

## 摘 要

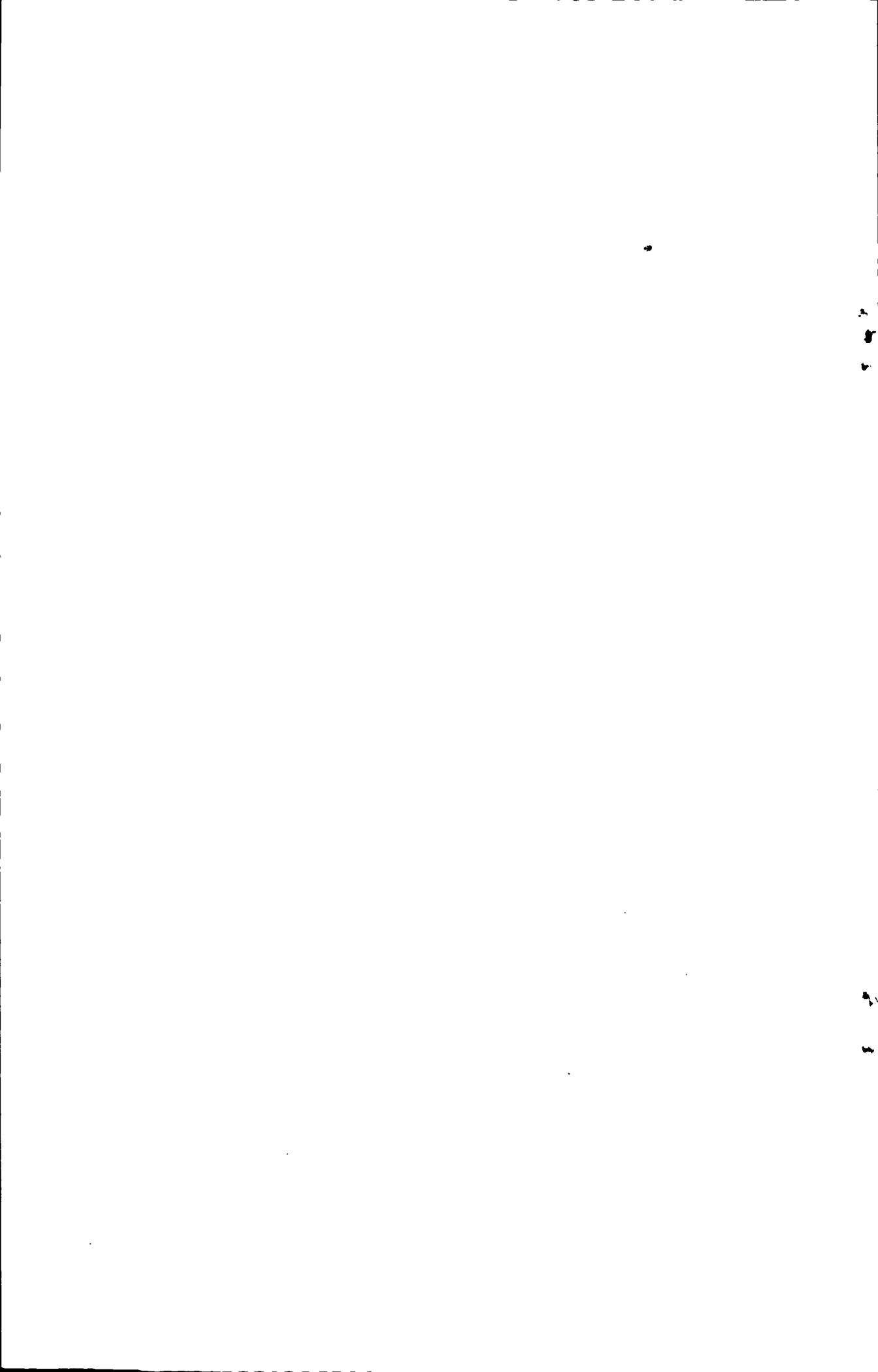
粒子物理的标准模型 (SM) 取得的成就已经有目共睹, 在过去的几十年中, 许多电弱精确测量值与标准模型的理论预言惊人的吻合。其中, 关于玻色子  $Z$  的电弱精确实验蕴含着非常丰富的物理信息, 是检验标准模型的理想场所, 因此在这方面各家实验组一时呈现群雄逐鹿之势。

但标准模型并非完美无瑕, 对一些根本性问题没有给出令人满意的解释, 个别理论预言与实验尚存在较大的偏差, 特别是理论预言的黑格斯粒子在实验上一直没有找到, 成为标准模型的一块心病。尽管这些问题有可能来自于实验测量, 但很多人相信应该在超出标准模型的新物理, 并在此基础上对相关问题进行了很多有意义的探索。在众多的新物理模型中, 带有 T 宇称的最小黑格斯模型 (LHT) 是最受欢迎的模型之一。

$Z \rightarrow b\bar{b}$  过程的分支比  $R_b$  和非极化前后不对称因子  $A_{FB}^b$  是两个重要的参量, 它们的电弱精确测量对检验标准模型有着重要的意义。目前,  $R_b$  的标准模型预言和实验测量的偏差已经比较小, 然而  $A_{FB}^b$  以及  $Zb\bar{b}$  耦合系数的标准模型预言和实验测量的偏差仍比较大。理论和实验的偏离给了新物理施展才华的空间, 同时也给了它们应有的活动范围。

本文在 LHT 模型下研究了 T 宇称为奇的新粒子对  $Zb\bar{b}$  耦合系数的修正以及对分支比  $R_b$  和非极化前后不对称因子  $A_{FB}^b$  的贡献, 我们发现新粒子对  $Zb\bar{b}$  耦合系数的修正很小, 实验和理论的偏离没有得到实质性的改善,  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  的电弱精确测量值只能给 T 宇称为奇的费米子质量一个允许的取值范围。

关键词: LHT 模型, 镜像夸克, 耦合系数,  $R_b$ ,  $A_{FB}^b$



## ABSTRACT

The achievements that the Standard Model (SM) of particle physics has made are for all to see. In the past few decades, most of the electroweak precision tests (EWPT) matched the Standard Model amazingly. Among them, the precision electroweak measurements of the Z boson contain a very rich physical information, which is an ideal place to test the Standard Model, so that many experimental groups show the crowded situation just as warlords fight for the throne.

However, the Standard Model is not perfect, there are some flaws still in the theory: there is a large deviation between individual theoretical prediction and experimental value; it has not given a satisfactory explanation on some fundamental issues, especially the Higgs boson that the theory predicts has not been found in the experiment, which has become a heart disease of the Standard Model. Although these problems may come from the experimental measurements, many people believe that there should be new physics beyond the Standard Model and many significative explorations on these issues have been done. Among these new physics models, the Littlest Higgs Model with T-parity (LHT) is one of the most popular models.

The branching ratio  $R_b$  and the unpolarized forward-backward asymmetry  $A_{FB}^b$  of the decay  $Z \rightarrow b\bar{b}$  are two important parameters, whose precision electroweak measurements are very important for us to test the SM. Nowadays, the deviation between the SM prediction and the precision experimental value of  $R_b$  has been relatively small, but the deviation between the SM prediction and the precision experimental value of  $A_{FB}^b$  and the  $Zb\bar{b}$  couplings have been still relatively large. The deviation between the theory and the experiment gives the new physics (NP) space to display their talent, meanwhile, gives them an allowed region of activity.

In the framework of the Littlest Higgs Model with T-parity (LHT), we study the contributions of the T-odd particles to the  $Zb\bar{b}$  couplings, the branching ratio  $R_b$  and the unpolarized forward-backward asymmetry  $A_{FB}^b$ . We find that the contribution to the  $Zb\bar{b}$  couplings is relatively small so that the deviations between the experimental and the theoretical have not been improved substantially and the

precision measurement value of  $R_b$  and  $A_{FB}^b$  can only give an allowed region on the masses of T-odd fermions.

**KEY WORDS:** LHT model, mirror quark, coupling coefficient,  $R_b, A_{FB}^b$

# 目 录

摘 要 .....	I
ABSTRACT .....	III
目 录 .....	V
第一章 引 言 .....	1
第二章 标准模型和 LHT 模型介绍 .....	3
2.1 标准模型简介 .....	3
2.1.1 引言 .....	3
2.1.2 标准模型结构 .....	4
2.2 LHT 模型简介 .....	6
2.2.1 引言 .....	6
2.2.2 LHT 模型结构 .....	8
第三章 关于 Z 的电弱精确物理 .....	17
3.1 Z-pole 实验的可观测量 .....	18
3.2 实验结果 .....	18
3.3 结论和总结 .....	27
第四章 LHT 模型对 $Zb\bar{b}$ 耦合贡献的研究 .....	29
4.1 引言 .....	29
4.2 LHT 模型对 $Zb\bar{b}$ 耦合的单圈修正 .....	29
4.3 电弱精确测量 $R_b$ 和 $A_{FB}^b$ 对 LHT 模型中镜像夸克质量的限制 .....	30
4.4 LHT 模型对 $Zb\bar{b}$ 耦合系数的修正 .....	33
4.5 结果与讨论 .....	34
第五章 总结与展望 .....	45
附录 A: 重整化顶角 $\hat{\Gamma}_{Zb\bar{b}}^\mu$ 的表达式 .....	47
附录 B: $\delta_{g_{L,R}}^{LHT}$ 的详细表达式 .....	49
参 考 文 献 .....	53

致 谢 .....	57
攻读学位期间发表的学术论文目录 .....	59
独 创 性 声 明 .....	61

## 第一章 引言

多年来人们把物质世界运动变化多样性的根源归结为自然界存在四种基本的相互作用：强相互作用，电磁相互作用，弱相互作用和引力相互作用。人们早就想把这四种相互作用统一起来，为此进行了多方面的努力并取得了重大进展。其中，粒子物理的标准模型<sup>[1,2,3]</sup>便是这一过程中产生的重大成果，它描述了目前为止发现的与强、电磁、弱三种相互作用有关的所有物理现象，并且得到越来越精确的实验检验。标准模型已经具备了坚实的理论与实验基础，它是唯一一种能够兼顾现代物理学的两大支柱——相对论和量子力学的理论模式。

标准模型虽然已经取得了巨大的成功，但是物理学家相信标准模型不可能是一个最终的理论，而只不过是那个最终理论在低能标时的有效理论。首先，模型中包含了 19 个未知参数，这些参数不能从理论计算中得出，而必须由实验决定。其次，理论所预测的 Higgs 玻色子到目前为止仍未被发现，且标准模型的 Higgs 部分具有平庸性和不自然性问题<sup>[4]</sup>。弱电对称破缺还没有满意的解释。再次，理论未能描述引力相互作用，还不是四种基本相互作用的真正统一。最后，标准模型的部分预测和电弱精确测量（EWPT）数据仍有较大的偏差。

由于标准模型存在上述这些问题，人们认为在超出某一特定能标  $\Lambda$  以上，应该存在超出标准模型的物理理论，统称新物理（NP）。理论研究表明，电弱对称性破缺机制在 TeV 能区一定能够被探测到，很可能在此能区发现新物理，现在和未来运行的高能对撞机将对这些理论进行检验。

由于电弱对称性破缺机制与了解粒子质量的起源问题相关，所以探测与电弱对称性破缺机制有关的新物理是当前粒子物理领域很有兴趣和重要的研究课题。目前，在 TeV 能区，超出标准模型的新物理的重要候选者主要有超对称模型（SUSY）、动力学破缺模型（TC）、额外维物理模型以及小黑格斯模型（Little Higgs）<sup>[6]</sup>等等。对电弱对称性破缺机制的探索可以直接在 TeV 能区检验具体新物理模型，探讨这些模型是否是解释电弱对称性破缺的正确理论。为了解决标准模型的其他问题，人们又对标准模型进行扩展，发展了所谓的大统一理论，如 SU(5)、SO(10)、E(6) 大统一模型和超弦模型等等。

研究超出标准模型的新物理的主要动机之一是解决电弱能标和 Planck 能标之间的

等级问题和精细调节问题。目前这些新物理模型都犹待闺中，刚刚开始运行的 LHC 和将来的对撞机实验可能会告诉我们花落谁家。

LHT 模型是众多新物理模型中的后起之秀，它把 Higgs 粒子构造成赝 Goldstone 粒子，并引入 T 宇称克服了原有模型的困难，在一定程度上解决了等级问题和精细调节问题。模型还预言了众多的新粒子：新的费米子，新的规范粒子，新的标量粒子。新粒子会在圈图阶对电弱精确测量量产生贡献。

$R_b$  对新物理非常敏感，实验的精确测量值能给新物理以很强的限制。最新的电弱测量数据表明， $R_b = 0.21629 \pm 0.00066$ ，标准模型的理论预言值与实验测量值还有  $0.7\sigma$  的偏差，尽管这个偏离已经比较小，然而其左右手耦合系数和矢量-轴矢量耦合系数的实验测量值与标准模型的预言值却有较大的偏离。另外  $A_{FB}^b = 0.0992 \pm 0.0016$ ，标准模型的理论预言值与实验测量值还有  $2.9\sigma$  的偏差<sup>[6]</sup>。这些偏离的一种可能的解释就是存在超出标准模型的新物理。对这个问题的讨论在很多新物理模型下已经有人在做，并且已经给出一些有意义的结果。在 LHT 中，有新镜像夸克和规范玻色子的耦合，它们能给  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  提供贡献，这些新粒子的贡献有可能解释实验和理论预言的偏差，也可以通过实验的精确测量值给出模型自由参数的取值范围。

本文的结构安排如下：第二章简述了标准模型并详细介绍了 LHT 模型的基本思想；第三章介绍了关于 Z 的电弱精确物理；第四章是工作部分，在 LHT 模型下计算了新粒子对  $Zb\bar{b}$  耦合系数的单圈修正以及对  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  的影响，然后给出相关的关系曲线和镜像费米子质量的允许取值范围，并对结果进行了讨论；第五章对全文进行了总结和展望。

## 第二章 标准模型和 LHT 模型介绍

### 2.1 标准模型简介

#### 2.1.1 引言

电磁相互作用和弱相互作用有很多相似之处,人们希望有一个简洁的理论统一描述这两种相互作用。当对称性自发破缺的 Higgs 机制<sup>[6]</sup>一箭双雕的解决了杨-米尔斯 (Yang-Mills) 非阿贝尔规范理论<sup>[7]</sup>和戈德斯通 (Goldstone) 定理<sup>[22]</sup>的难题后,为电弱统一理论的建立提供了必要的理论准备。

电弱统一理论的建立凝聚了多位物理学家的智慧。格拉肖 (Glashow) 在 1961 年首先提出了  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  电弱统一理论模型<sup>[1]</sup>; 随后,在 1967 年和 1968 年温伯格 (Weinberg)<sup>[2]</sup>和萨拉姆 (Salam)<sup>[3]</sup>将这个理论建立在杨-米尔斯规范理论基础之上,并引入电弱对称性自发破缺的 Higgs 机制,使中间矢量玻色子获得了质量,从而使该理论成为一个自洽的、完整的理论; 1971 年和 1972 年,特霍夫特 ('t Hooft) 和维特曼 (Veltman)<sup>[9]</sup>证明了无论规范对称性是否自发破缺,非阿贝尔规范理论都是可重整化的,温伯格-萨拉姆模型开始在国际上受到重视; 然而在将此理论推广到包含夸克和强子时,遇到了如何保证奇异数改变 ( $\Delta S = \pm 1$ ) 的弱中性流不出现这一难题; 1970 年,格拉肖等人提出了 GIM 机制<sup>[10]</sup>,引进粲 (charm) 夸克,成功的解决了夸克混合问题,同时轻子和强子的  $\gamma_s$  三角图发散 (即 Adler 反常) 也能正好抵消; 1973 年,小林 (Kobayashi) 和益川 (Maskawa) 又将两代夸克的混合推广到了三代夸克的情形,给出了有名的 CKM (Cabibbo Kobayashi-Maskawa) 混合矩阵<sup>[11]</sup>。至此,  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  电弱统一模型成功建立起来了。这些做出了重大贡献的物理学家们都先后获得了诺贝尔物理学奖的殊荣,他们的名字将永镌史册。

强相互作用理论是粒子物理学中长期试图解决的重要课题之一。经历了几十年的发展,人们逐渐认识到:量子色动力学 (Quantum Chromodynamics 或 QCD<sup>[12]</sup>) 是描述强相互作用理论最好的候选者。该理论描述夸克和胶子之间的相互作用,是可重整化的非阿贝尔的  $SU(3)_C$  规范理论,并且具有渐进自由性<sup>[13]</sup>,即夸克和胶子之间的耦合常数  $\alpha_s(Q^2)$

随着动量的增加而对数型减少。

现在人们一般把  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  电弱统一理论模型和  $SU(3)_C$  量子色动力学统称为粒子物理的标准模型，它是迄今为止公认的描述弱、电、强三种基本相互作用的理论。

### 2.1.2 标准模型结构

标准模型的规范群为  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ，包含规范场、费米子场和 Higgs 场三个部分：

#### 1. 规范场部分

这部分中的粒子有胶子  $g_a$ ，还有分别属于  $SU(2)_L$  场和  $U(1)_Y$  场的规范玻色子  $W_\mu^i (i=1,2,3)$  和  $B_\mu$ ，它们的存在已经被实验证实。这部分共包含 5 个自由参量，即三个规范群的耦合常数  $g_s, g, g'$  (或 QCD 的  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ ，电弱精细结构常数  $\alpha$  及 Weinberg 角  $\theta_w$ ) 以及  $SU(3)_C$  和  $SU(2)_L$  中  $\theta$ -真空的两个  $\theta$  参量。。

#### 2. 费米子场部分

目前实验表明至少应有三代轻子和夸克，且标准模型是左右不对称的，左手和右手费米子有不同的量子数(这里中微子只有左手的)

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e_R^-, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \mu_R^-, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \tau_R^- \\ \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, c_R, s_R, \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, t_R, b_R \quad (2-1)$$

其中  $d', s', b'$  是经 CKM 矩阵组合后的场：

$$d'_i = \sum V_{ij} d_j \quad (2-2)$$

上式中的  $V$  即为 CKM 混合矩阵

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2-3)$$

这部分包含的自由参量就是 CKM 矩阵中的 9 个独立参量，对 CKM 矩阵进行参数化，且保持其么正性，独立参量的个数为 4 (即三个混合角和一个 CP 破坏的相角)：

$$V^\dagger V = VV^\dagger = 1 \quad (2-4)$$

## 3. Higgs 场部分

为了产生  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  对称性的自发破缺, 使费米子和规范玻色子获得质量, 在最小标准模型中引入了 Higgs 标量场, Higgs 部分由一个超荷  $Y=1$  的  $SU(2)$  复二重态构成

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ v + \frac{1}{\sqrt{2}}(H(x) + i\phi^0(x)) \end{pmatrix} \quad (2-5)$$

其中,  $\phi^\pm$  和  $\phi^0$  是非物理的自由度, 可以通过么正规范加以消除.  $H(x)$  为物理的 Higgs 标量场, 包含与规范场相互作用的 Higgs 场拉氏量.

标准模型的规范场拉氏量为:

$$L_G = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + L_{GF} + L_{FPG} \quad (2-6)$$

其中  $W_{\mu\nu}^i$ ,  $B_{\mu\nu}$  为场强张量,

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned} \quad (2-7)$$

而  $L_{GF}$  和  $L_{FPG}$  分别为规范固定项和 Faddeev-Popov 鬼项.

汤川 (Yukawa) 耦合部分拉氏量为:

$$L_Y = y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \tilde{\phi} + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta \phi + y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta \phi + h.c. \quad (2-8)$$

其中

$$\begin{aligned} D_\mu Q_\alpha &= \left( \partial_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W_\mu^i - i\frac{g'}{6}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^\alpha G_\mu^\alpha \right) Q_\alpha, \\ D_\mu U_\alpha &= \left( \partial_\mu - i\frac{2g'}{3}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^\alpha G_\mu^\alpha \right) U_\alpha, \\ D_\mu U_\alpha &= \left( \partial_\mu + i\frac{g'}{3}B_\mu - i\frac{g_s}{2}\lambda^\alpha G_\mu^\alpha \right) U_\alpha, \\ D_\mu L_\alpha &= \left( \partial_\mu + i\frac{g'}{2}B_\mu - i\frac{g}{2}\tau^i W_\mu^i \right) L_\alpha, \\ D_\mu E_\alpha &= (\partial_\mu + ig'B_\mu) E_\alpha. \end{aligned} \quad (2-9)$$

Higgs 部分拉氏量为:

$$L_H = (D_\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi) = (D_\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \frac{\lambda}{2} \phi^\dagger \phi \quad (2-10)$$

明显的质量项会破坏  $SU(2)_L$  的对称性，破坏标准模型的可重整性，所以标准模型的拉氏量中不包含明显的质量项。

## 2.2 LHT 模型简介

### 2.2.1 引言

标准模型虽然已经取得了许多骄人的成绩，但仍存在着等级 (Hierarchy) 问题和精细调节问题。产生等级问题，是因为 Higgs 粒子的质量在单圈阶存在紫外平方发散<sup>[14]</sup>，其中最大贡献主要来自 top 夸克、电弱规范玻色子和 Higgs 粒子本身。如图 2-1 所示

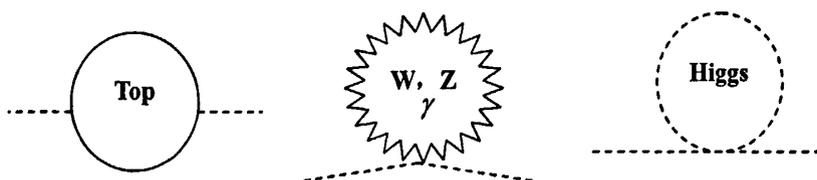


图 2-1 标准模型中 Higgs 粒子质量的辐射修正的几个主要来源

若我们将紫外截断动量取为  $\Lambda = 10\text{TeV}$ ，则 top 夸克圈产生的贡献为<sup>[36]</sup>：

$$-\frac{3}{8\pi^2} \lambda_t^2 \Lambda^2 \sim -(2\text{TeV})^2 \quad (2-11)$$

规范玻色子圈产生的贡献为

$$\frac{9}{64\pi^2} g^2 \Lambda^2 \sim (700\text{GeV})^2 \quad (2-12)$$

Higgs 圈产生的贡献为：

$$\frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 \sim (500\text{GeV})^2 \quad (2-13)$$

所以在单圈阶，Higgs 粒子的物理总质量近似等于

$$M_h^2 \approx m_{tree}^2 - (100 - 10 - 5)(200\text{GeV})^2 \quad (2-14)$$

为了得到一个质量为几百个 GeV 的 Higgs 粒子，需要对标准模型中的参数做百分之一量级的调节，如图 2-2，这就是所谓的等级问题。如果把紫外截断的能标提高到 Plank 能标，那么需要做的调节就更加精细了。所以等级问题，就是从电弱破缺能标到新物理能标的过渡问题，而标准模型要求的电弱破缺标度比较严格，这就显得理论不够自然。

大多数人都认为这是在 TeV 能标附近会出现新物理的一个信号。

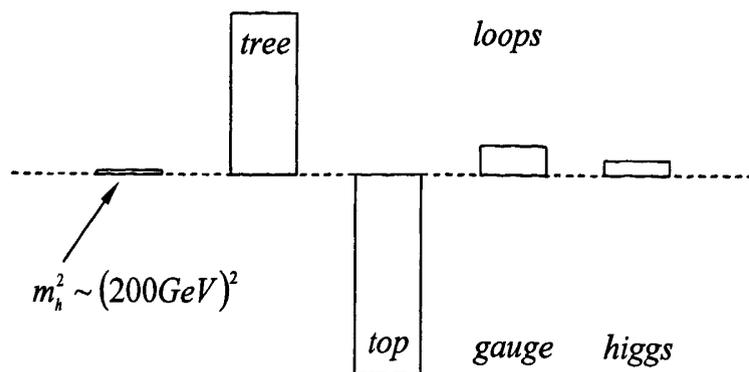


图 2-2 标准模型中关于 Higgs 质量的精细调节

为了比较自然地得到一个稳定的、轻的 Higgs 粒子质量，人们对标准模型进行了各种扩充。在 SUSY 中，保留了基本 Higgs 场的特性并为所有的粒子引入了超对称伙伴，用 Higgs 玻色子对应的超对称伙伴的贡献来抵消 Higgs 场自能的平方发散，从而避免了不自然性问题。在 TC 中，不引入基本的 Higgs 场而引入新的渐近自由的强相互作用和具有强相互作用的新费米子，借助于这种费米子的真空凝聚  $\langle \bar{\Psi}\Psi \rangle \neq 0$ ，动力学的破缺电弱规范对称性，从而完全避免了平庸性和不自然性问题。额外维理论则另辟蹊径，在超出四维的时空中研究并解决相应的问题。Little Higgs 模型是比较新的一类方案。

在 20 世纪七十年代，为了保持 Higgs 粒子的小质量，人们希望把它构造成为一个赝 Goldstone 粒子。Georig 和 Kaplan 于八十年代构造了一个这样的模型，但是不能完全实现自然地稳定 Higgs 粒子质量的目的。从 2001 年开始，受“Dimensional (De)Construction”工作的启发，人们建立了 Little Higgs 模型，该模型引进了“协同对称破缺”机制，将 Higgs 粒子构造成为赝 Goldstone 粒子，让它的质量在单圈阶避免受到规范玻色子和重的费米子引起的二次发散影响。

Little Higgs 模型引入相同自旋的新粒子抵消了标准模型中相应粒子对 Higgs 质量所带来的单圈二次发散：即引入重的规范玻色子来抵消电弱规范玻色子的圈图发散，引入重的类矢 T 夸克来抵消 top 夸克的发散，引入重的标量场来抵消 Higgs 粒子自耦合的发散，从而解决了不自然性问题。总之，Little Higgs 模型是对标准模型弱电部分的一种扩展，它在 TeV 能区引入了新的重粒子，可以消除标准模型中 Higgs 粒子在单圈阶的发散，从而稳定了 Higgs 粒子的质量，部分的解决了规范等级问题。

后来，人们建立了最简单的 Little Higgs 模型，即 Littlest Higgs (LH) 模型<sup>[15]</sup>，

它是对标准模型的最小扩充。然而，LH 模型受到电弱精确检验实验的严格限制<sup>[16]</sup>，最主要的限制来自交换重的规范玻色子对电弱精确测量量在树图阶产生的修正，另外，引入的复三重态标量场的非零真空期望值（VEV）将破坏 SM 的 Higgs 势的 SU(2) 对称性<sup>[35]</sup>。这就要求新粒子的质量标度比 TeV 高得多，并因此再次引入 Higgs 势的精细调节。为了解决上述问题，与在超对称中引入 R 宇称类似，人们又在 LH 模型中引入了一个称为 T 宇称<sup>[17, 18, 19, 20]</sup> 的分离对称性，并把这种模型称为 LHT 模型。标准模型中的所有粒子的 T 宇称是偶的，LHT 中引入的新粒子（除  $T^+$  外）的 T 宇称是奇的，因此，LHT 模型避免了树图阶的修正，同时弱三重态标量场的真空期望值也被禁戒，从而大大减少了来自电弱精确测量的限制，避免了精细调节<sup>[21]</sup>。

### 2.2.2 LHT 模型结构

我们先给出 LH 模型的整体结构，如图 2-3 所示，然后在此基础上来研究 LHT 模型。

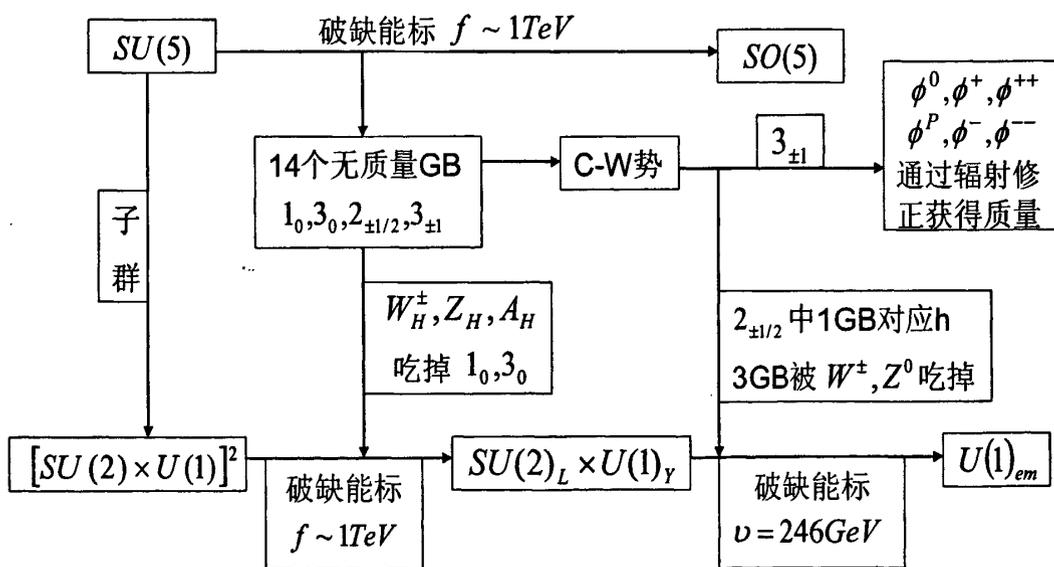


图 2-3 LH 模型结构

LHT 模型的整体结构在规范场部分与 LH 模型相近，为保持 T 宇称守恒，在 LHT 模型中又引入了镜像费米子。

#### 1. 规范场和标量场部分

LH 模型建立在  $SU(5)/SO(5)$  的非线性  $\sigma$  模型基础之上，一个  $SU(5)$  的对称张量  $\Sigma$  的动能相为

$$L = \frac{f^2}{8} \text{tr} \left[ (\partial_\mu \Sigma)^\dagger (\partial_\mu \Sigma) \right] \quad (2-15)$$

$\Sigma$  场的协变偏导为

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i \sum_j [g_j W_j^a (Q_j^a \Sigma + \Sigma Q_j^{aT}) + g'_j B_j (Y_j \Sigma + \Sigma Y_j^T)], \quad (2-16)$$

其中  $j=1,2$ 。  $g_j$ 、  $g'_j$  为规范耦合常数，  $W_j$  和  $B_j$  分别是  $SU(2)_j$  和  $U(1)_j$  对应的规范场，  $Q_j^a$  和  $Y_j$  为规范群的生成元。

$\Sigma$  场按照  $SU(5)$  张量变换  $\Sigma \rightarrow V \Sigma V^T$  变换， 选取其非零的真空期望值为：

$$\Sigma_0 \equiv \langle \Sigma \rangle = \begin{pmatrix} & & & & 1_{2 \times 2} \\ & & & & \\ & & 1 & & \\ & & & & \\ 1_{2 \times 2} & & & & \end{pmatrix} \quad (2-17)$$

在能标  $f \sim O(\text{TeV})$ ，  $\Sigma$  场的真空期望值  $\Sigma_0$  ( $\propto f$ ) 使整体对称群  $SU(5)$  自发破缺到它的子群  $SO(5)$ ， 同时，  $[SU(2) \times U(1)]^2$  规范群破缺到对角子群  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ， 即标准模型中的电弱规范群。

未破缺的 10 个  $SO(5)$  生成元  $T^a$  满足：

$$T^a \Sigma_0 + \Sigma_0 (T^a)^T = 0 \quad (2-18)$$

而破缺的 14 个生成元  $X^a$  满足

$$X^a \Sigma_0 - \Sigma_0 (X^a)^T = 0 \quad (2-19)$$

因此， 可以把对称性破缺认为是一个在  $T^a \mapsto T^a$  和  $X^a \mapsto -X^a$  下的  $Z_2$  自同构， 这个自同构就是引入 T 宇称的基本动机。

目前， 这个对称破缺机制还不明确， 因此， 在  $\Lambda \sim 4\pi f$  范围内 LH 模型只是一个有效理论。 每一个破缺生成元对应一个 Goldstone 粒子， 从  $SU(5)/SO(5)$  的破缺， 产生了 14 个 Goldstone 粒子  $x^a$ ， 它们在弱电规范群  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  下可以表示为： 1 个实单态  $1_0$ ， 1 个实三重态  $3_0$ ， 1 个复二重态  $2_{\pm 1/2}$ ， 1 个复三重态  $3_{\pm 1}$ 。 它们被用一个  $\Pi$  矩阵来描述， 具体形式如式 2-20 所示。

这里， 上标表示电荷，  $H = (-i\pi^+ \sqrt{2}, (\nu + h + i\pi^0)/2)^T$  是标准模型中的 Higgs 二重态，  $h$  是通常的 Higgs 场，  $\nu = 246 \text{ GeV}$  是 Higgs 场的真空期望值，  $\pi^\pm, \pi^0$  是  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$  自发对称破缺所产生的 Goldstone 粒子， 正如我们所知， 它们分别被标准模型中的  $W^\pm, Z$  吃掉，  $\eta, \omega$  是产生的额外的 Goldstone 粒子，  $\Phi$  是一个  $SU(2)_L$  下的复三重态， 其具体表达形式如式 2-21 所示。

$$\Pi = x^a X^a = \begin{pmatrix} \frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} & -\frac{\omega^+}{\sqrt{2}} & -i\frac{\pi^+}{\sqrt{2}} & -i\phi^{++} & -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} \\ -\frac{\omega^-}{\sqrt{2}} & \frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} & \frac{\nu+h+i\pi^0}{2} & -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} & \frac{-i\phi^0 + \phi^p}{\sqrt{2}} \\ i\frac{\pi^-}{\sqrt{2}} & \frac{\nu+h-i\pi^0}{2} & \sqrt{4/5}\eta & -i\frac{\pi^+}{\sqrt{2}} & \frac{\nu+h+i\pi^0}{2} \\ i\phi^- & i\frac{\phi^-}{\sqrt{2}} & i\frac{\pi^-}{\sqrt{2}} & -\frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} & -\frac{\omega^-}{\sqrt{2}} \\ i\frac{\phi^-}{\sqrt{2}} & \frac{i\phi^0 + \phi^p}{\sqrt{2}} & \frac{\nu+h-i\pi^0}{2} & -\frac{\omega^+}{\sqrt{2}} & \frac{\omega^0}{2} - \frac{\eta}{\sqrt{20}} \end{pmatrix} \quad (2-20)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} -i\phi^{++} & -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} \\ -i\frac{\phi^+}{\sqrt{2}} & \frac{-i\phi^0 + \phi^p}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2-21)$$

对于规范群  $[SU(2) \times U(1)]^2$ , 有八个规范玻色子  $W_1^{a\mu}, B_1^\mu, W_2^{a\mu}, B_2^\mu (a=1,2,3)$ 。考虑到  $Z_2$  自同构  $T^a \mapsto T^a$  和  $X^a \mapsto -X^a$ , 我们定义在 T 宇称下规范场的变换为:

$$W_1^a \Leftrightarrow W_2^a, \quad B_1 \Leftrightarrow B_2. \quad (2-22)$$

其实, T 宇称的作用是交换两个  $SU(2) \times U(1)$  的耦合常数。从定义结果来看, 两个  $SU(2) \times U(1)$  耦合常数是相等的。

T 宇称下规范玻色子的本征态如下:

$$\begin{aligned} W_L^a &= \frac{W_1^a + W_2^a}{\sqrt{2}}, & B_L &= \frac{B_1 + B_2}{\sqrt{2}} & (T\text{-even}) \\ W_H^a &= \frac{W_1^a - W_2^a}{\sqrt{2}}, & B_H &= \frac{B_1 - B_2}{\sqrt{2}} & (T\text{-odd}) \end{aligned} \quad (2-23)$$

这里“L”和“H”分别代表轻和重, 即“L”代表轻的规范玻色子 (SM 中的规范玻色子), “H”代表重的规范玻色子 (LHT 模型下引入的规范玻色子)。

第一步的对称性破缺  $[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$ , T-odd 的规范玻色子获得质量, 第二步的对称性破缺  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ , T-even 的规范玻色子通过通常的 Higgs 机制获得质量。最后, 我们给出  $O(\frac{\nu^2}{f^2})$  阶的质量本征态

$$W_L^\pm = \frac{W_L^1 \mp iW_L^2}{\sqrt{2}}, \quad W_H^\pm = \frac{W_H^1 \mp iW_H^2}{\sqrt{2}}$$

$$\begin{aligned}
Z_L &= \cos\theta_w W_L^3 - \sin\theta_w B_L, & Z_H &= W_H^3 + x_H \frac{v^2}{f^2} B_H, \\
A_L &= \sin\theta_w W_L^3 + \cos\theta_w B_L, & A_H &= -x_H \frac{v^2}{f^2} W_H^3 + B_H,
\end{aligned} \tag{2-24}$$

其中,  $\theta_w$  是普通的弱混合角, 即温伯格角,

$$x_H = \frac{5gg'}{4(5g^2 - g'^2)} \tag{2-25}$$

$g$  和  $g'$  分别是 SM 中  $SU(2)_L$  和  $U(1)_Y$  规范场与费米子场的耦合常数。

$T$ -odd 规范玻色子的质量如下:

$$M_{Z_H} \equiv M_{W_H} = fg \left(1 - \frac{v^2}{8f^2}\right), \quad M_{A_H} = \frac{fg'}{\sqrt{5}} \left(1 - \frac{5v^2}{8f^2}\right) \tag{2-26}$$

$T$ -even 规范玻色子的质量如下:

$$M_{W_L} = \frac{gU}{2} \left(1 - \frac{v^2}{12f^2}\right), \quad M_{Z_L} = \frac{gU}{2\cos\theta_w} \left(1 - \frac{v^2}{12f^2}\right), \quad M_{A_L} = 0 \tag{2-27}$$

$T$  宇称确保了那个保管的关系  $M_{W_L} = M_{Z_L} \cos\theta_w$  在树图阶精确满足。

为了确保  $\Phi, \omega, \eta$  粒子在  $T$  宇称下是  $T$ -odd 的, 而 SM 中的 Higgs 二重态  $H$  是  $T$ -even 的, 我们定义在  $T$  宇称下标量部分的变换为:

$$\Pi \mapsto -\Omega \Pi \Omega, \quad \text{其中} \quad \Omega = \text{diag}(1, 1, -1, 1, 1) \tag{2-28}$$

正如上面所提到的,  $\Phi$  是  $SU(2)_L$  对称表象下的附加的标量三重态, 它的质量为

$$m_\Phi = \sqrt{2} m_H \frac{f}{v} \tag{2-29}$$

$m_H$  是标准模型中 Higgs 粒子的质量。

场  $\omega^\pm, \omega^0, \eta$  是与  $[SU(2) \times U(1)]_1 \times [SU(2) \times U(1)]_2$  破缺到  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  相联系的 Goldstone 粒子, 因此它们分别被相应的规范玻色子  $W_H^\pm, Z_H, A_H$  吃掉。  $T$  宇称是奇的新粒子只能成对产生, 最轻的  $T$  宇称奇的新粒子  $A_H$  是稳定的, 是暗物质的候选者。

## 2. 费米子部分

在费米子部分, LHT 模型引入了与 SM 费米子相对应的镜像费米子<sup>[18]</sup>。  $T$ -even 费米子部分由 SM 夸克、轻子和一个附加的重夸克  $T_+$  组成,  $T$ -odd 费米子部分由三代镜像夸克、轻子和一个附加的重夸克  $T_-$  组成。

三代镜像夸克与 SM 的三代夸克相对应。三代镜像夸克描述为:

$$\begin{pmatrix} u_H^1 \\ d_H^1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u_H^2 \\ d_H^2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} u_H^3 \\ d_H^3 \end{pmatrix} \quad (2-30)$$

我们把费米子对嵌入  $SU(5)$  的不完备的表象中, 并引入右手的  $SO(5)$  多重态  $\Psi_R$ :

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} i\psi_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ i\psi_2 \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \tilde{\psi}_R \\ \chi_R \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad (2-31)$$

其中:

$$\psi_i = -\sigma^2 q_i = -\sigma^2 \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} \quad (i=1,2), \quad \psi_R = -i \begin{pmatrix} u_{HR} \\ d_{HR} \end{pmatrix} \quad (2-32)$$

在 T 宇称下, 这些场作如下变换:

$$\Psi_1 \mapsto -\Sigma_0 \Psi_2, \quad \Psi_2 \mapsto -\Sigma_0 \Psi_1, \quad \Psi_R \mapsto -\Psi_R. \quad (2-33)$$

因此, 费米子对在 T 宇称下的本征态为:

$$q_{SM} = \frac{q_1 - q_2}{\sqrt{2}}, \quad q_H = \frac{q_1 + q_2}{\sqrt{2}} \quad (2-34)$$

$q_{SM}$  是左手 SM 的费米子对 ( $T$ -even),  $q_H$  是左手镜像费米子对 ( $T$ -odd), 右手镜像费米子对由  $\psi_R$  给出。

通过一个质量项能给出镜像费米子在  $O(f)$  阶的质量:

$$L_{mirror} = -\kappa_{ij} f (\bar{\Psi}_2^i \xi + \bar{\Psi}_1^i \Sigma_0 \Omega \xi^+ \Omega) \Psi_R^j \quad (2-35)$$

这里, 我们对代指标  $i, j=1,2,3$  进行了求和, 同时需要  $\xi = e^{i\pi/f}$  来保证  $L_{mirror}$  具有  $SU(5)$  不变性。

镜像费米子获得质量, 形式如下<sup>[19]</sup>

$$m_{u_H^i} = \sqrt{2} \kappa_i f \left( 1 - \frac{v^2}{8f^2} \right) \equiv m_{H_i} \left( 1 - \frac{v^2}{8f^2} \right) \quad (2-36)$$

$$m_{d_H^i} = \sqrt{2} \kappa_i f \equiv m_{H_i} \quad (2-37)$$

汤川耦合  $\kappa_i$  一般情况下依赖费米指标  $i$ 。

附加的费米子  $\tilde{\psi}_R, \chi_R$  通过引入的附加费米子而获得一个大的狄拉克质量<sup>[18, 20]</sup>。

### 3. 汤川耦合部分

为了消除来自于  $top$  圈的 Higgs 质量的平方发散, 我们引入了一个新的重夸克  $T_+$ , 在  $T$  宇称下, 它是  $T$ -even 的, 而且是  $SU(2)_L$  单态。为了保证  $T$  宇称守恒, 还需要引入一个  $T$ -odd 的伙伴  $T_-$ , 它在  $SU(2)_1 \times SU(2)_2$  下是一个单态。

$top$  部分的汤川耦合如下<sup>[20, 33]</sup>:

$$\begin{aligned} \ell_{top} = & -\frac{1}{2\sqrt{2}} \lambda_1 f \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{xy} \left[ (\bar{Q}_1)_i (\Sigma)_{jk} (\Sigma)_{xy} - (\bar{Q}_2 \Sigma_0)_i (\tilde{\Sigma})_{jk} (\tilde{\Sigma})_{xy} \right] u_R^3 \\ & - \lambda_2 f (\bar{t}'_{1R} + \bar{t}'_{2R}) + h.c., \end{aligned} \quad (2-38)$$

其中,

$$Q_1 = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ t'_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad Q_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ t'_2 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad (2-39)$$

$u_R^3$  的上标代表第三代夸克,  $\tilde{\Sigma} = \Sigma_0 \Omega \Sigma^\dagger \Omega \Sigma_0$  是  $\Sigma$  在  $T$  宇称下的镜像。

以上粒子在  $T$  宇称下的变换为:

$$Q_1 \leftrightarrow -\Sigma_0 Q_2, \quad t'_{1R} \leftrightarrow -t'_{2R}, \quad u_R^3 \mapsto u_R^3 \quad (2-40)$$

所以在  $T$  宇称下的本征态可以写成:

$$t'_\pm = \frac{t'_1 \mp t'_2}{\sqrt{2}}, \quad t'_{\pm R} = \frac{t'_{1R} \mp t'_{2R}}{\sqrt{2}}, \quad (2-41)$$

因为  $t'_L$  和  $t'_{-R}$  在树图下不能和镜像费米子混合, 我们用  $(T_-)_L$  和  $(T_-)_R$  分别表示左手场和右手场, 简单给出它们的质量本征态

$$(T_-)_L \equiv t'_L, \quad (T_-)_R \equiv t'_{-R}. \quad (2-42)$$

然而,  $T$ -even 粒子的本征态能够相互混合, 我们给出  $top$  夸克和它的重的伙伴  $T_+$  的质量本征态:

$$\begin{aligned} t_L &= c_L (q_{SM})_1 - s_L t'_+, & (T_+)_L &= s_L (q_{SM})_1 + c_L t'_+, \\ t_R &= c_R u_R^3 - s_R t'_{+R}, & (T_+)_R &= s_R u_R^3 + c_R t'_{+R}, \end{aligned} \quad (2-43)$$

这里  $(q_{SM})_1$  表示左手 SM 夸克对的上夸克部分, 并且

$$\begin{aligned} s_L &= x_L \frac{v}{f} \left[ 1 + \frac{v^2}{f^2} d_2 \right], \\ c_L &= 1 - \frac{x_L^2 v^2}{2 f^2}, \end{aligned}$$

$$s_R = \sqrt{x_L} \left[ 1 - \frac{v^2}{f^2} (1-x_L) \left( \frac{1}{2} - x_L \right) \right],$$

$$c_R = \sqrt{1-x_L} \left[ 1 + \frac{v^2}{f^2} x_L \left( \frac{1}{2} - x_L \right) \right], \quad (2-44)$$

其中:

$$x_L = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}, \quad d_2 = -\frac{5}{6} + \frac{1}{2} x_L^2 + 2x_L(1-x_L) \quad (2-45)$$

这些混合导致了  $top$  夸克耦合相对于 SM 的修正。

以上所提到的  $top$ ,  $T_+$ ,  $T_-$  夸克的质量形式如下:

$$m_t = \frac{\lambda_1 \lambda_2 v}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}} \left[ 1 + \frac{v^2}{f^2} \left( -\frac{1}{3} + \frac{1}{2} x_L (1-x_L) \right) \right],$$

$$m_{T_+} = \frac{f}{v} \frac{m_t}{\sqrt{x_L(1-x_L)}} \left[ 1 + \frac{v^2}{f^2} \left( \frac{1}{3} - x_L(1-x_L) \right) \right],$$

$$m_{T_-} = \frac{f}{v} \frac{m_t}{\sqrt{x_L}} \left[ 1 + \frac{v^2}{f^2} \left( \frac{1}{3} - \frac{1}{2} x_L(1-x_L) \right) \right]. \quad (2-46)$$

由于其他的 SM 夸克的汤川耦合较小, 所以没有必要引入额外的重的伴子去消除他们对 Higgs 质量的平方发散贡献。其他上型费米子的汤川耦合拉氏量为:

$$\ell_{up} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \lambda_u f \varepsilon_{ijk} \varepsilon_{xy} \left[ (\bar{Q}_1)_i (\Sigma)_{jx} (\Sigma)_{ky} - (\bar{Q}_2 \Sigma_0)_i (\tilde{\Sigma})_{jx} (\tilde{\Sigma})_{ky} \right] \psi_R + h.c. \quad (2-47)$$

它们的质量为:

$$m_u^i = \lambda_u^i v \left( 1 - \frac{v^2}{3f^2} \right) \quad (i=1,2). \quad (2-48)$$

下型夸克的汤川耦合拉氏量为<sup>[33]</sup>:

$$\ell_{down} = \frac{i\lambda_d}{2\sqrt{2}} f \varepsilon_{ij} \varepsilon_{xyz} \left[ (\bar{\Psi}_2)_x (\Sigma)_{iy} (\Sigma)_{jz} X - (\bar{\Psi}_1 \Sigma_0)_x (\tilde{\Sigma})_{iy} (\tilde{\Sigma})_{jz} \tilde{X} \right] \psi_R + h.c. \quad (2-49)$$

这里我们对  $i, j=1, 2$  和  $x, y, z=3, 4, 5$  进行了求和, 并且引入  $X \equiv (\Sigma_{33})^{-1/4}$  保证  $\ell_{down}$  的规范不变性。这里我们给出  $\Psi_1, \Psi_2$  的形式:

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} q_1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ q_2 \end{pmatrix}, \quad (2-50)$$

也就是说不需要插入  $\sigma^2$ 。从汤川耦合我们可以得到下型夸克的质量为:

$$m_d^i = \lambda_d^i v \left( 1 - \frac{v^2}{12f^2} \right) \quad (i=1,2,3) \quad (2-51)$$

轻子的质量可以通过完全类似的方式产生。

#### 4. 镜像弱混合部分

镜像部分的重要组成部分之一是存在四个类 CKM 幺正混合矩阵<sup>[19, 23]</sup>，两个是对镜像夸克的，两个是对镜像轻子的:

$$V_{Hu}, V_{Hd}, V_{Hl}, V_{H\nu}.$$

它们满足:

$$V_{Hu}^+ V_{Hd} = V_{CKM}, V_{H\nu}^+ V_{Hl} = V_{PMNS} \quad (2-52)$$

在  $V_{PMNS}$ <sup>[34]</sup> 矩阵中 Majorana 相位被设成零是因为没有引入右手中微子的 Majorana 质量项。镜像混合矩阵中的参数决定了 SM 费米子和镜像费米子之间的味破坏相互作用，这些相互作用是通过重的规范玻色子  $W_H, Z_H, A_H$  和 Goldstone 玻色子  $\omega^\pm, \omega^0, \eta$  来传递的。镜像混合矩阵中的记号表示带电荷的轻费米子参加了相互作用。

在我们分析的过程中引入了下面有用的物理量<sup>[23]</sup>:

$$\xi_i^{(K)} = V_{Hd}^{*is} V_{Hd}^{id}, \quad \xi_i^{(d)} = V_{Hd}^{*ib} V_{Hd}^{id}, \quad \xi_i^{(s)} = V_{Hd}^{*ib} V_{Hd}^{is} \quad (i=1,2,3) \quad (2-53)$$

它们分别影响  $K, B_d, B_s$  的衰变。

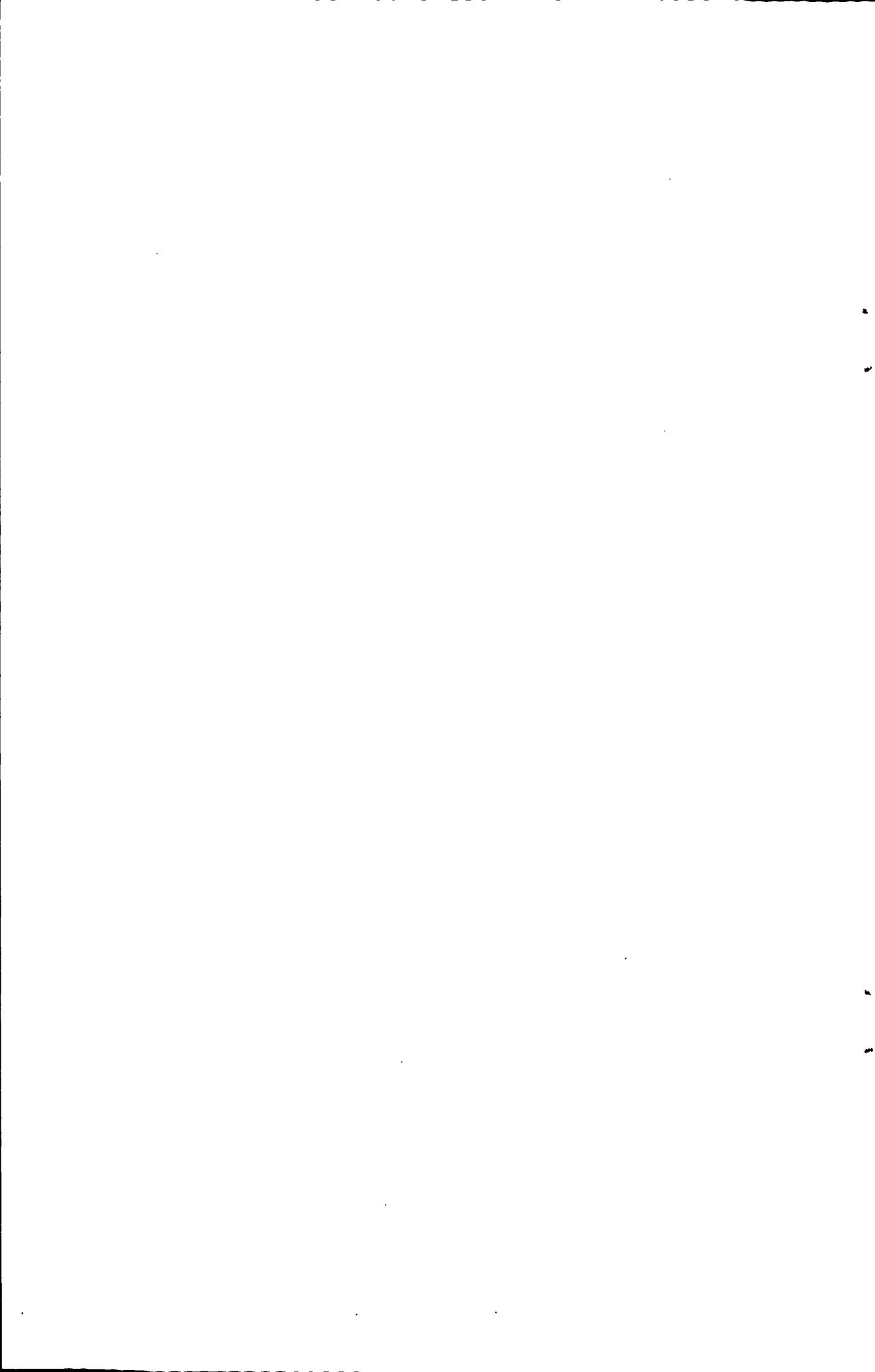
我们用三个角  $\theta_{12}^d, \theta_{23}^d, \theta_{13}^d$  和三个相  $\delta_{12}^d, \delta_{23}^d, \delta_{13}^d$  对  $V_{Hd}$  进行参数化<sup>[24]</sup>, 得到

$$V_{Hd} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23}^d & s_{23}^d e^{-i\delta_{23}^d} \\ 0 & -s_{23}^d e^{i\delta_{23}^d} & c_{23}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13}^d & 0 & s_{13}^d e^{-i\delta_{13}^d} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}^d e^{i\delta_{13}^d} & 0 & c_{13}^d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12}^d & s_{12}^d e^{-i\delta_{12}^d} & 0 \\ -s_{12}^d e^{i\delta_{12}^d} & c_{12}^d & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2-54)$$

从上面的式子我们可以得到下面的表达式:

$$V_{Hd} = \begin{pmatrix} c_{12}^d c_{13}^d & s_{12}^d c_{13}^d e^{-i\delta_{12}^d} & s_{13}^d e^{-i\delta_{13}^d} \\ -s_{12}^d c_{23}^d e^{i\delta_{12}^d} - c_{12}^d s_{23}^d s_{13}^d e^{i(\delta_{13}^d - \delta_{23}^d)} & c_{12}^d c_{23}^d - s_{12}^d s_{23}^d s_{13}^d e^{i(\delta_{13}^d - \delta_{12}^d - \delta_{23}^d)} & s_{23}^d c_{13}^d e^{-i\delta_{13}^d} \\ s_{12}^d s_{23}^d e^{i(\delta_{12}^d + \delta_{23}^d)} - c_{12}^d c_{23}^d s_{13}^d e^{i\delta_{13}^d} & -c_{12}^d s_{23}^d e^{i\delta_{23}^d} - s_{12}^d c_{23}^d s_{13}^d e^{i(\delta_{13}^d - \delta_{12}^d)} & c_{23}^d c_{13}^d \end{pmatrix} \quad (2-55)$$

正如 CKM 矩阵里的情况一样, 当  $0 \leq \delta_{12}^d, \delta_{23}^d, \delta_{13}^d < 2\pi$  时可以使混合角  $\theta_{ij}^d$  都处于第一象限。矩阵  $V_{Hu}$  可以通过  $V_{Hu} = V_{Hd} V_{CKM}^+$  求出。



### 第三章 关于 Z 的电弱精确物理

高能物理实验是检验标准模型的重要手段，这些实验主要来自以下三个实验中心：

1. 欧洲核子中心 (CERN) 的正负电子回旋对撞机 (LEP)；
2. 斯坦福正负电子直线对撞机 (SLC)；
3. 费米实验室的强子对撞机 (Tevatron)。

在 LEP 实验上有四个探测器即 ALEPH, DELPHI, L3 和 OPAL。LEP 实验分为两个阶段：从 1989 年——1995 年为第一阶段，称为 LEPI，质心系能量接近 91GeV，相当于中性矢量玻色子 Z 的质量，开始产生大量的 Z 粒子；从 1996 年——2000 年为第二阶段，称为 LEPII，除产生 Z 粒子外，开始产生 W 粒子；现在，LEPII 已停止运行。SLC 只有一个探测器 SLD，质心系能量比 LEP 低，但采用极化入射束，亮度较高。目前，大型强子对撞机 LHC 已经开始运行，它将有可能不辱使命，解决一些悬而未决的重大问题，揭开高能物理实验的新篇章。

Z-pole 实验是检验标准模型的重要环节，LEP 和 SLAC、SLD 合作组主要研究  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$  过程的一些物理迹象，在  $Z_L$  的极点处， $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  的截面主要被  $Z_L$  的共振所决定，截面如图 3-1 所示

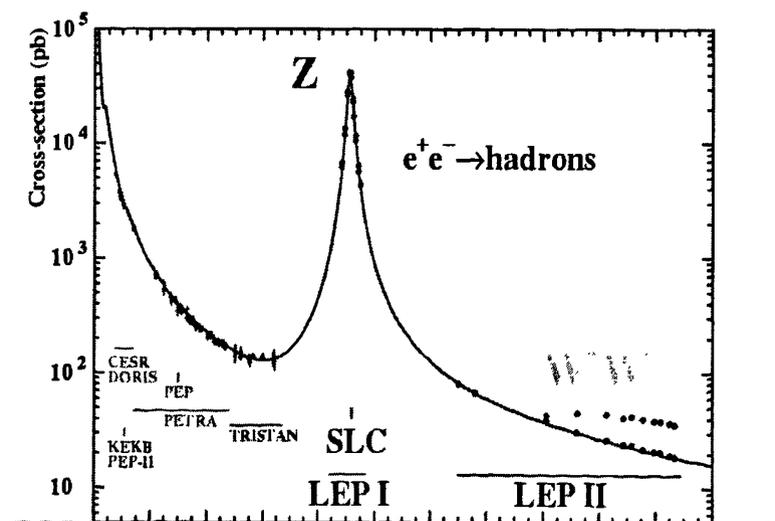


图 3-1  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  散射截面

### 3.1 Z-pole 实验的可观测量

Z-peak 截面: 在质心系中对于  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \bar{f}f$  有如下的表达式

$$\frac{d\sigma_{Z_L}^f}{d\Omega} = \frac{9}{4} \frac{s\Gamma_{ee}\Gamma_{\bar{f}f}/M_{Z_L}^2}{(s-M_{Z_L}^2)^2 + s^2\Gamma_{Z_L}^2/M_{Z_L}^2} \left[ (1 + \cos^2\theta)(1 - P_e A_e) + 2\cos\theta A_f(-P_e + A_e) \right] \quad (3-1)$$

其中,  $P_e$  是电子束流的极化率,  $s$  是质心系能量的平方,  $\Gamma_{Z_L}$  是  $Z_L$  的衰变总宽度,  $\Gamma_{ee}$  和  $\Gamma_{\bar{f}f}$  分别是  $Z_L \rightarrow e^+e^-$  和  $Z_L \rightarrow \bar{f}f$  的分宽度,  $\theta$  为入射电子和出射费米子的夹角,  $A_f$  是左右不对称耦合常数。

根据上面的截面公式我们可以定义如下的可观测量<sup>[26,33]</sup>:

1. 线形参数:  $Z_L$  质量  $M_{Z_L}$ , 总宽度  $\Gamma_{Z_L}$ , 峰强子截面  $\sigma_h^0$

$$\text{其中} \quad \sigma_h^0 = 12\pi \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{M_{Z_L}^2\Gamma_{Z_L}^2} \quad (3-2)$$

$$2. \text{分支比: } R_l = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l}, l = e, \mu, \tau, R_b = \frac{\Gamma_{bb}}{\Gamma_{had}}, R_c = \frac{\Gamma_{cc}}{\Gamma_{had}} \quad (3-3)$$

$$3. \text{非极化前后不对称因子: } A_{FB}^f = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma_F^f + \sigma_B^f} = \frac{3}{4} A_e A_f, f = l, b, c \quad (3-4)$$

$$4. \text{左右不对称因子: } A_{LR}^m = \frac{\sigma^f(-|P_e|) - \sigma^f(+|P_e|)}{\sigma^f(-|P_e|) + \sigma^f(+|P_e|)} = P_e A_{LR}^0 = P_e A_e, f \neq e \quad (3-5)$$

其中  $\sigma^f(P_e)$  是极化为  $P_e$  的电子束产生  $\bar{f}f$  的总截面。

$$5. \tau \text{ 极化: } P_\tau(\cos\theta) = -\frac{A_\tau(1 + \cos^2\theta) + 2A_e \cos\theta}{1 + \cos^2\theta + 2A_e A_e \cos\theta} \quad (3-6)$$

6. 左右前后不对称因子:

$$\tilde{A}_{FB}^f = \frac{\sigma_F^f(-|P|) - \sigma_B^f(-|P|) - \sigma_F^f(+|P|) + \sigma_B^f(+|P|)}{\sigma_F^f(-|P|) + \sigma_B^f(-|P|) + \sigma_F^f(+|P|) + \sigma_B^f(+|P|)} = 0.75 P A_f, f = l, b, c, s \quad (3-7)$$

### 3.2 实验结果

LEP 实验测量共振参数  $M_{Z_L}$ ,  $\Gamma_{Z_L}$ ,  $\sigma_h^0$ ,  $R_l$

1. 线形参数测量: 对系统不确定因素敏感

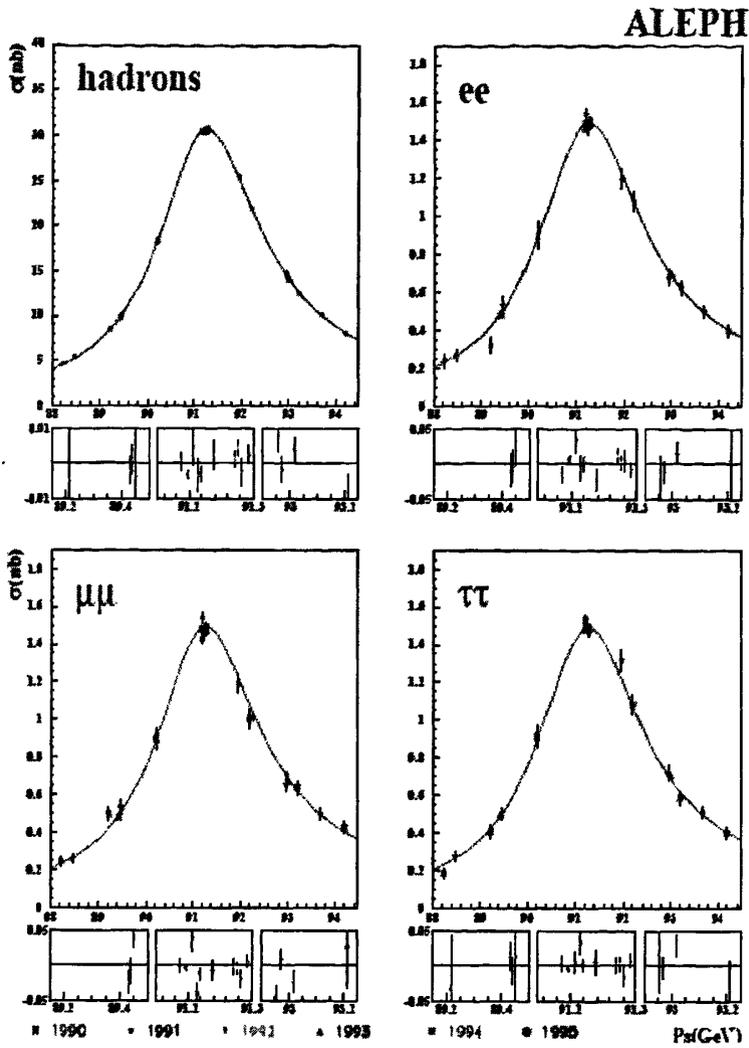


图 3-2 ALEPH 合作组的强子和轻子线形数据

## 2. $\tau$ 极化

末态  $\tau$  极化的确定来自于 5 种衰变模式:  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu, \rho^\pm \nu, a_1^\pm \nu, e^\pm \nu \bar{\nu}, \mu^\pm \nu \bar{\nu}$

表 3-1 决定每种  $\tau$  分支模式的相对统计比重的参数

Final State	$e\nu\bar{\nu}$	$\mu\nu\bar{\nu}$	$\pi\nu$	$\rho\nu$	$a_1\nu$
Branching Ratio (%)	18	18	12	24	8
Acceptance	0.4	0.7	0.6	0.5	0.5
Analyzing Power $a_p$	5	5	1.8	2.3	3.1
Relative Precision	2.7	2.1	1.0	1.0	2.2

3. 左右不对称因子

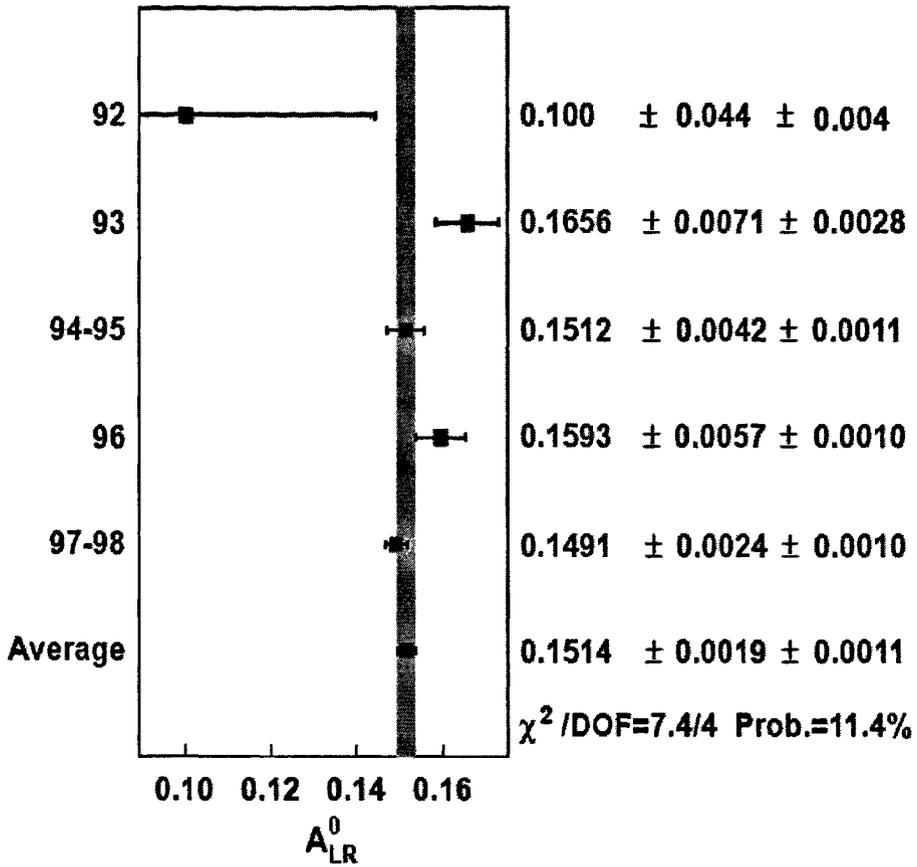


图 3-3 SLD 上的  $A_{LR}^0$  测量值

4. 极化轻子前后不对称因子

$$A_e = 0.1515 \pm 0.0019$$

$$A_\mu = 0.142 \pm 0.015$$

$$A_\tau = 0.143 \pm 0.004$$

$$A_l = 0.1513 \pm 0.0021$$

5.  $R_b$  和  $R_c$  的测量

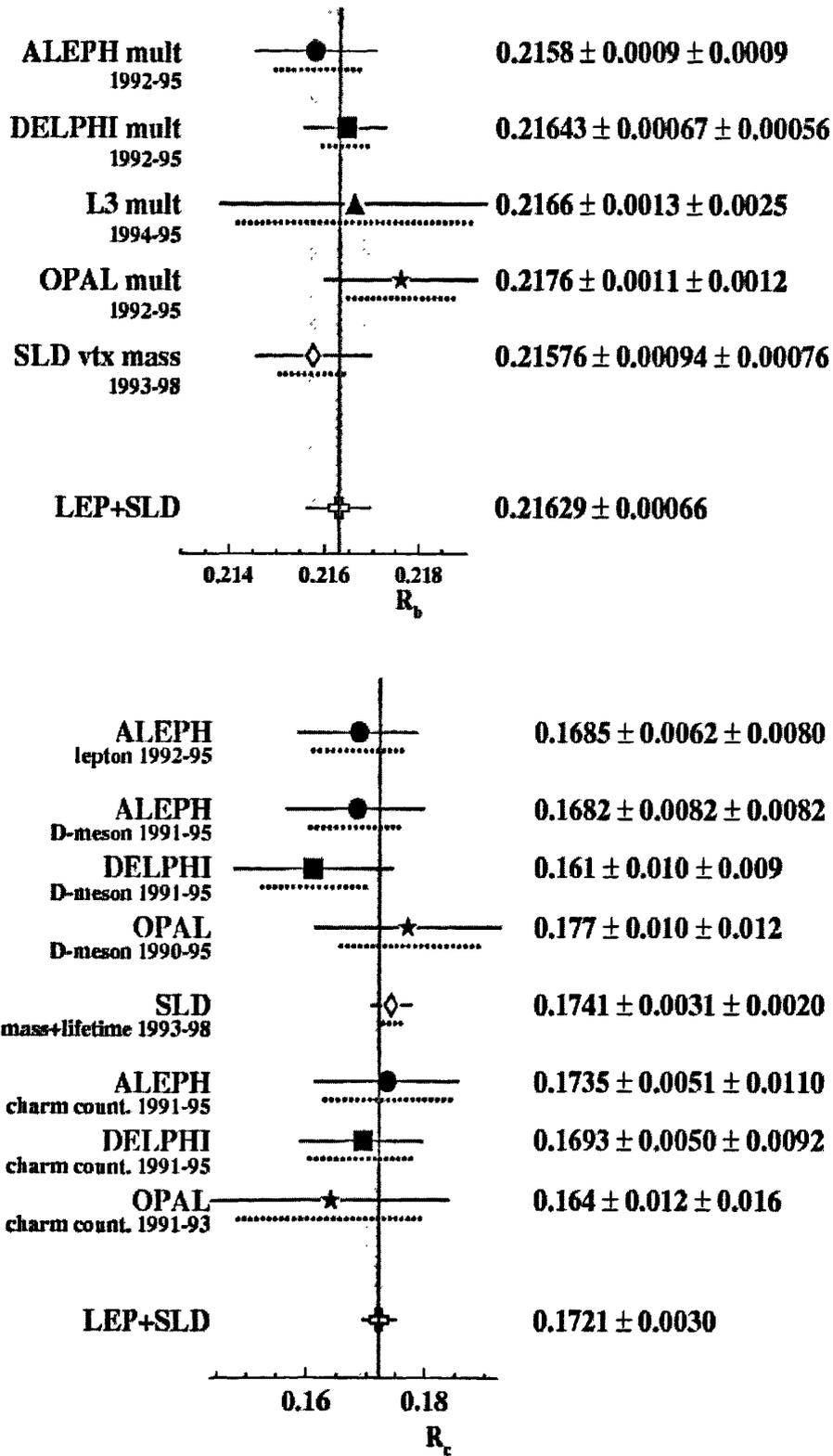


图 3-4  $R_b$  和  $R_c$  的测量值

耦合系数的实验测量值<sup>[25]</sup>

$$g_V^b = -0.3220 \pm 0.0077, \quad g_A^b = -0.5144 \pm 0.0051,$$

$$g_L^b = -0.4182 \pm 0.0015, \quad g_R^b = 0.0962 \pm 0.0063,$$

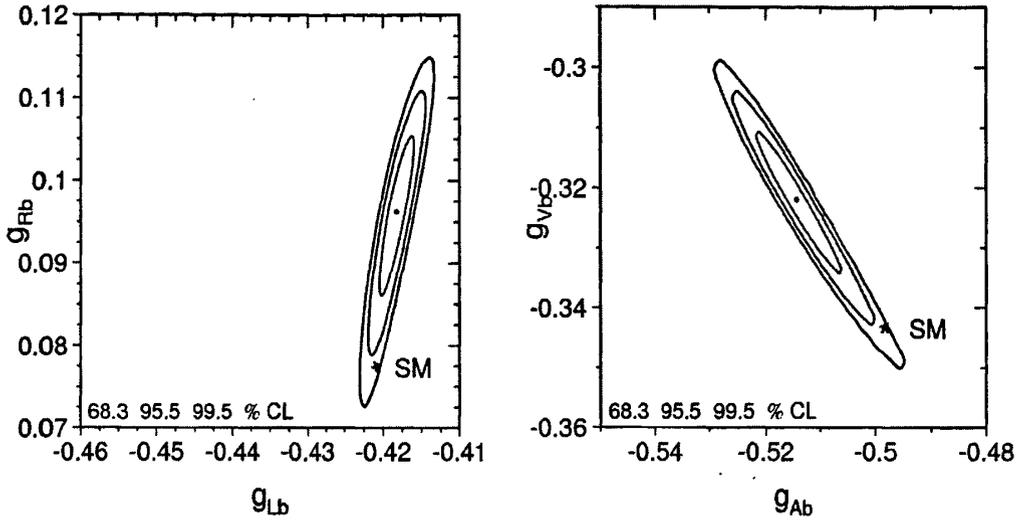


图 3-5  $g_{Lb}$  与  $g_{Rb}$  和  $g_{Ab}$  与  $g_{Vb}$

$$g_V^c = 0.1873 \pm 0.0070, \quad g_A^c = 0.5034 \pm 0.0053,$$

$$g_L^c = 0.3453 \pm 0.0036, \quad g_R^c = -0.1580 \pm 0.0051,$$

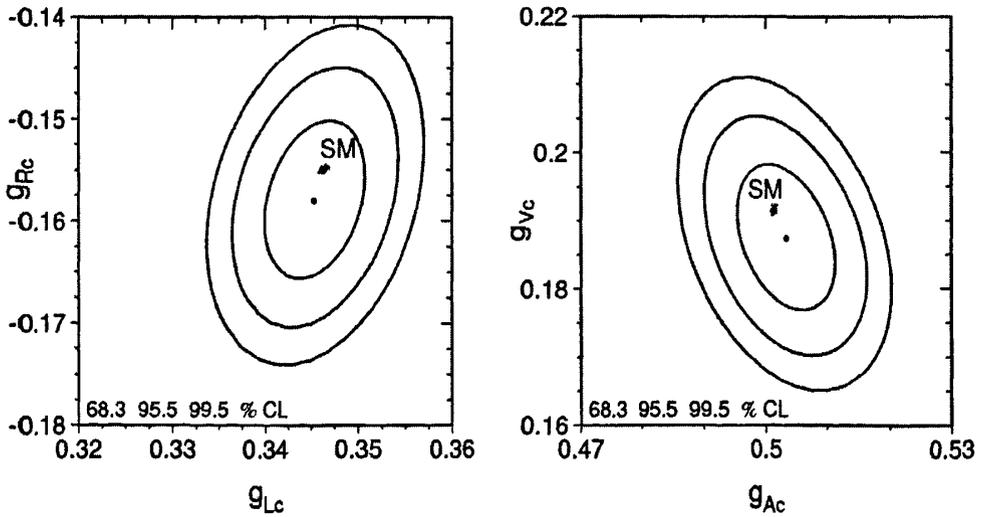


图 3-6  $g_{Lc}$  与  $g_{Rc}$  和  $g_{Ac}$  与  $g_{Vc}$

## 6. 非极化前后不对称因子

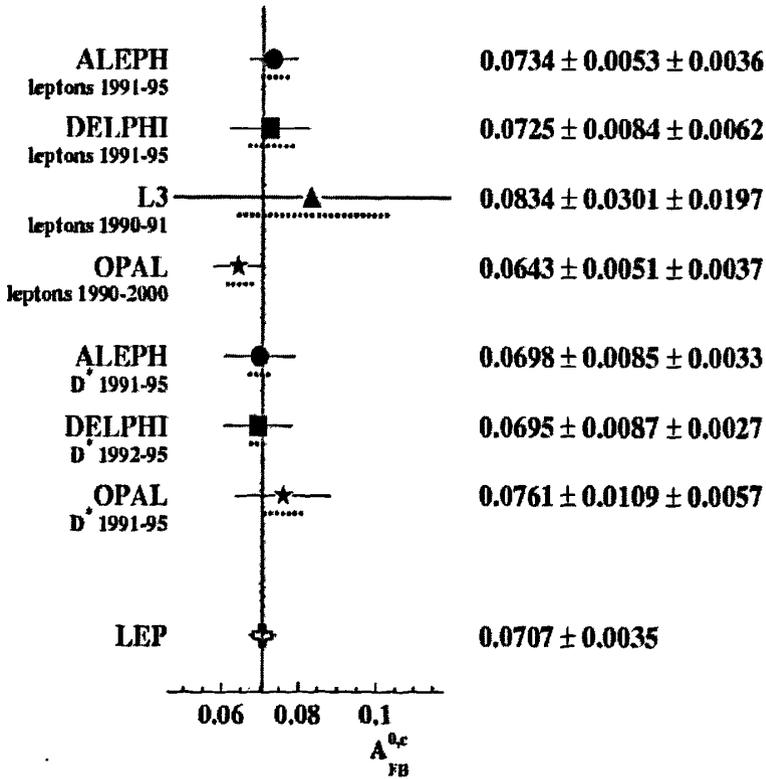
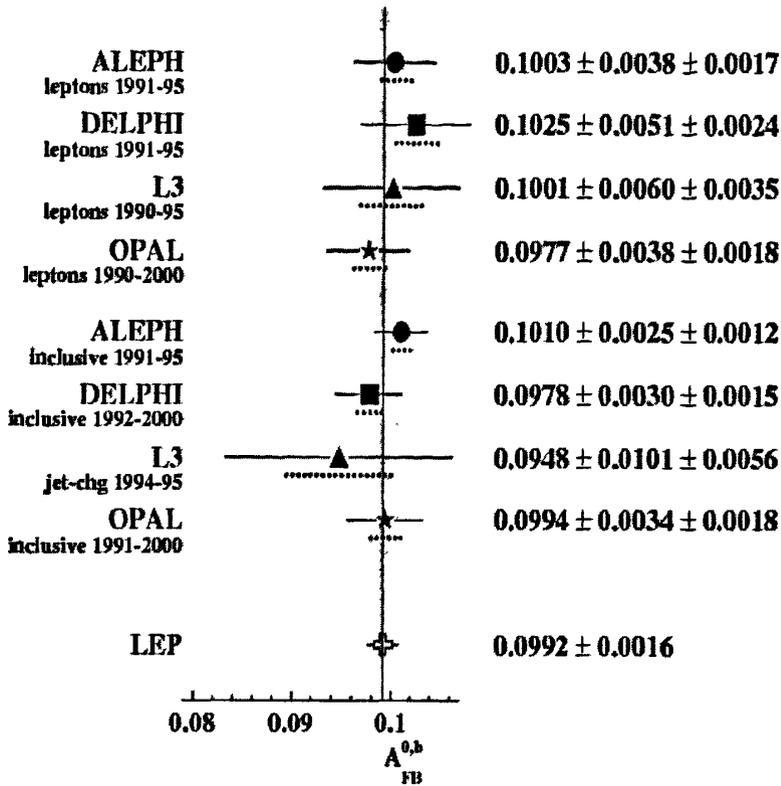


图 3-7  $A_{FB}^{0,b}$  和  $A_{FB}^{0,c}$  的测量

7. 极化前后不对称因子

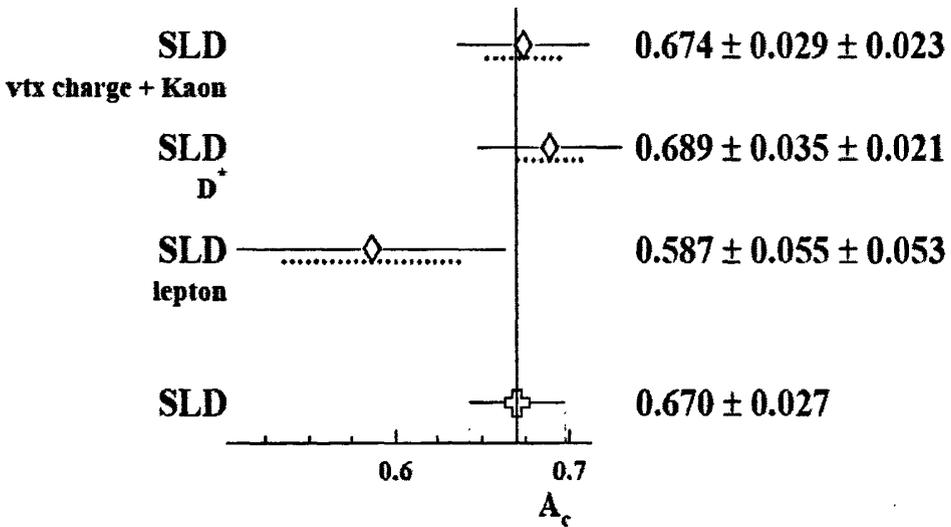
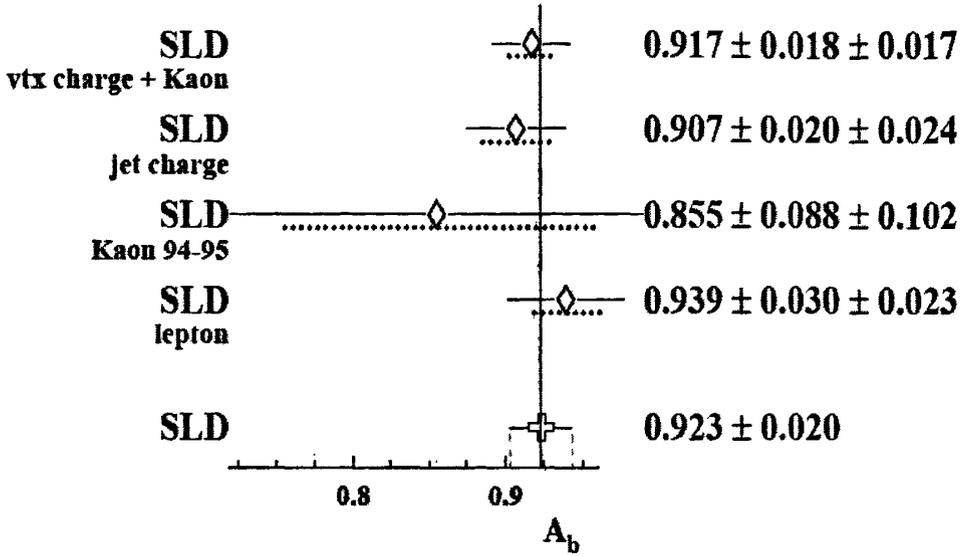


图 3-8  $A_b$  和  $A_c$  的直接和间接测量

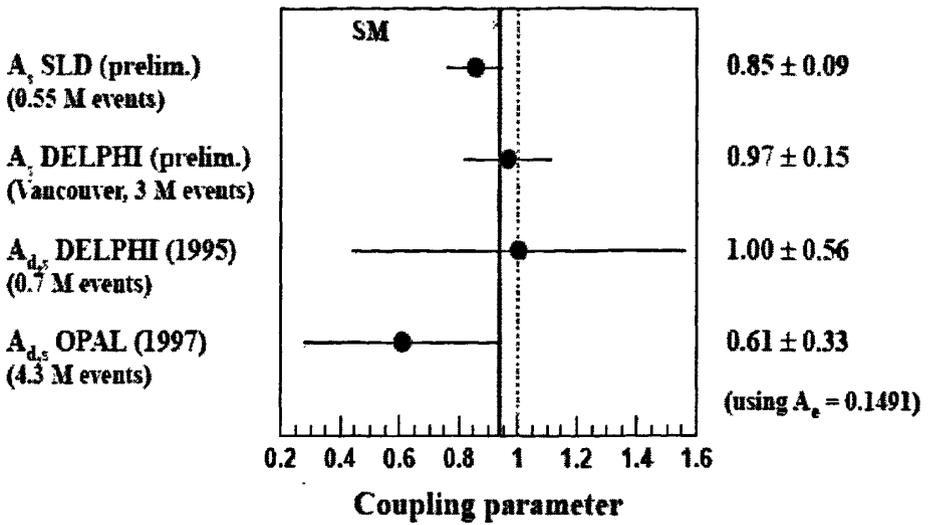


图 3-9  $A_e$  的直接和间接测量

8. 有效弱混合角

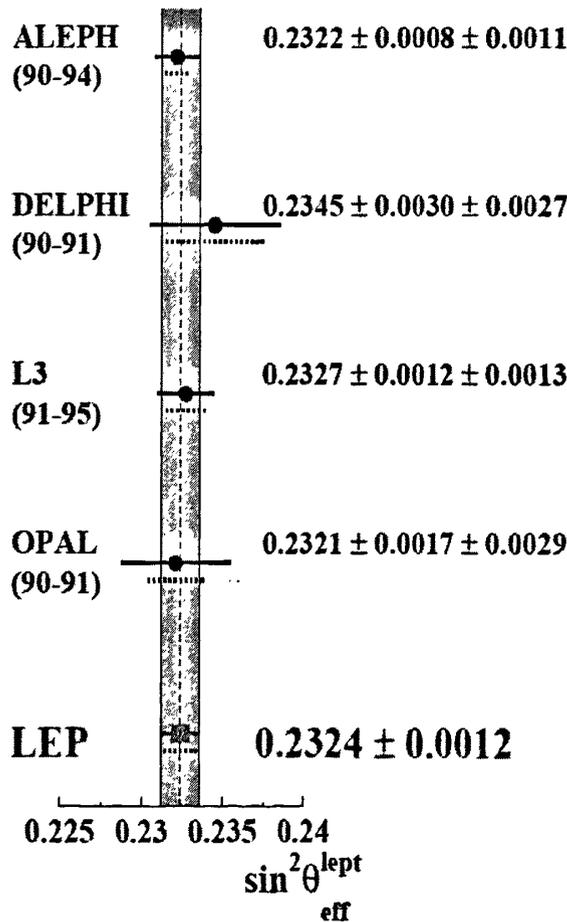


图 3-10  $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$  的测量

## 9. 部分电弱精确测量的最新结果

表 3-2 电弱精确测量的一些最新结果<sup>[6]</sup>

被测量	实验值	标准模型的理论值	偏差
$M_{Z_L} [\text{Gev}]$	$91.1875 \pm 0.0021$	91.1875	0.0
$\Gamma_{Z_L} [\text{Gev}]$	$2.4952 \pm 0.0023$	2.4958	-0.3
$\sigma_{had}^0 [\text{nb}]$	$41.540 \pm 0.037$	41.478	1.7
$R_l^0$	$20.767 \pm 0.025$	20.743	1.0
$A_{FB}^{0,l}$	$0.0171 \pm 0.0010$	0.0164	0.7
$A_l(P_T)$	$0.1465 \pm 0.0033$	0.1481	-0.5
$R_b^0$	$0.21629 \pm 0.00066$	0.21582	0.7
$R_c^0$	$0.1721 \pm 0.0030$	0.1722	0.0
$A_{FB}^{0,b}$	$0.0992 \pm 0.0016$	0.1038	-2.9
$A_{FB}^{0,c}$	$0.0707 \pm 0.0035$	0.0742	-1.0
$A_b$	$0.923 \pm 0.020$	0.935	-0.6
$A_c$	$0.670 \pm 0.027$	0.668	0.1
$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} (Q_{FB}^{had})$	$0.2324 \pm 0.0012$	0.23139	0.8
$m_t (\text{Gev})$	$172.4 \pm 1.2$	172.5	-0.1
$M_{W_L} (\text{Gev})$	$80.446 \pm 0.040$	80.3910	1.4
$\Gamma_{W_L} (\text{Gev})$	$2.150 \pm 0.091$	2.0933	1.2

表中第二列的数值为实验测量的结果，其误差包括系统误差和统计误差；第三列为标准模型预言值，其误差来源于理论计算的不确定性，最后一列为物理量的实验测量值与标准模型预言值之差与实验误差的比值。整个实验数据在取值时，取相关参数  $M_H, M_{Z_L}, \alpha_s, m_t, \Delta\alpha(M_{Z_L})$  为最佳拟和值。

### 3.3 结论和总结

1. Z-pole 电弱物理的时代已经结束。

2. 这段时间可以称为是精确电弱测量的黄金时代：

Z 质量  $M_Z$  测量到  $2.2 \times 10^{-5}$ ，它是第三个最精确的电弱参数并且已经被使用作为理论的输入参数。

其他的线形参数被测量到  $10^{-3}$  水平，导致不可见宽度的精确确定并且得出结论：有 3 代轻的中微子并且本质上其他不可见过程没有宽度。

有效弱混合角  $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$  决定大部分我们所知的圈图过程。

3. 虽然普遍性的支持最小标准模型，但仍有一些存留的矛盾，这些矛盾与  $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$  的轻子和强子确定有关：

$A_b$  的测量有  $2.7\sigma$  的反常。

两个最精确的测量值  $A_{LR}$  和  $A_{FB}^b$  彼此有  $3\sigma$  的偏离：

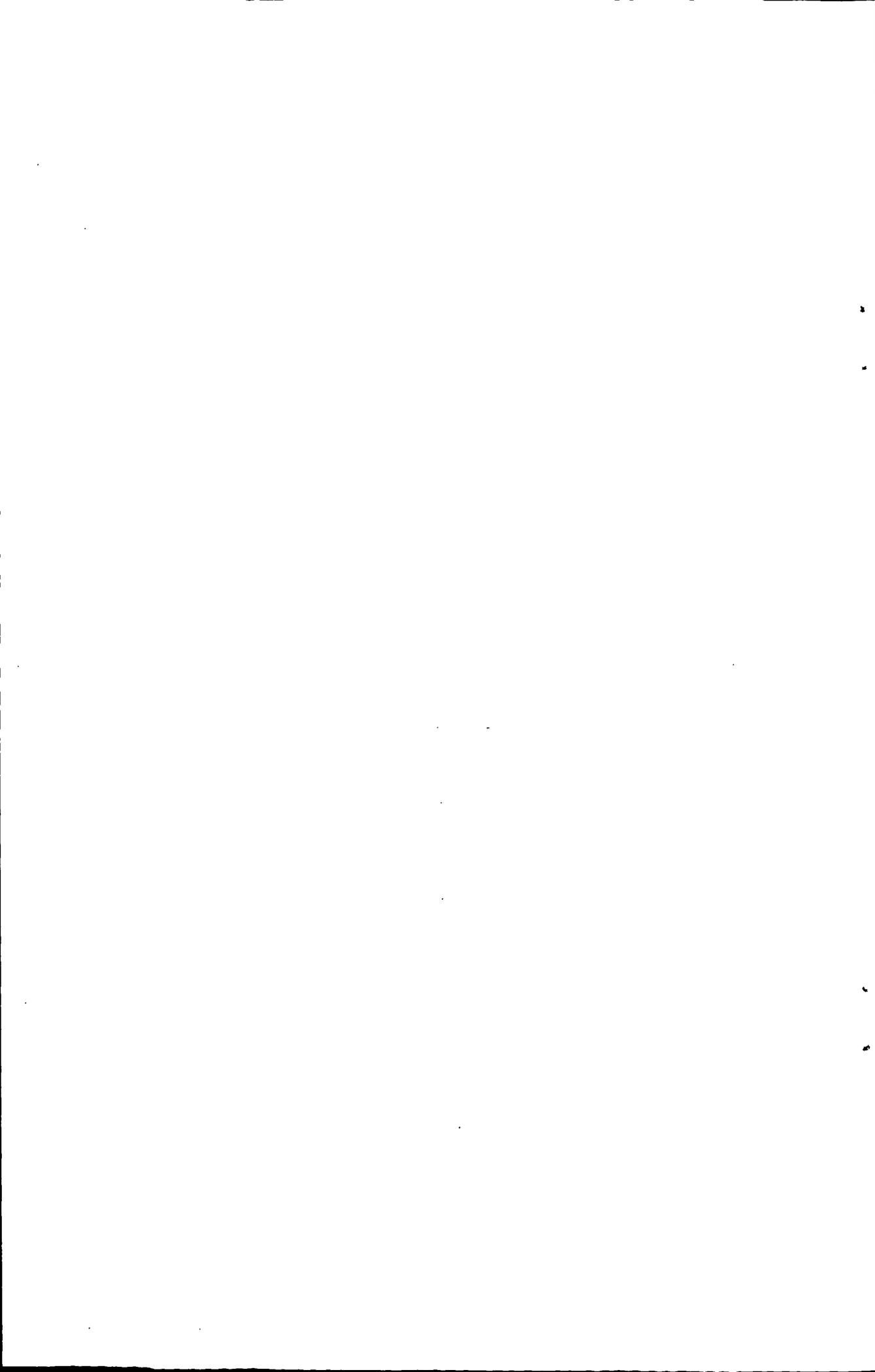
(1) 这个偏离可能是简单的统计涨落；

(2) 未知的系统效应可能歪曲我们的一些或者所有的结果；

(3) 我们能看到一些新物理的证据，M. Chanowitz 发现通过改变 b 的左右手中性流耦合系数可以使所有的测量相一致<sup>[32]</sup>。

4. 我们离开 Z 有点太早。实质性的改进可能会随着更多的 SLC 或 SLD 的项目运行被认识到。

5. 在过去的这段时间里我们已经取得了巨大的进展。



第四章 LHT 模型对  $Zb\bar{b}$  耦合贡献的研究

## 4.1 引言

Z-pole 实验已经给出了精确的  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  测量值,  $R_b$  的 SM 预言和实验值已经非常接近,  $A_{FB}^b$  和  $Zb\bar{b}$  耦合系数的 SM 预言和实验值之间依然有比较大的偏差。尽管问题可能出在实验上,但 SM 存在的其他问题以及真理的相对性都使人们坚信 SM 绝不是事情的结束,超出 SM 的新物理一定存在。LHT 模型就是很有希望的新物理模型之一,它在解决了 SM 的若干问题的同时也预言了一些新粒子: 镜像费米子, T-odd 规范粒子, 新 Goldstone 粒子, 重夸克  $T_+$ 、 $T_-$ 。其中, SM 中的夸克和镜像夸克之间通过 T-odd 规范粒子和 Goldstone 粒子产生相互作用, 它们将对  $Zb\bar{b}$  耦合系数产生贡献, 从而给 SM 中的  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  以修正。通过  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  的电弱精确测量值我们可以对 LHT 中相关的自由参量进行限制。

4.2 LHT 模型对  $Zb\bar{b}$  耦合的单圈修正

由上所述, 在 LHT 模型中, 标准模型中的夸克和镜像夸克之间通过重的 T-odd 规范粒子 ( $A_H, Z_H, W_H$ ) 和哥尔斯通粒子 ( $\eta, \omega^0, \omega^\pm$ ) 产生相互作用, 这一相互作用的存在会对  $Zb\bar{b}$  耦合产生辐射修正, 其单圈修正的费曼图如图 4-1 所示。

有效  $Zb\bar{b}$  相互作用拉氏量可以写为<sup>[26]</sup>:

$$\begin{aligned} L_{Zb\bar{b}} &= \frac{e}{S_W C_W} (g_L^b \bar{b}_L \gamma^\mu b_L + g_R^b \bar{b}_R \gamma^\mu b_R) Z_\mu \\ &= \frac{e}{2S_W C_W} \bar{b} \gamma^\mu (g_V^b - g_A^b \gamma_5) b Z_\mu \end{aligned} \quad (4-1)$$

其中,  $\theta_W$  为温伯格角,  $S_W = \sin \theta_W$ ,  $C_W = \cos \theta_W$ ,  $\bar{b}_{L(R)} = \bar{b} P_{L(R)}$ ,  $b_{L(R)} = P_{L(R)} b$ ,  $P_L = \frac{1-\gamma_5}{2}$ ,  $P_R = \frac{1+\gamma_5}{2}$ ;  $g_{L,R}^b$  分别是左手和右手  $Zb\bar{b}$  耦合系数,  $g_{V,A}^b$  分别是矢量和轴矢量  $Zb\bar{b}$  耦合系数。

计算中, 我们应用维数正规化和 on-shell 重整化方案。重整化的有效顶角可形式

化表示为

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_{Zb\bar{b}}^\mu &= \Gamma_{Zb\bar{b}}^\mu - ie\gamma^\mu (\nu_b - a_b \gamma_5) \frac{C_W}{2S_W} \delta Z_{ZA} - ieQ_b \gamma^\mu \frac{1}{2} \delta Z_{ZA} \\ &+ ie\gamma^\mu (\nu_b - a_b \gamma_5) \delta Z_V^b - ie\gamma^\mu (\nu_b - a_b \gamma_5) \delta Z_A^b \end{aligned} \quad (4-2)$$

其中,  $\nu_b = \frac{g_V^b}{2S_W C_W}$ ,  $a_b = \frac{g_A^b}{2S_W C_W}$ 。  $\Gamma_{Zb\bar{b}}^\mu$ ,  $\delta Z_{ZA}$ ,  $\delta Z_V^b$ ,  $\delta Z_A^b$  在维数正规化下可用标准函

数:  $B_{0,1}, C_0, C_{ij}$  表示, 其具体表达式见附录。在计算中, 我们忽略了新规范粒子质量项中和费曼规则中的高阶项  $O(\nu^2/f^2)$ , 由于 T 夸克的贡献都是  $O(\nu^2/f^2)$  阶的, 所以它的贡献也没有考虑。

### 4.3 电弱精确测量 $R_b$ 和 $A_{FB}^b$ 对 LHT 模型中镜像夸克质量的限制

我们知道,  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  是与耦合  $Zb\bar{b}$  有关的电弱精确测量物理量。  $R_b$  被定义为 Z 玻色子衰变到  $b\bar{b}$  与衰变到所有强子道的分支比:

$$R_b = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})} \quad (4-3)$$

强子衰变全宽度是五种夸克衰变宽度之和:

$$\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons}) = \Gamma(Z \rightarrow u\bar{u}) + \Gamma(Z \rightarrow d\bar{d}) + \Gamma(Z \rightarrow s\bar{s}) + \Gamma(Z \rightarrow c\bar{c}) + \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \quad (4-4)$$

对于五对夸克中的任意一种衰变都有<sup>[27]</sup>

$$\Gamma_q \equiv \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = 12\Gamma_0 (g_{Aq}^2 R_{Aq} + g_{Vq}^2 R_{Vq}) \quad (4-5)$$

其中  $\Gamma_0 = \frac{G_F M_{Z_L}^3}{24\sqrt{2}\pi}$ 。

因子  $R_{Aq}$  和  $R_{Vq}$  包含来自于末态胶子和光子的贡献。在最粗略的近似下

$$R_{Vq} = R_{Aq} = 1 + \frac{\hat{\alpha}_s}{\pi} \quad (4-6)$$

其中  $\alpha_s^2(q^2)$  是 QCD 跑动耦合常数:

$$\hat{\alpha}_s \equiv \alpha_s(q^2 = m_Z^2) \quad (4-7)$$

$A_{FB}^b$  为衰变到  $b\bar{b}$  的非极化前后不对称因子, 定义为:

$$A_{FB}^b = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (4-8)$$

可以表示为以下表达式

$$A_{FB}^b = \frac{3}{4} A_e A_b \left( 1 - k_A \frac{\alpha_s}{\pi} \right) \quad (4-9)$$

在最低阶有

$$A_{FB}^b = \frac{3}{4} A_e A_b \quad (4-10)$$

其中  $\sigma_F$  是在入射电子方向半球找到散射费米子的截面,  $\sigma_B$  是在正电子方向半球找到散射费米子的截面;  $\left( 1 - k_A \frac{\alpha_s}{\pi} \right)$  表示QCD辐射修正; 并且

$$A_b = \frac{2g_{Ab}g_{Vb}}{\nu_b^2 g_{Ab}^2 + (3 - \nu_b^2) g_{Vb}^2 / 2} \quad (4-11)$$

其中  $\nu_b$  是  $b$  夸克的速率:

$$\nu_b = \sqrt{1 - \frac{4\hat{m}_b^2}{M_{Z_L}^2}} \quad (4-12)$$

这里  $\hat{m}_b$  是  $\overline{MS}$  方案中在  $M_{Z_L}$  能标  $b$  夸克的跑动质量<sup>[28]</sup>,  $g_{Ab}$  和  $g_{Vb}$  是轴矢量和有效矢量耦合系数。

Z-pole 实验已经给出了精确的  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  测量值。LEP+SLD 给出的  $R_b$  实验测量值为

$$R_b^{\text{exp}} = 0.21629 \pm 0.00066 \quad (4-13)$$

标准模型的理论预言为

$$R_b^{\text{SM}} = 0.21582 \quad (4-14)$$

实验结果与标准模型的理论预言有 0.7 个标准偏差。

LEP 给出的  $A_{FB}^b$  实验测量值为

$$0.0992 \pm 0.0016 \quad (4-15)$$

而标准模型对  $A_{FB}^b$  的理论预言为

$$A_{FB}^{b(\text{SM})} = 0.1038 \quad (4-16)$$

实验结果与标准模型的理论预言有-2.9 个标准偏差。

由上可知, LHT 模型对  $Zb\bar{b}$  耦合有圈图贡献, 修正同样会影响到对  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  的理论

预言。为给出 LHT 模型对  $R_b$ ,  $A_{FB}^b$  理论预言的数值结果, 我们取以下输入参数<sup>[29]</sup>: 费米常数  $G_F = 1.16637 \times 10^{-5}$ , 精细结构常数  $\alpha = 1/128$ , 强耦合常数  $\hat{\alpha}_s = 0.1176$ , Z 玻色子质量  $M_{Z_L} = 91.2 \text{ GeV}$ , 费米子质量  $m_f$ , 电弱混合角  $S_W^2 = \sin^2 \theta_W = 0.231$  和末态不对称性参数  $A_e = 0.1515$ , 我们取  $\left(1 - k_A \frac{\alpha_s}{\pi}\right)$  值为 0.95。与 LHT 模型有关的参数有: 能标  $f$ 、镜像夸克质量和矩阵  $V_{Hu}$  及  $V_{Hd}$  中的参数。

对于镜像夸克质量, 在  $O(v/f)$  阶有  $m_{u'_H} = m_{d'_H}$ , 为讨论方便, 我们进一步假设

$$m_{u'_H} = m_{u''_H} = m_{d'_H} = m_{d''_H} \equiv M_{12}, \quad m_{u'_H} = m_{d'_H} \equiv M_3$$

对于矩阵  $V_{Hu}$  和  $V_{Hd}$ , 考虑文献[19]的限制, 我们取下面两种情况:

- (I)  $V_{H_d} = 1, V_{H_u} = V_{CKM}^+$
- (II)  $s_{13}^d = 0.5, \delta_{12}^d = \delta_{23}^d = 0, \delta_{13}^d = \delta_{13}^{SM},$  其余  $s_{ij}^d = s_{ij}^{SM}$

首先, 我们讨论  $R_b$  随 LHT 模型参数的变化情况, 其数值结果由图(4-2)-(4-8)给出。在情况 I 下,  $R_b$  随  $M_{12}$  变化不太敏感, 因此我们固定  $M_{12} = 600 \text{ GeV}$ , 在图4-2中给出了  $R_b$  随  $M_3$  变化的曲线, 在情况 II 下,  $R_b$  随  $M_{12}$ 、 $M_3$  变化都比较敏感, 我们在图(4-3)-(4-5)和图(4-6)-(4-8)中分别给出了情况 II 下  $R_b$  随  $M_3$  和  $R_b$  随  $M_{12}$  的变化曲线。为了看出  $R_b$  随标度  $f$  的变化情况, 我们将  $f$  取了3个不同值 500, 1000, 2000 GeV。可以看到,  $R_b$  随着  $M_{12}$ 、 $M_3$  的增加逐渐增加; 且随着能标  $f$  的增加曲线逐渐下降。与  $R_b$  实验值比较, 我们发现  $f$  取值越大, 实验对镜像夸克的质量限制越小。在情况 I 下, 取  $f = 500 \text{ GeV}$ ,  $M_3 > 2300 \text{ GeV}$  时  $R_b$  会超出  $2\sigma$  范围的部分, 随着能标的提高, 实验对  $M_3$  的限制越来越松。在情况 II 下,  $R_b$  随  $f$  和  $M_3$  的变化趋势与情况 I 的基本相同, 但这时  $R_b$  对  $M_{12}$  变得比较敏感, 从图(4-6)-(4-8)可以看出,  $R_b$  随  $M_{12}$  的变化趋势大致与  $M_3$  的相同。

然后, 我们讨论  $A_{FB}^b$  随 LHT 模型参数的变化情况, 其数值结果由图(4-9)-(4-15)给出。同样, 在情况 I 下,  $A_{FB}^b$  随  $M_{12}$  变化不太敏感, 因此我们固定  $M_{12} = 600 \text{ GeV}$ , 在图4-9中给出了  $A_{FB}^b$  随  $M_3$  变化的曲线, 在情况 II 下,  $A_{FB}^b$  随  $M_{12}$ 、 $M_3$  变化都比较敏感, 我们在图(4-10)-(4-12)和图(4-13)-(4-15)中分别给出了情况 II 下  $A_{FB}^b$  随  $M_3$  和  $A_{FB}^b$  随  $M_{12}$  的变化曲线。为了看出  $A_{FB}^b$  随标度  $f$  的变化情况, 我们将  $f$  取了3个不同值

500,1000,2000 GeV。与  $R_b$  中的情况相似,  $A_{FB}^b$  随着  $M_{12}$ 、 $M_3$  的增加逐渐增加; 且随着能标  $f$  的增加曲线逐渐下降。可以看到,  $A_{FB}^b$  的变化曲线都在实验限的  $3\sigma \sim 2\sigma$  范围内, 实验对镜像夸克的质量限制非常宽松。

#### 4.4 LHT 模型对 $Zb\bar{b}$ 耦合系数的修正

树图耦合系数可以表示为

$$g_L^b = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3}S_W^2 \quad \text{和} \quad g_R^b = \frac{1}{3}S_W^2 \quad (4-17)$$

$$\text{或} \quad g_V^b = g_L^b + g_R^b = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}S_W^2 \quad \text{和} \quad g_A^b = g_L^b - g_R^b = -\frac{1}{2} \quad (4-18)$$

有效耦合系数可以写为

$$\bar{g}_{L,R}^b = g_{L,R}^b + \delta g_{L,R}^{SM} + \delta g_{L,R}^{NP} \quad (4-19)$$

$$\text{或} \quad \bar{g}_{V,A}^b = g_{V,A}^b + \delta g_{V,A}^{SM} + \delta g_{V,A}^{NP} \quad (4-20)$$

其中,  $\delta g_{L,R}^{SM}$ ,  $\delta g_{V,A}^{SM}$  和  $\delta g_{L,R}^{NP}$ ,  $\delta g_{V,A}^{NP}$  是相应的 SM 和 NP 单圈修正。

耦合系数的实验测量值为

$$g_V^b = -0.3220 \pm 0.0077, \quad g_A^b = -0.5144 \pm 0.0051 \quad (4-21)$$

$$g_L^b = -0.4182 \pm 0.0015, \quad g_R^b = 0.0962 \pm 0.0063 \quad (4-22)$$

标准模型的理论预言为

$$g_V^b = -0.3433, \quad g_A^b = -0.4984 \quad (4-23)$$

$$g_L^b = -0.4207, \quad g_R^b = 0.0775 \quad (4-24)$$

实验结果与标准模型的理论预言有将近 3 个标准偏差, 特别是右手部分的偏离较大, 很难给予解释。

在计算中,  $g_{V,A}^b + \delta g_{V,A}^{SM}$  和  $g_{L,R}^b + \delta g_{L,R}^{SM}$  被 SM 的理论值取代, 我们主要考虑 LHT 对耦合系数的修正  $\delta g_{V,A}^{LHT}$  和  $\delta g_{L,R}^{LHT}$ , 其具体表达式见附录。我们仍取上面的两种情况, 让参数  $M_{12} = 100 \sim 3000 \text{ GeV}$ ,  $M_3 = 100 \sim 3000 \text{ GeV}$ ,  $f = 500 \sim 3000 \text{ GeV}$  随机变化, 分别对耦合系数进行研究, 其结果由图(4-16)-(4-19)给出。从图中可以看出, 在所给的参数空间里, LHT 对  $g_L^b$  提供负修正, 对  $g_R^b$  的修正太小, 修正后的值仍落在实验限的  $3\sigma$  附近,

不能解释理论预言与实验的较大偏离。

### 4.5 结果与讨论

在 LHT 模型中, 我们讨论了两种情况下 T-odd 粒子对  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  的单圈贡献。从图中可以看出,  $R_b$  的关系曲线几乎全部落在实验限的  $2\sigma$  范围内, 而  $A_{FB}^b$  的关系曲线完全落在实验限的  $2\sigma \sim 3\sigma$  之间, 并且  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  随着前两代镜像夸克质量的变化没有随着第三代镜像夸克质量的变化明显。由于 T-odd 粒子的贡献并不大, 以至于 LHT 的修正不足以解释  $A_{FB}^b$  实验测量值和 SM 预言的较大偏差, 电弱精确测量的  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  实验值不能给镜像夸克质量以严格的限制, 而仅仅能给第三代镜像夸克质量一个允许存在的范围。LHT 对  $g_L^b$  提供负修正, 不能提供大的  $g_R^b$  修正, 理论预言与实验的偏离没有得到实质性的改善。

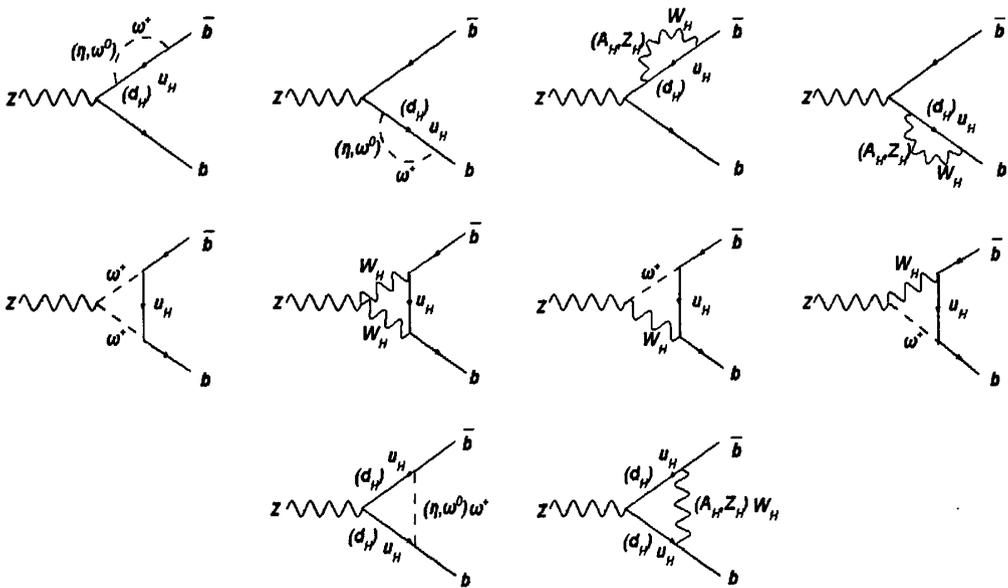


图 4-1  $Z \rightarrow b\bar{b}$  在 LHT 模型下的单圈阶修正费曼图

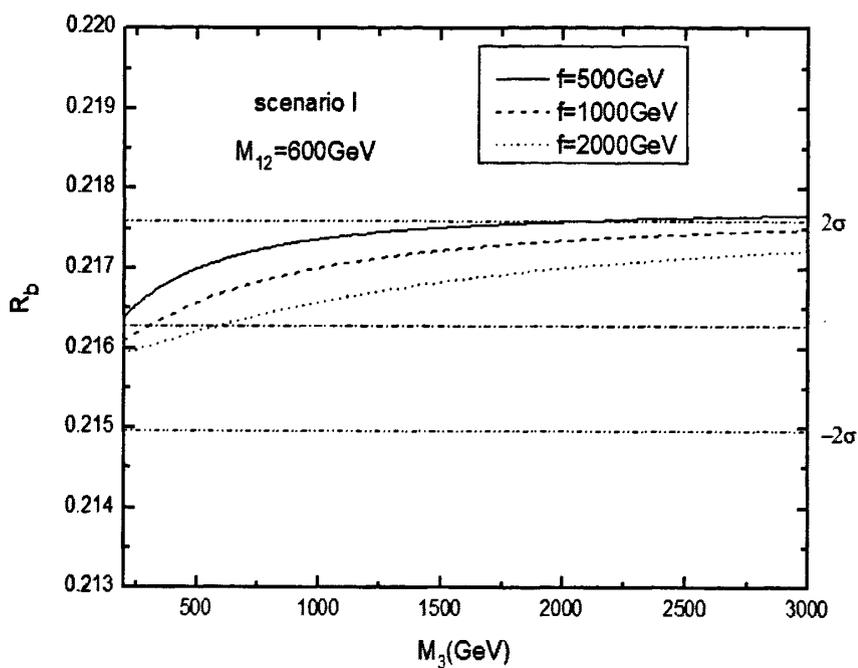


图4-2 情况 I，取  $M_{12} = 600 \text{ GeV}$  时， $R_b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

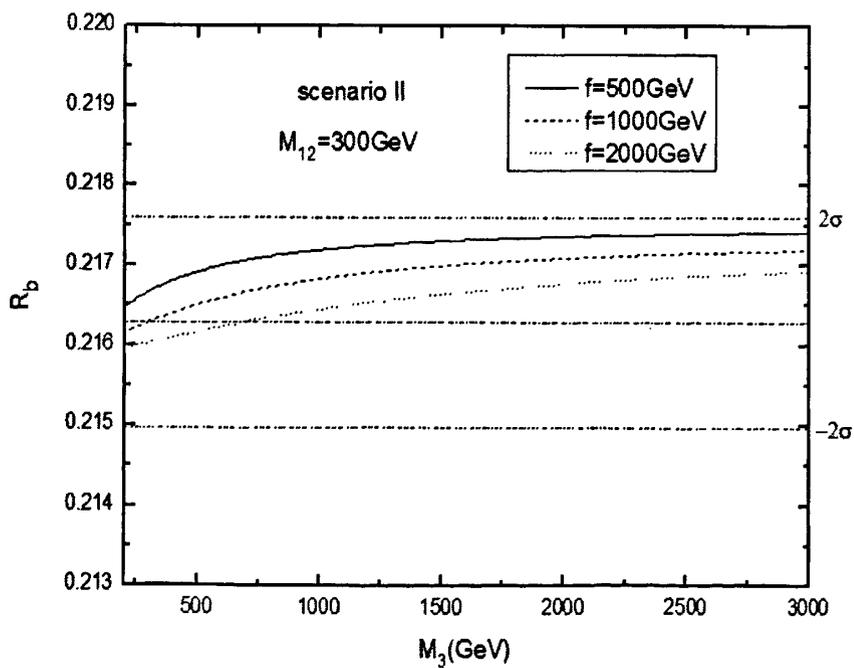


图 4-3 情况 II，取  $M_{12} = 300 \text{ GeV}$  时， $R_b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

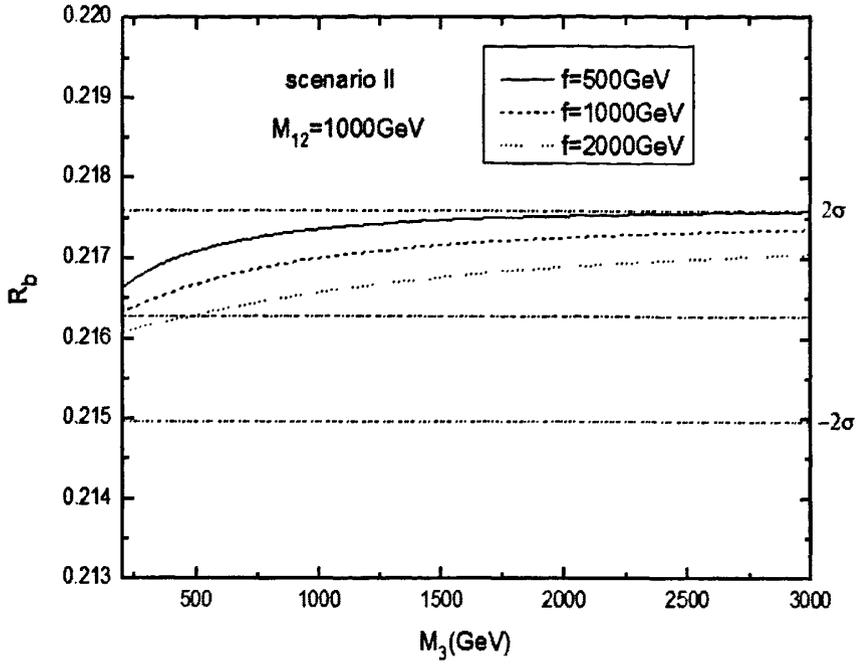


图 4-4 情况 II, 取  $M_{12} = 1000\text{GeV}$  时,  $R_b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

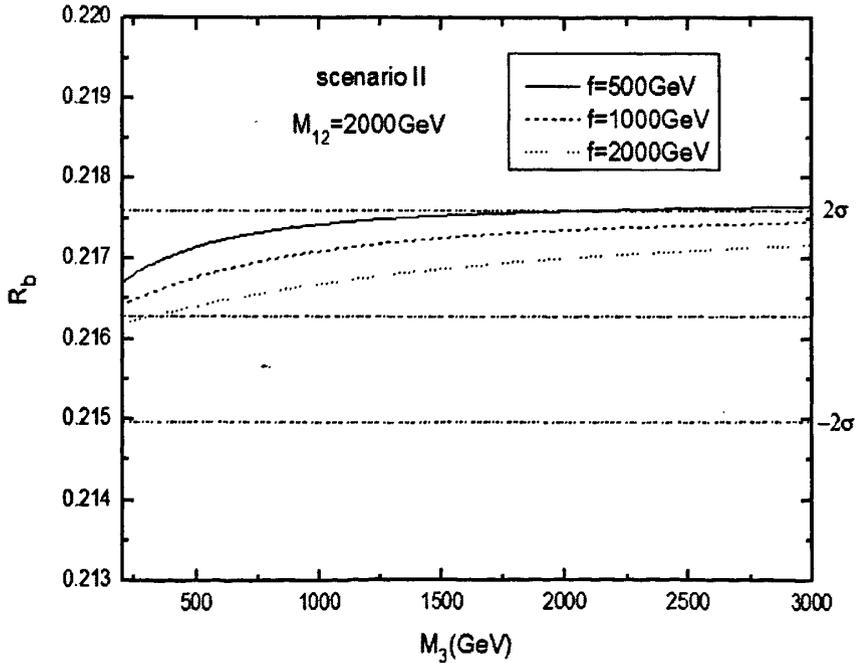


图 4-5 情况 II, 取  $M_{12} = 2000\text{GeV}$  时,  $R_b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

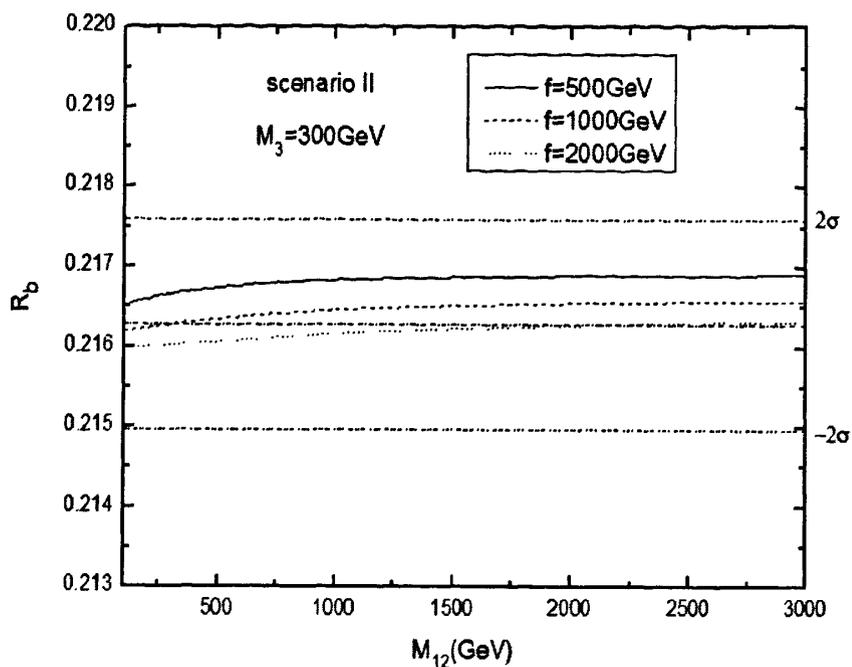


图 4-6 情况 II, 取  $M_3 = 300 \text{ GeV}$  时,  $R_b$  随  $M_{12}$  变化的关系曲线

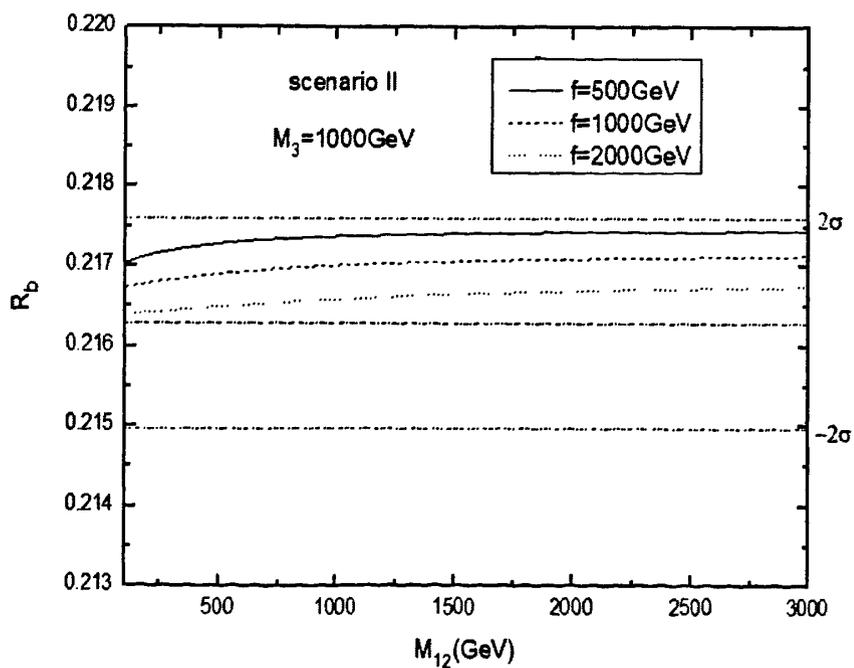


图 4-7 情况 II, 取  $M_3 = 1000 \text{ GeV}$  时,  $R_b$  随  $M_{12}$  变化的关系曲线

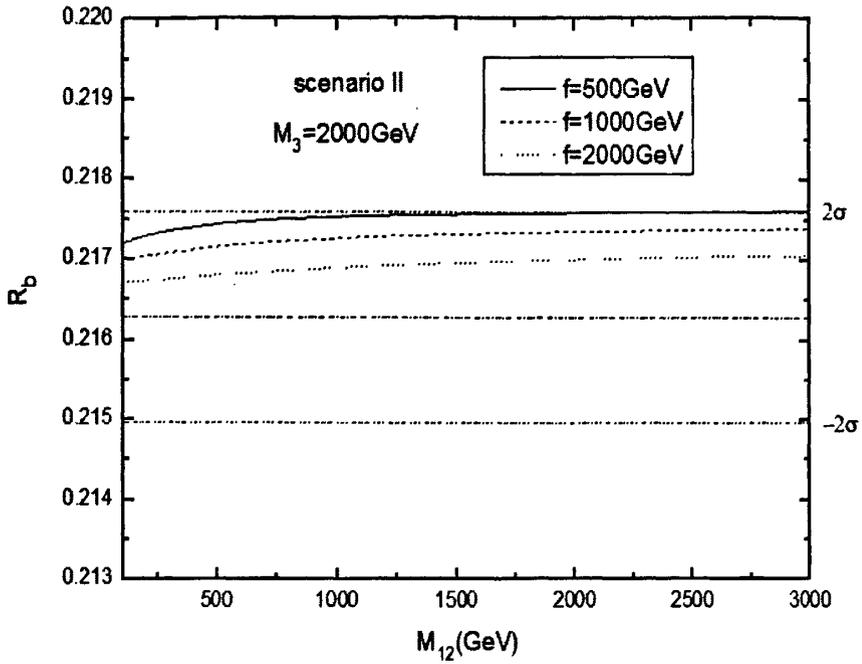


图 4-8 情况 II, 取  $M_3 = 2000 \text{ GeV}$  时,  $R_b$  随  $M_{12}$  变化的关系曲线

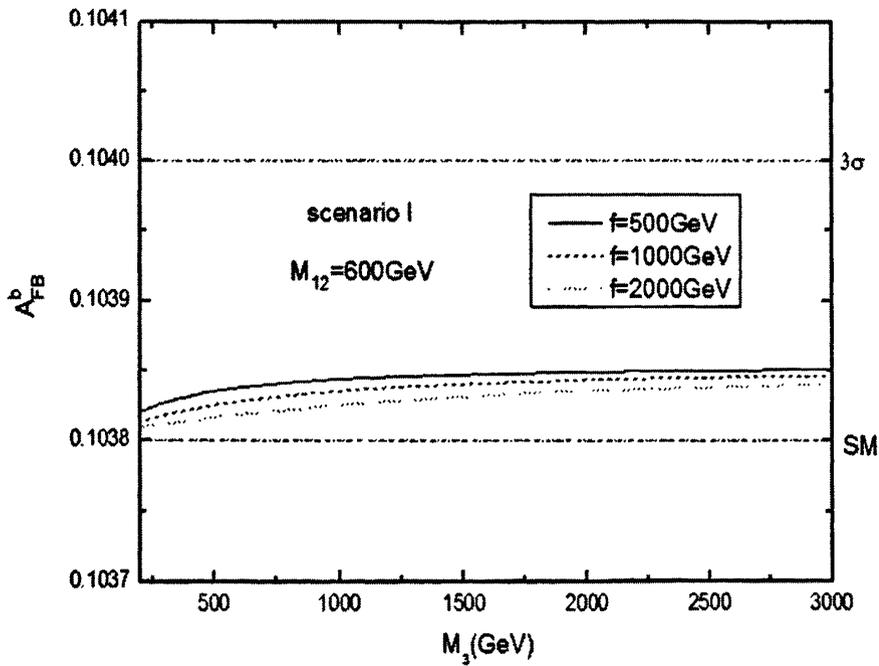


图 4-9 情况 I, 取  $M_{12} = 600 \text{ GeV}$  时,  $A_{FB}^b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

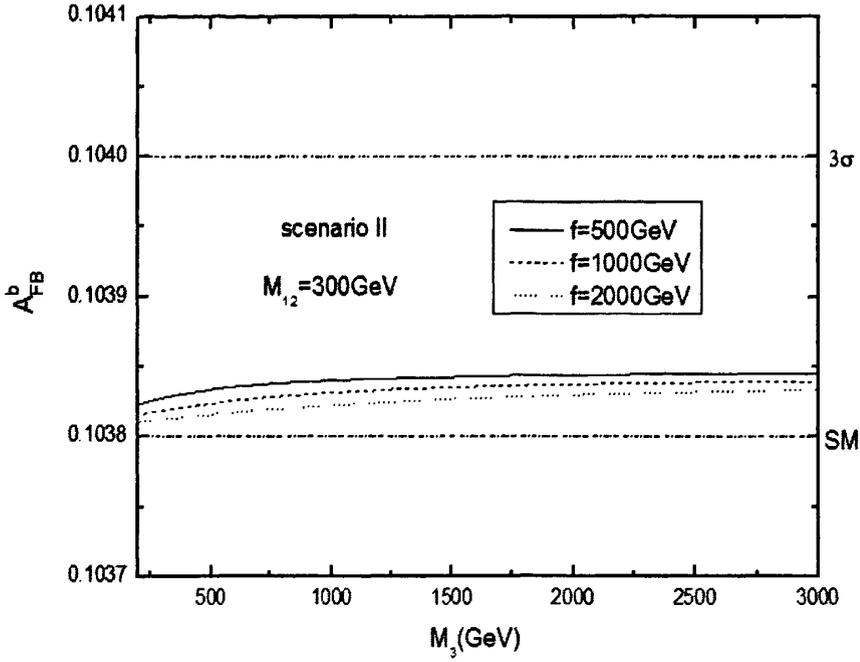


图 4-10 情况 II, 取  $M_{12} = 300 \text{ GeV}$  时,  $A_{FB}^b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

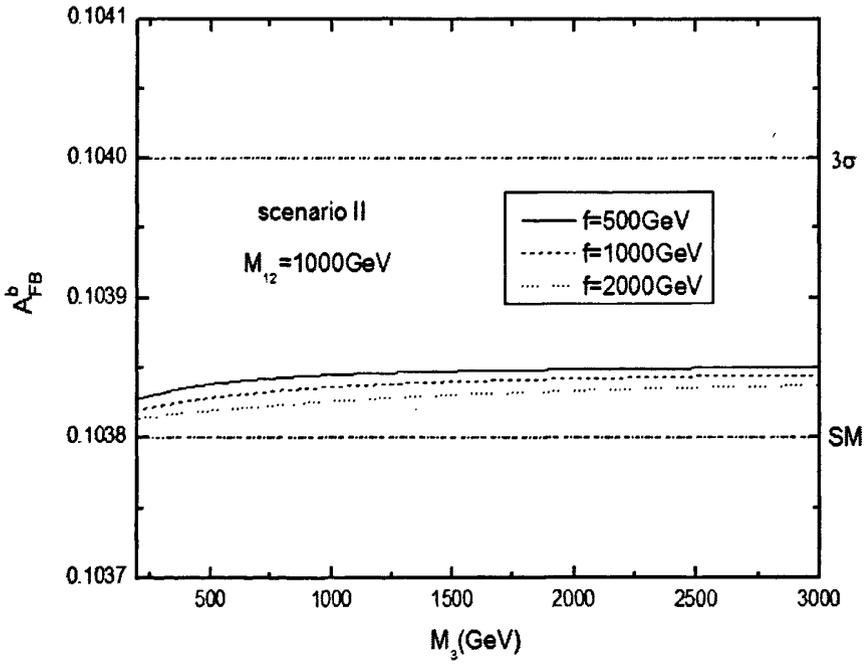


图 4-11 情况 II, 取  $M_{12} = 1000 \text{ GeV}$  时,  $A_{FB}^b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

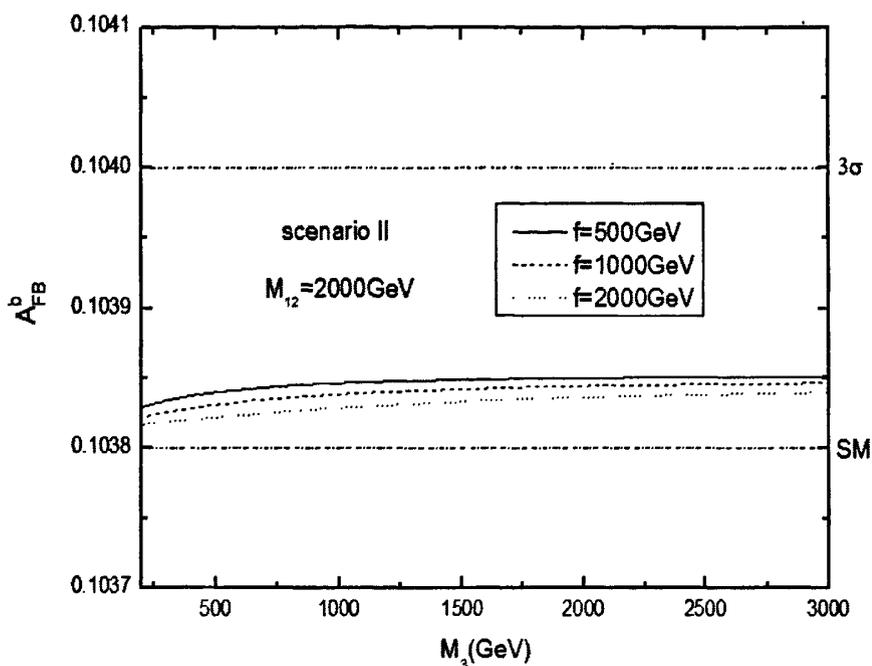


图 4-12 情况 II, 取  $M_{12} = 2000 \text{ GeV}$  时,  $A_{FB}^b$  随  $M_3$  变化的关系曲线

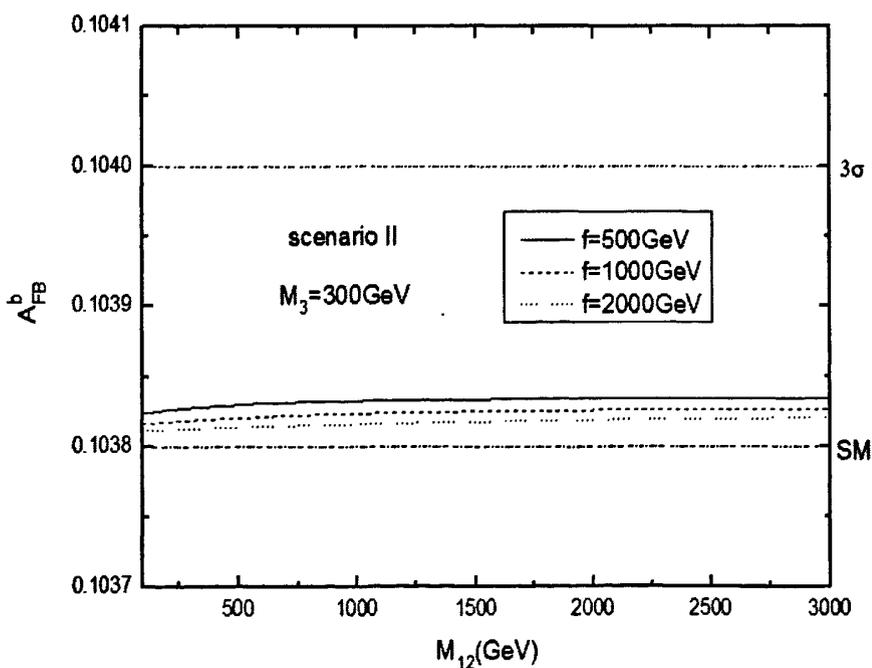


图 4-13 情况 II, 取  $M_3 = 300 \text{ GeV}$  时,  $A_{FB}^b$  随  $M_{12}$  变化的关系曲线

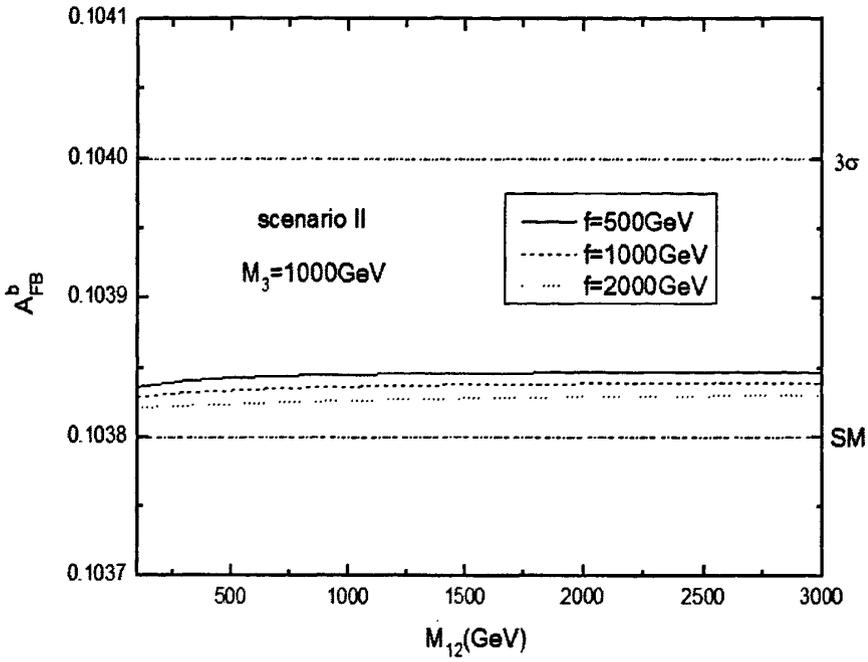


图 4-14 情况 II, 取  $M_3 = 1000 \text{ GeV}$  时,  $A_{FB}^b$  随  $M_{12}$  变化的关系曲线

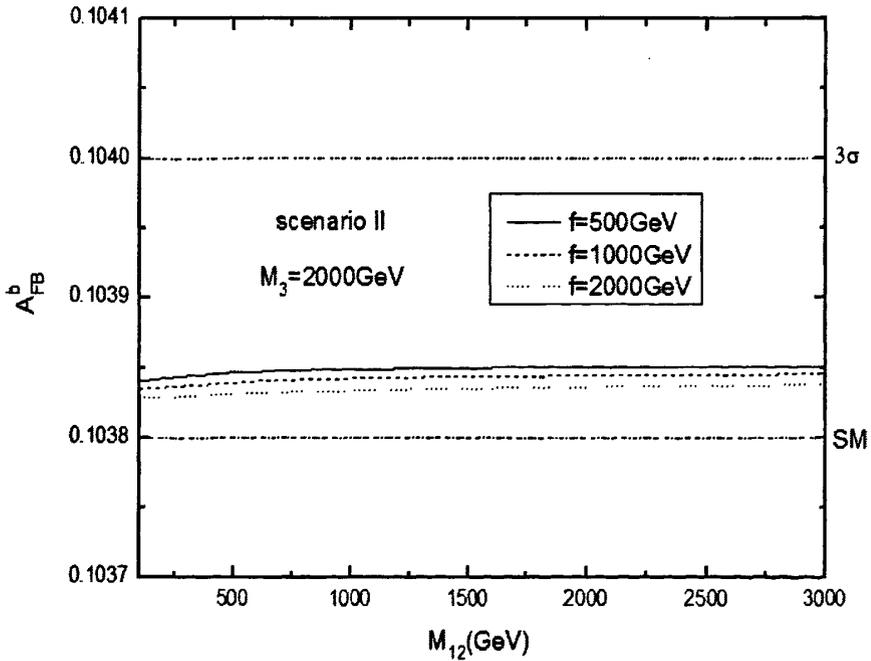


图 4-15 情况 II, 取  $M_3 = 2000 \text{ GeV}$  时,  $A_{FB}^b$  随  $M_{12}$  变化的关系曲线

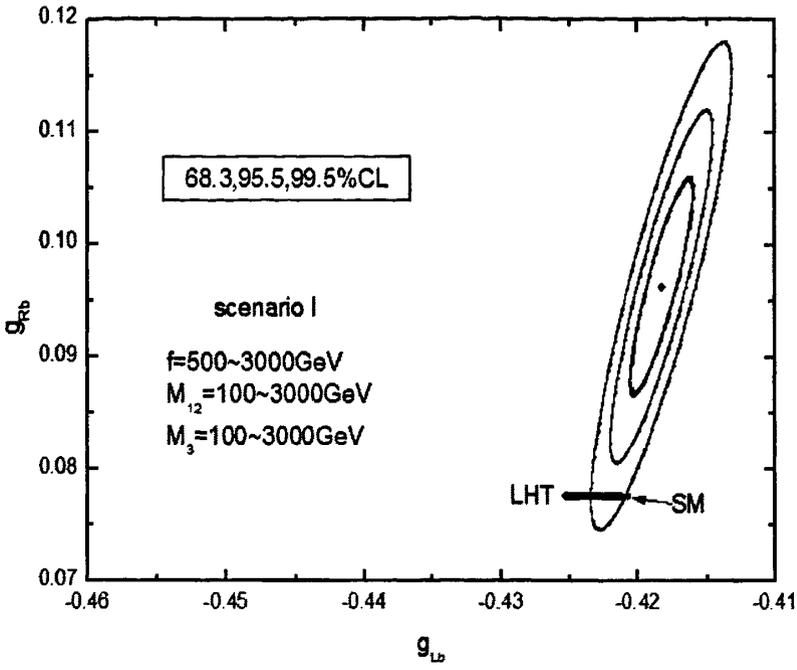


图 4-16 情况 I,  $g_{Lb}$  和  $g_{Rb}$  的关系曲线

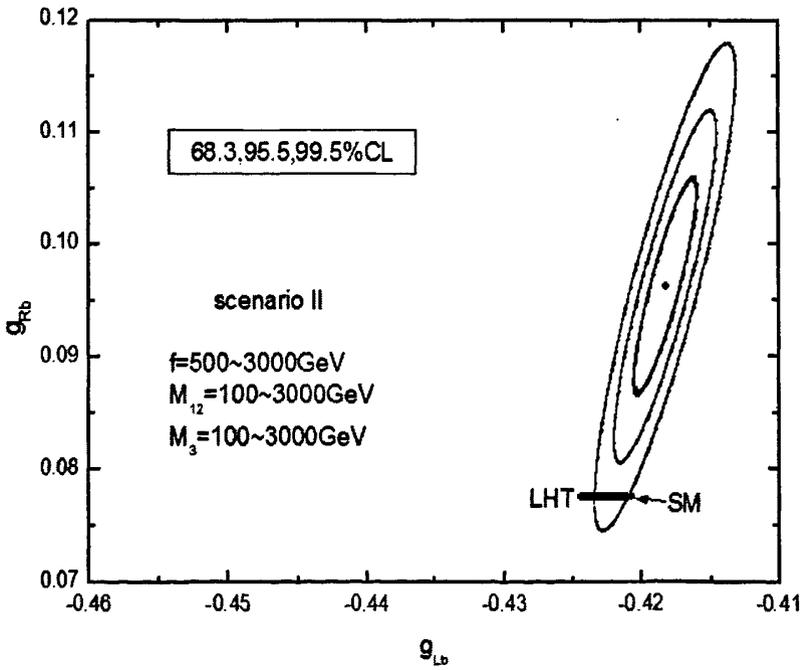


图 4-17 情况 II,  $g_{Lb}$  和  $g_{Rb}$  的关系曲线

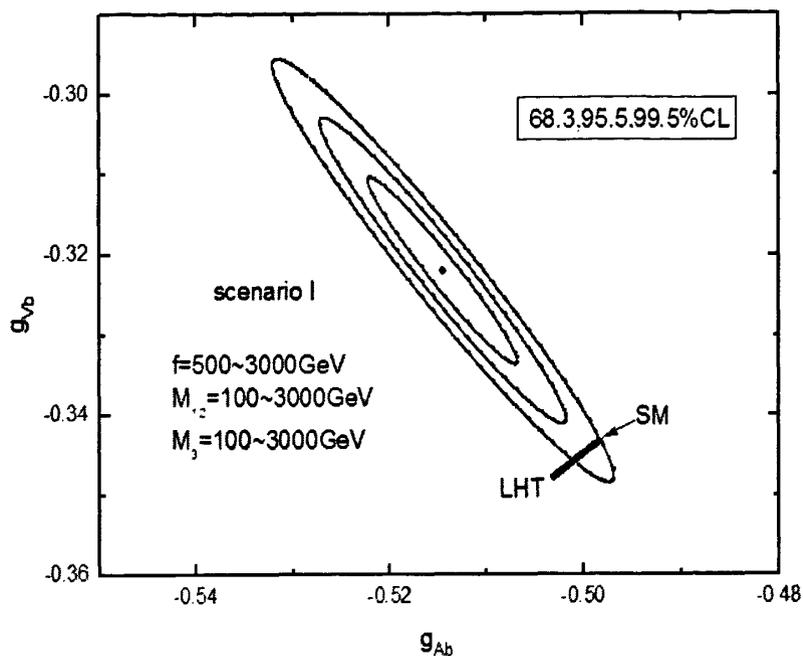


图 4-18 情况 I,  $g_{Ab}$  和  $g_{Vb}$  的关系曲线

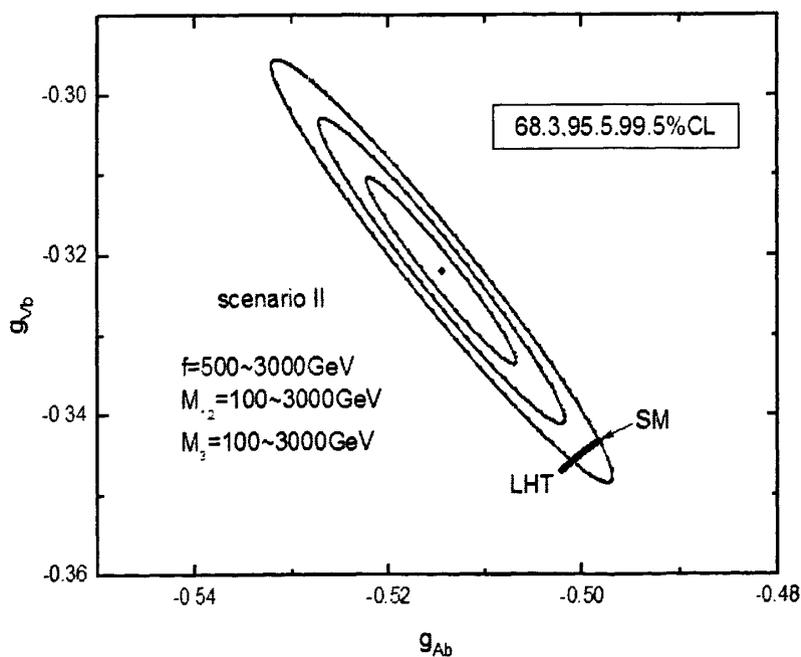


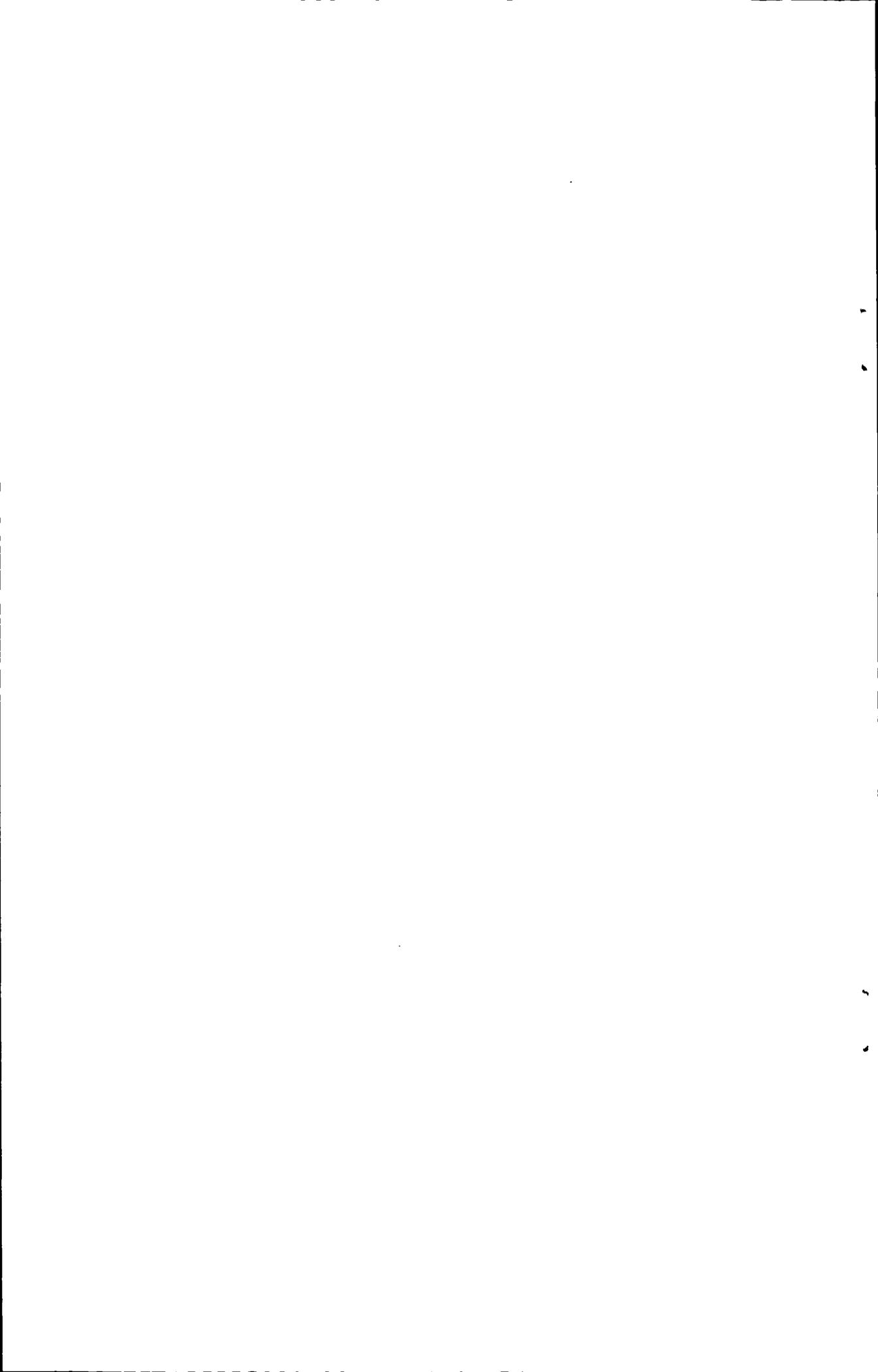
图 4-19 情况 II,  $g_{Ab}$  和  $g_{Vb}$  的关系曲线

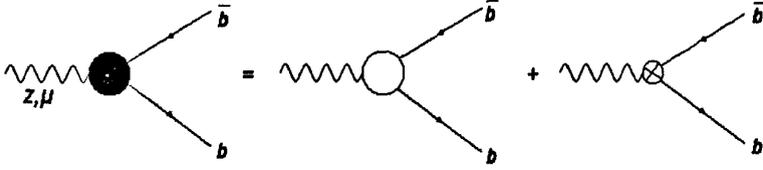


## 第五章 总结与展望

物理学归根到底是一门实验科学，粒子物理的标准模型正在接受越来越精确的高能物理实验的检验。人们相信标准模型绝不是故事的结束，而仅仅是物理学华美乐章的开始。一些根本性的问题标准模型并没有给出令人满意的答案，因此新物理模型应运而生，LHT 模型便是其中很有希望的模型之一。本文在 LHT 模型下对  $Zb\bar{b}$  耦合系数以及  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  存在的问题进行了探讨，并根据  $R_b$  和  $A_{FB}^b$  的精确测量值给出了模型中的镜像夸克质量的允许取值范围。由于 LHT 模型下对  $Zb\bar{b}$  耦合贡献较小，镜像夸克质量的允许取值范围比较大，LHT 模型并没有受到电弱精确测量的强烈限制。

欧洲核子研究中心 CERN 的大型强子对撞机 LHC 已经开始试运行，这一能量极高的魔兽将毁灭质子而产生出宇宙创生之初的粒子大家庭。它肩负众多使命，比如寻找上帝粒子黑格斯、超对称粒子、解答物质与反物质不对称之谜以及暗物质与暗能量之谜等等，一些新物理模型的预言也可能直接或间接的得到检验。我们期待现有理论预言得到证实，但我们更期待一些出人意料的结果出现，因为它们才是我们科学研究的原动力。总之，LHC 的运行必将揭开粒子物理学甚至整个物理学的新篇章！



附录 A: 重整化顶角  $\hat{\Gamma}_{Zbb}^{\mu}$  的表达式<sup>[30]</sup>


$$\hat{\Gamma}_{Zbb}^{\mu} = \Gamma_{Zbb}^{\mu} - ie\gamma^{\mu}(v_b - a_b\gamma_5) \frac{C_W}{2S_W} \delta Z_{ZA} - ieQ_b\gamma^{\mu} \frac{1}{2} \delta Z_{ZA} \\ + ie\gamma^{\mu}(v_b - a_b\gamma_5) \delta Z_V^b - ie\gamma^{\mu}(v_b - a_b\gamma_5) \delta Z_A^b$$

其中

$$v_b = \frac{I_b^3 - 2Q_b S_W^2}{2C_W S_W}, a_b = \frac{I_b^3}{2C_W S_W}, I_b^3 = -\frac{1}{2}, Q_b = -\frac{1}{3}$$

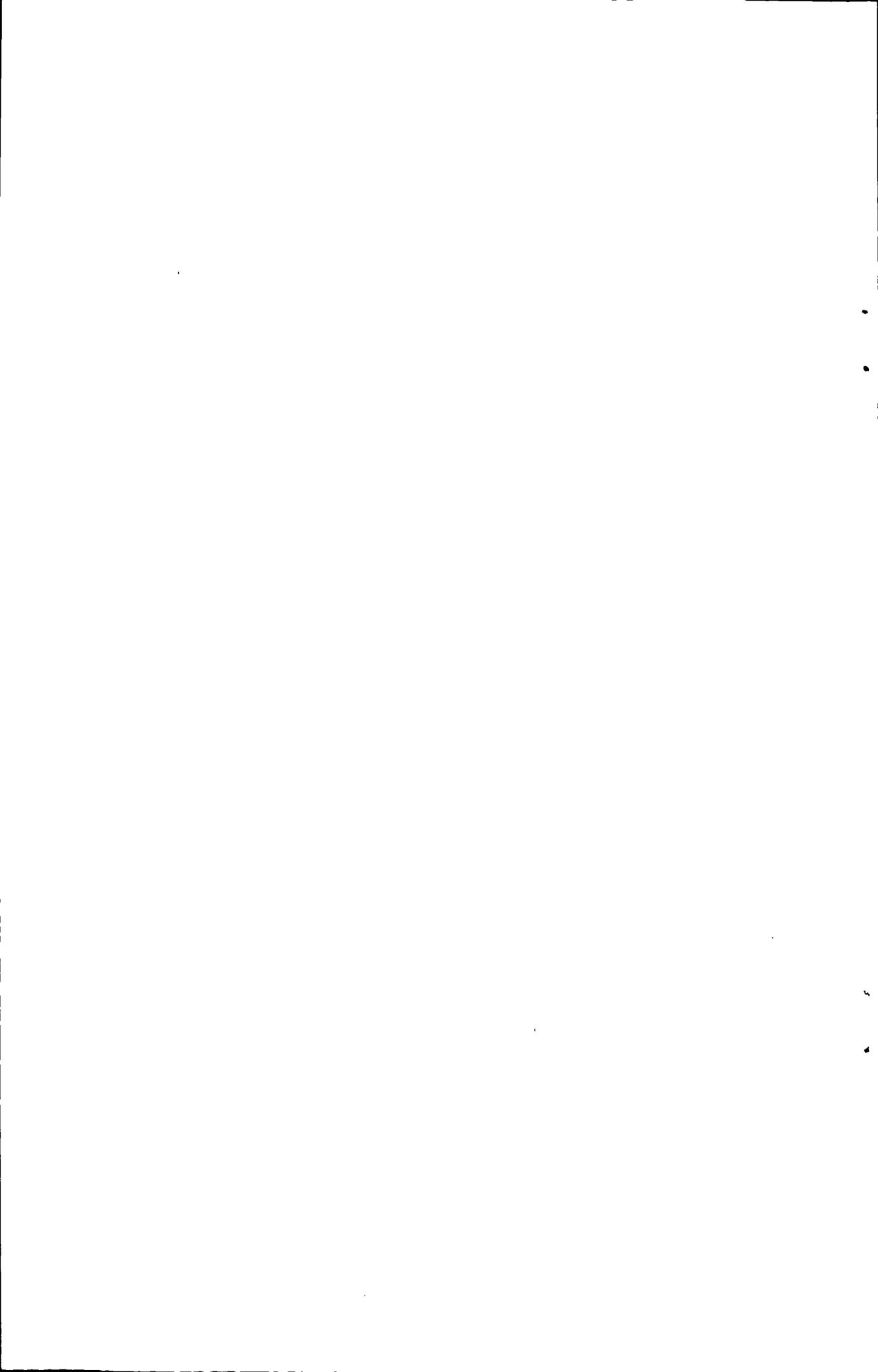
$$\delta Z_{ZA} = 2 \frac{\sum_T^{AZ}(0)}{M_{Z_L}^2}$$

$$\delta Z_L^b = \text{Re} \Sigma_L^b(m_b^2) + m_b^2 \frac{\partial}{\partial P_b^2} \text{Re} \left[ \Sigma_L^b(P_b^2) + \Sigma_R^b(P_b^2) + 2 \Sigma_S^b(P_b^2) \right]_{P_b^2 = m_b^2}$$

$$\delta Z_R^b = \text{Re} \Sigma_R^b(m_b^2) + m_b^2 \frac{\partial}{\partial P_b^2} \text{Re} \left[ \Sigma_L^b(P_b^2) + \Sigma_R^b(P_b^2) + 2 \Sigma_S^b(P_b^2) \right]_{P_b^2 = m_b^2}$$

$$\delta Z_V^b = \frac{1}{2} (\delta Z_L^b + \delta Z_R^b), \delta Z_A^b = \frac{1}{2} (\delta Z_L^b - \delta Z_R^b)$$

$$\hat{\Gamma}_{Zbb}^{LHT, \mu} = \Gamma_{Zbb}^{\mu}(\eta) + \Gamma_{Zbb}^{\mu}(\omega^0) + \Gamma_{Zbb}^{\mu}(\omega^{\pm}) + \Gamma_{Zbb}^{\mu}(A_H) + \Gamma_{Zbb}^{\mu}(Z_H) + \Gamma_{Zbb}^{\mu}(W_H^{\pm}) + \Gamma_{Zbb}^{\mu}(\omega^{\pm}, W_H^{\pm}) \\ + \delta \Gamma_{Zbb}^{\mu}(\eta) + \delta \Gamma_{Zbb}^{\mu}(\omega^0) + \delta \Gamma_{Zbb}^{\mu}(\omega^{\pm}) + \delta \Gamma_{Zbb}^{\mu}(A_H) + \delta \Gamma_{Zbb}^{\mu}(Z_H) + \delta \Gamma_{Zbb}^{\mu}(W_H^{\pm})$$



附录 B:  $\delta g_{L,R}^{LHT}$  的详细表达式

我们用两点 and 三点标准函数  $B_0, B_1, C_j$  来表示计算结果, 定义动量  $\bar{P}_b, P_b$  的方向向外为正。在所有的表达式中,  $b$  夸克的质量已经被忽略掉了。

$$\begin{aligned}
\delta g_L = & \frac{1}{16\pi^2} g^2 C_W^2 (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} m_{u_H}^2 C_0^a \\
& - \frac{1}{16\pi^2} \frac{g'^2}{100M_{A_H}^2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \left( -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right) \left[ m_{d_H}^4 C_0^b - m_{d_H}^2 M_{Z_L}^2 C_{12}^b - m_{d_H}^2 M_{Z_L}^2 C_{23}^b - 2m_{d_H}^2 C_{24}^b + \frac{1}{2} m_{d_H}^2 \right] \right. \\
& - \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{2} m_{d_H}^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) + \frac{1}{2} m_{d_H}^2 (m_{d_H}^2 - M_{A_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) \right] \\
& \left. - \frac{1}{3} S_W^2 \left[ -\frac{1}{2} m_{d_H}^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) - \frac{1}{2} m_{d_H}^2 (m_{d_H}^2 - M_{A_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) \right] \right\} \\
& - \frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{4M_{Z_H}^2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \left( -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right) \left[ m_{d_H}^4 C_0^c - m_{d_H}^2 M_{Z_L}^2 C_{12}^c - m_{d_H}^2 M_{Z_L}^2 C_{23}^c - 2m_{d_H}^2 C_{24}^c + \frac{1}{2} m_{d_H}^2 \right] \right. \\
& - \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{2} m_{d_H}^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) + \frac{1}{2} m_{d_H}^2 (m_{d_H}^2 - M_{Z_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) \right] \\
& \left. - \frac{1}{3} S_W^2 \left[ -\frac{1}{2} m_{d_H}^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) - \frac{1}{2} m_{d_H}^2 (m_{d_H}^2 - M_{Z_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) \right] \right\} \\
& - \frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{4M_{W_H}^2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} S_W^2 \right) \left[ m_{u_H}^4 C_0^d - m_{u_H}^2 M_{Z_L}^2 C_{12}^d - m_{u_H}^2 M_{Z_L}^2 C_{23}^d - 2m_{u_H}^2 C_{24}^d + \frac{1}{2} m_{u_H}^2 \right] \right. \\
& - \frac{1}{2} \left[ \frac{1}{2} m_{u_H}^2 B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) + \frac{1}{2} m_{u_H}^2 (m_{u_H}^2 - M_{W_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) \right] \\
& \left. - \frac{1}{3} S_W^2 \left[ -\frac{1}{2} m_{u_H}^2 B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) - \frac{1}{2} m_{u_H}^2 (m_{u_H}^2 - M_{W_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) \right] + 2C_W^2 m_{u_H}^2 C_{24}^e \right\} \\
& - \frac{1}{16\pi^2} \frac{g'^2}{100} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \left( -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right) \left[ -2m_{d_H}^2 C_0^f + 2M_{Z_L}^2 C_{11}^f + 2M_{Z_L}^2 C_{23}^f + 4C_{24}^f - 2 \right] \right. \\
& + \left[ \frac{1}{2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) + \frac{1}{2} (m_{d_H}^2 - M_{A_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) \right] \\
& \left. - \frac{1}{3} S_W^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) - \frac{1}{3} S_W^2 (m_{d_H}^2 - M_{A_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) - \frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{4} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \left[ -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right] \left[ -2m_{d_H}^2 C_0^g + 2M_{Z_L}^2 C_{11}^g + 2M_{Z_L}^2 C_{23}^g + 4C_{24}^g - 2 \right] \right. \\
 & + \left[ \frac{1}{2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) + \frac{1}{2} (m_{d_H}^2 - M_{Z_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) \right] \\
 & \left. - \frac{1}{3} S_W^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) - \frac{1}{3} S_W^2 (m_{d_H}^2 - M_{Z_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) - \frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right\} \\
 & + \frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} S_W^2 \right) \left[ 2m_{u_H}^2 C_0^h + 2M_{Z_L}^2 C_{11}^h + 2M_{Z_L}^2 C_{23}^h + 4C_{24}^h - 2 \right] \\
 & + \frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} C_W^2 \left[ -2M_{Z_L}^2 C_0^i - 2M_{Z_L}^2 C_{11}^i - 2M_{Z_L}^2 C_{23}^i - 12C_{24}^i + 2 \right] \\
 & + \frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left[ \frac{1}{2} B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) + \frac{1}{2} (m_{u_H}^2 - M_{W_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) \right. \\
 & \left. - \frac{1}{3} S_W^2 B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) - \frac{1}{3} S_W^2 (m_{u_H}^2 - M_{W_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) - \frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right] \\
 & + \frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{M_{Z_L}^2} C_W^2 \left[ -2A(M_{W_H}) + 2M_{W_H}^2 B_0(0, M_{W_H}, M_{W_H}) + 2M_{W_H}^2 + M_{Z_L}^2 B_0(0, M_{W_H}, M_{W_H}) \right] \\
 & - \frac{1}{16\pi^2} \frac{2g^2}{M_{Z_L}^2} \left\{ \frac{2}{3} \left( \frac{1}{2} - \frac{2}{3} S_W^2 \right) \left[ -\frac{2}{3} A(m_{u_H}) + \frac{2}{3} m_{u_H}^2 B_0(0, m_{u_H}, m_{u_H}) + \frac{2}{3} m_{u_H}^2 \right] \right. \\
 & - \frac{1}{3} \left( -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2 \right) \left[ -\frac{2}{3} A(m_{d_H}) + \frac{2}{3} m_{d_H}^2 B_0(0, m_{d_H}, m_{d_H}) + \frac{2}{3} m_{d_H}^2 \right] \\
 & \left. - \left( -\frac{1}{2} + S_W^2 \right) \left[ -\frac{2}{3} A(m_{t_H}) + \frac{2}{3} m_{t_H}^2 B_0(0, m_{t_H}, m_{t_H}) + \frac{2}{3} m_{t_H}^2 \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$C_y^a = C_y^a(\bar{P}_b, P_b, M_{W_H}, m_{u_H}, M_{W_H})$$

$$C_y^b = C_y^b(\bar{P}_b, P_b, m_{d_H}, M_{A_H}, m_{d_H})$$

$$C_y^c = C_y^c(\bar{P}_b, P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}, m_{d_H})$$

$$C_y^d = C_y^d(\bar{P}_b, P_b, m_{u_H}, M_{W_H}, m_{u_H})$$

$$C_y^e = C_y^e(\bar{P}_b, P_b, M_{W_H}, m_{u_H}, M_{W_H})$$

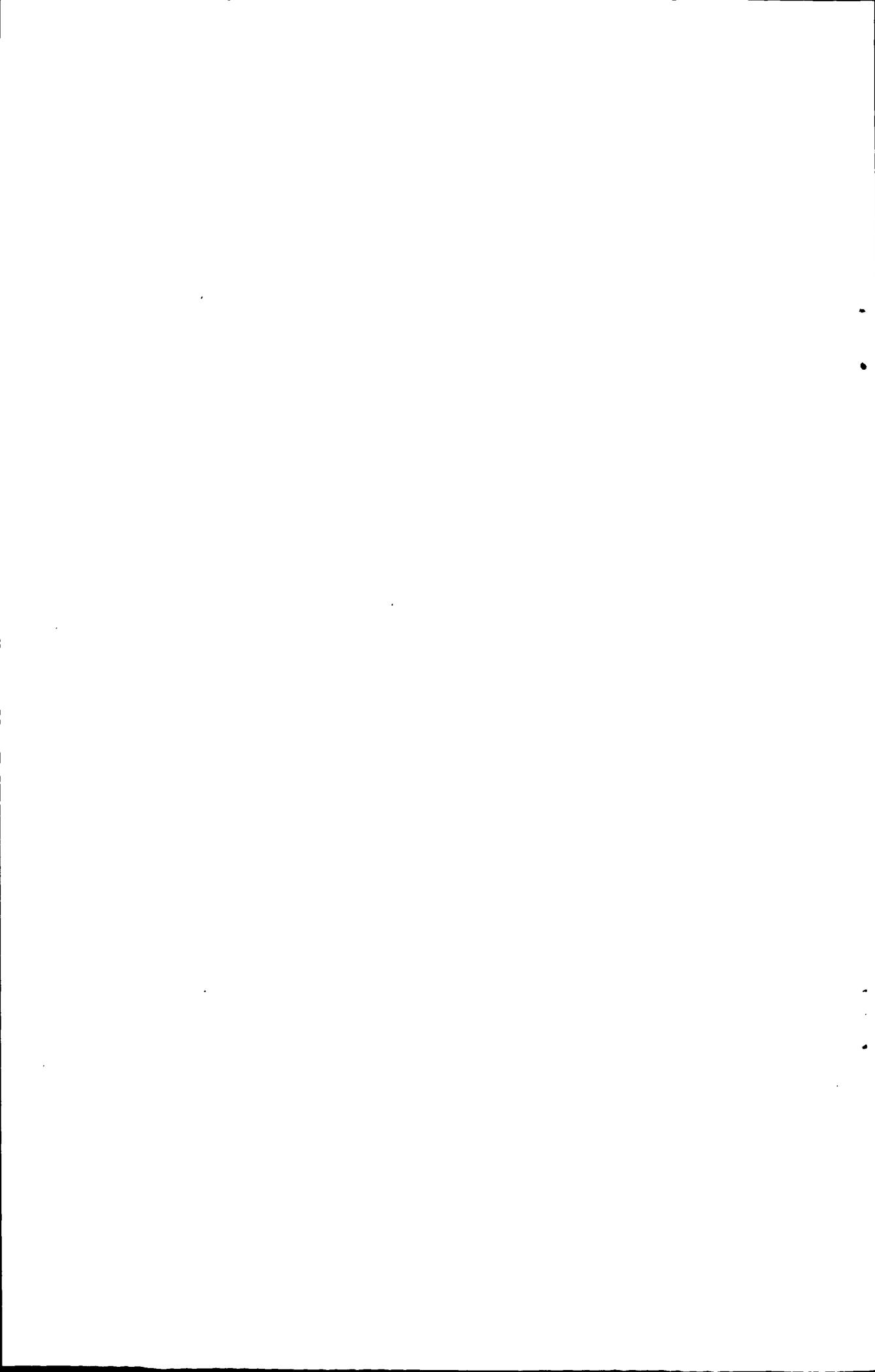
$$C_y^f = C_y^f(\bar{P}_b, P_b, m_{d_H}, M_{A_H}, m_{d_H})$$

$$C_y^g = C_y^g(\bar{P}_b, P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}, m_{d_H})$$

$$C_y^h = C_y^h(\bar{P}_b, P_b, m_{u_H}, M_{W_H}, m_{u_H})$$

$$C_y^i = C_y^i(\bar{P}_b, P_b, M_{W_H}, m_{u_H}, M_{W_H})$$

$$\begin{aligned}
 \delta g_R = & -\frac{1}{16\pi^2} \frac{g'^2}{100M_{A_H}^2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \frac{1}{3} S_W^2 m_{d_H}^2 B_1(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) \right. \\
 & \left. -\frac{1}{3} S_W^2 \left[ -\frac{1}{2} m_{d_H}^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) - \frac{1}{2} m_{d_H}^2 (m_{d_H}^2 - M_{A_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) \right] \right\} \\
 & -\frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{4M_{Z_H}^2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \frac{1}{3} S_W^2 m_{d_H}^2 B_1(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) \right. \\
 & \left. -\frac{1}{3} S_W^2 \left[ -\frac{1}{2} m_{d_H}^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) - \frac{1}{2} m_{d_H}^2 (m_{d_H}^2 - M_{Z_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) \right] \right\} \\
 & +\frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{2M_{W_H}^2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \frac{1}{3} S_W^2 m_{u_H}^2 B_1(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) \right. \\
 & \left. -\frac{1}{3} S_W^2 \left[ -\frac{1}{2} m_{u_H}^2 B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) - \frac{1}{2} m_{u_H}^2 (m_{u_H}^2 - M_{W_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) \right] \right\} \\
 & -\frac{1}{16\pi^2} \frac{g'^2}{100} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \frac{2}{3} S_W^2 B_1(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) + \frac{1}{3} S_W^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) \right. \\
 & \left. +\frac{1}{3} S_W^2 (m_{d_H}^2 - M_{A_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{A_H}) \right\} \\
 & -\frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{4} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \frac{2}{3} S_W^2 B_1(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) + \frac{1}{3} S_W^2 B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) \right. \\
 & \left. +\frac{1}{3} S_W^2 (m_{d_H}^2 - M_{Z_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{d_H}, M_{Z_H}) \right\} \\
 & -\frac{1}{16\pi^2} \frac{g^2}{2} (V_{Hd})_{i3}^* (V_{Hd})_{i3} \left\{ \frac{2}{3} S_W^2 B_1(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) + \frac{1}{3} S_W^2 B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) \right. \\
 & \left. +\frac{1}{3} S_W^2 (m_{u_H}^2 - M_{W_H}^2) \frac{\partial}{\partial P_b^2} B_0(-P_b, m_{u_H}, M_{W_H}) \right\}
 \end{aligned}$$

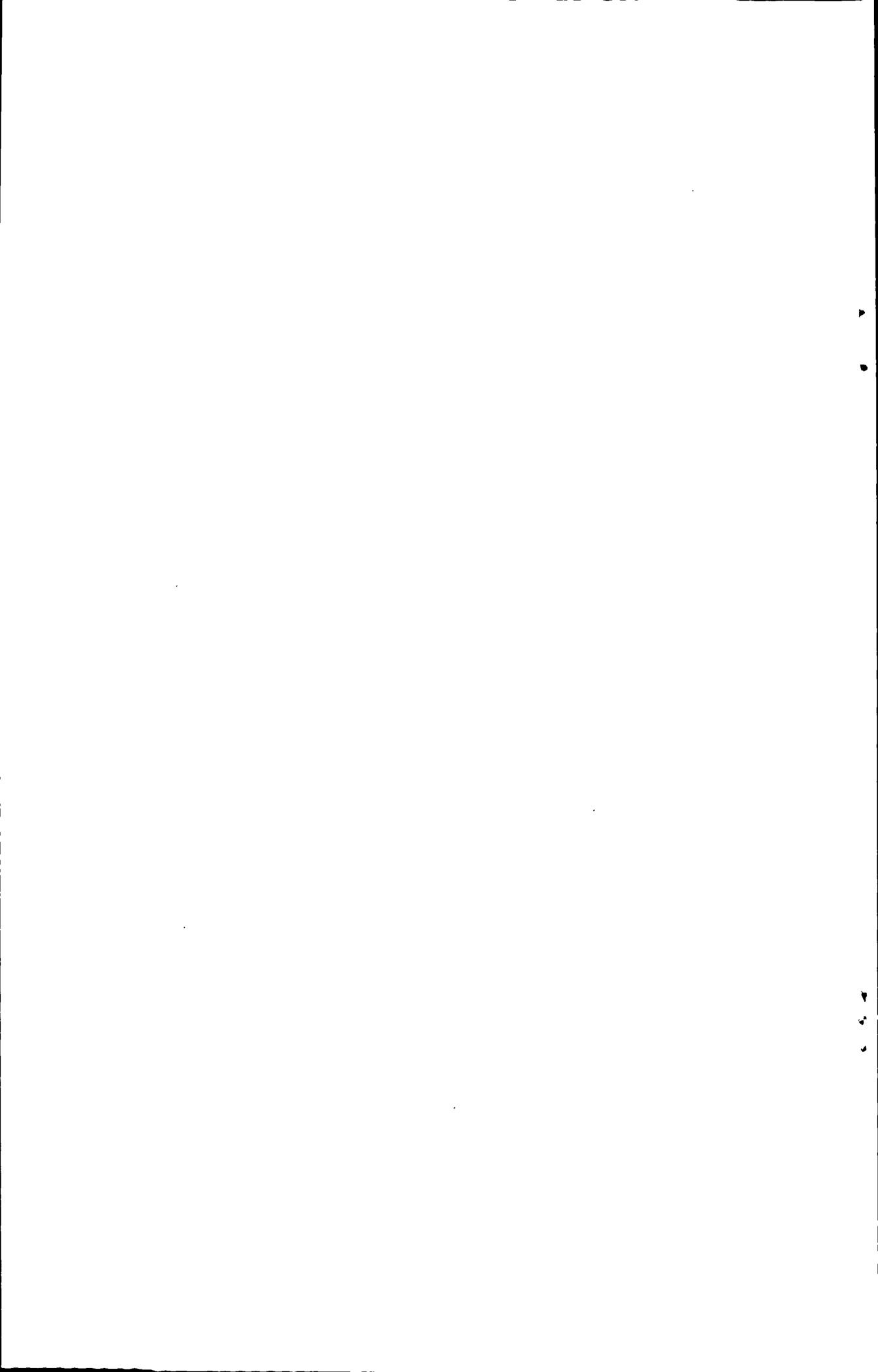


参 考 文 献

- [1] S.L.Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. Nucl.Phys. (1961)22:579-588.
- [2] S.Weinberg. A Model of Leptons. Phys.Rev.Lett. (1967)19:1264-1266,
- [3] A.Salam.Weak and Electromagnetic Interactions. Originally printed in Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden, Stockholm (1968)367-377.
- [4] M.S.Chanowitz.Electroweak Symmetry Breaking: Unitarity, Dynamics, Experimental Prospects. Ann. Rev.Nucl.Part.Sci.(1988)38:323-420.
- [5] N.Arkani-Hamed,A.GCohen,H.Georgi. Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction.Phys. Lett.B.(2001)513:232-240.
- [6] The ALEPH, CDF, D0, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations,the LEP Electroweak Working Group,the Tevatron Electroweak Working Group,and the SLD electroweak and heavy flavour groups , Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.arXiv:0811.4682v1
- [7] C.N.Yang,R.L.Mills. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance. Phys. Rev. (1954)96:191-195.
- [8] P.W.Higgs,Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons.Phys.Rev. (1966)145:1156-1163.
- [9] G't Hooft, Nobel lecture: A confrontation with infinity. Rev.Mod.Phys. (2000)72:333-339; M.Veltman,Nobel Lecture:From weak interactions to gravitation, Rev.Mod.Phys. (2000)72:341-349.
- [10] S.L.Glashow,J.Iliopoulos,L.Maiani,Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. Phys. Rev.D (1970)2:1285-1292.
- [11] N.Cabibbo,Unitary Symmetry and Leptonic Decays.Phys.Rev.Lett. (1963)10:531-533; M.Kobayashi, T.Maskawa,CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. Prog. Theor. Phys. (1973)49:652-657.
- [12] A.J.Buras, Asymptotic Freedom in Deep Inelastic Processes in the Leading Order and Beyond. Rev.Mod.Phys. (1980)52:199;A.H.Mueller, Perturbative QCD at High-Energies.Phys.Rept. (1981)73:

- 237; W.Marciano,H.Pagels,Quantum Chromodynamics: A Review.Phys.Rept. (1978)36:137.
- [13] H.D.Politzer, Asymptotic Freedom: An Approach to Strong Interactions.Phys.Rept. (1974)14:129-180.
- [14] S.Weinberg, The Quantum Theory of Fields,Cambridge Univ. Press, Voll,2.(1995).
- [15] N.Arkani-Hamed,A.G.Cohen,E.Katz,A.E.Nelson, The Littlest Higgs. JHEP (2002)0207:034.
- [16] J.L.Hewett,F.J.Petriello,T.G.Rizzo, Constraining the littlest Higgs. JHEP (2003)0310:062; C.Csaki, J.Hubisz, G.D.Kribs, P.Meade, J.Terning, Big corrections from a little Higgs. Phys.Rev.D(2003)67:115002.
- [17] H.C.Cheng, I.Low, Little hierarchy, little Higgses, and a little symmetry. JHEP (2004)0408:061.
- [18] I.Low, T parity and the littlest Higgs. JHEP (2004)0410:067.
- [19] J.Hubisz, S.J.Lee, G.Paz, The Flavor of a little Higgs with T-parity. JHEP (2006)0606:041.
- [20] J.Hubisz, P.Meade, Phenomenology of the littlest Higgs with T-parity. Phys.Rev.D(2005)71:035016. [21] J.Hubisz, P.Meade, A.Noble, M.Perelstein, Electroweak precision constraints on the littlest Higgs model with T parity. JHEP (2006)0601:135.
- [22] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, Steven Weinberg, Broken Symmetries. Phys.Rev. (1962)127:965-970.
- [23] M.Blanke, A.J.Buras, A.Poschenrieder, C.Tarantino, S.Uhlig, A.Weiler, Particle-Antiparticle Mixing,  $\epsilon_K$ ,  $\Delta\Gamma_q$ ,  $A_{SL}^q$ ,  $A_{CP}(B_d \rightarrow \psi K_S)$ ,  $A_{CP}(B_s \rightarrow \psi\phi)$  and  $B \rightarrow X_{s,d}\gamma$  in the Littlest Higgs Model with T-Parity. JHEP (2006)0612:003.
- [24] M.Blanke, A.J.Buras, A.Poschenrieder, S.Recksiegel, C.Tarantino, S.Uhlig, A.Weiler, Another look at the flavour structure of the littlest Higgs model with T-parity. Phys.Lett.B(2007)646:253-257.
- [25] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, The LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance. Phys.Rept. (2006)427:257.
- [26] Howard E. Haber and Heather E. Logan, Radiative Corrections to the  $Zb\bar{b}$  Vertex and Constraints on Extended Higgs Sectors. Phys.Rev. D.(2000)62.015011.
- [27] V.A.Novikov, L.B.Okun, A.N.Rozanov, M.I.Vysotsky, Theory of Z boson decays. Rept.Prog.Phys. (1999) 62.1275-1332.
- [28] N. Gray, David J. Broadhurst, W. Grafe, K. Schilcher, THREE LOOP RELATION OF QUARK

- (modified) MS AND POLE MASSES.Z.Phys.C.(1990)48:673-680;L.R. Surguladze, Univ. of Oregon Report No. OITS543, Quark Mass Effects in Fermionic Decays of the Higgs Boson in  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  Perturbative QCD. Phys.Lett. B.(1994)341:60-72.
- [29] C. Amsler, et al., Review of Particle Physics.Phys.Lett.B(2008)667:1.
- [30] W.F.L.Hollik, Radiative Corrections in the Standard Model and their Role for Precision Tests of the Electroweak Theory.Fortsch.Phys. (1990)38:165-260;A.Denner, Techniques for the calculation of electroweak radiative corrections at the one-loop level and results for W-physics at LEP200 Fortschr.Phys. (1993)41: 307-420.
- [31] Morris L. Swartz,Precision Electroweak Physics at the Z, Int.J.Mod.Phys. A(2000)15S1.307-332.
- [32] M. Chanowitz, The  $Z \rightarrow b\bar{b}$  decay asymmetry and flavor changing neutral currents.hep-ph/9905478.
- [33] C.R.Chen,K.Tobe and C.P.Yuan, Higgs Boson Production and Decay in Little Higgs Models with T-parity.Phys.Lett. B(2006) 640 263-271.
- [34] B.Pontecorvo, Mesonium and anti-mesonium.Sov. Phys.JETP,(1957)6:429 [Zh.Eksp.Teor.Fiz. (1957) 33: 549-551]; Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. Sov. Phys. JETP, (1958)7:172-173 [Zh.Eksp.Teor.Fiz. 1957.34:247];Z.Maki,M.Nakagawa,S.Sakata, Remarks on the unified model of elementary particles. Prog. Theor.Phys.(1962)28:870.
- [35] C. Csaki, J. Hubisz, G.D. Kribs, et al .Big Corrections from a Little Higgs. Phys.Rev.D (2003)67: 115002;Variations of Little Higgs Models and their Electroweak Constraints. Phys.Rev.D(2003)68:035009; J. L. Hewett, F. J. Petriello, T. G. Rizzo. Constraining the Littlest Higgs. JHEP (2003)0310.062. M. C. Chen and S. Dawson. One-loop Radiative Corrections to the rho Parameter in the Littlest Higgs Model. Phys.Rev.D(2004)70:015003.
- [36] M.Schmaltz, D.Tucker-Smith.Little Higgs Review. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. (2005)55:229-270.
- [37] M.E. Peskin and T. Takeuchi, Estimation of oblique electroweak corrections. Phys. Rev. D(1992)46: 381-409



## 致 谢

时光荏苒，三年的硕士生活好似白驹过隙。回眸这段时光，有得也有失，但时光不能倒退，人生不能后悔。岂能尽如人意，但求无愧我心。在此，我要向所有支持和帮助过我的人致以最衷心的感谢。

感谢我的导师王学雷老师，他广博的学识和谦逊平和的处世态度使我受益匪浅。

感谢曹俊杰老师对我程序上和计算上的无私帮助，他严谨的治学态度和正直坦率的性格深深感染了我！

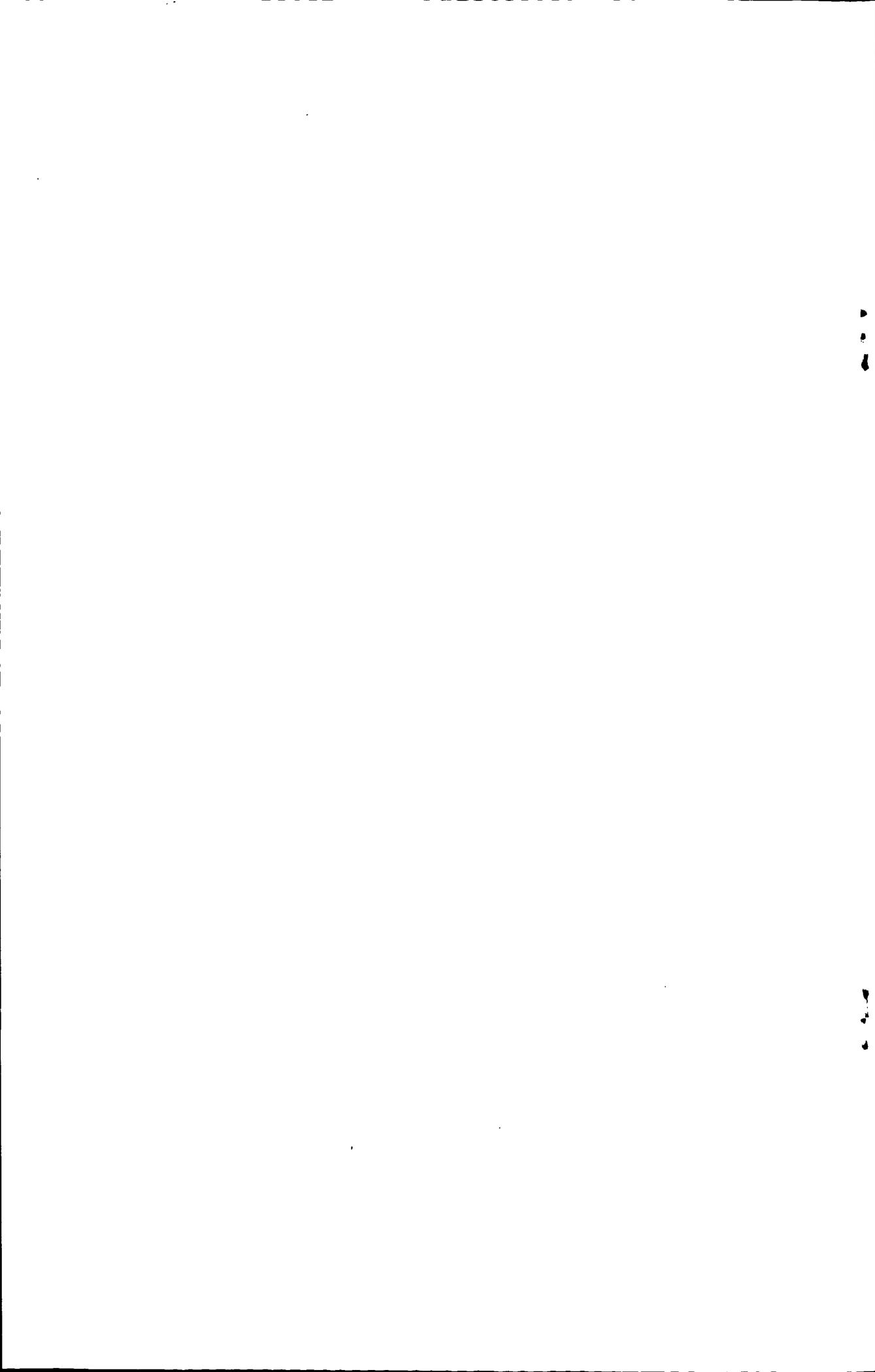
特别感谢刘自信老师，他的人格魅力和敬业精神已经成为了我的精神支柱，没有他的量子场论课程，我的研究工作寸步难行！

感谢武雷同学热心的讨论和帮助，使我深感兄弟之情可贵！

感谢所有在物质上或精神上给过我帮助的老师 and 同学，你们的深情我将永镌心底！

相逢是缘，缘聚缘散缘如水。我将谨记大家的情谊，不辜负大家的期望，走好人生的每一步！

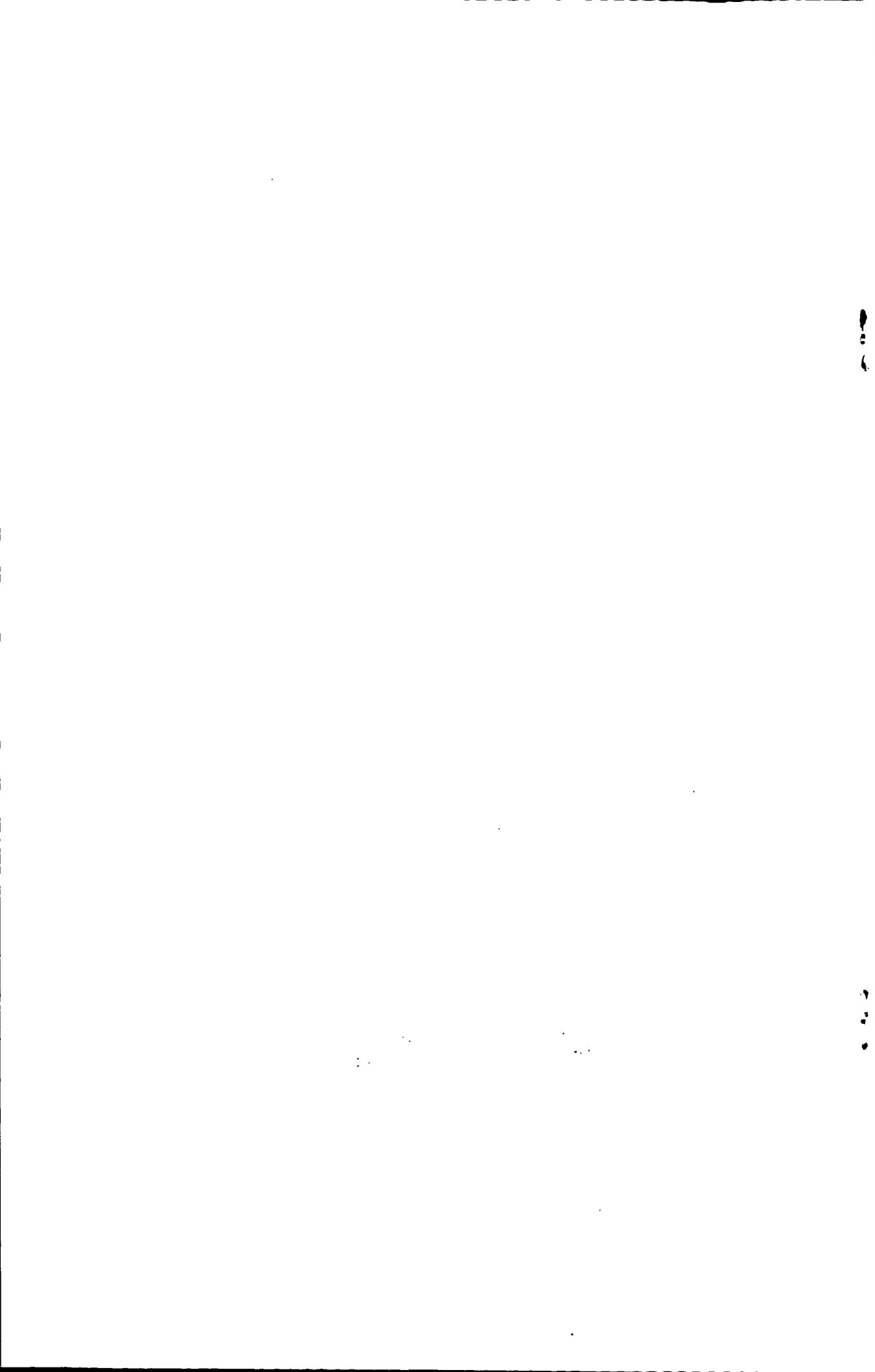
杨炳方



## 攻读学位期间发表的学术论文目录

1. The study of the contribution of the LHT model to  $Zb\bar{b}$  coupling

Xuelei Wang, Bingfang Yang, Yabin Wang



## 独创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得河南师范大学或其他教育机构的学位或证书所使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

作者签名：杨炳方 日期：2010.5.30

## 关于论文使用授权的说明

本人完全了解河南师范大学有关保留、使用学位论文的规定，即：有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权河南师范大学可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

作者签名：杨炳方 导师签名：王学雷 日期：2010.5.30

