

高能 $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子 过程中的电弱干涉效应

郁宏 沈齐兴 李炳安

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

在这篇文章中,我们用[2]中的结果讨论了与极化光子结构函数相关的电弱干涉效应,这个效应提供了对 G-W-S (格拉肖-温伯格-萨拉姆)模型作进一步检验的可能并且导致对光子结构函数的更深入的了解。

我们知道, G-W-S 模型[3]获得了极大成功,但是迄今关键的中间矢量玻色子 W^\pm , Z^0 并没有直接探测到¹⁾, 对于 G-W-S 模型的实验检验都是间接的。电子深度非弹散射过程中的宇称破坏效应[4], 正负电子对撞产生 μ 介子对的前后不对称性[5]以及对完全由纯中性流作贡献的 $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ 过程的研究给于 G-W-S 模型以强有力的支持。近年来引起兴趣的强子-强子碰撞产生轻子对过程中的电弱干涉效应[6]一方面可以进一步检验 G-W-S 模型,同时可以进一步了解强子的结构。我们认为,随着正负电子对撞机能量的不断提高,研究 $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子过程的电弱干涉效应也是进一步检验 G-W-S 模型的一个很好的途径,同时可以探索近年来引起关注[7]的光子结构。

在[1]中,我们讨论了高能 $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子过程中与不极化光子结构函数相关的电弱干涉效应,给出了用 Weinberg 角和不极化光子结构函数表示的不对称度 R 。如果取流行的 $\sin^2 \theta_w \approx 0.23$, 以及文献[8]给出的不极化光子结构函数。那么,得到的结果是:除 Bjorken 变量 $x \rightarrow 0$ 和 $x \rightarrow 1$ 之外的整个区域内,不对称度 $R \sim 10^{-4} \cdot Q^2$ (Q^2 为中间传递光子或 Z^0 的四动量平方)。计算结果表明: R 的数值比较大(与电子极化深度非弹散射同量级)以及随 x 的变化较平坦这两点是可以引起实验物理学家的兴趣的。

$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子电磁过程的最低阶费曼图为图 1A 所示。对于湮灭图(c)和交叉图(d)及(e),它们对过程的贡献随 S (e^+e^- 对撞质心系总能量的平方)的增加而减少($\sim S^{-1}$),而图(a)的贡献是随 S 的增加对数地增加。所以当我们考虑 S 比较大(一千多 GeV^2 , 如对 PETRA, $S \approx 1600 \text{ GeV}^2$)时,图(c)、(d)和(e)的贡献可以略去。至于强子的韧致辐射产生图(b)的贡献也是随 S 的增加而增加,但与图(a)的贡献相比增加得更慢,而且当我们选取出射电子中的一个几乎不改变方向,而另一个只是小角度散射

本文 1982 年 11 月 15 日收到。

1) 1983 年 1 月西欧中心宣布已发现了 W^\pm , 不久又宣布发现了 Z^0 。

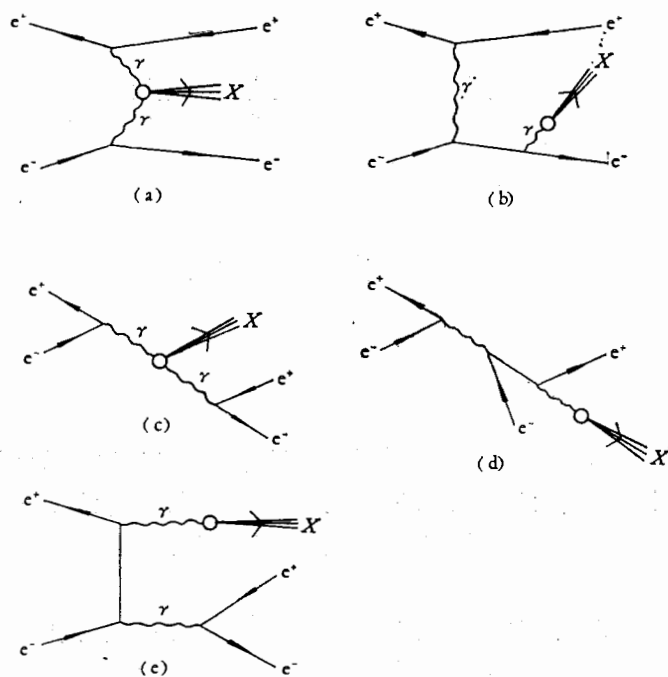


图 1A $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子电磁过程的最低阶费曼图。(a) 为双光子产生, (b) 为强子的韧致辐射产生, (c) 为湮灭图, (d) 和 (e) 为交叉图

的情况,那么图 (b) 的贡献(主要集中在大角度散射)不大,也可以略去^[9]。

对于我们所选取的上述运动学区域,在 $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子过程中电弱干涉效应的主要贡献来自以下费曼图(见图 1 B)。[这时,我们所选取的运动学区域相应于: $S = -(k_1 + k_2)^2$ 较大,但比 m_Z^2 仍要小得多, $Q^2 = -q^2 = -(k_2' - k_2)^2$ 不大(可选取

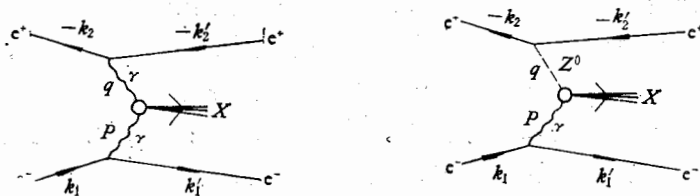


图 1 B 在 $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子过程中,我们讨论的电弱干涉效应所相应的费曼图

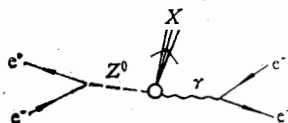


图 1 C 中间交换一个 Z^0 玻色子的类时湮灭图,当 S 比较大,但比 m_Z^2 仍要小得多时,与图 1 B 中类空费曼图相比,它的贡献很小,可略去

不超过 25 GeV^2), $P^2 = (k'_1 - k_1)^2 \approx 0$. 这样, 如图 1 C 的这种类时湮灭图的贡献也可以略去.

相应的 S 矩阵元是

$$\langle e^+e^-X|S-1|e^+e^- \rangle = \frac{(-i)^4}{4!} \int d^4x_1 d^4x_2 d^4x_3 d^4x_4 \langle e^+e^-X|T\{\mathcal{H}_i(x_1) \times \mathcal{H}_i(x_2)\mathcal{H}_i(x_3)\mathcal{H}_i(x_4)\}|e^+e^- \rangle \quad (1)$$

其中 \mathcal{H}_i 是相互作用哈密顿量. 这里, 我们研究初始 e^- 极化而初始 e^+ 不极化的情形. 过程归结为 $e^+ + \gamma$ (极化) 深度非弹散射. 由 $\gamma - Z^0$ 干涉所致的微分截面是

$$\begin{aligned} d\sigma^{EW} &= \frac{-1}{(2\pi)^6} d^3k'_1 d^3k'_2 \frac{e^6 G_F}{\sqrt{2} p^4 q^2} \frac{1}{16E'_1 E'_2 (k_1 \cdot k_2)} \tau^{\rho\sigma}(1) \tau_{EW}^{\nu\mu}(2) W_{\rho\sigma\nu\mu} \\ W_{\rho\sigma\nu\mu} &= \varepsilon_\rho^{\lambda*}(p) \varepsilon_\sigma^{\lambda'}(p) \int d^4x e^{iqx} 2p_0 \langle \gamma_{\lambda'} \left| \sum_i j_{\mu i}^W(x) j_{\nu i}(0) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + j_{\mu i}(x) j_{\nu i}^W(0) \right| \gamma_\lambda \right\rangle \\ \tau^{\rho\sigma}(1) &= p^2 g^{\rho\sigma} - p^\rho p^\sigma + (2k_1 - p)^\rho (2k_1 - p)^\sigma + 2ir \varepsilon^{\rho\sigma\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{1\beta} \\ \tau_{EW}^{\nu\mu}(2) &= 2 \left\{ (g^L + g^R) \left(\frac{1}{2} q^2 g^{\nu\mu} + k_2^\nu k_2^\mu + k_2^\nu k_2^\mu \right) \right. \\ &\quad \left. - (g^L - g^R) i \varepsilon^{\rho\sigma\nu\mu} k_{2\rho} k_{2\sigma} \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $j_{\mu i}^W(x)$ 是中性弱夸克流

$$j_{\mu i}^W(x) = \bar{\psi}_i(x) \{ g_i^L \gamma_\mu (1 + \gamma_5) + g_i^R \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \} \psi_i(x) \quad (4)$$

i 代表夸克味道, 在 G-W-S 模型中

$$\begin{aligned} g_i^L &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-1 + 2\sin^2 \theta_W) \\ g_i^R &= \frac{1}{\sqrt{2}} (2\sin^2 \theta_W) \\ g_i^L &= \sqrt{2} (2I_{3i} - 2Q_i \sin^2 \theta_W) \\ g_i^R &= \sqrt{2} (-2Q_i \sin^2 \theta_W) \end{aligned} \quad (5)$$

I_3 是同位族的 z 分量, Q_i 是 i 夸克电荷. $\frac{r}{2} = \pm \frac{1}{2}$ 是电子的螺旋性 (helicity). 定义不对称度

$$R = \frac{d\sigma^\dagger - d\sigma^\ddagger}{d\sigma^\dagger + d\sigma^\ddagger} \quad (6)$$

箭头表示电子的纵向极化. 为了保证一定的产生率, $Q^2 = -q^2$ 不能太大 (对 PETRA $Q^2 \lesssim 15 \text{ GeV}^2$, 对未来的 LEP $Q^2 \lesssim 25 \text{ GeV}^2$), 所以纯弱效应很小, 可以略去. 加之, 由电磁相互作用所致的微分截面是与初始电子的极化无关的, 所以

$$d\sigma^\dagger - d\sigma^\ddagger = d\sigma^{EW}(r = +1) - d\sigma^{EW}(r = -1) \quad (7)$$

而

$$d\sigma^\dagger + d\sigma^\ddagger = 2d\sigma^{EM} = \frac{d^3k'_1 d^3k'_2}{(2\pi)^6} \cdot \frac{e^8}{p^2 q^2} \cdot \frac{1}{16E'_1 E'_2 (k_1 \cdot k_2)} \cdot 8\pi$$

$$\times \left[1 + \frac{2(k_1 \cdot q)(k'_1 \cdot q)}{(p \cdot q)^2} \right] \left[1 + \frac{2(k_2 \cdot p)(k'_2 \cdot p)}{(p \cdot q)^2} \right] \sum_i 4Q_i^2 q_i(x, t) \quad (8)$$

显然,对于不对称度有贡献的仅是 $\tau^{\rho\sigma}(1)$ 中的反对称项. 对此,我们有

$$\begin{aligned} \tau^{\rho\sigma}(1)W_{\rho\sigma\nu\mu} = 2r\epsilon^{12\alpha\beta}k'_{1\alpha}k_{1\beta}2p_0 \int d^4x e^{iqx} & \left[\langle \gamma_+ | \sum_i \{j_{\mu i}^W(x)j_{\nu i}(0) + j_{\mu i}(x)j_{\nu i}^W(0)\} | \gamma_+ \rangle \right. \\ & \left. - \langle \gamma_- | \sum_i \{j_{\mu i}^W(x)j_{\nu i}(0) + j_{\mu i}(x)j_{\nu i}^W(0)\} | \gamma_- \rangle \right] \end{aligned} \quad (9)$$

γ_+ 和 γ_- 分别表示极化为 +1 和 -1 的光子. 为计算 $W_{\rho\sigma\nu\mu}$ 中夸克流乘积的单个极化光子的期待值,我们用夸克一部分子模型并且假设 $q_{\pm}^i(x, t) = q_{\pm}^i(x, t)$, $q_{\pm}^i(x, t)(q_{\pm}^i(x, t))$ 是极化为 +1 的光子中 i 夸克(反夸克)的螺旋性为 $\pm \frac{1}{2}$ 的夸克(反夸克)分布函数. 同时注意到 γ_+ 中的螺旋性为 $+\frac{1}{2}$ 的夸克分布函数和 γ_- 中的螺旋性为 $-\frac{1}{2}$ 的夸克分布函数相等. 于是,由电弱干涉所致的微分截面为

$$\begin{aligned} d\sigma^{EW} = \frac{-64r\pi}{(2\pi)^6} d^3k'_1 d^3k'_2 \frac{e^6 G_F}{\sqrt{2} p^2 q^2} \cdot \frac{1}{16E'_1 E'_2 (k_1 \cdot k_2)} (g^L - g^R) \\ \times \sum_i Q_i \Delta q_i(x, t) Q^2 (g_i^L + g_i^R) \left(\frac{1}{y_2} - \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

由电磁相互作用所致的微分截面为

$$\begin{aligned} d\sigma^{EM} = \frac{\pi}{(2\pi)^6} d^3k'_1 d^3k'_2 \frac{e^8}{p^2 q^2} \frac{1}{E'_1 E'_2 (k_1 \cdot k_2)} \frac{1}{y_1 y_2} \\ \times \left(1 + \frac{y_1^2}{2} - y_1 \right) \left(1 + \frac{y_2^2}{2} - y_2 \right) \sum_i 4Q_i^2 q_i(x, t) \end{aligned} \quad (11)$$

这里,我们取了 e^+e^- 质心系(见图2).

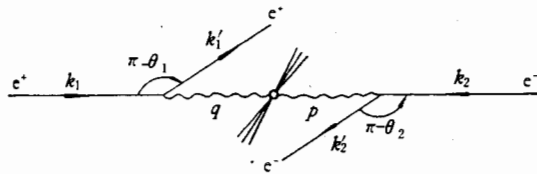


图2 在 e^+e^- 质心系中的 $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- +$ 强子过程

$\Delta q_i(x, t) = q_+^i(x, t) - q_-^i(x, t)$, 而

$$\begin{aligned} y_1 &= \frac{p \cdot q}{k_1 \cdot q} \underset{(p^2 \approx 0)}{\approx} 1 - \frac{|k'_1|}{|k_1|} \\ y_2 &= \frac{p \cdot q}{k_2 \cdot p} \underset{(p^2 \approx 0)}{\approx} 1 - \frac{|k'_2|}{|k_2|} \cos^2 \frac{\theta_2}{2} \\ |k_1| &= |k_2| = \frac{\sqrt{S}}{2} \\ x &= \frac{Q^2}{2p \cdot q} \underset{(p^2 \approx 0)}{\approx} \frac{Q^2}{S y_1 y_2} \end{aligned} \quad (12)$$

S 为正负电子质心系总能量的平方。由[2], 我们有

$$\Delta q_i(x, t) \equiv \frac{\alpha}{2\pi} a^i(x) t, \quad (13)$$

并且给出了带头项 $a^i(x)$ 的行为。于是, 在 Q^2 足够大的情况下, 对于味道数为偶数的情况下, 我们有

$$R = -\frac{G_F}{4\sqrt{2}\alpha\pi} \cdot \frac{Q^6}{S^2 x^2 y_2} \cdot \frac{1 - \frac{y_2}{2}}{1 - y_2 + \frac{y_2^2}{2}} \cdot \frac{1}{(1 - Q^2/Sxy_2 + Q^4/2S^2x^2y_2^2)} \cdot \frac{(9 - 20\sin^2\theta_W)a^s(x) + (3 - 12\sin^2\theta_W)a^{NS}(x)}{[5h^s(x) + 3h^{NS}(x)]} \quad (14)$$

其中

$$a^s(x) = \frac{1}{2} [a^u(x) + a^d(x)] \quad (15)$$

$$a^{NS}(x) = \frac{1}{2} [a^u(x) - a^d(x)]$$

$h^s(x)$ 和 $h^{NS}(x)$ 是与不极化光子中夸克分布函数的带头行为相关的单态和非单态函数[8]。不对称度 R 为 Q^2 、 S 、 x 、 y_2 和 $\sin^2\theta_W$ 的函数。我们取[2]和[8]给出的极化光子的结构函数和不极化光子的结构函数, 取味道数为 4 以及 $\sin^2\theta_W = 0.23$, 得到以下结果, 见图 3, 4。

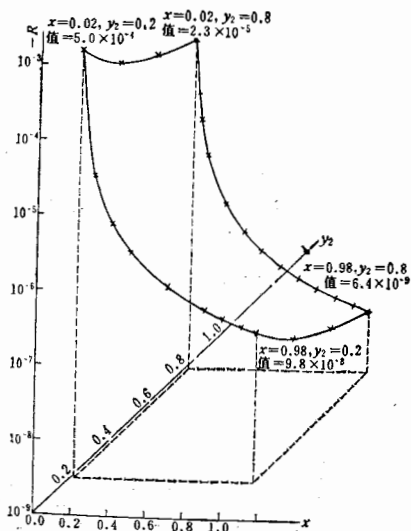


图 3 $\sqrt{S} = 41 \text{ GeV}$, $Q^2 = 3.7 \text{ GeV}^2$ 时的不对称度

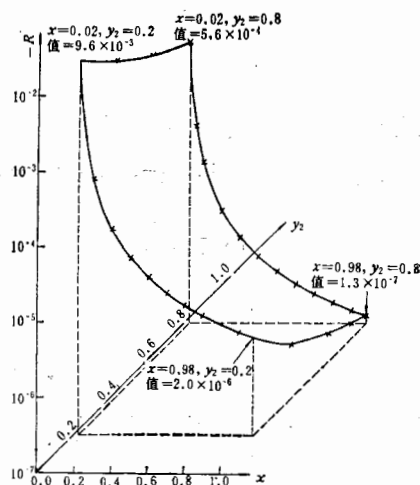


图 4 $\sqrt{S} = 41 \text{ GeV}$, $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ 时的不对称度

由图 3, 4 可以看到, 与极化光子结构函数相关的电弱干涉效应和不极化情况相比要复杂, 不对称度 R 除与 x 、 Q^2 和 $\sin^2\theta_W$ 相关之外还与 y_2 、 S 有关, 且与 Q^2 的关系已不是简单的线性关系, 但仍随 Q^2 的增加而增加。随 y_2 的变化是 y_2 增加 R 减少, 与 x 的关系也

是 x 小时 R 大, x 大时 R 变小. 从(14)式我们还可以看到, 由于 $\sin^2 \theta_w = 0.23 (\approx 1/4)$, 所以对 R 的贡献几乎都是来自 $a'(x)$, 这也可以反过来检验 G-W-S 模型.

参 考 文 献

- [1] H. C. Lee et al., *Z. Phys. Particles and Fields*, **16e** (1982), 65.
- [2] H. C. Lee et al., *Nucl. Phys.*, **B207** (1982), 301.
- [3] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.*, **22** (1961), 579; S. Weinberg, *Phys. Rev. Letters*, **19** (1967), 1264; *ibid.*, **27** (1971), 1688;
A. Salam, In: *Elementary particle Theory*, p. 367.
Ed. N. Svartholm. Stockholm: Almqvist and Wiksell 1968.
- [4] C. Y. Prescott et al., *Phys. Lett.*, **77B** (1978), 347.
- [5] J. G. Branson, Rapporteur talk, 1981 International Symposium on lepton and photon interactions at high energies, Bonn, August 24—29, 1981.
- [6] D. J. E. Callaway, S. D. Ellis, E. M. Henley and W.-Y. P. Hwang, *Nucl. Phys.*, **B171** (1980), 59; F. J. Gilman, *Phys. Rev.*, **D21** (1980), 159.
- [7] S. J. Brodsky et al., *Phys. Rev. Lett.*, **27** (1971), 280; *Phys. Rev.*, **D19** (1979), 1418;
T. F. Walsh, *Phys. Lett.*, **36B** (1971), 121; **44B** (1973), 195;
C. Peterson et al., *Nucl. Phys.*, **B174** (1980), 424;
E. Witten, *Nucl. Phys.*, **B120** (1977), 189;
C. H. Llewellyn-Smith, *Phys. Lett.*, **79B** (1978), 83;
J. Gilman, SLAC-PUB 2597 (1980);
C. -M. Wu, CERN Preprint (1979).
- [8] C. Peterson, T. F. Walsh and P. N. Zerwas, *Nucl. Phys.*, **B174** (1980), 424;
R. J. Dewitt et al., *Phys. Rev.*, **D19** (1979), 2046.
- [9] V. M. Budnev et al., *Physics Reports*, **15C** (1975), 183.

ELECTROWEAK INTERFERENCE EFFECTS IN THE HIGH ENERGY $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \text{HADRONS}$ PROCESSES

LI BING-AN SHEN QI-XING YU HONG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper we examine the electroweak interference effects related to the polarized photon structure functions making use of the results of the ref. [2]. The effects provide the probability of a further test of the G-W-S model and may lead to a deep understanding to the photon structure functions.