

С 323.2 + С 3438

Д-796

ЖЭТР, 1967, т. 52, № 3 с. 706-7 <sup>30/14</sup>

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2891



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.М. Дубовик, Е.П. Лихтман , А.А. Чешков

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

II

1966

P - 2861

В.М. Дубовик, Е.П. Лихтман<sup>x)</sup>, А.А. Чешков<sup>x)</sup>

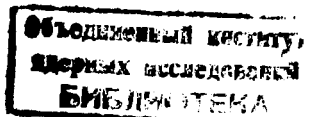
УПРУГОЕ  $e-d$  РАССЕЯНИЕ  
И НАРУШЕНИЕ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ

II

Направлено в ЖЭТФ

---

x) Московский ордена Ленина Академический институт  
им. Серго Орджоникидзе.



4490/1, нр.

## 1. Введение

Как было отмечено в ряде работ<sup>/1,2,3/</sup>, Т-инвариантные эффекты в электромагнитных взаимодействиях адронов можно обнаружить при рассеянии электронов на ядрах.

В работе<sup>/3/</sup> (далее I) рассматривалось упругое рассеяние релятивистских электронов на дейтонах и по экспериментальным данным<sup>/4/</sup> была дана предварительная оценка ожидаемой угловой асимметрии рассеяния на поляризованной мишени.

В настоящей работе подробно рассмотрены возможности предлагаемого эксперимента. Используются основные работы по расчету электромагнитной структуры дейтрона<sup>/5,6/</sup>. Дана оценка эффектов, мешающих обнаружению нарушения CP-инвариантности.

## 2. Корреляционные эффекты в e-d рассеянии при нарушении Т-инвариантности

В работе (I) даны в однофотонном приближении сечения рассеяния неполяризованных электронов на (i) неполяризованной и (ii) поляризованной дейтонной мишени. В случае (i) сечение определяется обычной формулой:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{лаб.}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{мотт.}} \left(E + \frac{M}{2\eta} + M \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}\right). \quad (1)$$

Здесь

$$E = E_{10} + E_{12} = f_{10}^2(q^2) + \frac{32}{9} \xi^2 f_{12}^2(q^2);$$

$$M = M_{20} + M_{31} = \frac{4}{3} \xi \eta f_{20}^2(q^2) + \frac{64}{3} \xi^3 f_{31}^2(q^2);$$

$$\xi = \frac{q^2}{4\chi^2}; \quad \eta = 1 + \xi; \quad \chi - \text{масса дейтона};$$

$f_{10}, f_{12}, f_{20}, f_{31}$  - зарядовый, электрический квадрупольный, магнитный дипольный и магнитный квадрупольный II рода (Т-инвариантный) формфакторы дейтона. Если Т-инвариантный формфактор  $f_{31}$  отличен от нуля, то дейтоны отдачи поляризованы в направлении нормали к плоскости рассеяния и степень поляризации  $P_0$  оказывается равной

$$P_0 = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{\sqrt{E_{12}} \frac{M_{31}}{2\eta} (1 + \eta \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2})}{E + \frac{M}{2\eta} + M \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}} \quad (3)$$

Поляризация максимальна при угле рассеяния электронов, определяемом равенством

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} = \frac{E}{M} - \frac{3}{2\eta} \quad (4)$$

и равна

$$P_0^{\max} = \frac{\sqrt{3}}{4} \sqrt{\frac{E_{12} M_{31}}{2M(E - \frac{M}{2\eta})}} \quad (5)$$

В случае (ii) поляризация мишени приводит к угловой асимметрии рассеяния  $a$ , равной

$$a(\theta) = \frac{|\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(-\theta)|}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(-\theta)} \quad (6)$$

Матрица плотности спиновых состояний дейтонов мишени в общем случае имеет вид:

$$\rho = \frac{1}{3} \left\{ I + \frac{3}{2} (P_\ell j_\ell) + Q_{ik} ([j_i j_k] - \frac{4}{3} \delta_{ik}) \right\} \quad (7)$$

где  $P_\ell$  - вектор поляризации дейтонов, изменяющийся в пределах  $0 \leq |P| \leq 1$ , а  $Q_{ik}$  - тензор выстроенности дейтонов.

В чисто поляризованном состоянии (при  $Q_{ik} = 0$ ) поляризация не может быть больше, чем  $|P| = \frac{2}{3}$ . Максимальная поляризация  $|P| = 1$  достигается для чистого квантового состояния с проекцией спина на направление  $P$ , равной +1. При этом выстроенность отлична от нуля и равна:

$$Q_{ik} = \frac{3}{4} \{ P_i P_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \} \quad (8)$$

В случае чисто поляризованного пучка ( $Q_{ik} = 0$ ) асимметрия в угловом распределении рассеянных электронов рассчитана в I и равна

$$a = \frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{\sqrt{E_{12}} \frac{M_{31}}{2\eta} (1 + \eta \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2})}{E + \frac{M}{2\eta} + M \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2}} |(P_\ell N_\ell)| \quad (9)$$

Здесь  $N$  - единичный вектор, перпендикулярный плоскости рассеяния, т.е. максимальная асимметрия в (ii) равна степени поляризации дейтонов отдачи (3) в (i).

В случае максимально поляризованного пучка ( $|P|=1$ ) имеем:

$$a = \frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{\sqrt{E_{12}} \frac{M_{31}}{2\eta} (1 + \eta \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2})}{E + \frac{M}{2\eta} + M \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} + C} \quad \text{выстр.} \quad (10)$$

Увеличение знаменателя в (10) возникло из-за присутствия вклада от выстроенности (8). Сечение рассеяния электронов в однофотонном приближении на выстроенной дейтоновой мишени с учетом членов, нарушающих  $T$ -инвариантность, дано в Приложении.

### 3. Оценка эффекта

Ряд соображений, приведенных в работах <sup>/1,2,3/</sup>, позволяет оценить вклады, входящие в отношение (7). Поскольку для свободных частиц со спином  $1/2$   $T$ -неинвариантные формфакторы вообще запрещены, то наличие их у ядер возможно лишь по двум причинам <sup>/1/</sup>:

а) в ядрах нуклоны находятся не на массовой оболочке (эффект  $\approx 0(-\frac{V}{\chi_N})$ , где  $V$  - потенциальная энергия), и

б) существуют обменные токи ( $\approx 0(-\frac{q^2}{\chi^2})$ ). Эти эффекты виртуальности нуклонов и наличие обменных  $\pi$ -мезонных токов <sup>в</sup> вообще обуславливают неэлементарность ядра и естественно считать, что  $T$ -инвариантные и  $T$ -неинвариантные формфакторы - одного порядка малости <sup>/2/</sup>.

Чтобы получить верхнюю границу для эффекта на ядре со спином  $j$ , предположим что для достаточно больших  $q^2$   $E \approx E_{12}$ ,  $M = M_{31}$ ,  $E \gg M$ , тогда  $a = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{j^2(j+1)^2}$  (для дейтона  $a = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2}}$ ).

По экспериментальным данным для дейтона <sup>/4/</sup> можно предположить (1), что  $M_{31} = \frac{M}{2}$ , что согласуется с общими соображениями. При этом имеем:

$$a = \frac{\alpha\sqrt{3}}{8}; \quad \text{где} \quad \alpha = \sqrt{\frac{E_{12}}{E - \frac{M}{2\eta}}} \quad (11)$$

Коэффициент  $a$  можно оценить по результатам работы <sup>/5/</sup>, где вычислены электромагнитные формфакторы дейтона при различных феноменологических нуклон-нуклонных потенциалах. Значения  $a$  зависят от выбора потенциала и от  $q^2$ . Крайние значения для  $a$  сведены в таблицу:

$q^2 (F^{-2})$	8	16	25
потенциал № 8	0,17	0,41	0,73
потенциал № 9	0,26	0,76	0,84

Потенциал № 8 при  $q^2 = 16F^{-2}$  дает значение  $A(q^2)$ , на 30% меньшее экспериментального /4/, а № 9 - на 40% большее. Таким образом, можно надеяться, что истинное значение  $a$  заключено в указанных пределах.

При этом значения в (i) поляризации (5) и в (ii) асимметрии при  $q^2 = 12F^{-2}$  и  $\theta = 127^\circ$  попадают в пределы (6-12)%, а для максимально поляризованного пучка (10): (5-10)% при  $\theta = 150^\circ$ .

#### 4. Оценка T-инвариантной поляризации дейтонов отдачи

Известно /7/, что при сохранении T-инвариантности поляризация дейтонов отдачи пропорциональна интерференции между первой и второй борновскими амплитудами и дается формулой:

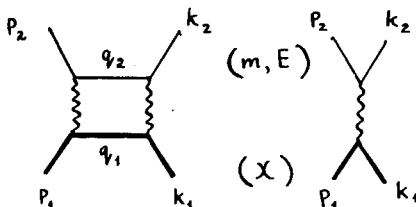
$$P_T = 2i \frac{\text{Sp } M_2^+ (j_3) \text{Im } M_4}{\text{Sp } M_2^+ M_2}, \quad (12)$$

где  $\hat{j}_3$  - направление спина дейтона отдачи, которое нормально плоскости рассеяния,

$$M_2 = (2\pi)^{-2} e^2 \frac{m}{E} (\not{p} - \not{k}) \hat{\psi}(k) \hat{j}_\mu \psi(p_1) \bar{u}(k_2) \hat{j}_\mu u(p_2)$$

$$\text{Im } M_4 = \frac{1}{2} M_2^+ M_2.$$

Кинематические обозначения ясны из следующего рисунка:



Расчет производился в с.п.и. В ходе его масса электрона была положена равной нулю, а отношение энергии дейтона к массе - близким к единице.

Параметризация матричного элемента тока дейтона взята в соответствии с /8/ и имеет вид:

$$\langle p | J_\mu | k \rangle = D^1(p, k) \frac{1}{2\chi} [F_1(p+k)_\mu + \frac{iF_2}{\chi^2} R_\mu], \quad (13)$$

где  $F_1 = f_{10} - f_{12} (p_\nu \Gamma_\nu)^2$ ;  $F_2 = f_{20}$ ;  $D^1(p, k)$  - матрицы поворота спина,  $\Gamma_\nu$  - релятивистский оператор спина. Матрицы поворота спина в (12) взаимно уничтожаются из-за унитарности.

При интегрировании по промежуточному импульсу возникает трудность, связанная

с зависимостью от него формфакторов. Однако при рассеянии на большие углы выражения:

$$f_{10}(p-q)f_{10}(q-k) = f_{10}(p-k)f_{10}(0)\alpha(q),$$

$$f_{10}(p-q)f_{20}(q-k) = 2f_{10}(q-k)f_{10}(0)\beta(q)$$

слабо зависят от  $q$ , как видно из эксперимента <sup>/4/</sup>:

$$q^2 = 12F^{-2}; \quad \theta = 180^\circ; \quad \begin{cases} \frac{1}{2} \leq \alpha \leq 1. \\ \frac{1}{2} \leq \beta \leq 1. \end{cases}$$

$$q^2 = 12F^{-2}; \quad \theta = 135^\circ; \quad \begin{cases} 0,1 \leq \alpha \leq 1. \\ 0,1 \leq \beta \leq 1. \end{cases}$$

Чтобы оценить верхнюю границу эффекта, было положено

$$\alpha = \beta = 1$$

Окончательный результат для  $T$ -инвариантной поляризации имеет вид:

$$P_T = \frac{j(j+1)}{137 \cdot 12} \sqrt{\xi} \frac{f_{10}^2(p-k)f_{20}(0) \cdot \operatorname{tg}^3\left(\frac{\theta}{2}\right) \ln \frac{1-\cos\theta}{2}}{2f_{10}(0)(A+B\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}) \cdot \sin\frac{\theta}{2}}, \quad (14)$$

При больших углах  $\ln \frac{1-\cos\theta}{2} \approx \cos^2 \frac{\theta}{2}$ .

При малых ( $\xi$ ) угол рассеяния в с.д.и. совпадает с углом рассеяния в л.с.

При  $q^2 = 12F^{-2}$  и  $\theta = 127^\circ$   $T$ -инвариантная поляризация (3) имеет максимум.

При данных параметрах  $P_T = 0,02\%$ .

Произведем оценку ошибок, возникающих вследствие приближений, сделанных при выводе (14).

При  $q^2 = 12F^{-2}$  замена энергии дейтона на его массу и энергии электрона на импульс дает ошибку  $\approx 2\%$ .

В расчетах были отброшены члены, содержащие третью степень по  $\Gamma$  и более. Вклад от квадрупольного формфактора в члены с  $\Gamma^3$  равен нулю. Таким образом, он дает ошибку лишь в следующем приближении по  $\Gamma$ . Число членов с  $\Gamma^2$  равно числу членов с  $\Gamma^3$ , но при последних стоит множитель  $\approx \frac{f_{20}(0)}{f_{10}(0)} \sqrt{2\xi} = 40\%$ .

При перемножении шпуров отброшены члены с  $\frac{p+k}{x}$ , как малые по сравнению с единицей. При  $\theta = 135^\circ$  их вклад  $\approx 10\%$ .

При интегрировании по промежуточному импульсу пренебрегалось зависимостью  $\alpha(q^2)$ . Это составит ошибку  $\approx 100\%$ , которая увеличивает результат.

В итоге истинное значение поляризации находится в пределах  $1,5 P_{\text{расчет}} \geq P_T \geq 1/3 P_{\text{расчет}}$ . Следует отметить, что при увеличении  $q^2$  ошибки будут расти линейно по  $\sqrt{\xi}$ .

Однако поскольку  $P_0^{\text{max}} \gg P_T$  грубость приближений и допущений<sup>х)</sup>, сделанных при выводе (14), вполне оправдана.

## 5. Выводы

Основным выводом из проведенных расчетов является то, что в рассеянии электронов на мишени, поляризованной нормально к плоскости рассеяния,  $T$ -инвариантная поляризация дейтонов отдачи может намного (более чем на два порядка) превосходить поляризацию, получаемую от второго приближения ( $T$ -инвариантную), т.е. рассмотренный процесс можно использовать для обнаружения  $CP$ -несохранения в электромагнитных взаимодействиях адронов. При этом можно обойтись без позитронного эксперимента, который предполагается для компенсации  $T$ -инвариантной поляризации<sup>/9/</sup>.

Следует также отметить, что проведенный в п. 4 расчет позволяет найти  $T$ -инвариантную поляризацию не только для дейтонов отдачи, но и для протонов в аналогичном эксперименте (см. также<sup>/10/</sup>).

Авторы благодарны А.М. Балдину за постоянный интерес к работе и ценные замечания, а также Б.М. Головину и Ф.Л. Шаниро за стимулирующие обсуждения.

---

<sup>х)</sup> Так, например, не учтена диаграмма, в которой дейтон в промежуточном состоянии диссоциирует на  $p$  и  $n$ .



	(QNN)	(QNR)	(QRR)	(QN <sub>⊥</sub> N <sub>⊥</sub> )
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \left[ \frac{32}{9} \xi^2 f_{12}^2 + \frac{16}{3} \xi f_{10} f_{12} \right]$	-2	0	+1	+1
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \left[ \xi \sqrt{\xi(\eta + \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2})} f_{12} f_{20} \right]$	0	$-2 \left  \text{tg} \frac{\theta}{2} \right $	0	0
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \frac{2}{3} \xi f_{20}^2$	$-1 - 2\eta \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$	0	$-1 + \eta \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$	$2 + \eta \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \frac{8 \xi^3 f_{31}^2}{3\eta}$	$-3 + 4\eta \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$	0	$+3 - 2\eta \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$	$-2\eta \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$

$\vec{R} = [\vec{N} \vec{N}_{\perp}]$ ,  $\vec{N}$  - единичный вектор, направленный по импульсу дейтона отдачи,  
 $\vec{N}_{\perp} = \frac{[\vec{p} \vec{p}']}{|[\vec{p} \vec{p}']|}$  - нормаль к плоскости рассеяния.

T - инвариантная часть сечения рассеяния на выстроенной дейтронной мишени с точностью до нормировки формфакторов совпадает с расчетом Шилдкнехта<sup>/11/</sup>, за исключением коэффициента при (QNR) : в<sup>/11/</sup> в формуле (5.11)  $\text{tg} \frac{\theta}{2}$  должен быть взят по модулю.

Асимметрии от рассеяния на выстроенной мишени не может возникнуть, так как в сечении отсутствуют члены с (QN<sub>⊥</sub> N) и (QN<sub>⊥</sub> R) ( $\vec{N}$  и  $\vec{R}$  - векторы,  $\vec{N}_{\perp}$  - псевдовектор). Таким образом, угловая асимметрия не может возникнуть и при выстроенности в плоскости рассеяния.

Л и т е р а т у р а

1. J. Bernstain, G. Feinberg, T. D. Lee. Phys. Rev., 139, 1650 (1965).
2. И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь, М.В. Терентьев. Письма ЖЭТФ, 2, 466 (1965).
3. В.М. Дубовик, А.А. Чешков. ЖЭТФ, 51, 11 (1966).
4. C. D. Buchanan, M. R. Yearian. Phys. Rev. Lett., 15, 303 (1965).

5. N.K. Glendening, G.Kramer. Phys. Rev., 126, 2159 (1962).
6. M. Gourdin. Nuovo Cimento, 32, 493 (1964); Nuovo Cimento, 35, 1105 (1965).
7. A.O. Barut, C. Fronsdal et al. Phys. Rev., 120, 1871 (1960).
8. А.А. Чешков, Ю.М. Широков. ЖЭТФ, 44, 1982 (1963).
9. N. Christ, T.D. Lee. Preprint, 1965.
10. F. Guerin, C.A. Piketty. Nuovo Cimento, 31, 971 (1964).
11. D. Schildknecht. Zeitschr. für Phys., 185, 382 (1965)

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 августа 1968 г.