

top 夸克物理现状及展望 *

李 重 生

(北京大学物理系 北京 100871)

摘要 扼要地评述了 top 夸克物理的现状, 并对未来高能加速器的各种有关实验所预期的结果作了简要归纳.

关键词 top 夸克 衰变 产生 极化 辐射修正 新物理

1 引言

top 夸克是目前已发现的最重的粒子. 由于 top 夸克很重, 任何与 top 夸克有关的物理可观测量对新物理都可能是敏感的. 此外, 由于 top 夸克很重, 故其寿命很短, 以致在它强子化之前就已作为自由粒子衰变了并保存下自旋信息. 因此, 可利用 top 夸克的极化性质作为一种新的探针来检验标准模型并探索新物理.

2 top 夸克物理

2.1 top 夸克的实验发现 (1994 年)

美国费米实验室的 CDF 实验组于 1994 年 4 月首次宣布在质心系能量为 1.8 TeV 的质子和反质子对撞机 (Tevatron) 上发现了 top 夸克存在的证据, 并给出其质量为 $174 \pm 10_{-12}^{+13}$ GeV^[1]. 几个月后, D0 实验组也宣布发现了 top 夸克的事例^[2]. 到 1996 年底, 从 100 pb⁻¹ 积分亮度的质子反质子对撞的数据中, CDF 和 D0 两个实验组已积累了较多的 top 夸克事例. 在 Tevatron 产生 top 夸克事例的主要反应为 $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} + X$, top 夸克紧随着按标准模型 (SM) 所预言的主要衰变模式衰变:

$$\begin{aligned} t &\rightarrow bW^+ \rightarrow bl^+ \nu \\ &\rightarrow b\bar{d}(\bar{s})u(c) \end{aligned}$$

CDF 和 D0 主要通过

- (1) 双轻子 (di-lepton) 事例;
- (2) 轻子 + 强子 (lepton + jets) 事例;

1998-09-14 收稿

* 国家九五攀登计划和国家自然科学基金资助

(3) 所有强子 (all jets) 事例;
来寻找 top 的证据.

2.2 top 夸克的 SM 衰变

在 SM 中, 对 top 夸克的主要衰变模式 $t \rightarrow b + W^+$ 已做了高阶辐射修正的计算, 其主要结果如下:

- (1) 单圈 QCD 修正: $\sim -10\%$ ^[3];
- (2) 单圈电弱辐射修正: $\sim -1.7\%$ ^[4];
- (3) 单圈超对称 (SUSY) QCD 修正: $\sim -1\%$ (标量夸克无混合情形)^[5], $\sim -5\%$ (标量夸克有混合情形)^[6];
- (4) SUSY 电弱辐射修正 \sim 百分之几^[7];
- (5) 对所有 $O(\beta_0^n \alpha_s^{n+1})$ 阶修正求和: $\sim -14\%$ ^[8];
- (6) 两圈 QCD 修正: $\sim -2\%$, 假定 $m_t \gg m_w$, 其结果可近似地表示为 $\Gamma_t = \Gamma_0 (1 - 0.8\alpha_s(m_t) - 1.7\alpha_s^2)$ ^[9].

2.3 top 夸克的质量、截面、寿命

根据 CDF 和 D0 实验组的最新实验结果, top 夸克的质量和产生截面分别为 CDF^[10]:

$$\begin{aligned} m_t &= 176.8 \pm 4.4 \pm 4.8 \text{ GeV}, \\ \sigma_{tt} &= 7.5_{-1.6}^{+1.9} \pm 1.67 \text{ Pb}. \end{aligned} \quad (1)$$

D0^[11]:

$$\begin{aligned} m_t &= 173.3 \pm 5.6 \pm 6.2 \text{ GeV}, \\ \sigma_{tt} &= 5.53 \pm 1.67 \text{ Pb}. \end{aligned} \quad (2)$$

top 夸克的寿命由主要衰变道宽度决定. 取 $m_t = 175 \text{ GeV}$, $|V_{tb}| \approx 1$, 则

$$\Gamma(t \rightarrow W^+ + b) \approx 1.55 \text{ GeV}, \quad (3)$$

$$\tau_t \approx (1.55 \text{ GeV})^{-1} \approx 0.4 \times 10^{-24} \text{ s}, \quad (4)$$

与夸克禁闭的时间标度

$$\frac{1}{\Lambda_{\text{QCD}}} \approx O(10^{-24}) \text{ s}, \quad (5)$$

及退极化的时间标度

$$\left(\frac{\Lambda_{\text{QCD}}^2}{m_t} \right)^{-1} \approx (1.3 \text{ GeV})^{-1} \times 10^3. \quad (6)$$

比较可以看出, top 夸克的寿命是很短的. 因此, 可以得出如下结论:

(1) top 夸克在强子化之前就通过弱作用衰变了并且其自旋信息被保留下来, 故可以期望 top 夸克的自旋取向在实验上是可以观测的.

(2) 避免了强作用的禁闭 (confinement) 效应, 故 top 相空间领域的强子环境, 原则上可用微扰 QCD 计算.

(3) 由于 top 夸克是最纯粹的自由夸克且具有大的质量, 故可作为探针来检验 SM 及

探索新物理.

2.4 有关 top 夸克的进一步实验计划

(1) Tevatron RunII($\sqrt{s} = 2\text{TeV}^{[12]}$): 1999 年投入运行. 将增加 top 夸克产生截面大约 40%. 最显著的改进是增大了亮度 ($L = 2 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

(2) LHC($\sqrt{s} = 14\text{TeV}^{[12]}$): 2004 年投入运行. 亮度为 $10^{33}-10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. 在中等亮度条件下, 仅当积分亮度为 10fb^{-1} 时, 即可产生 8×10^6 个 $t\bar{t}$ 事例.

(3) RunII 和 LHC 的 $t\bar{t}$ 产生截面及事例对照 (见表 1)^[13].

Machine	RunII	LHC
Schedule	1999	2004
\sqrt{s}	2TeV	14TeV
L	$2 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$10^{33}-10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
$\sigma_{t\bar{t}}$	6.5pb	750pb
$W(\rightarrow l\nu)+4j(2b \text{ tag})$	600/y	$5 \times 10^5-10^6/\text{y}$

(4) 预计在 RunII 和 LHC 两台加速器上, m_t 测量精度可达到 $\delta m_t \approx 1-2\text{GeV}$, 而 $\sigma_{t\bar{t}}$ 和分支比测量精度可分别达到 (见表 2)^[12].

	$\delta\sigma_{t\bar{t}}$
Tevatron	$\pm 5\%$
LHC	百分之几
	$\delta\Gamma(t \rightarrow bW^+)/\Gamma(t \rightarrow qW^+)$
Tevatron RunII	$\pm 10\%$
Tevatron RunIII	百分之几
LHC	1%

(5) Tevatron 目前与 top 有关的实验主要集中于^[12].

- $t\bar{t}$ 的共振产生;
- 稀有衰变的寻找;
- 新物理的其它信号.

(6) NLC($\sqrt{s} = 0.5\text{TeV}^{[14]}$): 预期 2010 年投入运行, 亮度为 $L = 10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. top 夸克的主要产生过程是: $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}, \gamma\gamma \rightarrow t\bar{t}$. 每年可产生约 $10^4 (2 \times 10^4)$ 个事例. 优点: (i) 背景简单; (ii) top 事例容易辨认, 因而实验精度较高: $\delta m_t \sim 0.3\text{GeV}$ (统计误差); (iii) 原则上, 对 top 夸克产生和衰变过程中的所有形状因子可在百分之几的精度上分别进行测量.

2.5 top 夸克对产生的理论预言

(1) 在 Tevatron 和 LHC 上, top 夸克对的产生主要有两个子过程, 即 $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ 和 $g\bar{g} \rightarrow t\bar{t}$. 但在不同的对撞机上它们所占的贡献份额有所不同,

Tevatron:

$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \sim 90\%, \quad (7)$$

$$gg \rightarrow t\bar{t} \sim 10\%. \quad (8)$$

LHC:

$$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \sim 10\%, \quad (9)$$

$$gg \rightarrow t\bar{t} \sim 90\%. \quad (10)$$

这些结果可用图 1 的曲线表示^[15].

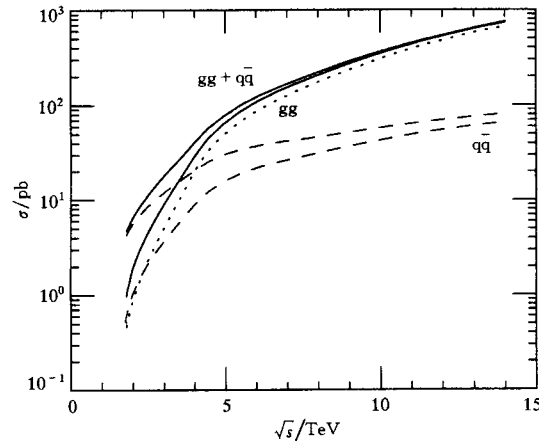


图 1 质量为 175GeV 的 top 夸克对的最低阶 QCD 产生截面随 \sqrt{s} 变化的曲线

Upper: $\bar{p}p$; Lower: pp .

(2) QCD 修正: 在 SM 中, 高阶修正主要来自 QCD. 除了次领头阶 QCD 修正外, 最新的计算已超出次领头阶, 它们包含了软胶子发射的贡献, 给出了正比于 $\alpha_s \ln^2\left(\frac{E}{Q}\right)$ 的修正, 其中 E 是胶子能量, Q 是 $t\bar{t}$ 的不变质量. 这将导致对截面较大的修正, 它们正比于 $\alpha_s \ln^2\left(\frac{s}{4m_t^2} - 1\right)$. 不难看出, 在 $t\bar{t}$ 阈区域 ($S \approx 4m_t^2$), 这种项的贡献是很大的且这种对数型的放大项在微扰论的所有阶都存在, 它们的形状为 $\alpha_s^n \ln^{2n}\left(\frac{E}{Q}\right)$. 所幸的是, 可对这些项求和直到所有阶. 然而, 目前尚不存在一种可普遍被接受的技术来做这种求和 (resummation). 有三组人做了这种修正的计算 (超出次领头阶), 其结果分别为 1%^[16], 7%^[17] 和 9%^[18]. 在高阶 QCD 修正中, 最重要的是那些达到 10% 量级修正. 图 2 给出了上述三组人的计算结果. 图 3 给出理论计算与 CDF 和 D0 实验结果的比较.

(3) SUSY 修正: 近几年来人们对强子对撞机上 top 夸克对的产生过程做了在最小超对称模型中单圈辐射修正的计算, 其主要结果如下:

a. 在 Tevatron:

1. 单圈 SUSY-QCD 修正: \sim 百分之几^[19];

2. 单圈 SUSY 电弱辐射修正: \sim 10%—20%^[20].

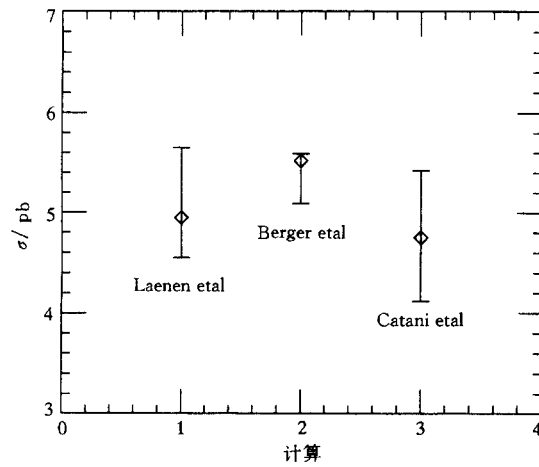


图 2 Laenen, Berger 及 Catani 等三组人给出的对次领头阶修正重新求和后的 top 夸克的产生截面的计算结果
 $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$, $p\bar{p}$; $m_t = 175\text{GeV}$.

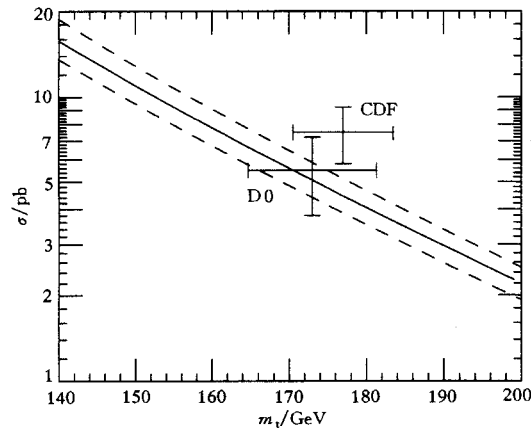


图 3 Catani 等人计算的 top 夸克产生截面随 top 夸克质量变化的曲线
 最新的实验结果亦标记在其中, $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$, $p\bar{p}$.

b. 在 LHC:

1. 单圈 SUSY-QCD修正: ~百分之几^[21];
2. 单圈 SUSY 电弱辐射修正: ~百分之几^[22].

2.6 单个 top 夸克的产生

在 Tevatron 和 LHC 上, 主要有两个过程可产生单个 top 夸克, 即

$$q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}^{[23]}, \quad (11)$$

$$Wg \rightarrow t\bar{b}^{[24]}. \quad (12)$$

图 4 是有关费曼图.

- (1) 这些产生过程的共同特点是它们均涉及弱作用, 故相对于 QCD 过程, top 产生截

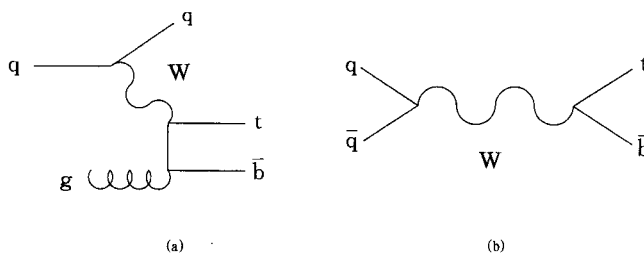


图4 单个top夸克在强子对撞机上的产生
(a) W-g聚合过程; (b) 夸克-反夸克湮没过程.

面被压低,但因终态只产生一个重粒子而部分得到补偿.

(2) 其产生截面 $\sigma_{\bar{t}t}$ 正比于 KM 矩阵元的平方 $|V_{tb}|^2$,故可通上述过程测量 $|V_{tb}|$. 除此之外,人们无法很好地测量 $|V_{tb}|$. 例如通过 top 衰变,由于 top 寿命极短,故测量 $|V_{tb}|$ 是困难的. 在 Tevatron RunII,对 $|V_{tb}|$ 的测量在积分亮度为 2fb^{-1} 时精度为 10%,积分亮度为 30fb^{-1} 时为 4%^[13].

(3) 单个 top 夸克产生截面(SM 理论预言)如表 3^[13].

表 3

	Tevatron $\sqrt{s}=2\text{TeV}$	LHC
$\bar{t}t$	6.5pb	750pb
$Wg \rightarrow t\bar{b}$	2pb	200pb
$q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$	0.88pb	10pb

(4) $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程对于测量 $|V_{tb}|$ 特别有效,因它类似于 Drell-Yan 过程: $q\bar{q}' \rightarrow l\bar{\nu}$,后者可用来帮助我们归一化截面,因而减少系统的不确定性. 此外,该过程涉及的部分子分布函数人们相对较清楚. 这与 $Wg \rightarrow t\bar{b}$ 过程相反,这里涉及胶子分布函数,人们相对了解较少.

(5) 在 LHC 上, $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程为来自 $gg \rightarrow \bar{t}t$ 和 $Wg \rightarrow t\bar{b}$ 的背景所淹没,故 Tevatron 提供了对该过程进行测量相对较好的环境.

(6) 对于 Tevatron 的 $q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b}$ 过程截面,人们已做了 QCD 的次领头阶修正计算,发现这种修正为 $\sim 54\%$ ^[25]. 理论的不确定性主要来自于部分子分布函数和 top 夸克的质量. 在一般的两个 Higgs 二重态模型及最小超对称模型中,单圈辐射修正结果如下:

- Yukawa 修正 (in the 2HDM): $-15\% - 10\%$ ^[26];
- SUSY EW 修正: 百分之几 -10% ^[27];
- SUSY-QCD 修正: \sim 百分之几^[28].

2.7 $\bar{t}t$ 的共振产生

(1) top 夸克的发现打开了探索电弱对称性破缺的新的窗口. 事实上,按照 top 凝聚 (top-condensate) 模型和多标度人工色 (multiscale technicolor) 模型,预言存在一个色八重

态的质量约为几百个 GeV 的共振态, 它们衰变到 $t\bar{t}$. 例如在多标度人工色模型中,

$$gg \rightarrow \eta_T \rightarrow (t\bar{t}, gg), \quad (13)$$

其中 η_T 是一个带色的赝标粒子^[29]. 而在 top 凝聚模型中,

$$q\bar{q} \rightarrow V_8 \rightarrow (t\bar{t}, b\bar{b}), \quad (14)$$

V_8 是一个带色的矢量粒子^[30].

(2) 不变质量 $M_{t\bar{t}}$ 和横向动量 $P_T(t)$ 的分布:

如在 $p\bar{p}$ 碰撞中产生一新的共振态 (V), 且它与 $t\bar{t}$ 有很强的耦合, 则观测到的 $M_{t\bar{t}}$ 和 $P_T(t)$ 分布将不同于 SM 预言 ($t\bar{t}$ 事例可增加或减少)^[13]. $M_{t\bar{t}}$ 可根据观测到的两个 top 夸克的事例重建, 因此由上述分布的形状 (shape) 和大小可建立起对与 $t\bar{t}$ 耦合可能的新物理的模型无关的限制. 如要求在整个 $t\bar{t}$ 的不变质量谱中, 在 5σ 水平 (即 $S/\sqrt{B} \geq 5$) 上观测到共振态, 则可建立起如下最小限制^[32]:

$$\sigma(p\bar{p}) * (V \rightarrow t\bar{t}) \geq (0.4 - 0.8) \text{ pb (for } M_V = 500 \text{ GeV)}, \quad (15)$$

$$\sigma(p\bar{p}) * (V \rightarrow t\bar{t}) \geq (0.1 - 0.2) \text{ pb (for } M_V = 800 \text{ GeV)}. \quad (16)$$

2.8 top 夸克-新物理的探针

为什么一个重粒子更适宜作为新物理的探针呢? 以单个夸克二重态为例 (一个简单的示例): 定义

$$q_L = (u, d)_L, \quad (17)$$

则拉氏量为

$$L = i\bar{q}_L \not{D} q_L + i\bar{u}_R \not{D} u_R + i\bar{d}_R \not{D} d_R. \quad (18)$$

其中 \not{D} 含有规范场. L 具有 $U(1) \times U(1) \times U(1)$ 手征对称性. 如放进质量项-由电弱对称性破缺而生成, 则手征对称性明显破坏.

由于除 top 夸克外, $m_q \ll \Lambda_{EW}$ (电弱对称性破缺标度), 故手征对称性可认为仍近似成立. 这表明, 质量大的粒子, 对理论原有的对称性 (手征对称性) 破坏较严重.

如夸克与规范场或者自身有非标准模型 (non-SM) 的相互作用, 则可在 L 中用高量纲算符来描写, 其中亦有破坏手征对称性的. 由于 $m_q \rightarrow 0$ 时, L 的手征对称性精确恢复, 故可以指望这种破坏手征对称性的算符正比于夸克的质量. 事实上, 夸克的反常磁矩相互作用项具有形式

$$i \frac{m_q}{\Lambda^2} \bar{q}_L \sigma^{\mu\nu} q_R F_{\mu\nu} + \text{H.C.} \quad (19)$$

其中 Λ 是 non-SM 出现的标度. 由此可知, 由新物理 (破坏手征对称性) 所诱导的 top 夸克的反常磁矩相互作用项必然远大于其它夸克 (费米子) 的相应作用项, 因而实验上更容易观测.

以上事实使我们容易联想到, 由于 top 夸克的大质量, 故 top 夸克参与的相互作用必然有许多特殊的性质, 如破坏 CP, 导致味道改变的中性流 (FCNC) 的存在等等, 它们都可以作为新物理的探针.

2.9 top 夸克非标准的衰变

(1) FCNC 衰变

$$t \rightarrow \begin{pmatrix} q \\ Z \\ \gamma \\ h \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c \\ u \end{pmatrix}. \quad (20)$$

在 SM 中, FCNC 衰变可经圈图发生, 但是不可观测的小 ($\ll 10^{-10}$)^[33]. 而目前对 $Zt\bar{c}$ 耦合的间接约束似乎可容许其分支比 ($Br(t \rightarrow Zc)$) 大到百分之几^[34]. 在 Tevatron, 对上述 FCNC 衰变的灵敏度最终可达到 1%^[12], 而在 LHC 有可能达到 10^{-4} ^[12]. 但在两个 Higgs 二重态模型 (2HDM) 或在最小超对称标准模型 (MSSM) 中, 上述 FCNC 衰变的分支比可被放大 3—4 个数量级^[35]. 对于 $t \rightarrow ch$, 在 MSSM 中, 其分支比可以达到 $\sim 10^{-5}$ ^[36], 接近在 NLC 上可观测的水平.

(2) 非标准衰变

a. 在 2HDM 中, 如果 $m_t > m_{H^\pm}$, 则 top 夸克的主要衰变道是 $t \rightarrow H^\pm b$, 其单圈 QCD 修正为^[37] $\sim -9\%$; 电弱辐射修正为^[38] $-($ 百分之几— $10\%)$; SUSY 电弱辐射修正为^[39] $\sim -5\%$; SUSY-QCD 修正为^[5, 40] $-($ 百分之几.

b. 在 MSSM 和最小超引力模型 (mSUGRA) 中, top 夸克的另一个重要的衰变道是 $t \rightarrow \tilde{t}_1 + \tilde{\chi}_j^0$. 在树图水平上, 其分支比 $Br(t \rightarrow \tilde{t}_1 + \tilde{\chi}_j^0)$ 可达到 $\sim 5\%$. QCD 和 SUSY-QCD 修正大约为 -10% ^[41]. 如果在 $t\bar{t}$ 事例中的一个 t 按上面模式衰变, 则它的信号是 $W + 2jet + E_T$, 这并不在目前 top 的实验考虑之列, 现有的 top 实验只考虑了 $W + \geq 3jet$ 的事例. 因此对这种衰变的深入研究可用来发现最轻的 SUSY 粒子或者对 MSSM 参数建立起新的限制.

2.10 非标准的 $t\bar{b}W$ 耦合

在 top 夸克的衰变 $t \rightarrow W^+ + b$ 中, W^+ 玻色子的极化, 存在纵向极化和横向极化两种可能性. 其中纵向极化的权重为 m_t^2/m_W^2 , 而横向极化的权重为 2. 由此可给出 top 夸克衰变在 SM 中按 V-A 型相互作用进行时的纵向极化率为:

$$f_0 = \frac{m_t^2/(2m_W^2)}{1 + m_t^2/(2m_W^2)} \approx 70\%, \quad (21)$$

W 玻色子的极化可由其衰变产物轻子的角分布来反映:

$$\frac{d\Gamma(W^+ \rightarrow l^+ \nu_l)}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} (1 - f_0)(1 - \cos\theta)^2 + \frac{3}{4} f_0 \sin^2\theta.$$

在 Tevatron (RunII) 的实验中, 确定纵向极化率的精度可能达到 $\delta f_0 = \pm 3\%$ ^[12], 而在 LHC, 则可达到 $\delta f_0 = \pm 1\%$ ^[12]. 故任何对上述 SM 估计值的超出实验误差范围的偏离, 则意味着存在 non-SM 的耦合——新物理信号.

3 进一步的 Top 夸克物理

3.1 自旋关联

(1) 强子对撞机情形

由于 top 夸克衰变时自旋信息被保存下来,故可以期望 top 夸克的自旋取向在实验上可被观测到. 如何验证这种期望呢? 可通过对 top 的弱衰变产物的角分布来推测 top 的自旋取向. 不幸的是,经 QCD 过程 $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ 和 $gg \rightarrow t\bar{t}$ 而产生的 top 夸克是未极化的(在树图水平),因在强子对撞机上 QCD 宇称守恒,然而 t 和 \bar{t} 的自旋是关联的. 因此,如在实验上观测到这种关联效应,就表明, top 夸克确实在因强作用“消去”其自旋取向之前就已经衰变了. 图 5^[13] 给出 $t\bar{t}$ 产生的微分截面在不同的自旋态下与不变质量的依赖关系. 在 Tevatron, 螺旋度相反情形占主要成分,而在 LHC, 情形则相反. 这种差异反映了在两种加速器上 $t\bar{t}$ 的产生过程不同. 实验上探测自旋关联要求灵敏的数据收集. 在 Tevatron RunII, 预计当收集到 1000 个 $t\bar{t}$ 事例时,在 3σ 水平上,可观测到自旋关联^[13]. 在 LHC, 则很容易观测到这种效应^[13].

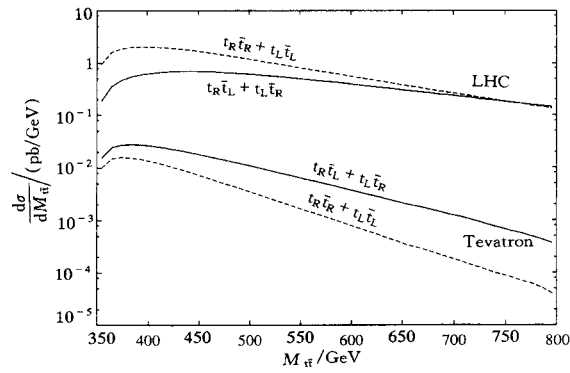


图 5 Tevatron 和 LHC 上,不同螺旋态的 top 夸克对产生的微分截面随不变质量 $M_{t\bar{t}}$ 变化的曲线^[11].

$$m_t = 175 \text{ GeV}.$$

(2) 线性对撞机情形

a. 建立一个如图 6 所示的普遍情形的基^[42]. 在该基下,自旋状态 $t_\uparrow, \bar{t}_\uparrow (t_\downarrow, \bar{t}_\downarrow)$ 表示在 top 夸克静止系中, top 夸克的自旋为 $+\hat{S}_t (-\hat{S}_t)$; 而在反 top 夸克静止系中,反 top 夸克的自旋为 $+\hat{S}_{\bar{t}} (-\hat{S}_{\bar{t}})$. 于是在领头阶近似下,有:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} (e^-_L e^+_R \rightarrow t_\uparrow \bar{t}_\uparrow) = \frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} (e^-_L e^+_R \rightarrow t_\downarrow \bar{t}_\downarrow) = (3\pi\alpha^2\beta/(2s)) |A_{LR}\cos\xi - B_{LB}\sin\xi|^2, \quad (22)$$

及

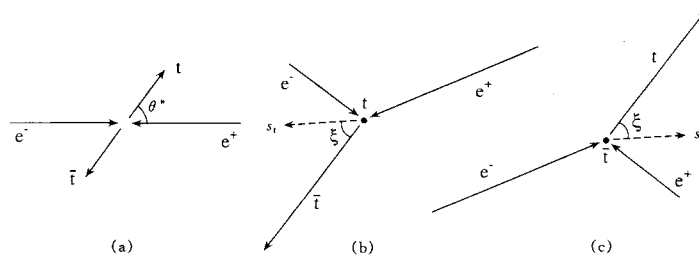


图 6 (a) 质心系的散射过程; (b) top 夸克静止系; (c) 反 top 夸克静止系

$s_t (s_{\bar{t}})$ 表示 top 夸克(反 top 夸克)自旋轴.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*}(e_L^- e_R^+ \rightarrow t_\uparrow \bar{t}_\downarrow \text{ or } t_\downarrow \bar{t}_\uparrow) = (3\pi\alpha^2\beta/(2s))|A_{LR}\cos\xi + B_{LR}\sin\xi \pm D_{LR}|^2. \quad (23)$$

其中 $\beta = \sqrt{1 - 4m_t^2/s}$, θ^* 是 top 夸克散射角, 以及

$$A_{LR} = [(f_{LL} + f_{LR})\sqrt{1 - \beta^2} \sin\theta^*]/2, \quad (24)$$

$$B_{LR} = [f_{LL}(\cos\theta^* + \beta) + f_{LR}(\cos\theta^* - \beta)]/2, \quad (25)$$

$$D_{LR} = [f_{LL}(1 + \beta\cos\theta^*) + f_{LR}(1 - \beta\cos\theta^*)]/2, \quad (26)$$

$$f_{IJ} = Q_\gamma(e)Q_\gamma(t) + Q_Z^I(e)Q_Z^J(t) \frac{1}{\sin^2\theta_w} \frac{S}{s - m_Z^2 + im_Z\Gamma_Z}, \quad (27)$$

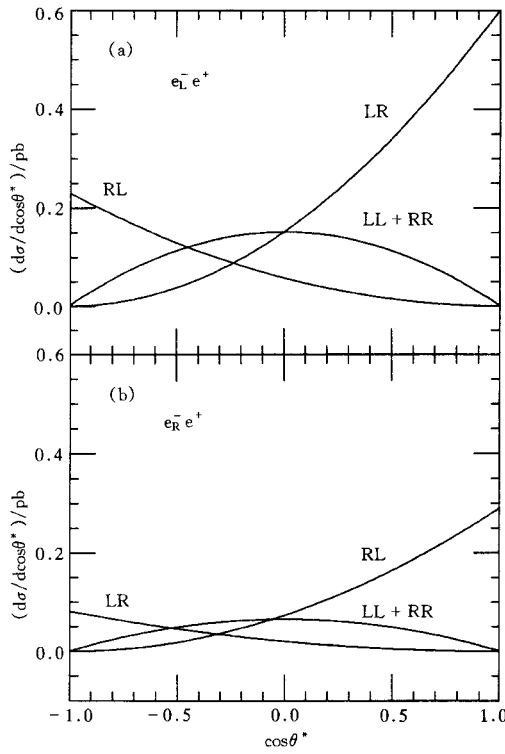


图 7 400GeV 的 e^+e^- 对撞机上, 在左手和右手入射电子束情形下, top 夸克对产生的微分截面, 按下列螺旋态组合的变化曲线: $t_\uparrow \bar{t}_R$ (LR), $t_R \bar{t}_L$ (RL), 及 $t_\downarrow \bar{t}_L$ 和 $t_R \bar{t}_R$ (LL + RR) 之和

在 (27) 式中

$$Q_\gamma(e) = -1, \quad Q_\gamma(t) = 2/3, \quad (28)$$

$$Q_Z^L(e) = \frac{2\sin^2\theta_w - 1}{2\cos\theta}, \quad Q_Z^R(e) = \frac{\sin^2\theta_w}{\cos\theta}, \quad (29)$$

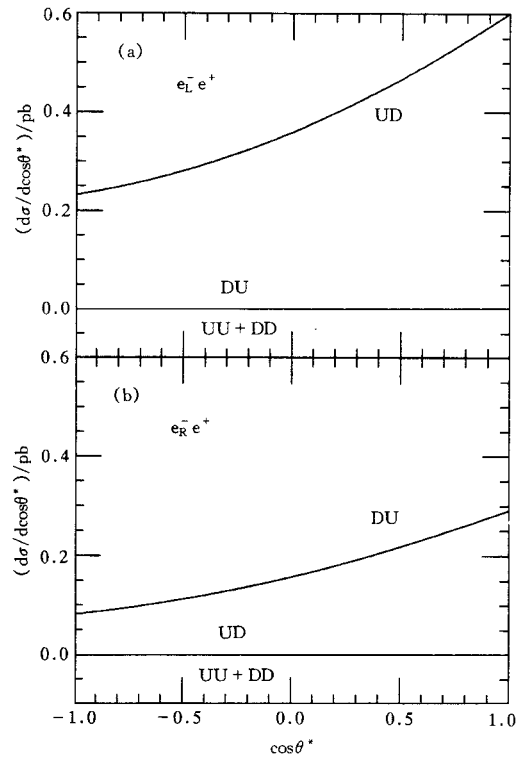


图 8 400GeV 的 e^+e^- 对撞机上, 分别对左手和右手入射电子束, 在非对角基下 (由 $e_L^- e_R^+$ 散射所确定), 按下列自旋组合给出的微分截面随散射角 θ^* 的变化曲线: $t_\uparrow \bar{t}_\downarrow$ (UD), $t_\downarrow \bar{t}_\uparrow$ (DU) 及 $t_\uparrow \bar{t}_\uparrow$ 和 $t_\downarrow \bar{t}_\downarrow$ (UU + DD) 之和

$$Q_z^L(t) = \frac{3 - 4\sin^2\theta_w}{6\cos\theta}, \quad Q_z^R(t) = \frac{-2\sin^2\theta_w}{3\cos\theta}. \quad (30)$$

当 $\cos\xi = \pm 1$ 时, 普遍情形的基就回到我们所熟悉的螺旋度基.

b. 束流方向基 (Beamline basis): 在这种基下, top 夸克的自旋轴指向正电子运动的方向, 而反夸克的自旋轴指向电子运动的方向. 束流方向基与普遍情形基的关系是:

$$\cos\xi = \frac{\cos\theta^* + \beta}{1 + \beta\cos\theta^*}. \quad (31)$$

c. 非对角基 (Off-diagonal basis): 如果我们选择的基使得 $t_\uparrow\bar{t}_\uparrow$ 和 $t_\downarrow\bar{t}_\downarrow$ 状态分量恒等于零, 则得到所谓非对角基, 此时自旋角 ξ 由下式确定:

$$\tan\xi = \frac{(f_{LL} + f_{LR})\sqrt{1 - \beta^2}\sin\theta^*}{f_{LL}(\cos\theta^* + \beta) + f_{LR}(\cos\theta^* - \beta)}, \quad (32)$$

一般来讲, 在 e^+e^- 对撞机上产生的 top 夸克对事例, 其自旋状态有着不同的“拓扑” (topology) 结构. 这种结构对 top 夸克和 Z 玻色子以及光子的耦合是敏感的, 它们决定了 top 夸克和反 top 夸克的极化方向和大小. 任何与标准模型所预言的“拓扑”结构的偏离, 意味着存在 top 夸克与上述规范玻色子之间的反常耦合. 图 7—图 9^[42] 反映了不同基下 top 夸克对产生中微分截面与拓扑结构依赖关系的差异.

3.2 不对称性和宇称破坏

(1) 在 top 夸克对产生中, 我们可用下式

$$A \equiv \frac{\sigma(t_R\bar{t}) - \sigma(t_L\bar{t})}{\sigma(t_R\bar{t}) + \sigma(t_L\bar{t})}, \quad (33)$$

来反映 top 夸克对产生过程中的不对称性或宇称破坏的大小^[43]. 在 Tevatron 或 LHC 上, 左手和右手 top 夸克产生率的不对称性是宇称破坏的一个好的可观测量. 由于在 SM 中, 这个可观测量很小, 故在高精度的 top 夸克对产生的实验中, 它可作为新物理的探针. 在 Tevatron RunII, 测量 A 的精度有可能达到 $\sim 3\%$, 而在 LHC, 它可能达到 $\sim 1\%$.

(2) 在强子对撞机 Tevatron 和 LHC, 对 top 夸克对产生中的宇称破坏情形, 目前已做了系统的计算, 其主要结果如下:

a. Tevatron: 在 MSSM 和 mSUGRA 模型中, 单圈 Yukawa 辐射修正, 单圈 SUSY 电弱辐射修正以及单圈 SUSY-QCD 修正所造成的宇称破坏分别为:

Yukawa 辐射修正: $|A| < 1\%$ ^[43], SUSY 电弱辐射修正 $|A| \leq 1\%$ ^[44], SUSY QCD 修正 $|A| \sim 1\% - 3\%$ ^[45];

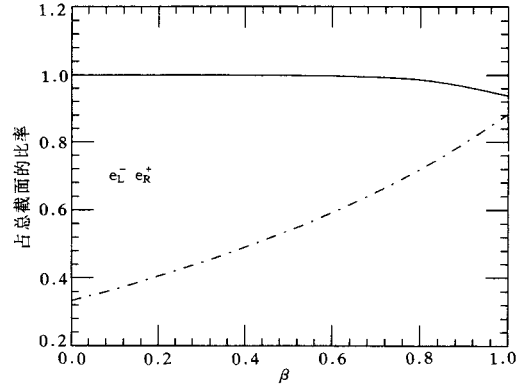


图 9 $e_L^- e_R^+$ 散射中, 在非对角基和螺旋度基下, top 夸克对的主要自旋组合所占比率随 β 的变化曲线. 实线表示非对角基下的比率 $\sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow t_\downarrow \bar{t}_\uparrow) / \sigma_T$, 带点虚线表示螺旋度基下的 $\sigma(e_L^- e_R^+ \rightarrow t_\downarrow \bar{t}_R) / \sigma_T$, σ_T 表示 $e_L^- e_R^+ \rightarrow t\bar{t}$ 的总截面.

b. LHC: 在上述的模型中, SUSY-QCD修正所造成的宇称破坏结果为 $|A| \sim 1.6\%$ ^[46], 此外, 如果存在质量为 1GeV 左右轻的 gluino, 则通过树图过程 $\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}$, 就可引起宇称破坏, 其结果为

$$|A| \sim 0.3\% - 1.1\%$$
^[47].

3.3 top 夸克衰变和产生中的 CP 破坏及可观测量

(1) 关于 top 夸克衰变中 CP 破坏可能的起源^[48, 49]

在 top 夸克衰变中 CP 破坏的起源主要有两种, 它们是

a. 由于终态的相互作用而起源于振幅(至少在单圈水平)的吸收部分(absorptive);

b. 来源于物理过程中所涉及的初态和终态粒子的运动学关联. 例如在 top 夸克的三体半轻衰变中, 用 σ_t 表示 top 夸克的极化矢量, 如果 $\langle \sigma_t \cdot P_c \cdot \times P_b \rangle \neq 0$, 则意味着时间反演变换 T 破坏, 根据 CPT 守恒定理, 可推知 CP 亦破坏. 已有的研究表明, 某些超出标准模型以外的新物理模型中, top 夸克衰变过程确实存在 CP 破坏, 其大小依赖于 top 夸克的产生机制. 在 top 夸克的 QCD 产生机制中, $|\sigma_t| \leq 2\%$, 而在电弱-QCD 产生机制中, $\sigma_t \sim 100\%$ 左手极化.

(2) top 夸克衰变中的 CP 破坏的可观测量

a. 考虑 top 夸克衰变的部分宽度的不对称性^[50]

$$A_{\text{CP}} = \frac{\Gamma(t \rightarrow bW^+) - \Gamma(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-)}{\Gamma(t \rightarrow bW^+) + \Gamma(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-)}, \quad (34)$$

这个可观测量明显地破坏了 CP 对称性. 在 SM 中, 在两圈水平上, 通过三代夸克的味混合, 可诱导非零的 A_{CP} , 但很小, 以致难以观测. 但在 MSSM 中, 通过 SUSY 单圈虚修正, 可诱导较大的 A_{CP} , 最大可达百分之几.

b. 考虑两类 top 夸克的三体衰变^[51], 它们分别发生在树图和圈图水平, A_1 和 A_2 分别代表其振幅. 假定 $|A_1| \gg |A_2|$,

$$A_{\text{CP}} = \frac{\Gamma - \bar{\Gamma}}{\Gamma + \bar{\Gamma}}, \quad (35)$$

可表示 CP 破坏的可观测量. 式中 Γ 的定义为

$$\Gamma = \int |A_1 + A_2|^2 dL, \quad (36)$$

A_{CP} 可近似地表为

$$A_{\text{CP}} \simeq \frac{-2\text{Im}(v_1 v_2^+)}{\Gamma} \int \text{Im} \hat{A}_1 \text{Re} \hat{A}_2 dL \quad (37)$$

其中 $\bar{\Gamma}$ 是 $\bar{t} \rightarrow \bar{b} \bar{c} b, \bar{d} \bar{c} d$ 的宽度, dL 是微分三体相空间, $A_i = v_i \hat{A}_i (i = 1, 2)$, v_i 是 KM 因子. 在一般情形下, A_2 是两项之和, 但实际计算中可只考虑一项的贡献. 在 SM 中, 最大的 CP 破坏来自 $t \rightarrow d \bar{c} d$, A_{CP} 可近似地表为

$$A_{\text{CP}} \sim O(\eta/\lambda^2) \approx 2 \times 10^{-5}, \quad (38)$$

其中 η 是 Wolfenstein 参数, 并取 $m_t = 175\text{GeV}$, $\lambda = 0.22$.

c. 考虑 LHC 上通过 $g\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}$ 和 $W^+ g$ 聚合(fusion)过程产生的 top 夸克, 其衰变为

$t \rightarrow bW^+$. 一般地, 在壳(on-shell)的有效 top 夸克衰变顶点可写为

$$\Gamma^\mu = \frac{-ig}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_b) (\gamma^\mu (f_1^L P_L + f_1^R P_R) - i\sigma^{\mu\nu} k_\nu / m_W (f_2^L P_L + f_2^R P_R)) u(p_t), \quad (39)$$

在树图水平, $f_1^L = 1$, $f_1^R = f_2^{L,R} = 0$. 但在单圈水平上, 特别是对非标准模型, 它们一般不为 0. $\text{Im}(f_1^L f_2^{R*})$ 与 CP 破坏可观测量 $\sigma_t \cdot (\mathbf{p}_b \times \mathbf{p}_c)$ 有关, 其中 σ_t 是 top 夸克在衰变 $t \rightarrow bW^+ \rightarrow e^+ \nu_e b$ 中的极化矢量.

top 夸克的极化密度矩阵定义为

$$\rho_{\lambda\lambda'}^t = 1/2 \begin{bmatrix} 1 + P_\parallel^t & P_\perp^t \exp(i\alpha) \\ P_\perp^t \exp(-i\alpha) & 1 - P_\parallel^t \end{bmatrix}. \quad (40)$$

其中 P_\parallel^t 和 P_\perp^t 是分别对应于与 top 夸克运动方向平行和垂直极化的产生截面的加权平均值 (考虑所有可能产生机制, 如 LHC 的 $gg \rightarrow t\bar{t}$, $W^+ g \rightarrow t\bar{b}$).

CP 破坏可观测量可表为^[52]

$$A_{\text{CP}}^t = P_\parallel^t \frac{\text{Im}(f_1^L f_2^{R*})}{|f_1^L|^2} h(m_t), \quad (41)$$

其中

$$h(m_t) = \frac{3}{8\pi} (m_t^2 - m_W^2)(m_t^2 + 2m_W^2)^{-1}, \quad (42)$$

$$P_\parallel^t \sim -\frac{\sigma_{W^+g}}{\sigma_{t\bar{t}} + \sigma_{W^+g}}. \quad (43)$$

在 CP 破坏的 2HDM 模型中,

$$|A_{\text{CP}}^t|_{\text{max}} \sim 10^{-4}, \quad (m_t = 175\text{GeV}, \tan\beta = 1). \quad (44)$$

3.4 关于 top 夸克对产生中的 CP 破坏可观测量的某些一般性讨论

(1) $t\bar{t}$ 产生的不对称性 (asymmetry)

在 CP 变换下, 有

$$\begin{aligned} t_L \bar{t}_R &\xrightarrow{\text{CP}} t_L \bar{t}_R; \\ t_R \bar{t}_L &\xrightarrow{\text{CP}} t_R \bar{t}_L; \\ t_L \bar{t}_L &\xleftrightarrow{\text{CP}} t_R \bar{t}_R. \end{aligned} \quad (45)$$

因此, 如 $\sigma(t_L \bar{t}_L) \neq \sigma(t_R \bar{t}_R)$, 则 top 夸克对产生中 CP 对称性破坏. 于是可将左手 top 夸克对产生事例和右手 top 夸克对产生事例的差作为 CP 不对称性的一个观察量.

(2) 轻子的不对称性 (lepton asymmetry)^[53, 54]

对于重 top 夸克, 在其衰变中, 所产生的 W^+ 主要是纵向极化的. 由 V-A 型相互作用, b 夸克主要是左手螺旋度的, 故 W_{log}^+ 将沿 top 极化方向产生. 因此 W_{log}^+ 衰变中的轻子 l^+ 亦主要沿该方向产生.

一般情形下, 在 top 夸克静止系, 带电轻子的角分布为 (在树图水平上)

$$\frac{d^2\Gamma}{dE_1 d\cos\psi} = \frac{d\Gamma}{dE_1} \frac{1 + \cos\psi}{2}, \quad (46)$$

其中 ψ 是 top 夸克的自旋指向和轻子动量之间的夹角, $d\Gamma/dE_1$ 是未极化的能量分布. 当 top 夸克加速时, 上式便给出轻子能量和 top 夸克的螺旋度关联. 因此轻子的能谱可用来分析 top 夸克的自旋信息. 下面将进一步阐明在 top 夸克对产生中的 CP 不对称性可直接通过 top 夸克衰变后带电轻子的能谱分布的不对称性而获知. 事实上, 在 $t\bar{t}$ 产生中, 由于 \bar{t}_R 衰变中产生的 W_{\log}^+ 具有较 t_L 衰变中的 W_{\log}^+ 能量高, 故前者产生的反轻子 l^+ 具有的能量较后者高. 同理 \bar{t}_L 衰变中的轻子 l^- 具有的能量较 t_R 衰变中产生的轻子高. 因此在 $t\bar{t}$ 对衰变中, 来自 \bar{t}_L 的轻子具有较来自 t_L 的反轻子的能量高, 而在 $t_R\bar{t}_R$ 对衰变中, 反轻子则具有更高的能量. 故可以通过测量轻子能量分布的不对称性来观测 $[N(t_L\bar{t}_L) - N(t_R\bar{t}_R)]/(\text{all } t\bar{t})$. 另一种 CP 破坏可观测量是方位角分布的不对称性. 即测量反应平面上下方的轻子 l^\pm 事例数差的比率. 这种可观测量与前者类似, 亦是对 CP 破坏的直接观测, 然而为了确定反应平面需要对 top 动量更精确的测量.

(3) 起源于 top 夸克电偶极矩 (EDM) 的 CP 破坏
考虑有效拉氏量

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{SM}} + L_{\text{CP}}, \quad (47)$$

其中 L_{SM} 是标准模型的拉氏量, 而 L_{CP} 是圈图诱导的 CP 破坏作用量, 它可表示为

$$L_{\text{CP}} = ied_t \bar{\psi}_t \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \psi_t F_{\mu\nu}, \quad (48)$$

式中

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (49)$$

这里 d_t 是电偶形状因子, 它是复数的且与动量有关. 于是 $t\bar{t}\gamma$ 和 $t\bar{t}Z$ 耦合顶点可写为

$$\Gamma_\mu^V = C_v^V \gamma_\mu + C_a^V \gamma_\mu \gamma_5 + d_t^V \sigma_{\mu\nu} (p_t + p_{\bar{t}})^{\nu} \gamma_5, \quad (V = \gamma, Z) \quad (50)$$

式中 C_v^V 和 C_a^V 为:

$$C_v^\gamma = 2/3, \quad C_a^\gamma = 0, \quad (51)$$

$$C_v^Z = (1/4 - 2/3x_w)/\sqrt{x_w(1-x_w)}, \quad C_a^Z = -1/4/\sqrt{x_w(1-x_w)}, \quad (52)$$

其中

$$x_w = \sin^2\theta_w. \quad (53)$$

在 $m_e = 0$ 的极限下, d_t 是唯一与 CP 破坏有关的量.

考虑螺旋度振幅 $M(h_e, h_{\bar{e}}, h_l, h_{\bar{l}})$:

$$e_L \bar{e}_R: \begin{cases} M(- + - +) \propto [C_v^\gamma + r_L C_v^Z - \beta r_L C_a^Z](1 + \cos\theta) \\ M(- + + -) \propto [C_v^\gamma + r_L C_v^Z + \beta r_L C_a^Z](1 - \cos\theta) \\ M(- + - -) \propto [2i(C_v^\gamma + r_L C_v^Z) - i/2(d_t^\gamma + r_L d_t^Z)\beta/i](\sin\theta) \\ M(- + + +) \propto [2i(C_v^\gamma + r_L C_v^Z) + i/2(d_t^\gamma + r_L d_t^Z)\beta/i](\sin\theta), \end{cases} \quad (54)$$

其中 θ 是散射角, 以及

$$t = m_l/\sqrt{s}, \quad z = m_z/\sqrt{s}, \quad \beta = \sqrt{1-4t^2}, \quad (55)$$

$$r_L = (1/2 - x_w)/[(1-z^2)\sqrt{x_w(1-x_w)}]. \quad (56)$$

类似地, 可写下入射极化电子对的 $e_R \bar{e}_L$ 的螺旋度散射振幅. 这只需将上式的 r_L 用 r_R 代替就

行了. 其中

$$r_R = -x_w / [(1-z^2)\sqrt{x_w(1-x_w)}]. \quad (57)$$

当 d_t^V “关闭”时, 上述振幅保持 CP 对称性:

$$M(\sigma\bar{\sigma}; \lambda, \bar{\lambda}) = M(-\sigma - \bar{\sigma}; -\lambda, -\bar{\lambda}). \quad (58)$$

3.5 top 夸克对产生中的 CP 破坏

(1) 在 e^+e^- 对撞机^[53-55]

在 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ 过程中, 如上所述, $t_L\bar{t}_L, t_R\bar{t}_R$ 是彼此 CP 共轭的. 因此事例数差

$$\Delta N_{LR} = [N(t_L\bar{t}_L) - N(t_R\bar{t}_R)] / (\text{all } \bar{t}\bar{t}), \quad (59)$$

就是 CP 不对称性的信号. 这个结论也适用于强子对撞机上 $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ 和 $gg \rightarrow t\bar{t}$ 过程. 上述 CP 不对称性, 在实验上可根据 top 夸克衰变的带电轻子能谱的不对称性来测量, 故 CP 破坏可观测量可表为

$$A_{CP} = \frac{d\sigma/dE(l^+) - d\sigma/dE(l^-)}{d\sigma/dE(l^+) + d\sigma/dE(l^-)}. \quad (60)$$

CP 破坏的可观测量的另一种定义是所谓“上-下”不对称性 (up-down asymmetry)^[55]. 定义 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ 的散射平面为 x - z 平面. 令 $N(l^+, \text{up})$ 表示 $t\bar{t}$ 事例中在 x - z 平面上方含有 l^+ 轻子的事例数 (即 $p_y(l^+) > 0$ 的事例数), 则 CP 不对称性可观测量可表为

$$A_{CP} = \frac{[N(l^+, \text{up}) + N(l^-, \text{up})] - [N(l^+, \text{down}) + N(l^-, \text{down})]}{[N(l^+, \text{up}) + N(l^-, \text{up})] + [N(l^+, \text{down}) + N(l^-, \text{down})]}, \quad (61)$$

这种 CP 不对称性不涉及终态相互作用, 起源于衰变过程中方位角的复数结构.

(2) 在强子对撞机 (pp 或 $p\bar{p}$)

在 $t\bar{t}$ 对产生中, CP 破坏的可观测量类似于上面的 e^+e^- 对撞机情形. M. Peskin 等^[54] 的计算表明, 在 Weinberg 的 CP 破坏模型 (两个或多个 Higgs 二重态) 中, $A_{CP} \sim 10^{-3}$. 在强子对撞机上, 为了测量大约 10^{-2} — 10^{-3} 量级的 CP 破坏每年约需 $(10^7$ — $10^8)$ 个 top 夸克对事例.

(3) 强子对撞机上测量 CP 破坏的潜力^[56]:

按 SM 模式, 产生 $m_t = 175\text{GeV}$ 的 $t\bar{t}$ 在 Tevatron Di-TeV ($\sqrt{s} = 4\text{TeV}$) 和 LHC 上, 当积分亮度分别为 $10, 100$ 及 100fb^{-1} 时, 将产生约 $4 \times 10^4, 2.6 \times 10^6$ 及 4×10^7 对 $t\bar{t}$ 事例. 故在 Tevatron 探测 $t\bar{t}$ 对的 CP 破坏是困难的.

(4) 单个 top 夸克产生中的 CP 破坏

在 LHC, 单个 top 夸克主要经 Wg 聚合 (fusion) 过程. 在 SM 中, 按此机制产生的单个 top 夸克几乎 100% 是左手 (longitudinally) 极化的. 对于极化的 top, 可用 $(\mathbf{P}_t^{\text{ab}} \times \mathbf{P}_b)$ 定义衰变平面 ($t \rightarrow bW^+ \rightarrow bl^+ \nu$). 定义不对称性为^[56]

$$A_{io} = \frac{N(l^+ \text{ out of the decay plane}) - N(l^+ \text{ into of the decay plane})}{N(l^+ \text{ out of the decay plane}) + N(l^+ \text{ into of the decay plane})}, \quad (62)$$

如 $A_{io} \neq 0$, 则 T 反演不守恒, 因而 CP 破坏.

在 Tevatron, 由于 $p\bar{p}$ 散射是 CP 变换的本征态, 故过程 $p\bar{p} \rightarrow tX, p\bar{p} \rightarrow t\bar{X}$ 的产生率之差就是 CP 破坏的信号^[57].

$$A_t = \frac{\sigma(\bar{p}\bar{p} \rightarrow tX) - \sigma(\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{t}X)}{\sigma(\bar{p}\bar{p} \rightarrow tX) + \sigma(\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{t}X)}, \quad (63)$$

由于 $\bar{p}\bar{p} \rightarrow tX$ 和 $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{t}X$ 的产生率分别正比于 $t \rightarrow bW^+$ 和 $\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-$ 衰变率. 于是

$$A_t = A_{CP}(\text{top 夸克衰变中的 CP 破坏}). \quad (64)$$

目前只有很少几个模型的 A_{CP} 被研究过. 例如 SUSY 模型, 其中 CP 破坏相存在于左手和右手的 stop 系统之中, 取决于模型参数, 这里 CP 破坏最大可达到百分之几^[57].

(5) 已有的研究表明^[56], 在 $t\bar{t}$ 对或单个 top 产生过程中, 探测 CP 破坏无论在 e^+e^- 或强子对撞机上, 一般而言, 具有大的 CP 破坏机制的模型预言了约 10^{-3} — 10^{-2} 量级的 CP 破坏, 考虑到探测器的效率, 它们要求大约 10^8 — 10^7 个 top 夸克事例. 因此, 即使在 LHC, 小于 10^{-3} 的 CP 破坏是难以观测到的. 对于单个 top 夸克产生中的 CP 破坏, $\bar{p}\bar{p}$ 对撞机, 例如 Tevatron 提供了唯一的测量 CP 不对称性的机会, 由于它只需计算单个 t 和单个 \bar{t} 产生率的差.

4 结束语

top 夸克物理刚刚揭开序幕, 在未来的 Tevatron、LHC、NLC 以及拟议中的 $\mu^+\mu^-$ 对撞机上, 将展现其丰富的内涵. top 夸克的大质量因而其极化行为, 容许我们在理论上对其有关过程和各種分立对称性的可观测量做电弱和强作用的精确微扰计算以及新物理的量子修正; 对于实验的挑战则是要与这些精确计算相匹配并力求超越其理论预言的精度, 从而以最大可能的灵敏度来检验标准模型.

假定 top 的特性就是由 SM 所预言的那样, 有可能是一个错误. 很可能 top 夸克是某种形式的“外来品”, 并将由此给我们以超出 SM 以外新物理的最初一瞥.

感谢朱守华博士打印了本文.

参 考 文 献

- 1 Abe F et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:2626
- 2 Abachi S et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett., 1995, **74**:2632
- 3 Li C S, Oakes R J, Yuan T C. Phys. Rev., 1991, **D43**, 3759; Liu J Yao Y P. Int. J. Mod. Phys., 1991, **A6**:4925
- 4 Denner A, Sack T. Nucl. Phys., 1991, **B358**:46; Eilam G, Mendel R, Migneron R et al. Phys. Lett., 1991, **66**:3105
- 5 Li C S, Yang J M, Hu B Q. Phys. Rev., 1993, **D48**:5425
- 6 Dabelstein A, Hollik W, Junger C. Preprint, KA-THEP-1-1995, UAB-FT-357
- 7 Yang J M, Li C S. Phys. Lett., 1994, **B320**:117
- 8 Mehen T. Phys. Lett., 1998, **B417**:353
- 9 Czarnecki A, Melnikov K. hep-ph/9806244
- 10 Vejcek S. The CDF Collaboration, Fermilab-Conf-97-249-E
- 11 Li Q Z. The D0 Collaboration, Fermilab-Conf-97-229-E
- 12 Quigg C. Fermilab-Conf-98/059-229-T, hep-ph/9802320

- 13 Willenbrock S. hep-ph/9608418
- 14 Peskin M E. Preprint, SLAC-PUB-5798(1992); Zerwas P M. Preprint, DESY 94-001(1994); Accomando E et al. Preprint, DESY 97-100(1997)
- 15 Parke S. Fermilab-Conf-97/335-T.
- 16 Laenen E, Smith J, Neerven W. Nucl. Phys., 1992, **B369**:543; Phys. Lett., 1994, **B321**:254
- 17 Berger E, Contopanagos H. Phys. Lett., 1995, **B361**:115; Phys. Rev., 1996, **D54**:3085; Preprint, ANL-HEP-PR-97-01, hep-ph/970626
- 18 Catani S, Mangano M, Nason P et al. Phys. Lett., 1996, **B378**:329; Nucl. Phys., 1996, **B478**:273
- 19 Li C S, Hu B Q, Yang J M et al. Phys. Rev., 1995, **D52**:5014; Phys. Rev., 1996, **D53**:E4112; Li C S, Zhou H Y, Zhu Y L et al. Phys. Lett., 1996, **B379**:135
- 20 Yang J M, Li C S. Phys. Rev., 1995, **D52**:1541; Yang J M, Li C S. Phys. Rev., 1996, **D54**:4380
- 21 Zhou H Y, Li C S. Phys. Rev., 1997, **D55**:4421
- 22 Zhou H Y, Li C S, Kuang Y P. Phys. Rev., 1997, **D55**:4412; Zhou H Y, Li C S. Commun. Theor. Phys., 1998, **30**:3
- 23 Stelzer T, Willenbrock S. Phys. Lett., 1995, **B357**:125; Cortese S, Petronzio R. Phys. Lett., 1991, **B253**:494
- 24 Dawson S. Nucl. Phys., 1985, **B249**:42; Dawson S, Willenbrock S. Nucl. Phys., 1987, **B284**:449; Willenbrock S, Dicus D. Phys. Rev., 1986, **D34**:155; Yuan C P. Phys. Rev., 1990, **D41**:42
- 25 Smith M C, Willenbrock S. hep-ph/9604223
- 26 Li C S, Oakes R J, Yang J M. Phys. Rev., 1997, **D55**:1672
- 27 Li C S, Oakes R J, Yang J M. Phys. Rev., 1997, **D55**:5780
- 28 Li C S, Oakes R J, Yang J M et al. Phys. Rev., 1998, **D57**:2009
- 29 Eichten E, Lane K. Phys. Lett., 1994, **B327**:129
- 30 Hill C T, Parke S. Phys. Rev., 1994, **D49**:4454; Hill C T. Phys. Lett., 1995, **B345**:983
- 31 Amidei D, Brock C. Report of TeV 2000 Study Group on Future Eletroweak Physics at the Tevatron, 1995, and references therein.
- 32 Buchmuller W, Gronau M. Phys. Lett., 1989, **B220**:641; Diaz-Cruz J L et al. Phys. Rev., 1990, **D41**:891
- 33 Eilam W et al. Phys. Rev., 1991, **D44**:1473
- 34 Han T, Pecci R D, Zhang X. Nucl. Phys., 1995, **B454**:527
- 35 Li C S, Oakes R J, Yang J M. Phys. Rev., 1997, **D49**:293
- 36 Yang J M, Li C S. Phys. Rev., 1994, **D49**:3412
- 37 Li C S, Yuan C P. Phys. Rev., 1990, **D42**:3088; Phys. Rev., 1993, **D47**:E2556; Li C S, Wei Y S, Yang J M. Phys. Lett., 1992, **B285**:137
- 38 Li C S, Hu B Q, Yang J M. Phys. Rev., 1993, **D47**:2865
- 39 Hu B Q, Li C S, Yang J M. J. Phys., 1993, **G19**:L183
- 40 Konig H. Phys. Rev., 1994, **D50**:3310
- 41 Li C S, Oakes R J, Yang J M. Phys. Rev., 1996, **D54**:6883
- 42 Parke S, Shadmi Y. hep-ph/9606419
- 43 Kao C. Phys. Lett., 1995, **B348**:155; Kao C, Ladinsky, Yuan C-P, Preprint, FSU-HEP-930508
- 44 Li C S, Oakes R J, Yang J M et al. Phys. Lett., 1997, **B298**
- 45 Li C S, Yuan C-P, Zhou H Y. Phys. Lett., 1998, **B424**:76
- 46 Li C S, Yuan C-P, Zhou H Y. to be published
- 47 Li C S, Nadolsky P, Yuan C-P et al. to appear in Phys. Rev., **D**
- 48 Kane G L, Ladinsky G A, Yuan C-P. Phys. Rev., 1992, **D45**:124; Yuan C-P. Phys. Rev., 1992, **D45**:782
- 49 Ma J P, Brandenburg A. Z. Phys., 1992, **C56**:97
- 50 Christova E, Fabbrichesi M. Phys. Lett., 1994, **B320**:299

-
- 51 Eilam G, Hewett J L, Soni A. Phys. Rev., Lett., 1991; **67**:1979
52 Grzadowski B, Gunion J F. Phys. Lett., 1992, **B287**:237
53 Ladinsky G A, Yuan C-P. Phys. Rev., 1994, **D49**:4415
54 Schmidt C, Peskin M E. Phys. Rev. Lett., 1992, **69**:410
55 Chang D, Keung W-Y, Phillips I. Nucl. Phys., 1993, **B408**:286
56 Yuan C-P, M Phys. Lett., 1995, **A10**:627
57 Atwood D, Bar-Shalom S, Eilam G et al. Phys. Rev., 1996, **D54**:5412

Top Physics Status and Outlook *

Li Chongsheng

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract We briefly review the status of the top quark physics and summarize the potential of various measurements in experiments at future colliders associated with the productions and/or decays of the top quarks.

Key words top quark, decay, productions, polarization, radiative correction, new physics

Received 14 September 1998

* Supported by the National Climb Plan and the National Natural Science Foundation of China