

Д-796

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2504



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.М. Дубовик, А.А. Чешков

УПРУГОЕ $e-d$ РАССЕЙЯНИЕ
И НАРУШЕНИЕ CP -ИНВАРИАНТНОСТИ

1965

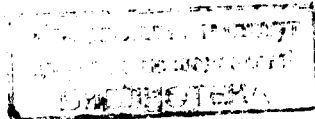
P-2504

В.М. Дубовик, А.А. Чешков^{x/}

УПРУГОЕ $e-d$ РАССЕЯНИЕ
И НАРУШЕНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ

Направлено в ЖЭТФ

^{x/} Московский ордена Ленина Авиационный институт имени Серго Орджоникидзе.



3981/3 49

1. Введение

В работе ^{/1/} Бернштейном, Файнбергом и Ли (далее БФЛ) выдвинута гипотеза о нарушении S - и T -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях сильно-взаимодействующих частиц. Была указана возможность введения T -неинвариантного взаимодействия в электромагнитную вершину со скалярными или спинорными частицами с неравными массами.

В данной работе показано, что T -неинвариантное взаимодействие может быть введено в электромагнитную вершину любой частицы со спином $j \geq 1$ ^{х/}. В однофотонном приближении получен общий вид вклада в сечение упругого рассеяния электронов на частицах произвольного спина.

В простейшем случае частицы с $j = 1$ сечение рассеяния с учетом T -неинвариантных членов сравнивается с экспериментальными данными по упругому $e - d$ рассеянию. Указана возможность объяснения с помощью полученных результатов расхождения экспериментальных и теоретических данных.

2. Параметризация тока и T -инвариантность

Отказ от T -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях приводит к появлению в матричном элементе тока дополнительных слагаемых, причем эти слагаемые есть у одночастичных матричных элементов тока любой частицы со спином $j \geq 1$. Таким образом, нарушение инвариантности можно искать не только в экспериментах по распаду частиц (как предлагают БФЛ), но и по упругому рассеянию частиц со спином $j \geq 1$.

В самом деле, общий вид параметризованного одночастичного матричного элемента оператора сохраняющегося электромагнитного тока определяется равенством ^{/3/ хх)}

^{х/} Аналогичные соображения высказаны в работе ^{/2/}.

^{хх/} Приняты обозначения работы ^{/3/}.

$$\langle P', \kappa, j, m' | I_{\mu}(x) | P, \kappa, j, m \rangle = \frac{\exp(iK_{\lambda} x_{\lambda})}{(2\pi)^3 \sqrt{4P_0 P'_0}} \sum_m D_{m'm}(\vec{P}, \vec{P}') \times \quad (1)$$

$$\times \langle m' | F_1 K'_{\mu} + i F_2 R_{\mu} + q^2 F_3 \Gamma'_{\mu} | m \rangle, \quad (2)$$

$$F_i = \sum_k f_{ik}(q^2) \left[\frac{i P'_{\lambda} \Gamma_{\lambda}(\vec{P})}{\kappa \sqrt{1+q^2/4\kappa^2}} \right]^k,$$

где $f_{ik}(q^2)$ — релятивистски инвариантные формфакторы частицы со спином j . Формулы (1), (2) получены только из соображений ковариантности оператора тока. Из эрмитовости оператора тока следует действительность $f_{ik}(q^2)$. Р- и Т-инвариантности оператора тока запрещают формфакторы с нечетными индексами k , как в F_1 , так и в F_2 . Поэтому суммирование в F_1 происходит в пределах $2j \geq k \geq 0$, а в F_2 — в пределах $2j-1 \geq k \geq 0$ по четным k . В F_3 требование Р-инвариантности приводит к суммированию только по нечетным k в пределах $2j-1 \geq k \geq 1$, а остальные формфакторы в F_3 оказываются Т-неинвариантными. Они дают Т-неинвариантные слагаемые в сечениях упругого рассеяния частиц с $j \geq 1$.

3. Однофотонное приближение и сечение упругого e-d рассеяния

Как известно (см. например^{/4/}), только из условия однофотонности обмена вытекает угловая зависимость сечения рассеяния электронов на частицах с произвольным спином:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{мтт.}} \{ A(q^2) + B(q^2) \lg^2 \theta/2 \}. \quad (3)$$

В работах^{/5,6/} при условии Т-инвариантности взаимодействия получено выражение для $A(q^2)$ и $B(q^2)$ через электрические и магнитные формфакторы частиц, причем в $B(q^2)$ входят только магнитные формфакторы, а в $A(q^2)$ — те и другие. Вклад в сечение от Т-неинвариантного семейства формфакторов $f_{i,2m+1}(q^2)$ оказывается равным нулю при $j = 0; 1/2$ и

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{T}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{мтт.}} \cdot \frac{\xi^2}{1+\xi} [1+2(1+\xi) \lg^2 \theta/2] \left\{ \sum_k \Phi_{\kappa}(j) \xi^{2k} f_{ik}(q^2) \right\}^2 \quad (4)$$

при $j \geq 1$. $\Phi_{\kappa}(j)$ зависят только от значения спина частицы j .

Так, в простейшем случае $j = 1$ (такие частицы условно будем называть дейтонами) сечение упругого e-d рассеяния запишется в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{мтт.}} \left\{ f_{10}^2(q^2) + \frac{32}{3} \xi^2 f_{12}^2(q^2) + \frac{2}{3} \xi [1+2(1+\xi) \lg^2 \theta/2] [f_{20}^2(q^2) + \frac{16\xi^2}{1+\xi} f_{21}^2(q^2)] \right\}. \quad (5)$$

Семейство формфакторов $f_{i,2m+1}(q^2)$ определяют так называемые магнитные мультиполи II рода. Так, значение формфактора $f_{21}(q^2)$ из формулы (5) при $q^2 = 0$ непосредственно выражается через квадрупольный магнитный момент II рода:

$$f_{21}(0) = \frac{9}{2} \kappa^2 M_2^{\text{II}}; \quad (6)$$

где

$$\delta^2(\vec{q}) M_2^{\text{II}} = \langle jj | M_{22}^{\text{II}} | jj \rangle, \quad j = 1.$$

$$\langle | M_{ik} | \rangle = \frac{1}{18} \int d^3x [2x_i x_k \vec{x}^2 \langle | \vec{I} | \rangle - \vec{x}^2 (x_i \langle | I_k | \rangle + x_k \langle | I_i | \rangle)]. \quad (7)$$

$$- \vec{x}^2 (x_i \langle | I_k | \rangle + x_k \langle | I_i | \rangle)].$$

4. Сравнение с экспериментом

Попробуем оценить верхнюю границу вклада, который может давать четвертый формфактор, из последних опытов по упругому e-d рассеянию^{/7/}. В цитируемой работе проверялась зависимость (3) в интервале $q^2 = (6,0-20,0) F^{-2}$ при трех углах рассеяния, причем $B(q^2)$ оказалось значительно больше расчетного, получаемого в импульсном приближении (максимально — вдвое при $q^2 = 12 F^{-2}$). Так как релятивистские эффекты при данных передаваемых импульсах не могут быть существенными, то Бучания и Йернаи пытаются объяснить расхождение с помощью обменных токов Адлера-Дрелла^{/8/}. Однако эта попытка вызывает сомнения, поскольку теоретические соображения (унитарные симметрии)^{/9/} и обсчеты экспериментальных данных по фоторождению^{/10/} в настоящее время приводят к значительному снижению величины константы связи фоторождения ρ -мезона $\epsilon_{\text{упр}}$.

Если справедлива гипотеза о нарушении T -инвариантности в электромагнитных взаимодействиях, то можно считать ответственным за указанное расхождение теории и эксперимента как раз четвертое слагаемое в формуле (5).

Тогда из опыта следует, что вклад от члена с $f_{31}(q^2)$ в $V(q^2)$ в указанном интервале q^2 того же порядка, что и от члена с $f_{21}(q^2)$. Откуда при $q^2 = 12 F^{-2}$ $f_{31} \approx 1$.

Вклад в $A(q^2)$ от обоих семейств магнитных формфакторов мал по сравнению с вкладом от электрических формфакторов. Поэтому теоретические и экспериментальные данные для $A(q^2)$ согласуются неплохо.

В принципе, имея более точные данные и больше экспериментальных точек, можно извлечь из опыта по упругому $e-d$ рассеянию зависимость магнитного формфактора H рода от q^2 .

5. Опыт с поляризованными дейтонами

Ясно, однако, что точной проверкой предложенной гипотезы являются эксперименты с поляризованными частицами. Имеется возможность выделить вклад формфактора $e-d$ в сечение рассеяния неполяризованных электронов на поляризованных дейтонах по угловой асимметрии:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{лев.}} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{прав.}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{мощ.}} \sqrt{16 f_{12} f_{31} \frac{\sqrt{\xi}}{\eta} + \xi^2 \tan^2(\theta/2)} V_1, \quad (8)$$

где V_1 - поляризация дейтонов мишени, нормальная к плоскости рассеяния.

Предлагаемый поляризационный опыт можно обратить, т.е. изменять поляризацию дейтонов отдачи при рассеянии неполяризованного пучка на неполяризованной мишени. При этом вектор поляризации дейтонов отдачи будет нормален к плоскости рассеяния и равен:

$$V_1 = \frac{16}{3} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{мощ.}}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{непол.}}} f_{12} f_{31} \sqrt{\frac{\xi}{\eta} + \xi^2 \tan^2(\theta/2)} \vec{N}, \quad (9)$$

где

$$\vec{N} = \frac{[\vec{p} \vec{p}']}{|[\vec{p} \vec{p}']|}.$$

В точечном приближении, с учетом оценки верхней границы $f_{31}(q^2)$, при $q = 12 F^{-2}$ степень поляризации - порядка процента.

Оба эффекта исчезают полностью, если электромагнитное взаимодействие T -инвариантно.

Заметим, что угловые зависимости сечений (5) и (8) различны. Как показывают соответствующие расчеты, опыты с выстроенными дейтонами значительно менее эффективны для обнаружения T -инвариантного формфактора, нежели опыты с поляризованными дейтонами.

Авторы благодарны А.М. Балдину, С.Б. Герасимову, А.Б. Говоркову, А.И. Лебедеву, С.Я. Никитину, В.А. Петрунькину, Ю.М. Широкову, проявившим интерес к данной работе.

Л и т е р а т у р а

1. G. Bernstein, G. Feinberg, T.D. Lee, Phys. Rev., **139**, 1650 (1965).
2. И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь, М.В. Терентьев. Письма ЖЭТФ, **2**, 488 (1985).
3. А.А. Чешков, Ю.М. Широков. ЖЭТФ, **44**, 1982 (1983).
4. M. Gourdin, A. Martin, CERN, Report (1963).
5. В.М. Дубовик. Ядерная физика, **2**, 487 (1985).
6. M. Gourdin, Nuovo Cim., **36**, 1129 (1965).
7. H.C.D. Buchanan, M.R. Yearian. Phys. Rev. Lett., **15**, 303 (1965).
8. R.G. Adler, S.D. Drell. Phys. Rev. Lett., **13**, 349 (1964).
9. В.А. Мешеряков, Л.Д. Соловьев, Ф.Г. Ткебучава. Препринт ОИЯИ, Р-2171, Дубна, 1985.
10. М.И. Адамович, В.Г. Ларионова, А.И. Лебедев, С.П. Харламов, Ф.Я. Ягудина. Письма ЖЭТФ, **2**, 490 (1985).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 декабря 1985 г.