

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧЕТНОСТИ ЧАСТИЦ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

В. А. ХОЗЕ

Рассмотрены методы определения внутренних четностей частиц в реакциях $e^+e^- \rightarrow a_1 + a_2$. Методы базируются на инвариантности относительно вращений и отражений и сохранении спиральности ультрарелятивистских электронов.

1. Одной из важнейших задач физики высоких энергий являются эксперименты по определению внутренних четностей частиц (напр., [1—3]). В последнее время достигнут существенный прогресс в постановке экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках. В связи с этим представляет интерес рассмотрение методов определения внутренней четности в реакциях вида

$$e^+e^- \rightarrow a_1 + a_2. \quad (1)$$

Представляется целесообразным рассмотреть случай поляризованных начальных частиц, поскольку излучение при длительном движении в магнитном поле накопителя может приводить к возникновению поперечной поляризации электрона (против поля) и позитрона (по полю) [4—5]. Используются лишь общие требования инвариантности относительно вращений и отражений и сохранение спиральности ультрарелятивистских электронов [6—8].

Пусть E , $\vec{p}$ энергия и импульс начального электрона ($E \gg m_e$); $\vec{q}$ — импульс частицы a_k в с. ц. и. $\vec{\zeta}^{(1)}$, $\vec{\zeta}^{(2)}$ вектора поляризации электрона и позитрона. J_i , I_i спин и внутренняя четность частицы a_i . В качестве оси z выберем направление импульса $\vec{p}$. Ось x направим по нормали к плоскости реакции (плоскость, образованная векторами $\vec{p}$ и $\vec{q}$). Ограничимся рассмотрением случаев, когда по поляризациям конечных частиц проведено суммирование или если конечные частицы имеют определенные проекции спинов на направление нормали к плоскости реакции. Выражение для дифференциального сечения реакции (1) (с точностью до членов $\sim m_e/E$) при произвольной поляризации начальных частиц записывается в виде

$$\sigma = a(\theta) [1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}] + b(\theta) (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}), \quad (2)$$

где

$$a(\theta) = \frac{1}{2} |\langle \vec{q}, f | S | (+), (+) \vec{p} \rangle|^2,$$

$$b(\theta) = \frac{1}{2} \langle \vec{q}, f | S | (+), (+) \vec{p} \rangle \langle \vec{q}, f | S | (-), (-) \vec{p} \rangle^*. \quad (3)$$

В (3) величина $\langle \vec{q}, f | S | (+), (+) \vec{p} \rangle (\langle \vec{q}, f | S | (-), (-) \vec{p} \rangle)$ матричный элемент процесса (1) при соответствующей нормировке для случая, когда обе начальные частицы поляризованы по оси z (против оси z).

При выводе (2), (3) использовались сохранение спиральности ультрарелятивистских электронов и инвариантность относительно отражения в плоскости реакции.

2. Рассмотрим процесс (1) в однофотонном канале для случая $J_1 = J, J_2 = 0$.

Заметим, что если $J_1 = J_2 = 0$, процесс (1) идет в однофотонном канале лишь если величина $I = I_1 I_2$ положительна, соответствующее выражение для сечения процесса содержится в работе [9]. Методы определения четности для случая, когда в конечном состоянии n частиц со спином 0, импульсы которых лежат в плоскости реакции, содержатся в работе [8]. В силу однофотонности приближения, проекция спина частицы α_1 на направление ее импульса может принимать лишь значения $M = \pm 1, 0$. Согласно результатам работ [9–11], для дифференциального сечения, просуммированного по поляризациям частицы α_1 можно получить соотношения

$$\begin{aligned} a(\theta) &= 2 G_1 - G_2 \sin^2 \theta, \\ b(\theta) &= -G_2 \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (4)$$

В (4) $\cos \theta = \vec{p} \vec{q} / |\vec{p}| |\vec{q}|$. G_1, G_2 — функции формфакторов конечных частиц¹.

Используя (3, 4), однофотонность канала и инвариантность относительно отражения осей y и z , получаем

$$\begin{aligned} G_2 &= -1/4 (1 + \eta) F_1 + F_2, \\ 2 G_1 - G_2 &= 1/4 (1 + \eta) F_1 + F_2, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} F_1 &= |\langle \vec{q}, J, 0 | S | (+), (+) \vec{p} \rangle|^2 \quad \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right), \\ F_2 &= |\langle \vec{q}, J, 1 | S | (+), (+) \vec{p} \rangle|^2 \quad \left(\theta = \frac{\pi}{2} \right), \end{aligned}$$

$$\eta = I(-1)^J. \quad (6)$$

При $\eta = -1$

$$G_1 = G_2 = F_2, \quad (7)$$

и выражение для дифференциального сечения имеет вид

$$\sigma = F_2 [(1 + \cos^2 \theta) (1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}) - \sin^2 \theta (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)})]. \quad (8)$$

Проверка выполнения соотношения (8) при исследовании диффе-

¹ Величины G_1 и G_2 простым образом связаны с функциями D_1 и D_2 работ [9, 11].

ренциального сечения реакции может служить способом определения знака величины γ .

3. Пусть частица a_1 — фотон, а $J_2 = 0$.

В этом случае $M \neq 0$, $F_1 = 0$ и имеет место (8) независимо от знака величины I_2 . Для определения величины I_2 здесь необходимо измерять поляризацию конечного фотона. Используя (2, 3) и инвариантность относительно отражений в плоскости реакции, получим выражение для параметра ξ , определяющего степень линейной поляризации конечного фотона по направлению нормали:

$$\begin{aligned}\xi \bar{\sigma} &= R(\theta) (1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}) - I_2 \sigma_0 (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}), \\ \bar{\sigma} &= \sigma_0 (1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}) - I_2 R(\theta) (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}).\end{aligned}\quad (9)$$

В (9) σ_0 — сечение реакции с неполяризованными частицами, $\bar{\sigma}$ — сечение с поляризованными начальными частицами. Величина $R(\theta)^2$ определяется динамикой процесса, ее вид легко получить из (3). С помощью формул (9) легко получить различные соотношения между наблюдаемыми, позволяющие определить I_2 . Так, в актуальном для встречных пучков случае поперечных антипараллельных поляризаций начальных частиц величина I_2 может быть определена, например, из соотношения

$$\frac{\xi_{\perp} \bar{\sigma}_{\perp} - \xi_{\parallel} \bar{\sigma}_{\parallel}}{\bar{\sigma}_{\perp} + \bar{\sigma}_{\parallel}} = I_2 |\vec{\zeta}^{(1)}| |\vec{\zeta}^{(2)}|. \quad (10)$$

В (10) $\xi_{\perp}$ ($\xi_{\parallel}$) — степень линейной поляризации конечного фотона для случая $\zeta_1^{(1)} = \pm |\vec{\zeta}^{(1)}|$, $\zeta_1^{(2)} = \mp |\vec{\zeta}^{(2)}|$ (для случая $\zeta_2^{(1)} = \pm |\vec{\zeta}^{(1)}|$, $\zeta_2^{(2)} = \mp |\vec{\zeta}^{(2)}|$).

$\bar{\sigma}_{\perp}$, $\bar{\sigma}_{\parallel}$ — сечения реакции при тех же поляризациях начальных частиц.

4. Рассмотрим случай $J_1 = 1/2$, $J_2 = 1/2$. Можно показать, что выражения для проекций векторов поляризации частиц a_1 и a_2 на направление нормали (p^1 , p^2) имеют вид

$$\begin{aligned}p^{1,2} \bar{\sigma} &= N_{1,2}(\theta) (1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}) - I N_{2,1}(\theta) (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}), \\ \bar{\sigma} &= \sigma_0 (1 + \zeta_3^{(1)} \zeta_3^{(2)}) - I K(\theta) (\zeta_1^{(1)} \zeta_1^{(2)} - \zeta_2^{(1)} \zeta_2^{(2)}).\end{aligned}\quad (11)$$

Здесь $I = I_1 I_2$; $N_{1,2}(\theta)$, $K(\theta)$ определяются динамикой процесса, их вид легко получить из (3). Смысл величин σ_0 , $\bar{\sigma}$ тот же, что в п. 3.

С помощью (11) легко получить различные соотношения между наблюдаемыми, позволяющие определить I . Для случая поперечных антипараллельных поляризаций начальных частиц аналогично п. 3 величина I может быть определена, например, из соотношения

$$\frac{(p^1)_{\perp} \bar{\sigma}_{\perp} - (p^1)_{\parallel} \bar{\sigma}_{\parallel}}{(p^2)_{\perp} \bar{\sigma}_{\perp} + (p^2)_{\parallel} \bar{\sigma}_{\parallel}} = I |\vec{\zeta}^{(1)}| |\vec{\zeta}^{(2)}|. \quad (12)$$

² В однофотонном канале $I_2 R(\theta) \sigma_0 = \sin^2 \theta / (1 + \cos^2 \theta)$.

Если $|\vec{\tau}^{(1)}| = |\vec{\tau}^{(2)}| = 1$, то

$$\begin{aligned}(p^1)_\perp &= I(p^2)_\perp, \\ (p^1)_\parallel &= -I(p^2)_\parallel.\end{aligned}\quad (13)$$

Если a_2 является античастицей по отношению к a_1 , то в этом случае в силу СР инвариантности теории

$$N_1(\theta) = N_2(\theta), \quad p^1 = p^2. \quad (14)$$

Если a_1, a_2 — мюонная пара, то $N_{1,2}(\theta) \sim \mu/E$ (μ — масса мюона) в силу сохранения спиральности.

Внутренняя четность частиц в процессе (1) может также определяться из поведения сечения процесса у порога [12]. Автор благодарен проф. В. Б. Берестецкому и проф. В. А. Сидорову за обсуждение.

Ереванский физический институт

Поступила 17.III.1970

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. М. Биленький, Р. М. Рындин, ЖЭТФ, 45, 1192 (1963).
2. С. М. Биленький, Л. И. Лапидус, Р. М. Рындин, УФН, 84, 243 (1964).
3. В. М. Биленький, Р. М. Рындин, Ядерная физика, 3, 332 (1966).
4. А. А. Соколов, И. М. Тернов, ДАН, СССР, 153, 1052 (1963).
5. В. Н. Байер, В. М. Катков, ЖЭТФ, 52, 1422 (1967).
6. И. Б. Хриплович, Ядерная физика, 3, 762 (1966).
7. В. Н. Байер, В. А. Хозе, Ядерная физика, 5, 1257 (1967).
8. В. А. Хозе, Ядерная физика, 7, 1094 (1968).
9. В. Н. Байер, В. С. Фадин, ДАН, СССР, 161, 74 (1965).
10. D. R. Yennie, M. M. Levy, D. G. Ravenhall, Rev. Mod. Phys., 29, 144 (1957).
11. В. Н. Байер, В. Н. Фадин, В. А. Хозе, Ядерная физика, 3, 327 (1966).
12. В. Н. Байер, УФН, 78, 619 (1962).

ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԶՈՒՅԳՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՄԱՍԻՆ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՆ ՓՆՋԵՐԻ ԷՔՍՊԵՐԻՄԵՆՏՆԵՐՈՒՄ

Վ. Ա. ԽՈՋԵ

Դիտարկված են մասնիկների ներքին զուգություն որոշման մեթոդները $e^+e^- \rightarrow a_1 + a_2$ ռեակցիաներում:

Մեթոդները հիմնված են պտտման և անդրադարձման նկատմամբ ինվարիանտության և քիլ-արարիչական էլեկտրոնների պարուրության պահպանման վրա:

ON DETERMINATION OF PARTICLE PARITY IN EXPERIMENTS ON COLLIDING BEAMS

V. A. KHOZE

The methods of determining the intrinsic parities in reactions $e^+e^- \rightarrow a_1 + a_2$ are discussed. The methods are based on the invariance with respect to rotations and reflections and on the conservation of helicity of ultrarelativistic electrons.