar{a}_\mu^i A_{\mu\nu}^i C_{\nu\alpha} \bar{b}_\lambda^i B_{\lambda\beta}^i, \quad (3)$$

$$(\Gamma_{np}^p)_{\alpha\beta} = T^i \bar{b}_\mu^i B_{\mu\nu}^i C_{\nu\alpha} \bar{a}_\lambda^i A_{\lambda\beta}^i. \quad (4)$$

Используя выражения (3), (4) в записи электромагнитного тока ядерной части амплитуды диаграммы (см. рис. 1), можно получить для тока выражение

$$J^\mu = e \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} (m^2 - p_1^2)^{-1} (m^2 - p_2^2)^{-1} (2E_p)^{-1} \{ \bar{a} \Sigma_p^\mu C \bar{b}^T + \bar{b} \Sigma_n^\mu \bar{a}^T \}, \quad (5)$$

где

$$\Sigma_p^\mu = T^i A_p^i (m + \hat{p}_2) F_p^\mu (m + \hat{p}_1) \Gamma_a (m - \hat{p}) B_{pC}^i,$$

$$\Sigma_n^\mu = T^i B_n^i (m + \hat{p}_2) F_n^\mu (m + \hat{p}_1) \Gamma_a (m - \hat{p}) A_{nC}^i,$$

$$A_C^i = C^{-1} (A^i)^T C, \quad B_C^i = C^{-1} (B^i)^T C.$$

В выражении (5) интегрирование по dp_0 выполнено с учетом только вклада от полюса в точке $p_0 = E_p = (m^2 + p^2)^{1/2}$ [4]. Используя представление (5), полученное в настоящей работе для ядерного электромагнитного тока J^μ , характеристики реакции (сечения и поляризации) можно вычислить по правилам стандартной техники релятивистских диаграмм Фейнмана. Эффекты взаимодействия в конечном состоянии (вне поверхности энергии) оказываются учтенными в величинах $\Sigma_{N(N=p,n)}^\mu$.

Отметим ряд преимуществ разработанной схемы:

- «ток пары» [5] выбран с учетом релятивистских эффектов,
- выражение для ядерного электромагнитного тока J^μ записывается в симметричной релятивистски ковариантной форме,
- взаимодействие в конечном состоянии может быть сформулировано в терминах парциальных амплитуд $N-N$ -рассеяния вне поверхности энергии, если для формфакторов T^i выполнить разложение по парциальным волнам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Трубников В. С. Проблемы ядерной физики и космических лучей, 1983, 17, с. 24. [2] Браун М. А., Токарев М. В. Вестн. ЛГУ, сер. физ. хим., 1983, № 4, с. 6. [3] Blausenbecker R., Cook L. F. Phys. Rev., 1960, 119, p. 1745. [4] Dressler E. T., Gross F. Nucl. Phys., 1976, A262, p. 516. [5] Arnold R. G., Carlson C. E., Gross F. Phys. Rev. C, 1980, 21, p. 1426.

Поступила в редакцию
20.06.84