Доклады Академии наук СССР
1965. Том 161, № 1

ФИЗИКА

В. Н. БАЙЕР, В. С. ФАДИН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ В ОПЫТАХ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

(Представлено академиком Г. И. Будкером 8 X 1964)

1. Как выяснилось в последнее время (1), электроны при движении в однородном магнитном поле поляризуются вследствие излучения. Возникающая поляризация является поперечной, так что спин электронов будет направлен против направления магнитного поля, а спин позитрона по направлению магнитного поля. Что касается продольной поляризации, то она не возникает, в частности, из-за того, что вследствие наличия у электрона аномального магнитного момента спин прецессирует во внешнем магнитном поле. Характерное время поляризации оказывается равным

$$\tau^{-1} = \frac{5\sqrt{3}}{8} me^2 \left(\frac{E}{m}\right)^2 \left(\frac{H}{H_0}\right)^3, \tag{1}$$

где $H_0 = m^2 / e = 4{,}7 \cdot 10^{13}$ эрст.

Если положить $H = 1{,}5 \cdot 10^4$ эрст, $E = 1$ Бэв, то $\tau = 18$ мин; это время порядка того времени, в течение которого будут работать накопители с накопленными электронами. Хотя заведомо еще должен быть решен вопрос о процессе поляризации электронов под воздействием излучения в реальных накопителях, вполне вероятно, что электроны в накопителях будут по крайней мере частично поляризованы. В то же время оценки эффектов деполяризации показывают, что они малы при энергиях меньше нескольких Бэв.

Поэтому представляет интерес оценить влияние поляризации электронов на основные двухчастичные процессы, идущие при аннигиляции электрон-позитронной пары. Заметим, что по спинам конечных частиц проводится суммирование, поскольку исследование поляризаций конечных частиц является гораздо более сложной задачей.

Ниже приведены сечения рождения пары пионов, мюонов, нуклонов и вектонов поляризованными электронами и позитронами. Сечение упругого рассеяния поляризованных электрона и позитрона содержится в (2), сечение двухквантовой аннигиляции поляризованных электрона и позитрона приведено в (3).

2. Сечение двухчастичной аннигиляции поляризованных электрона и позитрона в однофотонном приближении может быть представлено в виде

$$d\sigma_2 = \frac{\alpha^2}{P^4} \frac{1}{\sqrt{(pp_1)^2 - m^4}} X \frac{|\mathbf{q}_1|}{E_{\mathbf{q}}} \left| \frac{dE_f}{dE_{\mathbf{q}_1}} \right|^{-1} d\Omega_{\mathbf{q}_1}. \tag{2}$$

Мы ввели следующие обозначения: p, p_1 — импульсы начальных электрона и позитрона; s, s_1 — векторы их спина; $P = p + p_1$; $K = q - q_1$, причем q и q_1 — импульсы конечных частиц; m — масса электрона; M — масса родившихся частиц.

В случае двухпионной аннигиляции имеем:

$$X_{2\pi} = \frac{|F_{2\pi}(P^2)|^2}{4} \{[2(Kp)(Kp_1) - K^2(m^2 + pp_1)][1 - (ss_1)] - \\ - 2(Ks)(Ks_1)[m^2 + (pp_1)] + 2(p_1 s)(Ks_1)(pK) + \\ + 2(ps_1)(Ks)(p_1K) - K^2(p_1 s)(ps_1)\}, \tag{3}$$

где $F_{2\pi}(P^2)$ — форм-фактор пиона, комплексный при $P^2 > 4M^2$. В системе центра инерции сечение можно записать в виде:

$$\sigma_{2\pi}(\vartheta) = \frac{\alpha^2 |F_{2\pi}(4E^2)|^2}{32E^2} \frac{|\mathbf{q}|}{|\mathbf{p}|E^2} \left\{ \mathbf{q}^2 \left(1 - \frac{\mathbf{p}^2}{E^2}\cos^2\vartheta\right)[1 + (\vec{\zeta}\vec{\zeta}_1)] - \right. \tag{4}$$

$$\left. - 2(\mathbf{q}\vec{\zeta})(\mathbf{q}\vec{\zeta}_1) + \frac{2(\mathbf{pq})}{E(E+m)}[(\mathbf{q}\vec{\zeta}_1)(\mathbf{p}\vec{\zeta}) + (\mathbf{q}\vec{\zeta})(\mathbf{p}\vec{\zeta}_1)] - \frac{2(\mathbf{pq})^2}{E^2(E+m)^2}(\vec{\zeta}\mathbf{p})(\vec{\zeta}_1\mathbf{p}) \right\}.$$

Здесь E — энергия частиц; $\mathbf{p}$ — импульс начального электрона; $\mathbf{q}$ — импульс конечного пиона; ϑ — угол между направлением движения электрона и пиона; $\vec{\zeta}$, $\vec{\zeta}_1$ — поляризации электрона и позитрона в их системе покоя.

Рассмотрим актуальный случай поперечной антипараллельной поляризации начальных частиц, тогда $(\vec{\zeta}\mathbf{p}) = (\vec{\zeta}_1\mathbf{p}) = 0$. В этом случае получаем

$$d\sigma_{2\pi} = d\sigma_{2\pi}^0 [1 + |\vec{\zeta}||\vec{\zeta}_1|(2\sin^2\varphi - 1)]d\Omega, \tag{5}$$

где $d\sigma_{2\pi}^0$ — сечение процесса для неполяризованных начальных частиц; φ — угол между плоскостью рождения (плоскость, проведенная через векторa $\mathbf{p}$, $\mathbf{q}$) и плоскостью орбиты. В случае 100% поляризации $|\vec{\zeta}| = |\vec{\zeta}_1| = 1$; тогда видно, что сечение $d\sigma_{2\pi} = 0$, если $\varphi = 0$ (плоскость рождения совпадает с плоскостью орбиты) и $d\sigma_{2\pi} = 2d\sigma_{2\pi}^0$, если $\varphi = \pi/2$ (плоскость рождения перпендикулярна плоскости орбиты).

3. Рассмотрим сечение рождения пары фермионов. В этом случае

$$X_{2f} = 2D_1\left[m^2(1 - (ss_1)) + \frac{P^2}{2}\right] +$$

$$+ 2D_2\left\{\left[(qp_1)^2 + (qp)^2 + \frac{P^2}{2}\left(M^2 - \frac{P^2}{2}\right)\right](1 - (ss_1)) + \right.$$

$$+ M^2[(sq)(s_1q) + (sq_1)(s_1q_1)] + (s_1q_1)(sq)[M^2 - P^2 + 2(pq)] +$$

$$\left. + (s_1q)(sq_1)[M^2 - P^2 + 2(qp_1)]\right\}, \tag{6}$$

где $D_1 = \frac{P^2}{2}|F_1 + \mu F_2|^2$; $D_2 = |F_1|^2 - \frac{P^2\mu^2}{4M^2}|F_2|^2$; μ — аномальный магнитный момент фермиона; F_1 и F_2 — электрический и магнитный форм-факторы фермиона, определенные стандартным образом.

В системе центра инерции имеем:

$$\sigma_{2f}(\vartheta) = \frac{\alpha^2}{32E^2}\frac{|\mathbf{q}|}{|\mathbf{p}|E^2}\left\{D_1\left[2 + \frac{m^2}{E^2}(1 + (\vec{\zeta}\vec{\zeta}_1)) + \frac{2}{E^2}(\vec{\zeta}\mathbf{p})(\vec{\zeta}_1\mathbf{p})\right] - \right.$$

$$- 2D_2\left[\mathbf{q}^2\left(1 - \frac{\mathbf{p}^2}{E^2}\cos^2\vartheta\right)(1 + (\vec{\zeta}_1\vec{\zeta})) - 2(\mathbf{q}\vec{\zeta})(\mathbf{q}\vec{\zeta}_1) + \right.$$

$$\left.\left. + \frac{2(\mathbf{pq})}{E(E+m)}[(\mathbf{q}\vec{\zeta}_1)(\mathbf{p}\vec{\zeta}) + (\mathbf{q}\vec{\zeta})(\mathbf{p}\vec{\zeta}_1)] - \frac{2(\mathbf{pq})^2}{E^2(E+m)^2}(\vec{\zeta}\mathbf{p})(\zeta_1\mathbf{p})\right]\right\}, \tag{7}$$

где обозначения такие же, как в формуле (4).

Это сечение состоит из двух частей: «скалярной» части, равной сечению двухпионной аннигиляции, умноженному на $(-2D_2)$, и из «изотропной» части, не зависящей от направления импульсов рождающихся частиц. Такое разбиение, как будет показано ниже, является следствием закона сохранения тока, релятивистской и зарядовой инвариантности и имеет место для всех частиц, независимо от их спина.

Приведенные сечения описывают процесс рождения пары мюонов и пары барионов. В случае рождения мюонов форм-фактор F_2 может быть положен равным 0, в случае рождения пары нуклонов F_1 и F_2 есть продолжение во времениподобную область передач импульсов электрического и магнитного форм-факторов нуклона, определяемых в опытах по рассеянию электронов на нуклонах. Эти форм-факторы в нашем случае являются комплексными.

Возможно, что существуют энергии, при которых $D_2 = 0$ ($|F_1|^2 = (E^2\mu^2 / M^2) |F_2|^2$), в этой точке сечение становится полностью изотропным. В актуальном случае поперечной антипараллельной поляризации имеем

$$\sigma_{2f}(\vartheta) = \frac{\alpha^2}{16E^2} \frac{|\mathbf{q}|}{E} \left\{ 2 |F_1 + \mu F_2|^2 - \frac{\mathbf{q}^2}{E^2} \sin^2 \vartheta \left[|F_1|^2 - \frac{E^2\mu^2}{M^2} |F_2|^2 \right] \times \right.$$
$$\left. \times \left[1 + |\vec{\zeta}| \, |\vec{\zeta}_1| (2 \sin^2 \varphi - 1)\right] \right\}. \qquad (8)$$

Как видно, «скалярная» часть сильно деформируется в зависимости от угла φ, в то время как «изотропная» часть вообще от него не зависит. В результате деформация сечения в целом при изменении угла φ будет слабее, чем в случае двухпионной аннигиляции.

Перейдем теперь к аннигиляции в пару вектонов. Самой общей формой тока перехода, удовлетворяющей требованиям релятивистской и зарядовой инвариантности, а также закону сохранения тока, является

$$M_\mu (q, t; q_1, t_1) = \frac{e}{2\sqrt{q_0 q_{10}}} \{ K_\mu [(tt_1) f(P^2) + (Kt)(Kt_1) g(P^2)] +$$
$$+ [t_\mu (Pt_1) - t_{1\mu} (Pt)] h(P^2) \}. \qquad (9)$$

Здесь t, t_1 — поляризации вектона; $f(P^2)$, $g(P^2)$, $h(P^2)$ — форм-факторы. Для суммирования по поляризациям векторов можно воспользоваться следующим приемом. Из тех же общих требований, для которых выписана формула (9), следует, что сумма по поляризациям есть:

$$\sum_{t_1 t_2} M_\mu M_\nu^* = \frac{1}{4q_0 q_{10}} \left[4D_1 (P^2) \left(\frac{P_\mu P_\nu}{P^2} - g_{\mu\nu} \right) - 2D_2 (P^2) K_\mu K_\nu \right], \qquad (10)$$

где функции $D_1(P^2)$, $D_2(P^2)$ могут быть определены, если свернуть полученный тензор, например, с тензорами $g^{\mu\nu}$ и $K^\mu K^\nu$, свернуть соответственно левую часть и решить полученные уравнения относительно D_1 и D_2.

Из самого вывода правой части формулы (10) ясно, что ее тензорный вид не зависит от спина частиц (хотя сами функции D_1 и D_2 определяются, естественно, спином). Поскольку этот тензор сворачивается с универсальным для данной задачи тензором от электрон-позитронной части, то форма сечений оказывается универсальной и дается формулами (6) и (7).

Введенные в формуле (9) форм-факторы f, g, h связаны с электрическим, и линейной комбинацией магнитного и квадрупольного форм-факторов вектона следующим образом:

$$f = -\left[G_1 + \frac{P^2}{2M^2} \varepsilon_B G_3 \right], \quad g = -\frac{\varepsilon_B G_3}{M^2}, \quad h = [G_1 + \mu_B G_2 + \varepsilon_B G_3], \qquad (11)$$

при этом статический аномальный магнитный момент вектона есть $\mu_B + \varepsilon_B$, а статический аномальный электрический квадрупольный момент есть $2\varepsilon_B$.

В случае двухвектонной аннигиляции функции D_1 и D_2 выражаются через форм-факторы G_1, G_2, G_3, так:

$$D_1 = -\frac{P^2 K^2}{8M^2} |G_1 + \mu_B G_2 + \varepsilon_B G_3|^2,$$

$$D_2 = \frac{P^2}{4M^2} |G_1 + \mu_B G_2 + \varepsilon_B G_3|^2 - |G_1 + \frac{P^2}{2M^2} \varepsilon_B G_3|^2 - \frac{1}{2} |G_1 + \frac{P^2}{2M^2} \mu_B G_2|^2. \qquad (12)$$

Подставляя эти D_1 и D_2 в (6) и (7), получаем сечение двухвектонной аннигиляции поляризованных электрона и позитрона.

Полученные выше результаты показывают, что вследствие поляризации начальных электронов и позитронов сечения двухчастичной аннигиляции могут существенно деформироваться по сравнению с сечением процесса для неполяризованных частиц. Возможность появления таких деформаций следует учитывать при проведении опытов на встречных пучках. В то же время, поскольку по спинам конечных частиц проводится суммирование, опыты с поляризованными начальными частицами не дают никакой новой информации о форм-факторах по сравнению с опытами с неполяризованными частицами. Это видно прямо из формул (6) и (7), так как комбинации форм-факторов D_1 и D_2 входят и в сечение для неполяризованных частиц. Для получения же новой информации о форм-факторах надо измерять поляризации конечных частиц.

Новосибирский государственный
университет

Поступило
5 X 1964

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. А. Соколов, И. М. Тернов, ДАН, **153**, 1052 (1963). [2] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, М., 1959. [3] А. А. Ткаченко, ЖЭТФ, 44, 1668 (1963).