

中国学科发展战略 粒子物理

超级Z工厂

安琪¹, 曹俊杰², 陈少敏³, 陈旭荣⁴, 陈裕启⁵, 冯波⁶, 冯太傅⁷, 高杰⁸, 高原宁³, 郭志辉⁹, 韩良¹, 黄光顺¹, 柯红卫¹⁰, 蒋一¹, 金洪英⁶, 金山⁸, 金毅¹¹, 李澄¹, 李海波⁸, 李世渊¹², 李营¹³, 李学潜¹⁴, 李作宏¹³, 梁作堂¹², 廖玮¹⁵, 廖益¹⁴, 刘纯⁵, 柳国丽¹⁶, 刘建北¹, 刘明辉¹, 刘树彬¹, 刘翔¹⁷, 刘言锐¹², 娄辛丑⁸, 鲁公儒², 罗民兴⁶, 吕才典⁸, 马伯强¹⁸, 马建平⁵, 马文淦¹, 冒亚军¹⁸, 彭海平¹, 彭仁傑¹⁹, 平荣刚⁸, 钱思进¹⁸, 乔从丰²⁰, 秦庆⁸, 邵明¹, 沈肖雁⁸, 舒菁⁵, 司宗国¹², 孙昊²¹, 唐泽波¹, 王凡²², 王国利²³, 王建雄⁸, 王凯⁶, 王群¹, 汪晓莲¹, 吴兴刚²⁴, 肖振军²⁵, 徐庆君²⁶, 谢聚军⁴, 谢跃红²⁷, 许咨宗¹, 杨金民⁵, 杨茂志¹⁴, 杨中娟¹¹, 杨亚东²⁷, 鄢文标¹, 苑长征⁸, 岳崇兴²⁸, 张闯⁸, 张剑波⁶, 张鹏鸣⁴, 张仁友¹, 张一飞¹, 张肇西⁵, 张子平¹, 赵光达¹⁸, 赵强⁸, 赵政国¹, 郑阳恒²⁰, 周雅瑾¹², 朱国怀⁶, 朱世琳¹⁸, 朱守华¹⁸, 朱莹春¹, 邹冰松⁵

(超级Z工厂工作组)

¹中国科学技术大学近代物理系

²河南新乡师范大学物理与材料学院

³清华大学工程物理系

⁴中国科学院近代物理研究所

⁵中国科学院理论物理研究所

⁶浙江大学物理系

⁷河北大学物理系

⁸中国科学院高能物理研究所

⁹河北师范大学物理科学与信息工程学院

¹⁰天津大学物理系

¹¹济南大学物理科学与技术学院

¹²山东大学物理学院

¹³烟台大学物理系

¹⁴南开大学物理系

¹⁵华东理工大学理学院近代物理研究所

¹⁶河南郑州大学物理工程学院

¹⁷兰州大学物理系

¹⁸北京大学物理学院

¹⁹伊利诺伊大学,厄巴纳-香槟分校物理系, 美国

²⁰中国科学院大学物理科学学院

²¹大连理工大学物理及光电子学院

²²南京大学物理系

²³哈尔滨工业大学物理系

²⁴重庆大学物理系

²⁵南京师范大学物理系

²⁶杭州师范大学物理系

²⁷武汉华中师范大学物理系

²⁸ 辽宁师范大学物理系

摘要

本文作为《中国学科发展战略——粒子物理》的组成部分，对超级Z工厂（SZF）平台的内涵，所能进行的物理实验，实验的科学意义，以及建造它的可行性等进行评述，总结出了‘超级Z工厂’可作为我国未来粒子物理实验基地建设计划的、需要认真考虑的一个选项。

超级Z工厂平台是在当代技术和经济条件下，在Z玻色子共振区（质心能量91GeV附近）的正负电子对撞机及其配套的粒子物理实验探测器所构成的综合实验设施（平台）。区别于原有的Z工厂LEP和SLC，它比原有Z玻色子工厂有质的提升。具有指标性的提高是其对撞机的亮度将达到当前高能对撞机的最高水平 $L = 10^{35\sim 36} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，同时其配套的探测器将吸纳最新探测技术。在粒子物理实验研究上，它是用来做‘粒子物理精确前沿’研究的。

本文总结出了在下列六个方面超级Z工厂上可做出特色的物理实验，这六方面可成为超级Z工厂的物理目标。它们分别是i).标准模型精确检验和Z玻色子物理；ii).超出标准模型新物理线索的寻找；iii). τ 轻子物理；iv).量子色动力学（QCD）的一些问题；v).味物理和CP破坏研究；vi).重味、双重味强子和奇特态强子物理。除此之外，超级Z工厂在双光子物理和固定靶 e^+p 实验物理研究上也可有所作为。本文指出有这些非常受到关注、重要的物理目标，超级Z工厂一定能够吸引到广泛的国际合作的。

本文基于定量分析，指出对撞机的亮度达到 $L = 10^{35\sim 36} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 是全面实现上述六方面物理目标的必要保证。如果其亮度未能达到要求，甚至只能达到 $L = 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，就不能非常完满地完成上述六方面物理目标。其中的iii)~vi)四个目标方面，难于积累到足够事例，将不能进行或不能完满地完成预计目标，在味物理，CP破坏等方面在与国际上的、即将运行的SuperKEK+BelleII超级B-工厂上的实验竞争上，不能全面地超过后者；在i)和ii)目标方面虽然对现有实验数据会有所改进，但是还是很不够的。

本文基于当代技术条件和对高亮度的要求，综合了技术可行性和性价比等诸多因素，认为超级Z工厂的对撞机采用环形对撞模式为宜。我国粒子物理的BEPC+BES正是环形正负电子对撞机，多年来在其上的建设、升级和运行等方面积累了丰富的经验，我国在建设和运行环形对撞机有基础。若决定建造环形的超级Z工厂，虽然有挑战，但能够在国际合作下，‘以我为主’地建成它。

本文指出在设计和建造与超级Z工厂配套的探测器时，需要考虑完成上述六方面实验的要求和性价比等重要因素：在设计对撞机时对撞亮度应优化在质心系能量在Z-玻色子质量处尽可能地高；在设计探测器时，在Z玻色子能量区下，顶点探测器要足够精细，而且‘ $K-\pi$ 介子等的鉴别能力尽可能高等。这些虽然有重大挑战，但是在相关技术若取得进展，将会在国民经济、国防建设和高科技事业中找到应用。

作为综合性的粒子物理实验精确前沿平台，超级Z工厂，它一旦建设成功，对于我国高能加速器技术和粒子物理实验事业将是扎扎实实的一步跃进。势必其运行时间在10年以上。超级Z工厂完全可以独立成为我国下一代未来加速器-对撞机的粒子物理实验平台的选项。在它上可开展其它设备所代替不了的丰富的、极具特色的物理实验；而且可以期望它上能发现超出标准模型新物理的线索等。即使新物理出现的能标客观上意外地高，在超级Z工厂上将不能发现新物理的线索，但我们仍能够肯定在量子色动力学（QCD），味物理、CP破坏和双重味物理，强子物理诸多方面有所发现。而这些相应的发现其物理意义仍是很重大的。总之，本文指出超级Z工厂很可能是人类认识微观世界征途上的，粒子物理实验非常需要的重要平台之一。

关键词： 超级Z工厂； 粒子物理精确前沿； 标准模型精确检验； τ （ τ ）-轻子物理； 重、双重味物理； 重味及双重味强子物理

目 录

1	引言	9
1.1	粒子物理实验平台建设的发展态势	10
1.2	超级Z工厂 (SZF) - 我国粒子物理未来发展应该认真考虑的选项	11
2	超级Z工厂 (SZF) 的物理目标	12
2.1	标准模型精确检验和Z玻色子物理	12
2.1.1	末态费米子的前后不对称性和左右不对称性	12
2.1.2	轻子有效弱混合角	13
2.1.3	Z玻色子的质量与宽度	14
2.1.4	其它精确观测量	15
2.1.5	标准模型精细计算中亟需解决的一些问题	15
2.1.6	场论计算新方法	16
2.2	探测超出标准模型的新物理	17
2.2.1	从测量温伯格角寻求线索	18
2.2.2	通过 μ 轻子对产生寻找新的规范对称性	19
2.2.3	通过测量底夸克的前后不对称性探测新物理	20
2.2.4	新物理中Z玻色子的轻子味改变衰变	21
2.2.5	Z玻色子衰变到轻的Higgs粒子	24
2.3	粲 (τ) 轻子物理	26
2.3.1	简介	26
2.3.2	τ 轻子的产生与极化测量	28
2.3.3	τ 轻子的寿命	29
2.3.4	$e - \mu - \tau$ 轻子普适性检验	30
2.3.5	τ 轻子的带电流洛伦兹结构	31
2.3.6	τ 的强衰变、R 值以及强作用耦合常数 α_s	32
2.3.7	CKM 矩阵元 V_{us}	35
2.3.8	矢量流守恒与 μ 轻子的反常磁矩	35
2.3.9	τ 轻子衰变中的带电轻子味道破坏 (Charged Lepton Flavor Violation)	38
2.3.10	Z 衰变中的带电轻子味道破坏	39
2.3.11	τ 轻子的电磁和弱电偶极矩	39
2.3.12	τ 轻子衰变中的CP破坏	42
2.4	量子色动力学方面的研究	43
2.4.1	喷注物理和 α_s 的直接测量	44
2.4.2	碎裂函数	44

2.5	重味物理及CP破坏	53
2.5.1	概述	54
2.5.2	B_s 衰变及其CP破坏的研究	56
2.5.3	半轻子衰变的研究	56
2.5.4	$b \rightarrow s/dl^+l^-$ 稀有衰变的研究	56
2.5.5	$b \rightarrow s/d + \gamma$ 辐射衰变的研究	58
2.5.6	底味重子衰变CP破坏的研究	58
2.5.7	粲味强子CP破坏的研究	58
2.6	双重味及双重味强子(介子及重子)物理	59
2.6.1	重夸克偶素	60
2.6.2	显双重味介子和双重味重子物理	61
2.6.3	三重味的重子	66
2.7	强子化模型研究	66
2.8	奇特强子的研究	75
2.9	双光子物理	77
2.10	固定靶(e^-p, e^+p)实验	79
2.10.1	通过 $e^\pm p$ 散射过程研究核子结构	80
2.10.2	通过ep散射过程研究强子谱	82
3	超级Z-工厂(SZF)的加速器和对撞机以及未来发展	82
4	超级Z工厂(SZF)的探测器	83
5	总结与展望	85

插图目录

1	超对称理论对 $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ 的预言。在该图中, 超对称参数采取SPS 1a' 方案, 其中squark和gluino的质量设为SPS 1a' 质量的六倍, 其余质量遵从SPS 1a' 方案的约定。	18
2	‘小Higgs模型’下过程 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的费曼图。	19
3	(a) 标准模型与‘小Higgs模型’在极化和非极化情况下对 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程截面的预言; (b) 极化与非极化两种情况下截面与标准模型预言的偏差。	19
4	左-右对称模型下对过程 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 有贡献的费曼图。	20
5	与图3类似, 但是对应左-右对称型的结果。	20
6	R宇称破坏的超对称耦合所引导的轻子味道改变的转换的费曼图.	21
7	GigaZ对R宇称破坏耦合的 2σ 的敏感度。作为比较, 我们也给出 $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ 过程所给限制和LEP上观测Z衰变所给限制。	22
8	超对称seesaw模型对轻子味道改变的Z衰变 $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 的贡献的费曼图。	23
9	超对称seesaw模型中衰变 $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 和 $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ 的分支比。	23
10	Z玻色子衰变到轻的CP-odd的Higgs粒子。	24
11	Z玻色子稀有衰变在四个新物理模型中的分支比。	25
12	τ 衰变费曼图(树图阶)。	26
13	标准模型预言的正负电子对撞机中产生正负 τ 轻子 ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) 的截面随入射正负电子束的质心系能量 (E) 的变化曲线。蓝实线对应 $\alpha = 1/137.0, \sin^2 \theta_W = 0.2311$; 红虚线对应 $\alpha = 1/127.9, \sin^2 \theta_W = 0.2311$ 的结果。	27
14	衰变分支比 $B_{\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau}$ 和 τ 轻子的寿命 τ_τ 间的关系。图中十字表明实验测量的世界平均值, 两条斜线之间的区域为理论预期范围, 两条线间的宽度表明了 τ 质量不确定性造成的不确定性。	30
15	谱函数 $\Pi^{(J)}(s)$ 在复平面上的解析结构.	34
16	μ 轻子反常磁矩的理论研究与实验现状对比, 该图取自于文献 [73]。图中阴影部分代表了当前的实验误差, 其余的理论计算可参见文献 [73]。	36
17	强相互作用对于 μ 轻子反常磁矩的贡献, 其中 (a) 代表强子真空极化部分, (b) 则是强作用贡献的光子 - 光子散射。	37
18	现有的 ALEPH-Belle-CLEO-OPAL 的 τ 和 e^+e^- 数据进行平均之后的对比结果, 这些结果已经考虑额同位旋破坏效应的修正, 该图取自于文献 [73]。	38
19	对于48个不同的 τ cLFV衰变过程, 不同实验(CLEO, BaBar和Belle)给出的90%置信度实验上限, 数据来自HFAG [82]。	40
20	正负电子对撞测量夸克到强子 h 碎裂函数。	45
21	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ (在Z-玻色子共振峰处) 产生的夸克的纵向极化度, θ 是夸克与电子运动方向的夹角。	51
22	LEP上对 Λ 纵向极化和 K^* 介子spin alignment的测量结果	53
23	由CKMFitter合作组提供的对CKM参数 ρ, η 等参数的全局拟合结果, 包含了检验CKM矩阵的么正性等。	54

24	$e^+(p_1) + e^-(p_2) \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \gamma(p_3) + H(P)$ 过程的费曼图。	60
25	(颜色曲线) $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + H_{Q\bar{Q}}$ 过程总截面对于对撞能量的依赖. 红实线, 黑点线, 兰实正三角线, 绿点划线, 红段线和空倒三角线分别对应 $H_{Q\bar{Q}}$ 是 $^3S_1, ^1S_0, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2, ^1P_1$ 的态. 左图对应粲偶素产生, 右图对应底偶素产生	60
26	粲夸克偶素和底夸克偶素通过Z玻色子的单举产生过程, $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow J/\psi + X$ ($X = c\bar{c}$ 或 $g\bar{g}$), 随正负电子质心对撞能量 $E_{cm} = \sqrt{s}$ 的变化情况 [183].	61
27	正负电子束在Z玻色子共振峰处, 过程 $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma') \rightarrow B_c(B_c^*, B_{c,P}^{**}, \dots) + b + \bar{c}$ 的微分截面 (输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$). 为了使P-波介子的微分截面曲线能够画在一个图内, 图中将其截面乘了一个因子10.	62
28	左图为极化正负电子束在Z玻色子共振峰处, 过程 $e_L^+ e_R^- \rightarrow Z(\gamma') \rightarrow B_c(B_c^*, B_{c,P}^{**}, \dots) + b + \bar{c}$ 的微分截面; 右图为极化正负电子束在Z玻色子共振峰处, 过程 $e_R^+ e_L^- \rightarrow Z(\gamma') \rightarrow B_c(B_c^*, B_{c,P}^{**}, \dots) + b + \bar{c}$ 的微分截面 (在此统一输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$). 为了使P-波介子的微分截面曲线能够画在一个图内, 图中将其截面乘了一个因子10.	63
29	Z-玻色子共振峰处, 正负电子对撞的双重味重子产生的微分截面 (以 pb 为单位). 其中 θ 是末态重子与初态电子的夹角 (在此统一输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$). 为了把 Ξ_{cc}, Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} 的产生截面曲线画到一个图中, 将产生 Ξ_{bb} 的曲线乘了个因子10.	65
30	左图为在Z-玻色子共振峰处极化入射正负电子 $e_R^+ e_L^-$ 对撞的双重味重子产生微分截面 (以 pb 为单位); 右图为在Z-玻色子共振峰处极化入射正、负电子 $e_L^+ e_R^-$ 对撞的双重味重子产生微分截面 (以 pb 为单位). 其中 θ 是末态重子与初态电子的夹角. 为了把 Ξ_{cc}, Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} 的产生截面曲线画到一个图中, 将产生 Ξ_{bb} 的曲线乘了个因子10. (在此统一输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$)	65
31	Z 能量点下积分亮度与重味重子产额间的关系. 图中位置偏低的实线代表LEP-I自1993年到1995年Z玻色子质量附近的总积分亮度[228].	69
32	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的产生截面随反应总能量的分布.	71
33	$e^+e^- \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的三喷注截面 σ_{3-jet} 随 y_{cut} 的变化. 高一些的实线/虚线/点划线对应于 $\delta m = 1.5$ GeV的结果, 而低一些的则对应于 $\delta m = 1.0$ GeV的结果.	74
34	$(cc)\bar{c}\bar{c}$ 系统的强子化过程, 通过真空激发的夸克导致 Ξ_{cc} 的产生. 图中黑色实心圈代表夸克, 白色空心圈代表反夸克. (a) 在步骤(3)中初始的 $\bar{c}$ 和 $\bar{c}$ 与两个真空激发出的轻夸克连接分别形成两个色弦, 因而采用LSFM描写其强子化; (b) 在步骤(3)中初始的 $\bar{c}$ 和 $\bar{c}$ 与两个真空激发出的轻夸克组合分别形成两个色单态集团, 因而采用QCM描写其强子化.	74
35	$e^+e^- \rightarrow \Xi_{cc} + X$ 事例过程的三喷注事例的弦效应. (a) 实线(虚线)代表采用QCM (LSM)时 $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ 的结果; (b) 实线(虚线)代表采用QCM (LSM)时 $\frac{1}{E} \frac{dE}{d\phi}$ 的结果. 这里所选取的对称三喷注事例要求任意两个喷注间的夹角不得小于 $\frac{\pi}{2}$	75
36	粒子数分布随快度和横动量的变化. 两个黑色形如燕尾的区域对应于两个 $\bar{c}$ 碎裂形成的喷注. $x_T = 0$ 附近的黑色区域对应于含有 Ξ_{cc}/T_{cc} 的另一个喷注.	76
37	(左图) 正负电子束朝前散射, 两接近质壳的虚光子 (γ^*) 对撞; (右图) 激光 (图中的初态光子) 与正负电子康普顿散射产生出的两高能光子 (γ) 发生对撞.	77
38	双光子产生喷注过程 $\gamma\gamma \rightarrow jets$ 的三类情况, 其中DR和RR涉及光子分布函数.	78
39	国际 e^-p 散射装置的亮度与质心能量对照关系.	81
40	ep散射过程的运动学关系图.	81

表格目录

1	τ 重建效率与样本纯度对比, ILD结果来自 [57]290页, ALEPH结果来自 [55]。	28
2	目前 PDG 给出的实验对 τ 轻子带电流参数的限制, 这些数字是在 95% 的置信度水平上给出的结果 [62, 63]。	32
3	自旋为1/2的粒子的8个领头扭度张量极化依赖的碎裂函数分量	48
4	自旋为1的粒子的10个领头扭度张量极化依赖的碎裂函数分量	49
5	扭度3的碎裂函数分量	50
6	超级Z工厂(积分亮度为 40ab^{-1})与Belle-II(积分亮度为 50ab^{-1})底味强子产生情况对比。 .	55
7	正负电子对撞在Z玻色子峰 $\sqrt{s} = m_Z$ 处产生不同重夸克耦合的截面。	60
8	$e^-e^+ \rightarrow B_c(B_c^*, \dots) + b + \bar{c}$ 在Z玻色子共振峰附近的截面(以 pb 为单位)。其中 $\Delta \equiv \sqrt{S} - m_Z$ 为正负电子对撞能量 $\sqrt{S}$ 与Z玻色子质量 m_Z 的差。	62
9	正负电子对撞能量在180GeV和240GeV时 $e^-e^+ \rightarrow B_c(B_c^*, \dots) + b + \bar{c}$ 的截面(以 fb 为单位)。 .	64
10	超级Z工厂的强子平均多重数.	69
11	超级Z工厂上的重子介子比。实验数据取自[230].	70
12	LSFM和SDQCM对于重子反重子味道关联的预言。实验数据来自OPAL合作组[229].	70

§1 引言

—— 主要执笔人：曹俊杰，李海波，李营，梁作堂，马建平，司宗国，张肇西 ——

粒子加速器能够为人类提供可控制的高能量和高流强的带电粒子束流，人们用它们来进行打固定靶或进行粒子束流的对撞，研究粒子间的相互作用及其转换规律。与宇宙线等的带电束流对比，用粒子加速器得到的、高能量和高流强的粒子束流做实验，来自对撞机的束流，其种类、能量和强度都是已知，并且被人们‘控制’。在配备性能良好的探测器的情况下，历史上粒子加速器在人类认识微观世界的物质单元及其转化规律的研究中起到了非常重要的作用。至今加速器、对撞机以及配套的性能良好的探测器仍然是人类研究微观世界规律的得力设备（平台），在高能物理实验研究中一直占据着重要的位置。

在粒子物理实验研究微观世界总体目标下，世界历史上曾有过的、当前正在运行的和计划建造中的粒子物理粒子加速器和对撞机大体上可分为所谓的以探讨高能前沿为研究目标的和以进行精确测量、寻找稀有过程为研究目标的两类。前者是只要在技术上可行、建造的费用可承受、首先注重建造尽可能高的能量，追求建造最高能量的加速器和对撞机，而对粒子对撞的亮度的要求不很高，其目标是直接观察，研究所能达到的高能量标度下的过程，直接向尽可能小的微观时-空尺度推进，揭示微观世界、探索微观世界的未知的物质形态和它们的转化的规律等。人们将这类高能实验设备称为‘高能前沿’研究方向的实验平台。后者是注重在特定的能量下，通过提高加速器和对撞机的亮度，提高探测稀有过程的能力，追求探测到全新的稀有过程，和追求减少探测观测量的统计和系统误差，使实验所探测的观测量更加精确，能够观测到物理过程的‘量子涨落’效应和守恒定律微小破坏效应等，从而间接地揭示高能标下的可能的过程，同样达到揭示出更小时 空尺度下的物质形态及其转化的规律的目的。一般将这类设备称为‘精确前沿’的实验研究平台。‘中国学科发展战略-粒子物理’分配给本章讨论的超级Z工厂（SZF）属于上述的‘后者’，即为‘精确前沿’的加速器和对撞机的大型设备。

本文所说的超级Z工厂（SZF）是目前技术上能够达到、亮度尽可能高的、将运行在质心能量为Z玻色子质量的能量上的正负电子对撞机和配套的探测器，所构成的粒子物理大型、综合实验设备（平台）。当今世界先进的技术，正负电子对撞机在Z玻色子能量的对撞亮度有望达到 $10^{35\sim 36} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。因此，这一亮度是本文考虑的SZF的亮度；本文在考虑能够开展的有意义的物理实验研究时，将此亮度作为超级Z工厂（SZF）的指标。

正负电子对撞机实验设备（平台）相对于初态有强子参与的对撞设备（平台）而言，有突出的优越性。其一是发生对撞的过程的背景相对‘干净’，不会有初态强子的‘碎片’带到末态中；其二是更加重要的优越性：绝大多数情况下所感兴趣的、发生的对撞过程，对于正负电子对撞的过程，其入射粒子明确是正、负电子，它们的能-动量确定，并且可以人为地加以控制，过程的‘质心系’与‘实验室系’的相对运动是明确知道的；而有强子作为初态入射粒子的对撞过程，人们有兴趣的绝大多数过程是由强子内的‘部分子’参加的对撞‘子过程’，而参与对撞部分子的‘纵向’能-动量不但不能人为控制，而且如果末态不全是轻子或电弱玻色子时，参与对撞的部分子带了多少强子的能-动量去对撞是无法明确地测量出来的，因此所发生的‘子过程’的质心参考系相对实验室参考系在入射粒子运动方向上的相对运动无法确定下来；就使强子对撞中观测到的末态产物粒子的纵向能-动量与参与‘子过程’的部分子动量建立不起确定的关系，无法利用能-动量守恒将测量到的纵向能-动量有效利用起来；缺少了对‘子过程’纵分量的确定，有强子作为初态参加的过程，对整个‘子过程’就不能做到完全描述。这样在分析有强子作为初态参与的，末态又不全是轻子的过程做不到彻底的了解，在受到这一‘不确定’的限制下，常常不能做出明确结论。

相对于初态有强子参与的对撞设备（平台），除了正负电子对撞机实验设备（平台）有上述优势外，超级Z工厂这一正负电子对撞机选择了对撞能量在Z玻色子质量的能量上，s-道既有虚光子交换又有Z玻色子交换贡献，而交换Z玻色子几乎在质壳上，它将是为主的。这时正负电子对撞产生弱玻色子Z和弱玻

色子 Z 再衰变到粒子物理标准模型中,除‘顶’夸克之外所有的正、反费米子对的过程联接起来,表现为正负电子对撞产生的标准模型除‘顶’夸克外所有正、反费米子对有强烈的共振。因此,超级 Z 工厂不仅是实验研究 Z 玻色子性质极佳的平台,而且是研究和观测所产生的粒子物理标准模型的‘顶’夸克对之外所有费米子对的平台。由于这种共振效应,因此超级 Z 工厂将不仅是产生 Z 玻色子的工厂,而且是产生标准模型的所有轻子和所有夸克(‘顶’夸克除外)的‘工厂’。特别是人们在超级 Z 工厂上研究 Z 玻色子产生及其衰变产物时,可以把正负电子对撞产生 Z 玻色子和 Z 玻色子衰变到费米子对联系起来研究将得到比观测正负电子对撞产生 Z 玻色子和观测 Z 玻色子衰变到费米子二者独立开来所能得到的信息多得多。

2012年实验发现了标准模型的Higgs粒子,尽管当前有进一步肯定它是否确实是标准模型中的Higgs粒子的任务,但是由于LHC测量到的这Higgs粒子的性质,在误差范围内符合标准模型的预言,所以人们普遍认为2012年所发现的标量粒子正是粒子物理标准模型中的Higgs粒子。这样,可粗略而言,发现粒子物理标准模型的粒子谱的实验任务基本完成,实验上直接发现超出标准模型‘新物理’和寻找超出标准模型的‘新物理’线索的任务突出了出来。

天文、宇宙学观测所需要的‘暗物质’明显超出了标准模型的‘粒子谱’,所需要存在的‘暗能量’本质更是标准模型不能说明的。天文、宇宙学对‘暗物质’和‘暗能量’的‘需要’表明了超出粒子物理标准模型的新物理一定存在。而它们如何与已知的标准模型中的粒子发生联系(作用),包括与‘暗物质’和‘暗能量’有关和无关的‘新物理’在何能标下出现,‘新物理’出现的具体形式是什么?利用‘高能前沿’的加速器和对撞机的实验来回答是一方面可能,而利用‘精确前沿’的加速器和对撞机的实验来回答是另一个不可缺和补充方面。同时,粒子物理发展的历史经验表明,‘精确前沿’的实验在发现‘新物理’出现的能标上,常常有优势。粒子物理的下一步突破,完全可能是通过利用超级 Z 工厂的‘精确前沿’研究首先发现‘新物理’将出现能标。

此外,在标准模型内的QCD理论、重味物理和双重味物理、强子物理等方面尚有许多问题有待解决。本文在此还将指出这些问题的研究在超级 Z 工厂上进行,比其它地方,包括‘高能前沿’的实验平台上进行有明显的优势和优势的具体表现。

§1.1 粒子物理实验平台建设的发展态势

国际上利用加速器和对撞机的粒子物理实验平台的建设一直是围绕粒子物理的中心问题,适应粒子物理实验的需要不断地建设。当前正在运行和明确在建的粒子物理实验平台的基本情况概括如下:

国际上‘高能前沿’实验平台在美国的质子-反质子对撞机TEVATRON已经停止运行,现在只剩下了日内瓦受人瞩目的粒子物理实验平台‘大强子对撞机(LHC)’在运行,自2015年春天其对撞能量已经提升到13TeV,现在正在进行它的第二阶段的运行(并计划2017年再升到14TeV),相关粒子物理实验新成果陆续发表出来。现在人们正在期待看到在它上有新的重大发现。

严格意义上的正负电子对撞机能够称成‘粒子工厂’,应该有相应的共振效应,从而能够产生和获得更多的有‘共振效应’的粒子,并取名为产生相应共振粒子的工厂。又因为产生共振受到发生共振粒子的量子数的限制,物理上正负电子对撞仅能在四处对撞质心能量能够发生共振:它们的质心能量分别是1.0GeV(通过 ϕ 介子共振,主要衰变到正、反K介子,人们称其为 ϕ 或K-介子工厂), 3.0 ~ 4.6GeV(通过 J/ψ 共振,衰变到正、反D介子,直接产生 τ 轻子等,人们称其为 τ - J/ψ 工厂), 9.0 ~ 12.0GeV(通过底偶素共振,衰变到正、反B介子,人们称其为B-介子工厂)和90.0 ~ 92.0GeV(通过 Z 玻色子共振,衰变到标准模型中除顶夸克之外的各种正、反费米子对,本文将其称为 Z 工厂)。目前世界上这类‘工厂’型的‘精确前沿’的粒子物理实验平台。目前许多已经停止运行了,只有我国的BEPc+BES(一定意义的 τ - J/ψ 工厂:运行的对撞质心能量在2 ~ 5GeV区间的正负电子对撞机)还在运行;日本的第一代B-介子工厂(KEKB)已经停止运行,虽然在其上所采集的数据还在分析中,目前还不断有新的物理分析结果发表

出来, 升级的 B -介子工厂(SuperKEKB+Belle-II, 亮度将高达 $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) 预计2018年开始运行、采集数据。

关于 Z 工厂, 需要先简要回顾一下 Z 工厂历史。上世纪的八、九十年代曾经建造了两台‘ Z 工厂’, 它们是瑞士日内瓦的LEP-I和美国斯坦福中心的SLC。其中LEP-I所达到的亮度为 $2.4 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, SLC所达到的亮度为 $0.6 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。在它们上做出了众多重要的物理实验成果, 至今被粒子物理数据库采用, 影响着当今粒子物理理论的研究。日内瓦的LEP-I是环形的正负电子对撞机, SLC是直线型的正负电子对撞机, 而且还能够极化入射的正、负电子, 开展了极化电子、正电子对撞的实验。在这两台 Z 工厂停止工作以来, 加速器、对撞机以及探测器有了显著提高: 对撞亮度可比LEP-I和SLC的提高几个数量级, 有新型探测器出现, 探测器的整体性能大幅度的提高等。当前如果采用了这些先进技术, 重新建造一台环形的 Z 工厂, 其亮度可提高到 $L = 10^{35 \sim 36} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。在此高亮度下, 有关的实验测量精度和探测稀有事例的能力会有大幅度的提高。在其上所有实验精度无疑将LEP-I和SLC上的有质的提升, 观测到以前未观测到的稀有过程等。因此, 本文将技术上可达到的亮度为 $L = 10^{35 \sim 36} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 的 Z 工厂称为超级 Z 工厂(Super Zfactory or SZF), 并具体地揭示超级 Z 工厂够做出怎样的和哪些有重要意义的实验结果, 以及简要分析建造它的可行性等; 在此基础上, 建议把建造一台超级 Z 工厂立为我国未来高能实验物理发展的需要认真考虑的一项选项。虽然国际上曾有过关于超级 Z 工厂的物理和建造的讨论, 但是基于亮度 $L = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 的所谓Giga-Z的研究[1, 2], 而本文所面临的是回答亮度 $L = 10^{35 \sim 36} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 的超级 Z 工厂的相关问题。

虽然国际上有采用SLC的技术路线, 酝酿建造被称为‘国际直线对撞机(ILC)’的直线型的高能正负电子对撞机的粒子物理平台方案。尽管它已酝酿了多年, 而且意向在日本建造, 但由于是直线型的, 在 Z 玻色子能量处, 其亮度难于达到本文所考虑的环形对撞型的SZF。直线型的ILC的优点是避免了环形的电磁辐射损失, 对撞能量原则上可通过增加对撞机的加速器长度不断地提高下去, 直到1.0TeV以上。ILC虽然也可在质心能量为 Z 玻色子质量处运行, 开展 Z -工厂物理的研究。由于直线型对撞机的粒子束只能对撞一次, 无法像环形对撞机那样, 让束流反复对撞, 其能量在 Z 玻色子质量处的亮度无法达到环形对撞机的亮度¹。

自2012年Higgs粒子发现后, 我国科学家提出了建造CEPC+SPPC的设想, 是《中国学科发展战略——粒子物理》中的另一文的主要内容, 因此不在此赘述。

§1.2 超级 Z 工厂(SZF) - 我国粒子物理未来发展应该认真考虑的选项

我国的粒子物理实验基地BEPC+BES, 实际上是拐-粲粒子工厂的高能实验平台。它经过了数次升级, 已经工作了25年, 虽然BEPC+BES还能工作一段时间, 考虑到粒子物理实验平台的建设的规模, 建设的周期, 和高昂的造价, 从国内外的经验, 建造新的高能实验平台都需要时间充分酝酿和论证, 因此当前认真规划我国粒子物理实验基地的未来发展已经很紧迫了。这几年, 国内粒子物理学界初步形成了建造CEPC(环形正负电子对撞机)+SPPC(超导质子-质子对撞机), SZF(超级 Z -工厂)和HIEPA(2-7GeV高亮度正负电子加速器)的三种意见。即已经把SZF(超级 Z -工厂)作为了我国粒子物理实验基地未来建设的选项之一加以认真考虑。

本文重要从物理目标, 对撞机和探测器技术可行性多方面论证SZF(超级 Z 工厂)上能够开展的实验研究, 特别关注能够在其上开展的, 其它粒子物理实验平台上开展不好的独特物理实验研究。最后的总结和展望了SZF上有丰富的, 而且非常有意义的实验研究可做, 这一实验平台的研究寿命将可达10年或更长。

¹当初Giga-Z的研究背景是建立在直线型对撞机的基础上, 所以它只考虑收集到 $10^9 Z$ -玻色子的情形。

本文下分‘物理目标’，‘对撞机’，‘探测器’，‘可能的发展’和‘结论’等节，详细地阐述建造SZF的科学意义，技术要求和可行性及定作为我国粒子物理未来发展的选项的理由等。

§2 超级Z工厂（SZF）的物理目标

§2.1 标准模型精确检验和Z玻色子物理

——— 主要执笔人：冯太傅，冯波，马文淦，苑长征，张仁友，张肇西 ———

Z玻色子是标准模型中的重要规范粒子。上世纪七、八十年代的弱中性流和Z玻色子的直接发现，作为标准模型的确立的重大事件而被记入史册。理论上能够根据标准模型精确预言Z玻色子的各种物理性质，这些性质实验上也已有非常精确的测量。而且目前在千分之一的水平上关于它的许多性质（物理量）的理论预言与实验测量一致。这些精确结果，与W-玻色子性质、中微子散射、原子中宇称不守恒、味物理相关实验和理论计算相结合，在一圈层次上检验了作为量子规范场论的粒子物理标准模型描述微观世界的正确性（没有发现超出两个标准偏差的偏离），并精确地确定了一系列出现在模型中的基本物理学常数。超级Z工厂在这个方向上将有着质的推进。它将以更高的精度测量Z玻色子的质量、Z玻色子的衰变总宽度和各种分宽度、确定重中微子与三代轻中微子混合的允许空间，通过测量各种末态费米子前后不对称性、左右极化不对称性等精确测量Z玻色子与费米子耦合的温伯格角（ $\sin \theta_W$ ）等，进一步检验标准模型的正确性，更精确地测定相关物理学常数，和发现标准模型的理论预言与实验的偏离，确定出现标准模型之外新物理的能标等。即使不能直接观测到超出标准模型的新物理的粒子，但通过高阶（圈图）效应的研究对超出标准模型的新物理的探讨有指导作用。超级Z工厂所需要的超高精度，在对实验提出诸多要求的同时，对理论也同样提出了重要挑战。特别是对弱电高圈修正的计算，提出了新的要求。本节将分段讨论各种重要物理量的测量及其意义。鉴于弱电混合角在物理上的重要地位，我们特别讨论了精确确定该物理量的相关方法。同时我们也将讨论高效计算散射振幅方法的重要进展以及今后一段时间里面的任务。

§2.1.1 末态费米子的前后不对称性和左右不对称性

超级Z工厂可以精确测量末态产生粒子的前后不对称性，如果超级Z工厂可以提供极化的束流，还可以精确测量左右不对称性。实验观测不对称性比直接观测截面的好处在于：只要统计量足够能够，准确地测量出不对称性，从而大大减少实验的系统误差。

从实验的角度出发，为了方便，我们定义和末态相关的有效弱混合角[3]： $\sin^2 \theta_{eff}^f \equiv k_f \sin^2 \theta_W$ ，其中 k_f 包含对Z玻色子树图阶耦合的部分弱电圈图修正， θ_W 即温伯格混合角。具体而言，Z玻色子和费米子之间的包括圈图修正在内的有效耦合可以写为[4]：

$$\bar{g}_V^f = \sqrt{\rho_f}(t_{3L}^{(f)} - 2Q_f k_f \sin^2 \theta_W), \quad \bar{g}_A^f = \sqrt{\rho_f} t_{3L}^{(f)}. \quad (1)$$

由此可知，作为弱电精确可观测量，轻子有效弱混合角（包含 $Z\ell\bar{\ell}$ 顶点的圈图修正）为

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = \frac{1}{4} \left(1 + \text{Re} \frac{\bar{g}_V^l}{\bar{g}_A^l} \right). \quad (2)$$

对于Z衰变产生的费米子对（包括所有带电轻子和五种较轻的夸克）的前后不对称性，我们有

$$A_{FB}^{0,f} \equiv \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3}{4} A_e A_f, \quad (3)$$

其中

$$A_f \equiv 2 \frac{\bar{g}_V^f / \bar{g}_A^f}{1 + (\bar{g}_V^f / \bar{g}_A^f)^2} = \frac{1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_{eff}^f}{1 - 4 \sin^2 \theta_{eff}^f + 8(\sin^2 \theta_{eff}^f)^2}. \quad (4)$$

如果超级Z工厂上能有极化的电子束流, 左右不对称性 A_{LR} 可以通过如下关系被精确测量:

$$A_{LR}^e = \frac{1}{P_{e^-}} \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R}, \quad (5)$$

这里 P_{e^-} 代表电子纵向极化度, $\sigma_L(\sigma_R)$ 代表电子束流完全左(右)手极化时的散射截面。如果超级Z工厂的电子和正电子的束流都能够被极化, 而且束流的左手极化和右手极化的程度是同样大小, 但不需要知道束流的极化度时, 左右不对称性还可以通过所谓的布兰德机制[5] 通过下列关系式准确地得到:

$$A_{LR}^e = \sqrt{\frac{(\sigma_{++} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+} - \sigma_{--})(-\sigma_{++} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+} + \sigma_{--})}{(\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--})(-\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} - \sigma_{--})}}. \quad (6)$$

这里 σ_{ij} 代表电子(正电子)束流的极化为 $i(j)$ 时的散射截面。

由于前后不对称性和左右不对称性的测量都是散射截面之差与之和的比, 实验系统误差能够互相很好地压低, 而相应的标准模型的理论值可以精确按定义计算(可重整的电弱理论可用微扰论逐级展开达到要求的精度), 因此它们是超级Z工厂上重要的可精确检验的可观测量, 对于精确检验标准模型和探索新物理将起到至关重要的作用, 尽管目前标准模型精确到两圈的电弱相关理论计算仍有挑战。

另外, 注意到LEP上通过 b 夸克前后不对称性测量得到的轻子有效弱混合角与SLD上通过左右不对称性得到的结果有大约三倍标准偏差的偏离, 这是标准模型精确检验中除了缪子反常磁矩外最大的不一致。在超级Z工厂上对这两种观测量精度无疑会有极大的提高, 寻找可能的新物理效应会有显然的推进。

§2.1.2 轻子有效弱混合角

Z玻色子与轻子耦合中的有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 能够通过不同的测量方法得到。在LEP上最精确的方法是通过测量 b 夸克前后不对称性 $A_{FB}^{0,b}$ 。显然 $A_{FB}^{0,b} = 3A_e A_b / 4$ 不仅依赖于 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$, 还和 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的值相关。由公式Eq.(4)可见, 对于电子 $Q_f = -1(f = e)$, 而且当 $\sin^2 \theta_{eff}^f$ 很接近1/4时(实际测量值确实接近1/4), A_e 很小, 而且 A_e 对 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的值非常敏感。对比 b 夸克的情形, $Q_b = -1/3$, 使得 A_b 对 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的数值的敏感度要比轻子的小很多。因此, 虽然LEP测量的 b 夸克前后不对称性对 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的值不够敏感, 但可以精确确定出 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}(A_{FB}^{0,b}) = 0.23221 \pm 0.00029$ [6]。为了提取出轻子有效弱混合角, 人们需要测量 $A_{FB}^b(s)$ 的能量依赖性, 这意味着除了Z共振峰上的数据, 还需要在偏离共振峰的能量点所取的数据; 或者直接测量 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 。无论前者或后者, 要提高测量的精度, 提高对撞机的亮度是必须的, 使 A_{FB}^b 测量的统计误差减小到可以忽略。超级Z工厂在Z共振峰上亮度要达到 $10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 或更高, 将是LEP的数千倍, 可期望将轻子有效弱混合角的测量精度提高到0.02%。

如果超级Z工厂上能有极化的入射束流, 则能通过左右不对称性 A_{LR} 由如下关系式来测量 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$:

$$A_{LR}^e = \frac{2(1 - 4 \sin^2 \theta_{eff})}{1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_{eff})^2}, \quad (7)$$

这正是SLAC的SLD合作组测量 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的方法, 他们得到[6] $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}(A_\ell(SLD)) = 0.23098 \pm 0.00026$, 其中包括系统误差0.00013。为了进一步减少系统误差, 人们必须以高精度控制入射束流的极化。这是利用极化束流提高测量轻子有效弱混合角的精度的瓶颈, 因为只通过当前康普顿极化测量法将难有显著改进(更多讨论可见文献[7, 8])。尽管如此, 超级Z工厂的电子和正电子的束流都能够被极化并有很高的亮度,

公式Eq.(6)的比值关系中大部分系统误差相互抵消,这一方法仍能够得到高精度的左右不对称性,很可能会比当前的LEP/SLD结果的精度有数量级的提高,从而得到极高精度的轻子有效弱混合角。

理论上 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的两圈完整计算²已经完成,文献[9]研究了电弱双圈图对 b 夸克有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的修正,文献[10]也给出了来自于一些3圈图和4圈图对轻子有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的领头阶修正。目前对轻子有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ 的理论预言的绝对误差源于同时包含强相互作用和电弱相互作用的三圈图贡献,以及包含封闭top夸克圈的电弱三圈图贡献。目前的理论误差估计大约为 4.5×10^{-5} (见文献[8, 11]及其所引文献),这稍大于未来超级Z工厂可能达到的实验误差,因此理论计算需要进一步改进。如果能够得到弱电三圈修正的完整结果,理论误差可以减少到大约 1.5×10^{-5} [8, 11],这就和未来的实验期望误差相当。

理论上文献[12]讨论了电弱相互作用对Weinberg角 $\sin^2 \theta_W$ 定义中参数 Δr 和 ρ 的单圈修正,相应的解析结果被广泛应用于讨论标准模型中其它各种物理过程的单圈辐射修正效应。采取各种可能的近似,人们也对 Δr 和 ρ 的双圈修正进行了分析。在顶夸克和Higgs未发现前,从这些圈图修正的分析,对顶夸克和Higgs的质量做出了明确限制,因此在Higgs和顶(top)夸克的实验发现中发挥了作用。现在顶夸克和Higgs粒子已经发现,它们的质量已经不再是待定的参数,如果实验和理论再有偏离,明确表示新物理的效应存在,可以用来分析新物理的能标。

由于Higgs粒子已经发现,以前的高阶分析,例如:文献[13]分析了top夸克的汤川耦合通过双圈图对 $\rho-1$ 和 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变宽度的辐射修正;文献[14]将文献[13]中的结果推广到Higgs质量和top夸克质量具有任意比值的情形;文献[15]重新考虑了文献[13, 14]中正比于规范玻色子质量平方项的贡献,采用内插方法证明了这部分修正与文献[13, 14]中所计算的领头阶贡献在数值上是可以竞争的;大的顶夸克质量,同时包括强相互作用与电弱相互作用的双圈辐射修正对 ρ 参数的提升[16];3圈图和4圈图中领头阶修正对 $\rho-1$ 和 Δr 的理论预言[10];完整电弱相互作用对 Δr 的双圈辐射修正的分析[17]等,都要将Higgs质量的具体值代入重新考察。目前理论上对 Δr 和 ρ 预言的相对误差约为 5×10^{-5} ,主要源于一些同时包含强相互作用和电弱相互作用的三圈图贡献,以及包含封闭top夸克圈的电弱三圈图贡献。在包含了完整的三圈图贡献后,人们预期理论预言的相对误差可以达到 10^{-5} 。

§2.1.3 Z玻色子的质量与宽度

Z玻色子的质量是标准模型中的一个基本参数,作为精确检验标准模型的输入量。LEP上的测量结果为 $m_Z = 91.1875 \pm 0.0021$ GeV[6]。这里的误差包括统计误差1.2 MeV,而超级Z工厂亮度高,统计数据量大,统计误差可以降到100 KeV以下。该测量的系统误差主要来自于束流能量测定,在LEP上是1.7 MeV。如果采用共振退极化的技术,可以将束流能量测量的不确定性降到几百KeV乃至更低。因此超级Z工厂上Z玻色子质量测量的精度应该能够达到几百KeV的量级。

Z玻色子的总衰变宽度亦是精确检验标准模型的重要观测量。在LEP上的测量结果为[6] $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV,这里误差包括统计误差0.002 GeV和系统误差0.0012 GeV。显然在超级Z工厂的测量结果中统计误差将小到可以忽略,而系统误差和 m_Z 的情形非常类似,也主要来自束流能量测定的不确定性等。因此超级Z工厂对Z玻色子衰变宽度测量的精度应该和 m_Z 的精度可比。理论上标准模型中还没有得到 Γ_Z 的完整的弱电两圈修正结果。最新的进展[18]是对两圈图中仅有玻色两圈修正项完成,理论误差由此降低到大约0.5 MeV。但和未来超级Z工厂可能达到的实验精度比起来,这一理论误差还需改进。如果未来三圈弱电修正项能够被完整地算出来,理论误差可以降低到大约0.08 MeV [18, 19]。

²味道依赖的夸克有效弱混合角 $\sin^2 \theta_{eff}^q$ 的完整两圈计算结果目前尚未完成,尤其是 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 。这是因为和 $Z\ell\ell$ 顶点相比, $Zb\bar{b}$ 顶点的两圈图修正中会出现新的一类拓扑,其中顶夸克出现在内线中,使得这类圈图的积分包括 m_t 等多个质量标度,相应的数值积分因而变得极为困难。目前对 $\sin^2 \theta_{eff}^b$ 的费米型的两圈图修正(即两圈图中至少包含一个闭合的费米圈)已经有了结果[9],但玻色型的两圈图计算(即不含闭合的费米圈)还有待完成。

§2.1.4 其它精确观测量

在许多标准模型的扩展中，第三代夸克相关的新物理效应可能相对大。 Z 玻色子和 b 夸克的耦合可以通过对 b 夸克前后不对称性测量和 Z 玻色子衰变到 b 夸克的部分宽度提取出来。注意到LEP上对 b 夸克前后不对称性的测量和SLD合作组对 A_{LR}^e 的测量结果之间的不一致，在超级 Z 工厂上更精确地测量 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 的分宽度尤为重要。

在LEP和SLC上已经精确地测量了比值 $R_b \equiv \Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow had}$ ，其结果为[6] $R_b = 0.21629 \pm 0.00066$ ，其中 $\Gamma_{Z \rightarrow had}$ 是 Z 玻色子的强子分宽度，即其衰变到所有夸克末态的分宽度之和。在超级 Z 工厂上会有比LEP/SLC上多得多的 b 夸克事例，同时 b 标记（tagging）的效率也会更高，因此 R_b 的实验结果有望达到0.1%的精度。理论上，标准模型两圈弱电修正的部分结果已经被算出，剩下更高阶的修正导致的理论误差估计为[18] 1.5×10^{-4} ，和超级 Z 工厂预期的实验精度相当。未来如果领头阶的高阶修正能够算出来，理论误差可以降低到 $\sim 1 \times 10^{-4}$ 。

用一组弱相关的变量来描述 Z 玻色子在共振峰附近的物理会比较方便，这组变量（可参考[3]）中就包括了衰变到强子和轻子的分宽度比值 $R_\ell \equiv \Gamma_{Z \rightarrow had}/\Gamma_{Z \rightarrow \ell^+\ell^-}$ 。LEP上在轻子普适性假设下已经测量了这一比值为 $R_\ell = 20.767 \pm 0.025$ [6]。LEP上的实验误差主要是统计误差，系统误差仅为0.007。但在未来的超级 Z 工厂上，受益于巨大的数据量，实验误差将主要来自系统误差。当前 R_ℓ 的理论误差估计为0.005 [18]，和未来的实验精度相比也许需要进一步的提高。同时，大量的 $Z \rightarrow e^+e^-$ ， $\mu^+\mu^-$ 和 $\tau^+\tau^-$ 事例可以在前所未有的精度下检验轻子普适性假设。

另一个有趣的观测量是 Z 玻色子的不可见衰变宽度 $\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{Z \rightarrow had} - 3\Gamma_{Z \rightarrow \ell^+\ell^-}$ ，由此可以得到轻于 $M_Z/2$ 的中微子代数 $N_\nu \equiv \Gamma_{inv}/\Gamma_{Z \rightarrow \nu\nu}^{SM}$ 。在LEP上中微子代数已被精确测量，其结果为 $N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$ [6]，比三代中微子的期望值低了大约两倍标准偏差。对实验误差最大的贡献之一来自小角Bhabha散射的理论不确定度0.061%，这直接导致 N_ν 的误差为0.0046，具体细节可见文献[6]。目前小角Bhabha散射的理论不确定度为0.054% [20, 21]。这意味着超级 Z 工厂上对 N_ν 测量的误差很难小于0.004，除非小角Bhabha散射的理论计算方面能够取得显著的进展。

§2.1.5 标准模型精细计算中亟需解决的一些问题

将来不论是在LHC上，还是在超级 Z 工厂上，都可以大幅改进对上述物理观测量的测量精度。我国考虑的CEPC、CERN考虑的FCC-ee都有精细测量Higgs质量、Higgs衰变分支比、Higgs与规范粒子和标准模型中的费米子耦合等的目标。LHC上实验测量的结果已经对标准模型的参数空间形成了相当强的限制，即利用相应的软件包对实验结果与标准模型理论预言进行整体拟合，可以对标准模型进行精确检验，为实验上寻找超越标准模型的新物理提供理论指导。鉴于目前实验现状以及将来实验测量精度的可以预料到的改进，为寻找超越标准模型的新物理提供线索，要求理论上对下面的物理量的精细计算有突出进展。

- 标准模型框架内，研究电弱双圈图对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ ， $Z \rightarrow c\bar{c}$ 和 $Z \rightarrow \tau\tau$ 辐射修正；文献[13, 14]只是包含了来源于电弱双圈相互作用对 Z 与轻子的矢量与轴矢量耦合的领头阶顶夸克修正，文献[22]分析了来源于双圈中不可因子化的强相互作用对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ 衰变宽度的次领头阶辐射修正。有鉴于此，我们需要对上述三个衰变过程给出完整的双圈图电弱辐射修正，特别是内线虚粒子包含封闭的top圈或者内线顶角包括top夸克的汤川耦合的电弱2圈图所导致的中性规范玻色子与 b ， c ， τ 之间的弱偶极矩作用 $Z_{\mu\nu}\bar{f}\sigma^{\mu\nu}f$ 对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ ， $Z \rightarrow c\bar{c}$ 和 $Z \rightarrow \tau\tau$ 分支比的修正³。因为这个相互作用对衰变分支比的修正正比于末态费米子质量，目前计算精度下对 $Z \rightarrow e\bar{e}$ ， $Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 分支比的修正可以忽略，但应当考虑这个算符对 $Z \rightarrow b\bar{b}$ ， $Z \rightarrow c\bar{c}$ 和 $Z \rightarrow \tau\tau$ 分支比的修正。

³类似于涉及大的汤川耦合的Barr-Zee图对轻费米子磁偶极矩和电偶极矩的修正。

- 除了上述Z玻色子与费米子顶角（Z玻色子衰变到费米子对）检验，其实超级Z工厂上是直接测量正负电子在Z玻色子共振附近产生出的夸克或轻子到它们的次级产物。只有将整个过程分解为正负电子产生Z玻色子和Z玻色子衰变到夸克或轻子的次级粒子两步过程，才将实际的过程‘蜕变’为Z玻色子与费米子顶角问题。这本身是近似，要‘丢失’精度⁴。为充分利用测量到的高精确实验值与标准模型的理论计算做精确检验，高阶理论的修正不能做这一近似，例如要将需要考虑的‘盒子图’以上的多项角等修正计算进来。而目前多项角的标准模型高阶修正对理论计算还是挑战。
- 标准模型框架内，首先分析来源于双圈中不可因子化的强相互作用对 $h_0 W^\pm W^\mp$ 和 $h_0 ZZ$ 耦合的双圈辐射修正（一圈为QCD，一圈为电弱），进而分析电弱相互作用对 $h_0 W^\pm W^\mp$ 和 $h_0 ZZ$ 耦合的双圈辐射修正的领头阶修正。
- 目前文献中用于双圈图主积分计算的解析和数值方法只能应用于具有特殊拓扑结构和内线粒子质量的双圈图，并且不能处理结果中可能包含的红外和共线发散。实际上维数正规化中对圈动量积分后，所有的主积分可以表示为高维复空间中对Feynman/alpha参数沿特殊路径的积分。为了正确应用留数定理，我们必须应用同调论对积分路径的拓扑性质进行分析。早在上世纪60年代，欧美学者就将同调论方法应用于解析分析Feynman参数积分[23]，我们这里希望将有关的结论和定理推广到多圈图的计算中。

§2.1.6 场论计算新方法

计算散射振幅的传统方法是通过费曼图。该方法提供了清晰的物理图像和系统的计算步骤，在量子场论计算中被应用最多。但该方法有许多不尽人意之处。例如：（1）随着参与反应粒子数的增加，费曼图的数目指数性增长，许多时候，直接从费曼图出发，相应计算无从下手，远远超出计算机的能力；（2）单个费曼图的表达式一般就很复杂；（3）过程涉及规范场粒子，单个费曼图将依赖规范选取，多个费曼图的很多项会相互抵消，最终计算的结果需要化简，并且要检验结果的规范不变等。因此，对于包含规范场粒子的过程，采用费曼图方法计算是相当不经济的。基于以上和其它一些理由，寻找高效、正确计算散射振幅的新方法是量子场论领域的重大课题。最近十年，新的思想和方案得到巨大的发展。基于这些新思想新方法上的计算方案也已经建立，并且相应的程序包也已经出现。利用这些程序，原来不能处理的，对LHC实验非常重要的一些反应道，包括Higgs粒子、可能的超对称粒子等重要物理目标的一圈图的理论修正也已经计算完成。

在树图计算方面，一个重要的进展是在壳递推关系的建立[24, 25]。这个关系基于场论中振幅的一般性质：树图的奇点结构和内线传播子在壳时的因式化定理。通过适当选择的两个外线粒子动量的形变，把树图振幅化为单复变量 z 的有理函数。利用复变函数理论的结果，这个有理函数可以通过它在各个奇点的留数决定，而留数本身即为极点树图在壳振幅。它避免了上面提到费曼图方法的各种缺点，特别是避开了中间计算过程中的非在壳阶段，因此可以产生非常紧凑简单的表达式。通过对在壳振幅的系统研究，目前我们认识到它是对费曼图的一种重新分解和组合。这种图像在 $N=4$ 超对称规范场的研究中得到了非常具体的图像体现。它的振幅可以被映射为某个几何空间中的高维多面体的体积。该多面体的不同切割到子部分的方式就对应于不同的组合（不同的在壳递推关系）。

在一圈图的计算方面，有如下几个重要的进展。第一个进展是领头奇性行为的重新发现[26]，特别是它在计算方块基系数方面的巨大简化。通过局限到领头奇点处，一圈积分动量被确定，方块基的系数转化为四个顶角部分在壳树图的乘积。这个思想在后面提到的OPP方案[27]中得到巨大的应用。第二个重

⁴分成两步过程的好处是理论的修正只有‘相互作用顶点’修正，但是把从正负电子到产生出的夸克或轻子的次级产物的整个过程本来应计算‘盒子图’以上的多项角修正都予忽略，而且不能与前面所述的、实验直接测量的‘前后不对称’和‘左右不对称’等联系起来。

要进展是约化的简化。圈图计算中的一个最常用的技巧是约化，即把圈图展开为一堆基的线性组合。基的选择有一定自由度，但是选择后就可以应用到所有过程。因此圈图的计算就分为两个部分：一是基的确定和基的计算；二是确定展开中基的系数。这几年的研究，进一步把约化划分为“被积函数层次上的约化”和“积分层次上的约化”。被积函数是外线动量的有理函数，表达式可以通过费曼图直接读出。而约化的过程就是计算代数几何研究中的多项式环除法的具体应用。这个更数学但是更整合的思想提供了许多强有力的数学工具。因此被积函数层次上的约化问题可以认为得到一个比较好的解决，并且它比较容易从一圈图推广到高圈图的计算。在一圈图计算中，OPP方案[27]是这个约化方法的具体实现。该方案的推广（更精细化）是目前许多非常有效的计算程序包的基础。积分层次上的约化的巨大发展是么正切割方法的引入。通过么正切割和最近发展起来的全纯反常技巧，我们可以把约化相空间的积分转化为相应奇点留数的计算。由于积分转化为代数的计算，我们可以非常简洁的计算基的系数。其实通过一般的计算，我们已经给出了基系数的解析表达式，因此一圈图的解析计算可以考虑为一个基本解决的问题。

由于一圈图的计算得到比较完美的解决，并且已经实际应用到LHC实验的数据分析中，理论研究的重点转移到两圈及高圈的计算。相对于一圈图，有许多问题待解决，但是也取得不少的进展。首先，有利用计算代数几何，被积函数层次上的约化的系统算法[28, 29, 30]。不过由于基的个数增长太快（大约几十个到上百个），计算的有效性改善得不很多。积分层次上约化的研究目前刚刚开始，特别是基的确定还没有完全解决。目前有几种方法去讨论这个问题。第一个方法是用IBP方法，通过求解一个巨大的线性方程组。第二个方法是利用最大切割方法。第三个方法是推广的么正切割方法。这些方法目前都在发展中，还有很多工作需要做。另外还有一些比较重要的发展：一是“符号方法”：通过这个技巧，一大类的两圈图或者高圈图的积分结果可以比较紧凑的写出来。二是改良的IBP方法：通过比较巧妙的选择基，IBP方程可以写为比较方便的三角形式。在这个形式下，基的求解可以有比较明确的级数展开，计算相对简单很多。

上面的这些理论发展，有些已经程序化，因此可以比较方便的用于我们关于Z工厂相关的物理目标。在一圈图的计算上，GoSam2.0 [31] 是一个比较高效的公开程序包。在两圈图的计算上，专门为代数几何计算编写的程序包“Macaulay2”非常适合用于被积函数层次上的约化问题[32]。在积分层次上的约化，由于新的方法还没有完成，目前主要应用的还是IBP方法，当前公开的程序包有Reduze2 [33]。由于Z工厂相关的物理目标主要包括3粒子，4粒子和5粒子的过程，IBP方法还是可以应用来解决问题的。约化完成后，基的计算也是一个重要的问题。如果基是无质量的情况，解析计算还是相对简单的，但当有质量进入时，问题会复杂很多，有待进一步的研究。

尽管在高阶计算有上述列举的众多待解决的困难，在LHC，超级B-工厂的推动下，理论上的高阶计算势必会不断地有长足的发展。超级Z-工厂的建造，把实验精确测量提高到新水平，为发展理论方面从简单到复杂的高阶计算的研究增添了新动力。

§2.2 探测超出标准模型的新物理

——— 主要执笔人：曹俊杰，郭磊，廖益，刘纯，马文淦，杨金民，张仁友 ———

在Z工厂上寻找超出标准模型的新物理与精确检验标准模型是联系在一起的；精确检验标准模型的主要目的是检验实验数据与标准模型的预言是否一致，发现超出标准模型的线索，用有效理论估计超出标准模型的能标；而‘寻找超出标准模型的新物理’则是首先将标准模型推广到某一具体模型，计算该模型对Z工厂上各种物理可观测量的预言，最后比较这些预言与标准模型的结果有何不同。在寻找新物理方面，主要有两个途径：一个是通过测量Z共振产生的 $f\bar{f}$ 过程，比较实验结果与标准模型的偏离；另一个途径是寻找标准模型中被强烈压低的末态，观测其是否与标准模型预言一致。

目前有各种各样的新物理模型，概括来讲可分为标准模型的物质场扩充、规范群扩充和Higgs部分扩

充。在众多新物理模型中，超对称模型由于具有诸多的理论优点而被认为是最有希望的新物理理论。下面以几个具体新物理模型为例，讨论如何在Z工厂上寻找新物理。

§2.2.1 从测量温伯格角寻求线索

Z工厂上一个常用的可测量量是有效弱混合角（在领头阶下即为温伯格角： $s_W \equiv \sin\theta_W$ ）

$$\sin^2\theta_{\text{eff}}^f := \frac{1}{4|Qf|} \left(1 - \text{Re} \left[\frac{g_V^f}{g_A^f} \right] \right). \quad (8)$$

文献[34]假定大型强子对撞机LHC没有发现超对称粒子，系统讨论了超对称对有效混合角的影响。

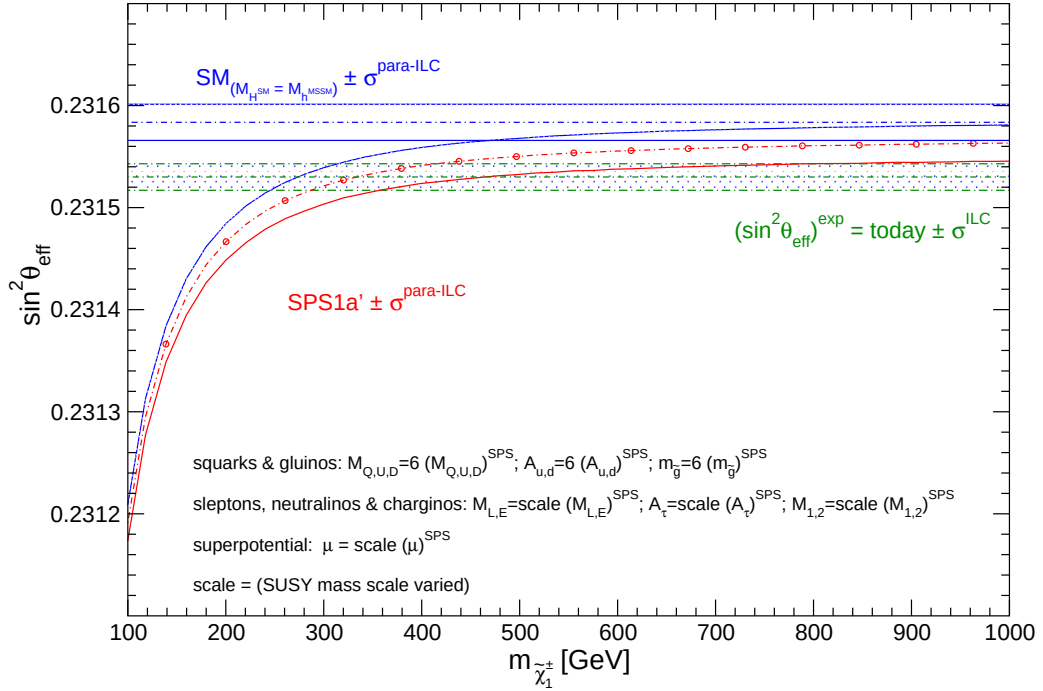


图 1 超对称理论对 $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ 的预言。在该图中，超对称参数采取SPS 1a' 方案，其中squark和gluino的质量设为SPS 1a' 质量的六倍，其余质量遵从SPS 1a' 方案的约定。

该项研究基于SPS (Splitting Supersymmetry) 1a' 方案[35]，假定squark 和gluino 质量为SPS 1a' 方案的六倍，其他质量遵循SPS 1a' 方案约定。在这种情况下，参与强相互作用的粒子由于质量太大，不能在LHC上直接探测到，因此电弱粒子对混合角的影响往往是占主导的。图1给出了 $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ 随最轻的chargino ($\chi_1^\pm$) 质量变化以及作为对比，标准模型的理论预言和当前实验结果。在图中，理论预言包含了参数不确定性 $\sigma^{\text{para-ILC}}$ （来源于ILC上 m_t 测量的不确定性 $\delta m_t = 100 \text{ MeV}$ [36] 以及 $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}$ 未来可能达到的不确定性）， $\delta(\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}) = 5 \times 10^{-5}$ [37]，实验数据采用的误差，即 $\sigma^{\text{ILC}} = 0.000013$ ，则来自GigaZ 上分析。

从图1可以看到在这个代表性方案下,即使不考虑强相互作用带来的效应，当 $m_{\chi_1^\pm} \lesssim 500 \text{ GeV}$ 时超对称对混合角的预言仍可以和当前实验中心值有较大的偏离。需要指出，图中 σ^{ILC} 来自于GigaZ的模拟结果，由于超级Z工厂收集的Z玻色子比GigaZ高两个量级，因此可以预期其对应的实验误差会更小。

§2.2.2 通过 μ 轻子对产生寻找新的规范对称性

标准模型扩充的新物理模型中，多数存在规范对称群的扩充，从而预言了新的规范玻色子存在。例如，最简单的 $U(1)$ 扩充可预言出一个新的中性规范玻色子。而‘小Higgs模型’、左右对称模型等将会预言更多的重规范玻色子的存在。对于重的中性规范玻色子，可以在Z工厂上通过轻子末态来研究Z玻色子的共振产生与新的中性规范玻色子虚产生之间的干涉效应。通过Z-pole附近的精确测量，并借助束流极化手段，可以研究重规范玻色子的效应，进而确定新物理模型。下面我们以 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程为例予以说明。

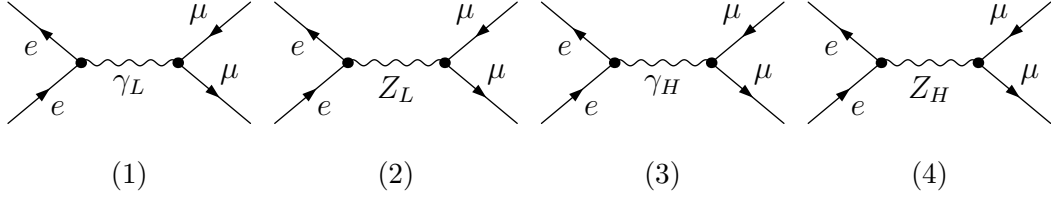


图 2 ‘小Higgs模型’下过程 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 的费曼图。

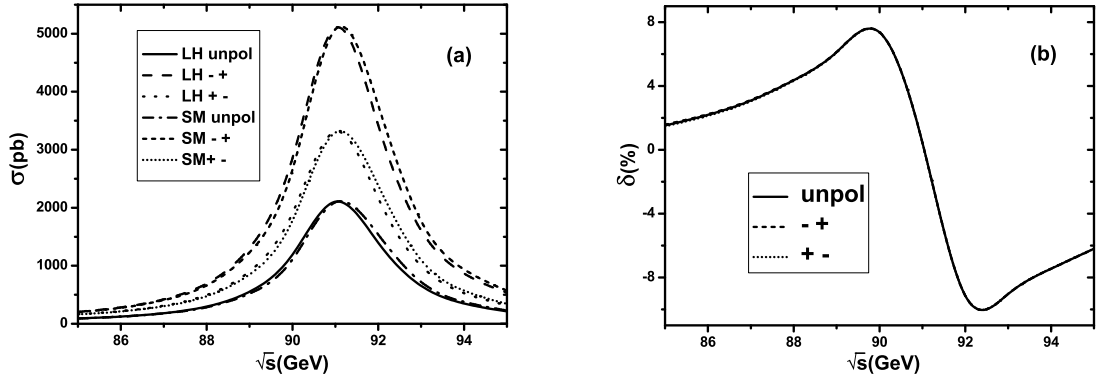


图 3 (a) 标准模型与‘小Higgs模型’在极化和非极化情况下对 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程截面的预言；(b) 极化与非极化两种情况下截面与标准模型预言的偏差。

在‘小Higgs模型’中，由于规范群的扩充，在 μ 轻子对产生过程中除了标准模型贡献，还有重光子和重Z玻色子提供的贡献[38]。这些重规范粒子与费米子耦合可以写为 $i\gamma^\mu(g_V + g_A\gamma_5)$ ，其具体形式为：

$$\begin{aligned}
 g_V^{Z_L \bar{l}l} &= -\frac{e}{4s_W c_W} \left\{ (-1 + 4s_W^2) - \frac{v^2}{f^2} \left[\frac{1}{2}c^2(c^2 - s^2) - \frac{15}{2}(c'^2 - s'^2) \left(c'^2 - \frac{2}{5} \right) \right] \right\}, \\
 g_A^{Z_L \bar{l}l} &= -\frac{e}{4s_W c_W} \left\{ 1 + \frac{v^2}{f^2} \left[\frac{1}{2}c^2(c^2 - s^2) + \frac{5}{2}(c'^2 - s'^2) \left(c'^2 - \frac{2}{5} \right) \right] \right\}, \\
 g_V^{Z_H \bar{l}l} &= -\frac{ec}{4s_W s'}, & g_A^{Z_H \bar{l}l} &= \frac{ec}{4s_W s'}, \\
 g_V^{\gamma_H \bar{l}l} &= \frac{e}{2c_W s' c'} \left(\frac{3}{2}c'^2 - \frac{3}{5} \right), & g_A^{\gamma_H \bar{l}l} &= \frac{e}{2c_W s' c'} \left(\frac{1}{2}c'^2 - \frac{1}{5} \right).
 \end{aligned} \tag{9}$$

如果取 $f = 1 \text{ TeV}$, $c = 0.4$, $c' = 0.68$ 和 $\chi = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ，我们就可以给出小Higgs模型’对 $\mu^+\mu^-$ 产生过程的预言，结果如图3所示。从该图可以看出，虽然在Z玻色子共振峰处‘小Higgs模型’与标准模型没有偏差，但是

在稍微偏离共振峰的90 GeV 或者92 GeV ‘小Higgs模型’ 的预言明显偏离了标准模型值，不同极化下相对偏离基本没有差别。

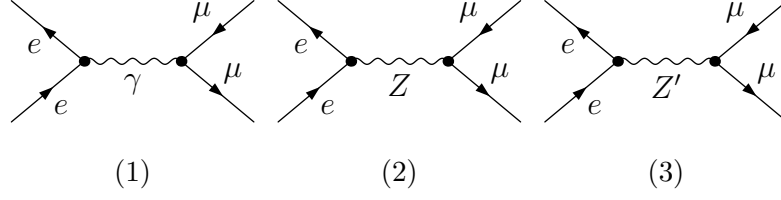


图 4 左-右对称模型下对过程 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 有贡献的费曼图。

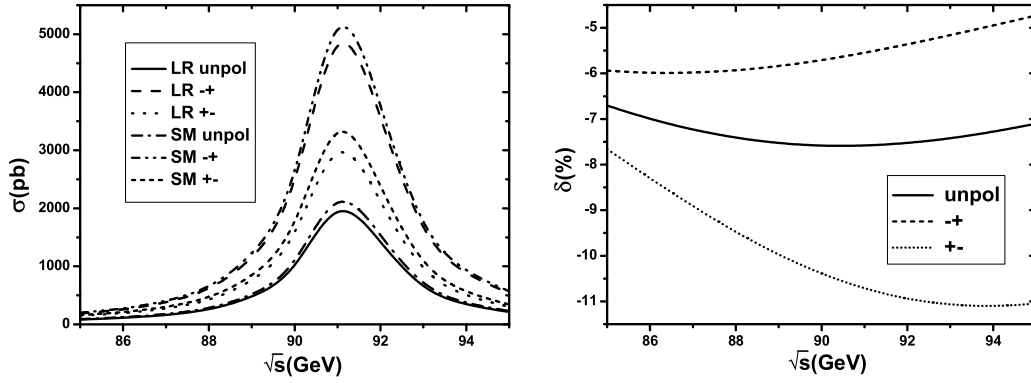


图 5 与图3类似，但是对应左-右对称型的结果。

在左-右对称模型中，由于相对于标准模型增加了一个右手的 $SU(2)$ 相互作用，在标准模型的规范粒子之外，还出现了一个重的 Z 玻色子传递中性弱相互作用。图4是左-右对称模型对 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 过程有贡献的费曼图[39]，其中 Z 和 Z' 与左右手费米子相互作用的耦合常数：

$$\begin{aligned}
 g_V^{Z\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[(-\cos\theta_W + 3\sin\theta_W \tan\theta_W) \cos\varepsilon + \left(\frac{-\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} + \frac{2\sin^2\theta_W}{\sqrt{\cos 2\theta_W} \cos\theta_W} \right) \sin\varepsilon \right], \\
 g_A^{Z\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[-\frac{\cos\varepsilon}{\cos\theta_W} + \frac{\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} \sin\varepsilon \right], \\
 g_V^{Z'\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[-(-\cos\theta_W + 3\sin\theta_W \tan\theta_W) \sin\varepsilon + \left(\frac{-\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} + \frac{2\sin^2\theta_W}{\sqrt{\cos 2\theta_W} \cos\theta_W} \right) \cos\varepsilon \right], \\
 g_A^{Z'\bar{l}} &= \frac{1}{4} \left[\frac{\sin\varepsilon}{\cos\theta_W} + \frac{\sqrt{\cos 2\theta_W}}{\cos\theta_W} \cos\varepsilon \right],
 \end{aligned} \tag{10}$$

若取左-右手模型中 $Z_L - Z_R$ 混合角为 $\varepsilon = 0.021$ ，我们可以给出该模型对过程 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 截面的预言，如图5所示。从该图可以看出，入射正负电子束极化以后将使得新物理模型对该过程的影响更加显著。

对比图3和图5，可以看出虽然两个模型相对于标准模型都有偏离，但是从偏离行为以及不同极化两个方面可以区分两个模型，从而为在将来发现新物理以后确定具体的新物理模型提供理论依据。

§2.2.3 通过测量底夸克的前后不对称性探测新物理

底夸克作为顶夸克的同位旋伴随子，在许多模型中都扮演着非常重要的角色。LEP 实验上测量的底夸克的前后不对称性是仅有的几个与标准模型偏离达到两倍标准偏差的可观测量之一[6]，这个偏离可以

用诸如额外维模型等新物理解释[40]。在Z工厂上，相比于LEP/SLD 实验，不对称参数 $A_b = \frac{2g_{V,b}g_{A,b}}{g_{V,b}^2 + g_{A,b}^2}$ 的探测精度可以提高多个量级。同时由于该前后不对称性不依赖 Zee 耦合，故可以用来确定这个偏差是来源于新物理还是来自统计涨落。

§2.2.4 新物理中Z玻色子的轻子味改变衰变

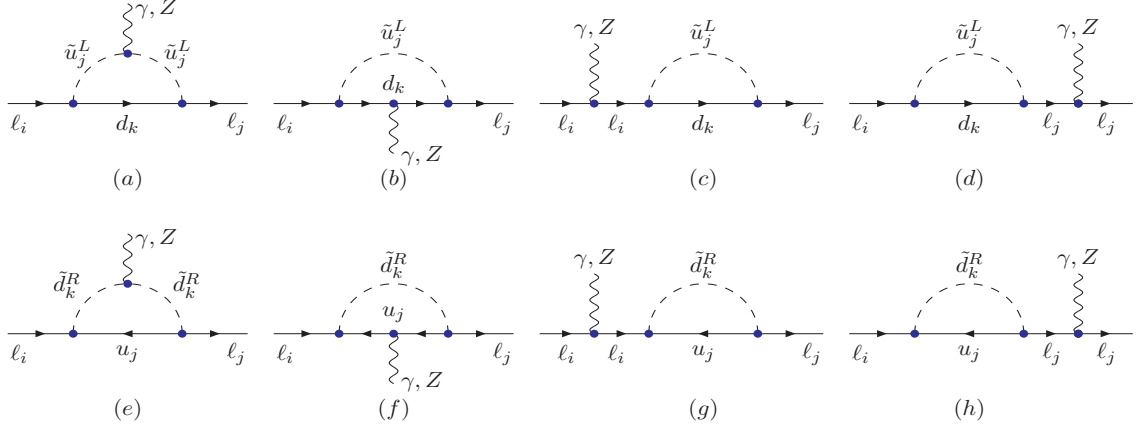


图 6 R宇称破坏的超对称耦合所引导的轻子味道改变的转换的费曼图.

Z玻色子的轻子味改变衰变过程 $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 在标准模型中是被强烈压低，因此它在对撞机上不可能看到；但在超对称理论中这些稀有衰变会得到增强从而可能达到观测的水平。能够极大增强这些衰变的超对称理论包括R宇称破坏的最小超对称模型[41, 42] 和超对称‘跷跷板 (seesaw)’ 模型[43]。

首先我们来看R宇称破坏的最小超对称模型。在该模型下，R宇称破坏的相互作用由下面的超势给出：

$$\mathcal{W}_R = \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \epsilon^{abd} U_{ia}^c D_{jb}^c D_{kd}^c + \mu_i L_i H_2, \quad (11)$$

这里的 i, j, k 为代指标， c 表示电荷共轭， a, b, d 是色指标， ϵ^{abd} 是全反称张量， H_2 是Higgs二重态超场， $L_i(Q_i)$ 和 $E_i(U_i, D_i)$ 分别是左手轻子（夸克）二重态和右手轻子（夸克）单态手征超场。关于这些耦合的实验限制，可以参看综述文章[44]。需要注意，上述耦合中 λ 和 λ' 是用来表征轻子数破坏相互作用的强度，它们可以诱导出轻子数破坏的Z衰变： $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 和 $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ [41, 42, 45]。相关的费曼图如图6所示。 λ'_{ijk} 在圈图水平通过交换标量夸克 $\tilde{u}_L^j$ 或者 $\tilde{d}_R^k$ 也可以引导衰变 $\ell_i \bar{\ell}_j V$ ($V = \gamma, Z$)。

实验对这些轻子味道改变的过程的限制来自对 $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ 过程的寻找[46]：

$$BR(\mu \rightarrow e \gamma) < 1.2 \times 10^{-11}, \quad BR(\tau \rightarrow e \gamma) < 1.1 \times 10^{-7}, \quad BR(\tau \rightarrow \mu \gamma) < 4.5 \times 10^{-8}, \quad (12)$$

和LEP实验对 $Z \rightarrow \ell_i \bar{\ell}_j$ 的寻找[47]：

$$BR(Z \rightarrow \mu e) < 1.7 \times 10^{-6}, \quad BR(Z \rightarrow \tau e) < 9.8 \times 10^{-6}, \quad BR(Z \rightarrow \tau \mu) < 1.2 \times 10^{-5}. \quad (13)$$

未来的Z工厂(假设GigaZ，对应收集 10^9 个Z玻色子事例)对这些轻子味道改变衰变的敏感度为(见G. Wilson的报告，DESY-ECFA LC Workshops, Frascati, 1998)

$$BR(Z \rightarrow \mu e) \sim 2.0 \times 10^{-9}, \quad BR(Z \rightarrow \tau e) \sim \kappa \times 6.5 \times 10^{-8}, \quad BR(Z \rightarrow \tau \mu) \sim \kappa \times 2.2 \times 10^{-8}, \quad (14)$$

其中因子 κ 的取值可以从0.2到1.0。在图7中我们取 $\kappa = 1.0$ 画出GigaZ对R宇称破坏耦合的敏感度。需要指出，在超级Z工厂上，由于收集的Z玻色子事例比GigaZ高3个量级，它对这些耦合的敏感度会进一步增强。

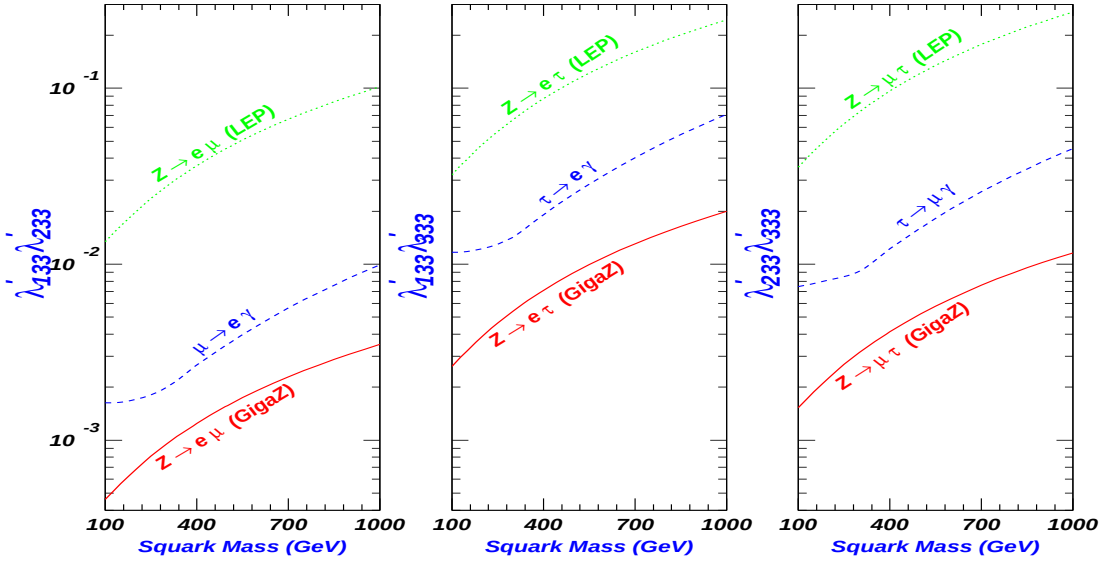


图 7 GigaZ对R宇称破坏耦合的 2σ 的敏感度。作为比较，我们也给出 $\ell_i \rightarrow \ell_j \gamma$ 过程所给限制和LEP上观测Z衰变所给限制。

下面我们看超对称Seesaw模型。和最小超对称模型不同，该模型额外引入右手中微子超场（具有很重的Majorana 质量）通过Seesaw机制来给予中微子质量 [48]。在这样的理论中，通常假设在普朗克标度标量轻子具有味道对角性，但是由于没有对称性来保证该味道对角性，在电弱标度标量轻子的味道还是会发生混合。这个味道混合正比于中微子的汤川耦合（由于Seesaw 机制，中微子的汤川耦合可以像顶夸克的那样大），并且有一个增强因子 $\log(M_P^2/M^2)$ （其中 M_P 是普朗克标度， M 是中微子的Majorana 质量）。因此，具有Seesaw机制的最小超引力模型（mSUGRA）可以在电弱标度预言较大的标量轻子味道混合。

在超对称Seesaw模型中，含有右手中微子超场 ν_R 的超势可以写为

$$W_\nu = -\frac{1}{2} \nu_R^c \mathbf{M} \nu_R^c + \nu_R^c \mathbf{y}_\nu L \cdot H_2, \quad (15)$$

这里 $\mathbf{M}$ 和 $\mathbf{y}_\nu$ 是味道空间的矩阵， L 和 H_2 分别是左手轻子二重态和Higgs二重态（分别具有-1 和+1 的超荷）。据此，荷电标量轻子的质量矩阵可写为：

$$\mathbf{m}_\ell^2 = \begin{pmatrix} \mathbf{m}_{LL}^2 & \mathbf{m}_{LR}^{2\dagger} \\ \mathbf{m}_{LR}^2 & \mathbf{m}_{RR}^2 \end{pmatrix} \quad (16)$$

其中

$$\mathbf{m}_{LL}^2 = \mathbf{m}_L^2 + \left[m_\ell^2 + m_Z^2 \cos 2\beta \left(-\frac{1}{2} + s_W^2 \right) \right] \mathbf{1}, \quad (17)$$

$$\mathbf{m}_{RR}^2 = \mathbf{m}_R^2 + (m_\ell^2 - m_Z^2 \cos 2\beta \sin^2 \theta_W) \mathbf{1}, \quad (18)$$

$$\mathbf{m}_{LR}^2 = \mathbf{A}_\ell v \cos \beta - m_\ell \mu \tan \beta \mathbf{1}, \quad (19)$$

这里的 $\mathbf{1}$ 是代（generation）空间中的 3×3 单位矩阵。下边看中性标量轻子，即标量中微子，部分。由于右手标量中微子和Majorana 中微子一样重，它对轻子味道改变过程的贡献可以忽落不计，所以这里只给出左手标量中微子的质量矩阵：

$$\mathbf{m}_\nu^2 = \mathbf{m}_L^2 + \frac{1}{2} m_Z^2 \cos 2\beta \mathbf{1}. \quad (20)$$

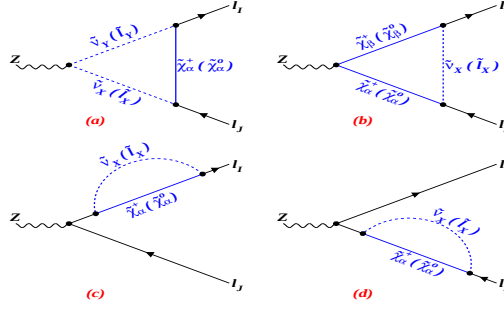


图 8 超对称seesaw模型对轻子味道改变的Z衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 的贡献的费曼图。

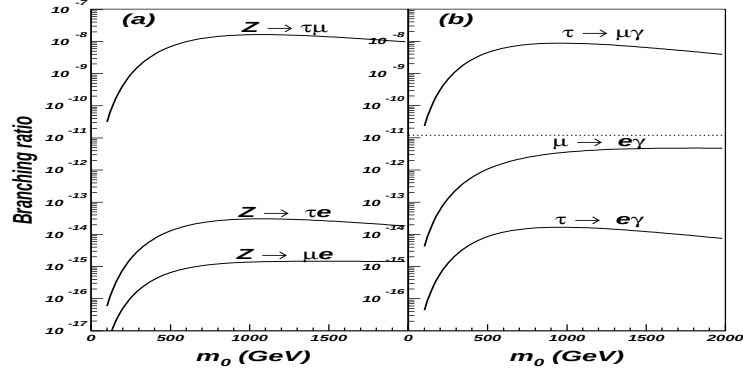


图 9 超对称seesaw模型中衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 和 $l_i \rightarrow l_j \gamma$ 的分支比。

在讨论Z的轻子味改变衰变时，我们假定在普朗克标度软破缺参数都有一样的取值：

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_{\tilde{L}} &= \mathbf{m}_{\tilde{R}} = m_0 \mathbf{1}, \\ \mathbf{A}_\ell &= A_0 \mathbf{y}_\ell, \quad \mathbf{A}_\nu = A_0 \mathbf{y}_\nu. \end{aligned} \quad (21)$$

由于 $\mathbf{y}_\ell$ 和 $\mathbf{y}_\nu$ 一般来说不能同时对角化，我们进一步假定 $\mathbf{y}_\ell$ 在味空间是对角的而 $\mathbf{y}_\nu$ 不是对角的。在上述假定下，带电的标量轻子的质量矩阵在普朗克标度是对角的，但是当它通过重整化群方程向下演化到电弱标度时，带电的标量轻子的质量矩阵就不再是对角的了。其具体表达式为

$$\delta(\mathbf{m}_{\tilde{L}}^2)_{IJ} \simeq -\frac{1}{8\pi^2}(3m_0^2 + A_0^2)(\mathbf{y}_\nu^{0\dagger} \mathbf{y}_\nu^0)_{IJ} \ln\left(\frac{M_P}{\mathcal{M}}\right), \quad (22)$$

$$\delta(\mathbf{m}_{\tilde{R}}^2)_{IJ} \simeq 0, \quad (23)$$

$$\delta(\mathbf{A}_\ell)_{IJ} \simeq -\frac{3}{16\pi^2} A_0 (\mathbf{y}_\ell^0)_{II} (\mathbf{y}_\nu^{0\dagger} \mathbf{y}_\nu^0)_{IJ} \ln\left(\frac{M_P}{\mathcal{M}}\right), \quad (24)$$

其中 $\mathbf{y}^0 \equiv \mathbf{y}(M_P)$ 。上述公式表明，带电的标量轻子和左手的标量中微子在味道空间都存在味道混合，该混合可以诱导味道改变的中性流耦合，如 $\tilde{\chi}_\alpha^0 \ell_I \tilde{l}_J$ 和 $Z \tilde{l}_I \tilde{l}_J$ ，以及味道改变的荷电流耦合 $\tilde{\chi}_\alpha^\pm \ell_I \tilde{\nu}_J$ 。在图8中，我们展示这些味道改变的耦合能够诱导的轻子味道改变的Z衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 。

考虑目前的中微子震荡数据的限制并引入两代右手中微子（假定质量分别为 $\mathcal{M}_1 = 10^{13}$ GeV 和 $\mathcal{M}_2 \simeq 10^{15}$ GeV），我们可以给出超对称Seesaw模型对衰变 $Z \rightarrow l_i \bar{l}_j$ 和 $l_i \rightarrow l_j \gamma$ 的预言，其分支比如图9所示（ m_0 代表普适的标量粒子质量）。该图显示在超对称Seesaw模型中 $Z \rightarrow \tau \mu$ 的分支比可以达到 10^{-8} 。由于GigaZ对 $Z \rightarrow \tau \mu$ 的敏感度是 10^{-8} ，我们断定通过在Z工厂上寻找 $Z \rightarrow \tau \mu$ 过程可以探索超对称Seesaw模型。

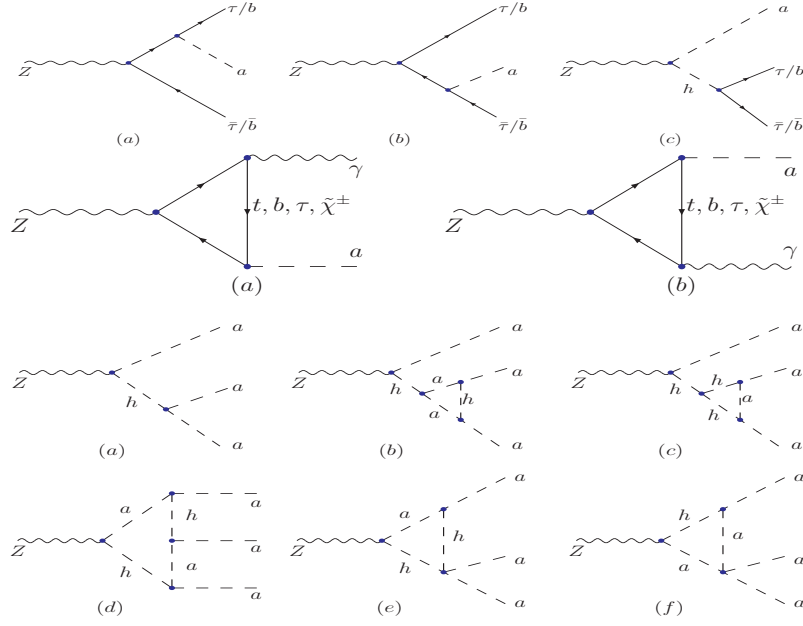


图 10 Z 玻色子衰变到轻的CP-odd的Higgs粒子。

§2.2.5 Z 玻色子衰变到轻的Higgs粒子

在一些新物理模型中，例如Type-II 2HDM [49], L2HDM [50], nMSSM[51] 和NMSSM[52]等，尚未排除存在一个轻的 $CP - odd$ 的Higgs粒子 a 的可能性，并且允许 Z 玻色子衰变到含 a 的稀有过程如下： $Z \rightarrow \bar{f}fa$ ($f = b, \tau$), $Z \rightarrow a\gamma$, $Z \rightarrow aaa$ ，相关费曼图如如图10 所示。

在当前的实验限制下，我们扫描了一些相关模型的如下参数空间[53]:

- Type-II 2HDM:

$$1 \leq \tan \beta \leq 80, \quad -\sqrt{2}/2 \leq \sin \alpha \leq \sqrt{2}/2, \quad m_a \leq 30 \text{ GeV}, \quad \lambda_5 \leq 4\pi, \\ 5 \text{ GeV} \leq m_{h_1, h_2} \leq 500 \text{ GeV}, \quad 316 \text{ GeV} \leq m_{H^+} \leq 500 \text{ GeV} \quad (25)$$

- L2HDM:

$$1 \leq \tan \beta \leq 80, \quad -\sqrt{2}/2 \leq \sin \alpha \leq \sqrt{2}/2, \quad m_a \leq 30 \text{ GeV}, \quad \lambda_5 \leq 4\pi, \\ 5 \text{ GeV} \leq m_{h_1, h_2} \leq 500 \text{ GeV}, \quad 92 \text{ GeV} \leq m_{H^+} \leq 500 \text{ GeV} \quad (26)$$

- nMSSM:

$$0.1 \leq \lambda \leq 0.7, \quad 1 \leq \tan \beta \leq 80, \quad 100 \text{ GeV} \leq m_A \leq 1 \text{ TeV}, \\ 50 \text{ GeV} \leq \mu_{\text{eff}}, M_1 \leq 500 \text{ GeV}, \quad -1 \text{ TeV} \leq A_\lambda \leq 1 \text{ TeV}, \quad 0 \leq \tilde{m}_S \leq 200 \text{ GeV} \quad (27)$$

- NMSSM:

$$0.1 \leq \lambda, \kappa \leq 0.7, \quad 1 \leq \tan \beta \leq 80, \quad 100 \text{ GeV} \leq m_A \leq 1 \text{ TeV}, \\ 50 \text{ GeV} \leq \mu_{\text{eff}}, M_1 \leq 500 \text{ GeV}, \quad -100 \text{ GeV} \leq A_\kappa \leq 100 \text{ GeV} \quad (28)$$

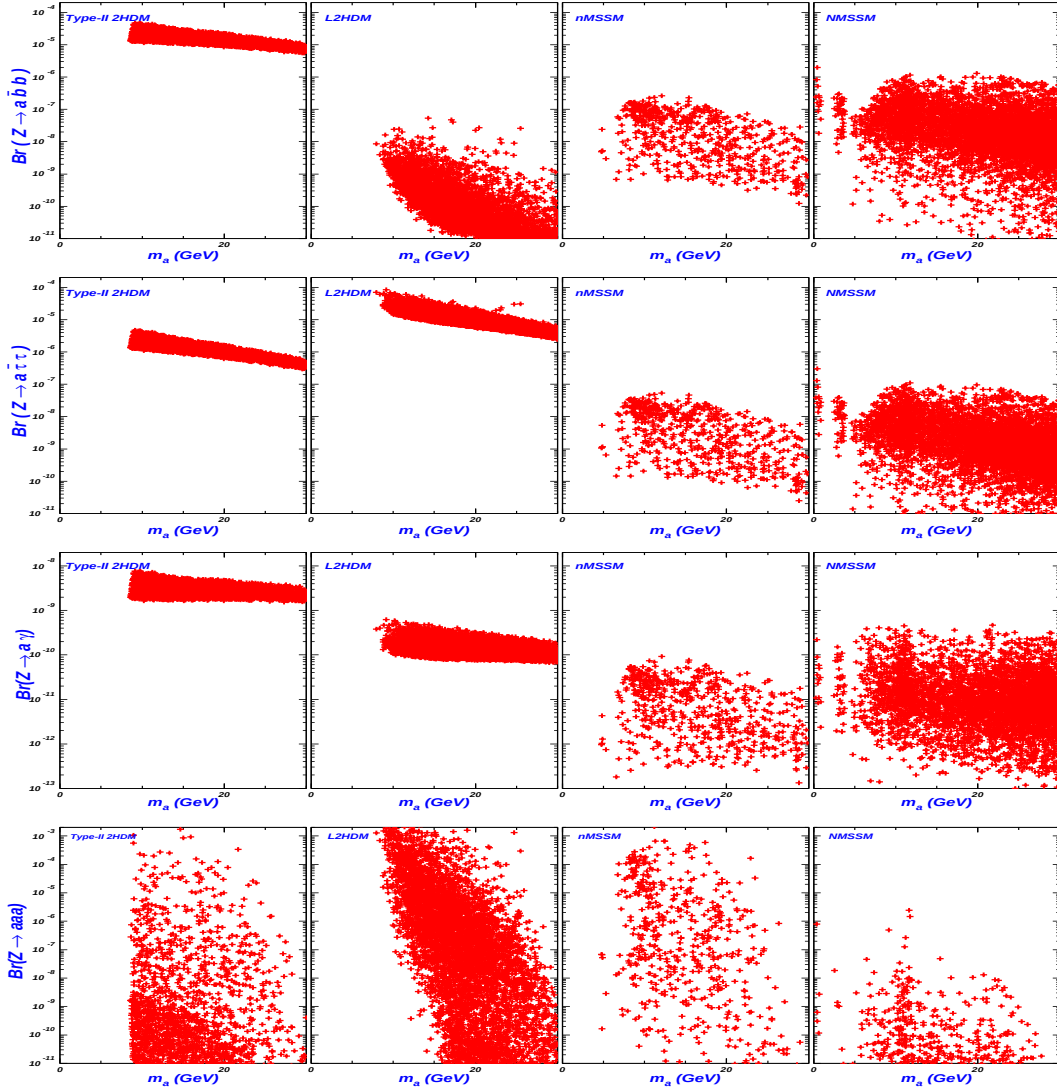


图 11 Z 玻色子稀有衰变在四个新物理模型中的分支比。

通过扫描我们发现 $\tan\beta$ 的取值范围是8-20（在Type-II 2HDM中）、37-80（在L2HDM中），而在nMSSM和NMSSM中 $\tan\beta$ 的上限是10。

在图11中，我们给出了这些稀有衰变在四个新物理模型中的分支比。从图11可以看出：(i) 四个模型中Type-II 2HDM给出的 $Z \rightarrow \bar{b}ba$ 分支比最大，可以达到 6×10^{-5} 。原因是在Type-II 2HDM中 $\bar{b}ba$ 耦合可被 $\tan\beta$ 抬高，而在其它三个模型中， $\bar{b}ba$ 耦合被 $\cot\beta$ 压低或者被 a 的单态场分量压低。此外，图11显示在L2HDM中 $Z \rightarrow \bar{\tau}\tau a$ 的分支比可最大达到 10^{-4} ，这是因为该模型中 $a\bar{\tau}\tau$ 可以被大幅度抬高。(ii) $Z \rightarrow a\gamma$ 的分支比在四个模型中分别可以达到 9×10^{-9} ， 6×10^{-10} ， 9×10^{-11} 和 4×10^{-10} 。(iii) $Z \rightarrow aaa$ 的分支比在Type-II 2HDM、L2HDM和nMSSM中可以达到 10^{-3} 。对于这个衰变，nMSSM和NMSSM两模型的差别主要在于：在nMSSM中的另一Higgs粒子 h 可以在质量壳上，而在NMSSM中这是不可能的。

通过以上的结果我们可以看出，通过 Z 玻色子的稀有衰变我们可以在未来的超级 Z 工厂上探索新物理，这些新物理包括超对称的R宇称破坏、超对称Seesaw模型、次最小超对称模型和双Higgs二重态模型，由于这些不同的新物理模型所给出的分支比有较大的差别，将来的超级 Z -工厂可以区分不同的模型。在超级 Z 工厂研究 τ 轻子（包括通过 τ 轻子发现超出标准模型新物理）有独特的优势，关于在超级 Z 工

厂上研究 τ 轻子，我们专门在下一节讨论。

§2.3 τ 轻子物理

——主要执笔人：郭志辉, 李海波, 徐庆君, 苑长征, 张肇西——

τ 轻子是标准模型中‘三代’轻子中的最重的一员，其质量是次重的 μ 轻子的近17倍。人们将它与‘三代’夸克中的最重的顶夸克(t)联系到一起，并将它与顶夸克归属到标准模型中的‘第三代’费米子中。这种归类正确吗？标准模型中的第三代费米子要比其它费米子重有深层次的原因吗？ τ 轻子的质量大，标准模型的Higgs粒子与它的耦合在轻子中最强，而且Higgs粒子与其它轻子的耦合大多数可忽略（只有与 μ 轻子的耦合尚需要考虑），总之， τ 轻子给人们提出了许多有趣，而且是待解答的基本问题。

回答上述问题，需要实验的指引，而在超级Z工厂（HZF）上实验研究 τ 轻子有其它粒子物理实验平台⁵无法超越的独特优势，在超级Z工厂（HZF）上可以做出其它粒子物理平台完全达不到的精度和稀有的关于 τ 轻子的实验。

§2.3.1 简介

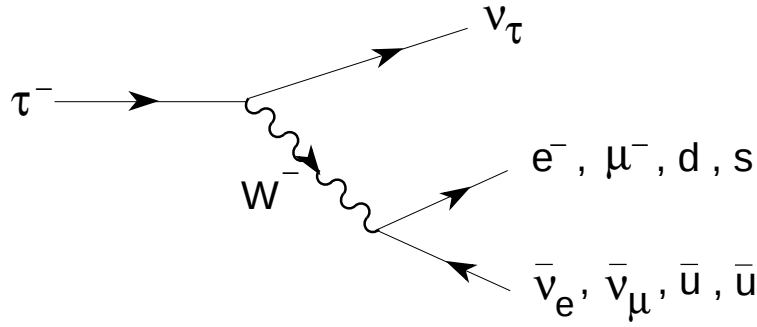


图 12 τ 衰变费曼图（树图阶）。

τ 轻子质量都大，因此它不仅可以在衰变产生其他轻子，还可以产生含一二代夸克的强子（如图 12），从而可以进行电弱和强相互作用的研究。这使得它在标准模型的精确检验和新物理的寻找中处于无可代替的特殊位置。

τ 轻子最初是在正负电子对撞中被发现的。如果仅仅考虑光子和Z玻色子的交换 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的截面从阈值（约3.55 GeV）起，随相空间增大缓慢上升，到4.5GeV附近达到最大（约3.45 nb），然后随 $1/s$ 逐渐下降，在底夸克能区（~11 GeV）降到0.714 nb并继续下降，直到质心系能量到达Z玻色子共振处，由于电子和 τ 轻子与Z玻色子的直接耦合及Z玻色子的宽度， $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的截面呈现典型的共振峰行为，在Z的峰处，最大值达到2.01 nb(见图 13，红虚线值)⁶。实际上在正负电子对撞机中产生 τ 轻子对，除了通过交换光子和Z玻色子的产生外，还有通过矢量介子窄共振如 $\psi(2S)$ 、 $\Upsilon(1S)$ 、 $\Upsilon(2S)$ 、 $\Upsilon(3S)$ 等产生到衰变为 $\tau^+\tau^-$ 的贡献。图13中没有把这部分矢量介子窄共振的相应贡献考虑进去（注：对于通过矢量介子窄共振产生 $\tau^+\tau^-$ ，在相应窄共振的产生之上还要考虑该相应窄共振矢量介子衰变到 $\tau^+\tau^-$ 分支比的压低因子）。

⁵在此指所有的强子对撞机和正负电子对撞机等。

⁶由于图中的产生截面涉及能标跨度很大，，需要考虑出现在虚光子和Z玻色子交换中的精细结构常数 α 的跑动，又由于在低能标时Z玻色子交换的贡献很小，只在高能标时变得重要，所以在高能标时，这里只用到 $\sin^2 \theta_W(m_Z^2)$ （图中的红虚线）。

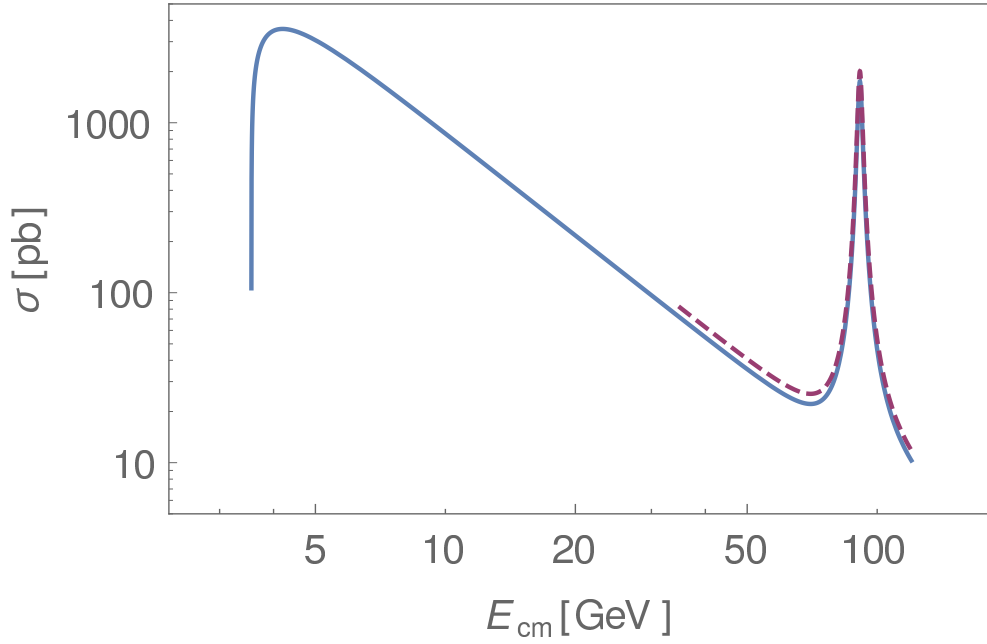


图 13 标准模型预言的正负电子对撞机中产生正负 τ 轻子 ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) 的截面随入射正负电子束的质心系能量 (E) 的变化曲线。蓝实线对应 $\alpha = 1/137.0, \sin^2 \theta_W = 0.2311$; 红虚线对应 $\alpha = 1/127.9, \sin^2 \theta_W = 0.2311$ 的结果。

若将正负电子对撞机，在3-5 GeV之间运行的 τ -粲工厂（如BEPCh）和11 GeV附近运行的B工厂（如PEPII, KEKB, SuperKEK），与运行在Z共振峰附近的Z工厂进行比较，会发现在Z共振峰上研究 τ 轻子物理具有突出优点。从图 13 可见在 τ 轻子对的产生上，超级Z玻色子工厂不处于劣势，但由于Z的质量约为91 GeV，在超级Z玻色子工厂产生的 τ 轻子具有很高的能-动量，能够获得明显的洛伦兹延长（洛伦兹延长因子 $\gamma \simeq 25.7$ ）， τ 轻子一旦产生将在顶点探测器中表现出极度前冲的行为，而且产生的 $\tau^+\tau^-$ 事例在空间分布上为两个非常窄的背对背的“喷注”结构，再考虑到 τ 轻子衰变末态粒子数较少，且一定伴有中微子，导致能量丢失，使得 $\tau^+\tau^-$ 事例具有极其鲜明的特征，非常容易与其它的事例区分开来。归纳起来在超级Z玻色子工厂研究 τ 轻子具有下列的优点：

1. 在Z共振峰处产生 τ 轻子对的截面为2.07nb，十分大；
2. 洛伦兹延长效应大，本底率低，信噪比高；即事例重建效率高，事例选择简单，可以直接重建 τ^+ ， τ^- 对，无需标记；
3. 可做产生的 τ^+ 和 τ^- 衰变产物间，以及它们与初态正负电子间的关联分析，提供更多信息。

LEP-I和SLC(历史上的两个在Z-玻色子共振峰处运行的正负电子对撞机)实验在 τ 物理的研究中做出了重要的贡献 [54]，包括 $\tau^+\tau^-$ 产生前后不对称性的测量、 τ 的极化测量、 τ 的寿命测量、 τ 的衰变的洛伦兹结构、分支比及 τ 半轻子衰变的能谱函数测量等，在精确检验轻子普适性、检验矢量流守恒、检验带电流的V-A特性等标准模型的特征,精确测量强相互作用耦合常数 α_s 、测定CKM矩阵元 V_{us} 数值等做出了重要贡献，其中的一些项至今在PDG的数据中保持着最精确的记录。然而，受当时的LEP对撞机的亮度和探测器的灵敏度等的限制，当时LEP实验探测器的设计对 τ 轻子的重建也没有重点考虑⁷，使得通过 τ 轻子

⁷其中只有ALEPH探测器在设计时对 τ 轻子的探测有所考虑，因此ALEPH合作组在以四个探测

检验标准模型和开展有关的轻子物理的精度没有达到最理想的地步。

自从LEP-I和SLC停止运行以来,加速器、对撞机和探测器技术上有突破性的进步,使建造高出许多数量级对撞亮度的对撞机和能够记录高质量 $\tau^+\tau^-$ 事例的探测器,即HZF(超级Z-工厂)成为可能。在Z-玻色子共振峰处,产生的 τ 的动量高,所产生的 τ 轻子的平均衰变长度($c\tau\gamma$)达2.2 mm,其衰变末态粒子在很强的洛仑兹推动下,末态粒子都集中在一个小张角的圆锥内,通过设计好的‘顶点’探测器,设计“粒度”很高的电磁量能器,很好地将衰变顶点位置能够测定准确,并且将靠得很近的在圆锥内的带电径迹或光子很好地区分开来等,将进一步提高其寿命的测量精度,减少从对撞顶点产生的本底比例,提高重建效率和不同衰变末态之间的混杂率,极大提高精确检验的灵敏度等。

现代的高能实验探测器已探讨过相关的问题,除了为增大接收度提高了探测器的覆盖范围,普遍安装高精度的像素探测器和径迹室外,为实现高效率低本底 τ 衰变重建,普遍采用纵向多层读出(可有效分辨真假光子)和每层小单元数字读出(可有效提高角分辨,改善 π^0 重建效率)。为直线对撞机设计的ILD探测器上采取 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ 单元读出时, τ 衰变为 $\pi, \pi\pi^0, \pi\pi\pi^0$ 的重建和误判效率见表1,与LEP-I上最好的情形(ALEPH实验)对比(表1),我们可以看到,前者的绝对重建效率提高10-30%,不同末态之间的相对交叉误判率显著减小。所有这些,意味着选择出的事例样本更纯,由于 π^0 重建和蒙特卡罗模拟造成的系统误差会大大减小,保证了利用这些事例进行的物理分析精度会大大提高,结果也更加可靠。

表 1 τ 重建效率与样本纯度对比, IL D结果来自 [57]290页, ALEPH结果来自 [55]。

实验	衰变道	效率 (%)	纯度 (%)
ILD	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	96.0	89.5
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	91.6	88.6
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	67.5	73.4
ALEPH	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	65.0	88.1
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	68.2	91.8
	$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	57.7	78.5

§2.3.2 τ 轻子的产生与极化测量

标准模型中, e^+e^- 对撞中的 $\tau^+\tau^-$ 产生通过交换光子(电磁)和Z-玻色子(弱中性流)实现,即, $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ 。在Z玻色子共振峰附近,交换Z-玻色子为主,使得我们可以通过测量 $\tau^+\tau^-$ 的产生截面及相关分布确定标准模型中跟轻子耦合相关的参数。由于 τ 轻子寿命短($0.291 \cdot 10^{-12}$ 秒),在探测器内很快衰变,我们可以通过其衰变末态粒子的分布,或测量两个 τ 衰变间的关联测量其极化,从而可更多地获得相关物理信息,对于产生的其它轻子对末态,由于寿命长,这是不可能的。

如果 e^+ 和 e^- 束流是非极化的,在Z共振峰上,即 $s = M_Z^2$,近似地有 [56]

$$\sigma(M_Z^2) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_\tau}{\Gamma_Z^2}, \quad (29)$$

$$\mathcal{A}_{\text{FB}}(M_Z^2) = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B} = \frac{3}{4} P_e P_\tau, \quad (30)$$

$$\mathcal{A}_{\text{Pol}}(M_Z^2) = \frac{\sigma^{(h_\tau=+1)} - \sigma^{(h_\tau=-1)}}{\sigma^{(h_\tau=+1)} + \sigma^{(h_\tau=-1)}} = P_\tau, \quad (31)$$

$$\mathcal{A}_{\text{FB,Pol}}^\tau(M_Z^2) = \frac{N_F^{(h_\tau=+1)} - N_F^{(h_\tau=-1)} - N_B^{(h_\tau=+1)} + N_B^{(h_\tau=-1)}}{N_F^{(h_\tau=+1)} + N_F^{(h_\tau=-1)} + N_B^{(h_\tau=+1)} + N_B^{(h_\tau=-1)}} = \frac{3}{4} P_e, \quad (32)$$

器ALEPH, DELPHI, L3, OPAL命名的合作组中相关轻子物理做得最好(精度最高,成果最多)。

其中F、B表示与电子束流相对前向和后向， h_τ 为 τ^- 的螺旋度， Γ_τ 为 $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ 的分宽度且有 $\Gamma_\tau = \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}}(v_\tau^2 + a_\tau^2)(1 + \delta_{RC}^Z)$ ， P_τ 表示极化且有 $P_\tau = \frac{-2v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2}$ ， v_τ 、 a_τ 分别为矢量和轴矢量弱中性流与 τ 的耦合常数。由上述测量可确定并 v_τ 、 a_τ ，并可进一步求出有效电弱混合角， $\sin^2 \theta_{eff}^\tau = \frac{1}{4}(1 - v_\tau/a_\tau)$ 。

如果 e^+ 和 e^- 束流是极化的，我们既可以测量初态不同极化方式电子对应的产生截面的左右不对称性，也可以测量相应的前后、左右不对称性，此时有 [56]

$$\mathcal{A}_{LR}(M_Z^2) = \frac{\sigma_L(M_Z^2) - \sigma_R(M_Z^2)}{\sigma_L(M_Z^2) + \sigma_R(M_Z^2)} = -P_e, \quad (33)$$

$$\mathcal{A}_{FB,LR}(M_Z^2) = \frac{\sigma_{F,L}(M_Z^2) - \sigma_{B,L}(M_Z^2) - \sigma_{F,R}(M_Z^2) + \sigma_{B,R}(M_Z^2)}{\sigma_{F,L}(M_Z^2) + \sigma_{B,L}(M_Z^2) + \sigma_{F,R}(M_Z^2) + \sigma_{B,R}(M_Z^2)} = -\frac{3}{4}P_\tau. \quad (34)$$

在 Z^0 共振峰上， $\mathcal{A}_{LR}(M_Z^2)$ 直接测量了初态电子的平均极化， $\mathcal{A}_{FB,LR}(M_Z^2)$ 则直接测量了末态 τ 轻子的极化。此时不需要测量 τ 衰变末态的分布，有利于减小测量的系统误差。未来Z工厂上必定利用极化束流，此前只有SLD实验采用过类似的技术，由于Z工厂亮度远比SLD加速器亮度高，预计可以大幅度提高测量的精度，从而对 v_τ 、 a_τ 和 $\sin^2 \theta_{eff}^\tau$ 的测量达到前所未有的精度。

§2.3.3 τ 轻子的寿命

由于 τ 是最大质量的轻子，除了可以衰变为第一和第二代轻子外，还可以衰变为强子，包括卡比波允许的 π 、 ρ 、 $a_1(1420)$ 和卡比波压低的 K 、 K^* 、 K_1 等，因此 τ 轻子的寿命相对较短。目前 τ 寿命的世界平均值为(290.30.5) fs，来自LEP实验的测量和最近Belle实验的测量结果，其中后者的统计精度和系统精度都最高，这主要得益于Belle实验极高的统计量和高精度的顶点探测器。 τ 轻子的纯轻子衰变宽度 [56]

$$\Gamma[\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau(\gamma)] = \frac{G_{\tau e}^2 m_\tau^5}{192\pi^3} f(m_e^2/m_\tau^2) (1 + \delta_{RC}^{e\tau}), \quad (35)$$

其中 $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$ ； $\delta_{RC}^{e\tau} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{25}{4} - \pi^2 + \mathcal{O}\left(\frac{m_e^2}{m_\tau^2}\right) \right] + \dots$ 为QED辐射修正因子；高阶弱电修正和W传播子修正包含在有效耦合常数 $G_{\tau e}^2$ 中，即

$$G_{\tau e}^2 = \left[\frac{g^2}{4\sqrt{2}M_W^2} (1 + \Delta r) \right]^2 \left[1 + \frac{3}{5} \frac{m_\tau^2}{M_W^2} + \frac{9}{5} \frac{m_e^2}{M_W^2} + \mathcal{O}\left(\frac{m_e^4}{M_W^2 m_\tau^2}\right) \right]. \quad (36)$$

将上述公式中 e 换成 μ ，可得 $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau(\gamma)$ 的结果，将原公式中 τ 换成 μ ，可得 $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu(\gamma)$ 的结果，从而可利用费米耦合常数 $G_F^2 = G_{\mu e}^2$ 和轻子普适性假设 $G_{\tau e}^2 = G_{\mu e}^2$ 、 $G_{\tau \mu}^2 = G_{\mu e}^2$ 得到 τ 轻子的衰变分宽度。考虑到 $\Gamma_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}} = B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}} \times \Gamma_\tau = B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}}/\tau_\tau$ ，其中 $B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}}$ 为 $\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e$ 或 μ)的衰变分支比， τ_τ 为 τ 轻子的寿命。这样就建立了利用实验上测量的 τ 纯轻子衰变的分支比和 τ 轻子寿命精确检验上述标准模型计算的关系：

$$B_{\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau} = \frac{B_{\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau}}{0.972559 \pm 0.000005} = \frac{\tau_\tau}{(1632.9 \pm 0.6) \text{fs}}. \quad (37)$$

其中分母中数字的误差来自于 τ 质量测量的不确定性。

图 14给出了目前数据的检验结果，其中十字图表明实验测量的世界平均值 [58]，两条斜线之间的区域为理论预期的范围，两条线间的宽度表明了 τ 质量不确定性造成的理论预期的不确定性，可见目前 τ 质量的测量精度满足进一步精确检验的需要，而 τ 寿命和衰变分支比的结果与预期都大概有1倍标准偏差的差异，进一步提高二者测量精度，可以进一步检验理论预期或提高理论与实验之间差异的显著性。

由于下一代探测器会普遍使用高空间分辨的像素探测器和硅顶点探测器以及径迹室 [57]，可以将 τ 衰变顶点确定的精确度提高到低于5微米水平，比LEP实验 (~ 25 微米) 显著提高，再加上Z工厂统计量

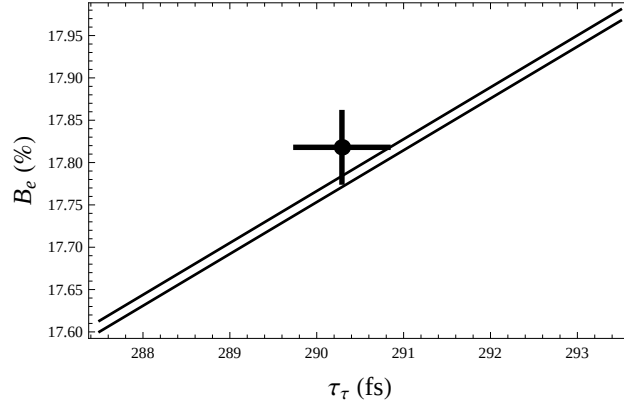


图 14 衰变分支比 $B_{\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau}$ 和 τ 轻子的寿命 τ_τ 间的关系。图中十字表明实验测量的世界平均值，两条斜线之间的区域为理论预期范围，两条线间的宽度表明了 τ 质量不确定性造成的不确定性。

比LEP实验高至少4个量级， τ 衰变寿命的测量精度预期可以提高近一个量级，达到0.1 fs水平。 τ 纯轻子道衰变分支比的测量精度在LEP实验上受制于统计量，Z工厂的大统计量可以将统计误差降到可以忽略的程度，其主要系统误差来源为 τ 事例的选择、本底估计和粒子鉴别，这些都会得到显著改善，预期可以将精度提高4倍甚至更高。这样， $B_{\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau}$ 和 τ_τ 的测量精度都与 τ 质量不确定性造成的误差在同一个水平上，将对标准模型做出非常高精度的检验，或者发现显著的超出标准模型的效应。

§2.3.4 $e - \mu - \tau$ 轻子普适性检验

$e - \mu - \tau$ 轻子普适性是标准模型的基本假设， $e - \mu$ 普适性在很高精度上得到了检验，但 τ 轻子是否与 $e - \mu$ 完全一样则存在较大的怀疑。这样怀疑的原因之一是目前的实验检验只达到千分之一的精度，更重要的原因则或许来自我们的“偏见”，即超出标准模型的新物理如果存在的话，应当在第三代轻子中表现出更大的物理效应。因此，利用Z工厂的高统计量对与 τ 有关的轻子普适性进行高精度的检验也就师出有名了。当然， $e - \mu$ 普适性也可以利用 τ 衰变数据进行检验。

将上节中的耦合常数展开为W和 τ (g_τ) 以及W和 e (g_e) 或 μ (g_μ) 的耦合常数，利用其中 $B_{\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}}$ 即 $\tau \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}$ ($\ell = e$ 或 μ) 的衰变分支比比值，可以检验 $e - \mu$ 普适性。最新PDG给出 $B_{\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}} = (17.83 \pm 0.04)\%$ ， $B_{\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu}} = (17.41 \pm 0.04)\%$ ，从而得

$$\frac{g_\mu}{g_e} = 1.0020 \pm 0.0016, \quad (38)$$

与 $e - \mu$ 普适性的预期偏差略大于1倍标准偏差。

如果利用 $\mu \rightarrow \ell \nu \bar{\nu}$ 的衰变分支比，跟 τ 衰变数据对比，可以直接检验 g_τ 和 g_e 、 g_μ 间的关系 [56]:

$$\left(\frac{g_\tau}{g_\mu}\right)^2 = \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 B_{\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}} \frac{f(m_e^2/m_\mu^2)}{f(m_e^2/m_\tau^2)} \Delta W \Delta \gamma, \quad (39)$$

$$\left(\frac{g_\tau}{g_e}\right)^2 = \frac{\tau_\mu}{\tau_\tau} \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 B_{\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu}} \frac{f(m_e^2/m_\mu^2)}{f(m_\mu^2/m_\tau^2)} \Delta W \Delta \gamma, \quad (40)$$

其中 $\Delta W = 1 - 2.9 \times 10^{-4}$ 、 $\Delta \gamma = 1 + 8.5 \times 10^{-5}$ 分别为弱修正和电磁修正， τ_μ 、 m_μ 分别为 μ 子的寿命和质量。将实验值代入，可得

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 1.0011 \pm 0.0015, \quad (41)$$

$$\frac{g_\tau}{g_e} = 1.0030 \pm 0.0015, \quad (42)$$

其中误差来源主要为 τ 的寿命和衰变分支比。可以看到，检验 g_τ 和 g_μ 在1倍标准偏差内一致， g_τ 和 g_e 间差别在2倍标准偏差水平。

τ 衰变产生赝标介子（ π 、 K ）结合赝标介子的纯轻子衰变也可用来检验轻子普适性（因螺旋度压低， $P \rightarrow e\nu$ 分支比很小，在此我们只考虑 $P \rightarrow \mu\nu$ ）[56]：

$$R_{\tau/P} \equiv \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau P^-)}{\Gamma(P^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left| \frac{g_\tau}{g_\mu} \right|^2 \frac{m_\tau^3}{2m_P m_\mu^2} \frac{(1 - m_P^2/m_\tau^2)^2}{(1 - m_\mu^2/m_P^2)^2} (1 + \delta R_{\tau/P}), \quad (43)$$

其中 $\delta R_{\tau/P}$ 为 $\tau \rightarrow \nu P$ 和 $P \rightarrow \nu\mu$ 两个过程辐射修正因子的差异，理论计算表明， $\delta R_{\tau/\pi} = (0.16 \pm 0.14)\%$ ， $\delta R_{\tau/K} = (0.90 \pm 0.22)\%$ 。将 τ 衰变分支比和 π 、 K 衰变的数据代入，可得

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.9962 \pm 0.0027, \quad (P = \pi), \quad (44)$$

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 0.9858 \pm 0.0070, \quad (P = K), \quad (45)$$

这里误差的主要来源是 $\tau \rightarrow \nu P$ 分支比和 τ 寿命的测量。如果要进一步提高精度的话， τ 衰变末态的粒子鉴别非常重要，理论对辐射修正因子的计算精度也是一个需要提高的方向。

τ 纯轻子道和 $\tau \rightarrow \nu P$ 衰变分支比的测量精度在Z工厂的大统计量和更好的探测性能下都会得到显著改善，预期可以将相对误差提高至千分之一水平以下。这样，可以对轻子普适性，尤其是 τ 与 e 、 μ 间的普适性检验提高到万分之几精度，大大提高发现超出标准模型的效应的灵敏度。

§2.3.5 τ 轻子的带电流洛伦兹结构

在具有足够高的统计事例数前提下，我们可以通过轻子的纯轻衰变过程来研究衰变振幅中不同的洛伦兹结构，从而进一步揭示轻子的相互作用形式。实验上的相关可观测量为：末态轻子的能量分布和角分布，以及与极化相关的物理量。

对于 $l^- \rightarrow l'^- \bar{\nu}_{l'} \nu_l$ 过程，不含微商、保证轻子数守恒以及洛伦兹变换下不变的最一般四费米子定域相互作用哈密顿量为 [60, 61]

$$H = 4 \frac{G_{l'l}}{\sqrt{2}} \sum_{n, \varepsilon, \omega} g_{\varepsilon\omega}^n [\bar{l}' \Gamma^n (v_l)_\sigma] [(\bar{\nu}_{l'})_\lambda \Gamma_n l_\omega], \quad (46)$$

这里 $g_{\varepsilon\omega}^n$ 为复的耦合常数，其中上标 $n = S$ (标量), V (矢量), T (张量)，分别代表着不同的相互作用类型。下标中的 ε 和 ω 则表示带电轻子的手性，可以取 L (左手)和 R (右手)。而对于中微子的手性 σ 和 λ ，当给定 n 、 ε 和 ω 的值以后，它们就被唯一的确定了 [60, 61]。由于 g_{RR}^T 和 g_{LL}^T 项恒为零，上述哈密顿量中共有10个不为零的复参量。考虑到一个整体的任意相位因子，所以最一般形式的轻子带电流四费米子哈密顿量可以由19个独立的实参量来描述。当关心不同参量之间的相对大小时，通常采用以下的归一化条件 [61]

$$1 = \frac{1}{4} (|g_{RR}^S|^2 + |g_{RL}^S|^2 + |g_{LR}^S|^2 + |g_{LL}^S|^2) + 3(|g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2) + (|g_{RR}^V|^2 + |g_{RL}^V|^2 + |g_{LR}^V|^2 + |g_{LL}^V|^2), \quad (47)$$

归一化后的整体因子 $G_{l'l}$ ，可以通过相应轻子的总衰变宽度来确定。从上述的归一化条件，我们得到对公式(46)中参数的限制： $|g_{\varepsilon\omega}^S| \leq 2$, $|g_{\varepsilon\omega}^V| \leq 1$, $|g_{\varepsilon\omega}^T| \leq 1/\sqrt{2}$ 。

当初态轻子 l 的极化为 P_l ，在 l 的静止系中末态带电轻子 l' 的分布通常取如下的参数化方法 [62]：

$$\frac{d^2\Gamma_{l \rightarrow l'}}{dx d\cos\theta} = \frac{m_l \omega^4}{2\pi^3} G_{l'l}^2 \sqrt{x^2 - x_0^2} F(x) - \frac{\xi}{3} P_l \sqrt{x^2 - x_0^2} \cos\theta A(x), \quad (48)$$

这里并没有考虑末态带电轻子的极化信息。事实上 τ 衰变末态中带电轻子的极化，迄今为止从未在实验上被观测到。倘若考虑末态中的带电轻子极化，则需要引入 5 个额外的参数来对其进行描述，可参见 PDG 中关于轻子详细列表部分的讨论 [62]。公式 (48) 中的 θ 为末态轻子 l' 的三动量和初态轻子自旋方向的夹角，而 ω 是不考虑末态中微子质量时末态轻子 l' 所能达到的最高能量， $x = E_{l'}/\omega$ 为其约化能量， $x_0 = m_{l'}/\omega$ ，而函数 $F(x)$ 和 $A(x)$ 分别为

$$\begin{aligned} F(x) &= x(1-x) + \frac{2}{9}\rho(4x^4 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x) \\ A(x) &= 1-x + \frac{2}{3}\delta(4x - 4 + \sqrt{1-x_0^2}). \end{aligned} \quad (49)$$

公式 (48) 和 (49) 中出现的四个参量 ρ 、 η 、 ξ 和 δ 被称为 Michel 参量。当不考虑极化的初态轻子 l 时，末态轻子 l' 的分布公式 (48) 可完全由参量 ρ 和 η 来确定。而对于另外两个参数 ξ 和 δ ，它们是与初态轻子的极化相关的。利用公式 (46)，四个 Michel 参量可以用 $g_{\varepsilon\omega}^n$ 耦合常数给出来。实验上通过测量 ρ 、 η 、 ξ 和 δ 的数值，可以对 $|g_{\varepsilon\omega}^n|$ 的范围进行更严格的限制。目前在考虑 τ 衰变末态中的 e 和 μ 的耦合常数普适性后，PDG 所给出的这四个参量数值为 [62, 63]

$$\rho = 0.745 \pm 0.008, \quad \eta = 0.013 \pm 0.020, \quad \xi = 0.985 \pm 0.030, \quad \xi\delta = 0.746 \pm 0.021, \quad (50)$$

同标准模型的预言 $\rho = 0.75$ ， $\eta = 0$ ， $\xi = 1$ ， $\xi\delta = 0.75$ 相比，可以看出现有的测量是同标准模型相一致的。通过合适的选择 ρ 、 η 、 ξ 和 δ 四个参数的组合，也可以对 $|g_{\varepsilon\omega}^n|$ 参数进行限制，目前 PDG 中给出的结果可参见表-2。

$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$			
$ g_{RR}^S < 0.70$	$ g_{LR}^S < 0.99$	$ g_{RL}^S \leq 2$	$ g_{LL}^S \leq 2$
$ g_{RR}^V < 0.17$	$ g_{LR}^V < 0.13$	$ g_{RL}^V < 0.52$	$ g_{LL}^V \leq 1$
$ g_{RR}^T \equiv 0$	$ g_{LR}^T < 0.082$	$ g_{RL}^T < 0.51$	$ g_{LL}^T \equiv 0$
$\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$			
$ g_{RR}^S < 0.72$	$ g_{LR}^S < 0.95$	$ g_{RL}^S \leq 2$	$ g_{LL}^S \leq 2$
$ g_{RR}^V < 0.18$	$ g_{LR}^V < 0.12$	$ g_{RL}^V < 0.52$	$ g_{LL}^V \leq 1$
$ g_{RR}^T \equiv 0$	$ g_{LR}^T < 0.079$	$ g_{RL}^T < 0.51$	$ g_{LL}^T \equiv 0$

表 2 目前 PDG 给出的实验对 τ 轻子带电流参数的限制，这些数字是在 95% 的置信度水平上给出的结果 [62, 63]。

§2.3.6 τ 的强衰变、R 值以及强作用耦合常数 α_s

跟 e 和 μ 子相比，质量较重的 τ 是目前发现的唯一可以衰变到强子的轻子，它给我们研究量子色动力学 (QCD) 提供了一个绝佳的途径。这其中最典型的一个结果，是通过 τ 的 R 值测量而给出 QCD 强作用耦合常数 α_s 在 m_τ 处的数值。这个结果已经成为检验 QCD 的耦合常数 α_s 随着能量跑动规律的一个关键输入值。

τ 衰变到强子的过程 $\tau^- \rightarrow \nu_\tau H^-$ ，可以用来研究 $V-A$ 类型的夸克流在真空和末态强子系统 H^- 之间的矩阵元 $\langle H^- | (V_{ud}\bar{d} + V_{us}\bar{s})\gamma^\mu(1-\gamma_5)u | 0 \rangle$ 。相对于完全由电磁矢量流参与的正负电子湮灭到强子的过程来讲， τ 的强衰变可以让我们同时研究矢量流 (V) 和轴矢流 (A) 的性质，并且也使得我们能够分开讨论 Cabibbo 允许和 Cabibbo 压低的过程。

通过对 τ 衰变到含有各种强子末态的过程独立进行分析 (即 τ 的单举衰变过程), 我们可以深入研究丰富的 QCD 非微扰动力学, 尤其是参与其中的共振态粒子性质。实验上通过谱函数的测量来对该类过程进行分析, 它们的定义是 [65]

$$v_1(s)/a_1(s) = \frac{m_\tau^2}{6|V_{CKM}|^2 S_{EW}} \frac{B(\tau^- \rightarrow V^-/Av_\tau)}{B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e v_\tau)} \frac{dN_{V/A}}{N_{V/A} ds} \left[\left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + \frac{2s}{m_\tau^2}\right) \right]^{-1}, \quad (51)$$

$$v_0(s)/a_0(s) = \frac{m_\tau^2}{6|V_{CKM}|^2 S_{EW}} \frac{B(\tau^- \rightarrow V^-/A^-v_\tau)}{B(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e v_\tau)} \frac{dN_{V/A}}{N_{V/A} ds} \left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^{-2}, \quad (52)$$

其中矢量流 v 和轴矢流 a 的下标 $J = 0, 1$ 代表了强子系统的总角动量。而 V_{CKM} 在非奇异衰变道中取 V_{ud} , 在奇异道中取 V_{us} 。式中的 $S_{EW} = 1.0201(3)$ 包含了电弱作用的圈图辐射修正 [64]。从上两式可以看出, 谱函数的定义中已经引入了归一化的不变质量谱分布 $dN_{V/A}/(N_{V/A} ds)$ 。

在理论上利用么正性和解析性不难发现, 谱函数与两点关联函数的虚部有着密切关系

$$Im\Pi_{ij,V/A}^{(1,0)}(S) = \frac{1}{2\pi} v_{1,0}/a_{1,0}(s), \quad (53)$$

这里两点关联函数的定义为

$$\begin{aligned} \Pi_{ij,R=V/A}^{\mu\nu}(q) &= i \int d^4x e^{iqx} \langle 0 | T [R_{ij}^\mu(x) R_{ij}^\nu(0)^+] | \rangle \\ &= (-g^{\mu\nu} q^2 + q^\mu q^\nu) \Pi_{ij,R}^{(1)}(q^2) + q^\mu q^\nu \Pi_{ij,R}^{(0)}(q^2), \end{aligned} \quad (54)$$

等式中的上标 $J = 0, 1$ 代表了强子系统的总角动量, R_{ij}^μ 则代表矢量流 (V) 和轴矢流 (A), 它们分别为: $V_{ij}^\mu = \bar{q}_i \gamma^\mu q_j$, $A_{ij}^\mu = \bar{q}_i \gamma^\mu \gamma_5 q_j$ 。

将实验上所观测到的所有末态强子的衰变宽度求和起来, 就可以得到 τ 总的强衰变宽度 (即 τ 的遍举强衰变宽度), 继而得到 τ 的 R 值

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma[\tau^- \rightarrow v_\tau \text{ hadrons}(\gamma)]}{\Gamma[\tau^- \rightarrow v_\tau e^- \bar{\nu}_e(\gamma)]}, \quad (55)$$

式中 (γ) 表示额外的光子或轻子对。便于理论讨论的处理方法是将 τ 的遍举强衰变宽度写成谱函数对不变质量平方 s 的积分表达式

$$R_\tau = 12\pi \int_0^{m_\tau^2} \frac{ds}{m_\tau^2} \left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^2 \left[\left(1 + 2\frac{s}{m_\tau^2}\right) Im\Pi^{(1)}(s) + Im\Pi^{(0)}(s) \right], \quad (56)$$

注意到上式中的被积函数 (即谱函数) 不能够从 QCD 第一性原理出发进行计算, 因为积分范围包含了 QCD 的非微扰区域。然而这个困难可以通过改写这个积分式加以解决。谱函数 $\Pi^{(J)}(s)$ 的解析性质为: 它在整个复平面上除了沿着 s 的正实轴不解析以外, 在其余区域均是解析的, 其解析结构可参见图-15。利用如果所示的 $\Pi^{(J)}(s)$ 解析结构, 我们可以将沿着实轴的积分 (56) 改写为复平面上的圈积分

$$R_\tau = 6\pi i \oint_{|s|=m_\tau^2} \frac{ds}{m_\tau^2} \left(1 - \frac{s}{m_\tau^2}\right)^2 \left[\left(1 + 2\frac{s}{m_\tau^2}\right) \Pi^{(0+1)}(s) - 2\frac{s}{m_\tau^2} \Pi^{(0)}(s) \right], \quad (57)$$

R_τ 的积分式 (57) 比积分式 (56) 具有明显的优越性, 因为前者只需要知道关联函数 $\Pi^{(J)}(s)$ 在 s 取复数并且其模 $|s| = m_\tau^2$ 时的数值, 在这个能标下 QCD 的非微扰效应远比积分式 (56) 中的要小很多, 因此我们可以利用 QCD 的算符乘积展开 (OPE) 来计算在积分式 (57) 中的两点关联函数。根据不同的夸克流及当前的实验观测现状, R 值通常被分成三个部分进行讨论: $R_\tau = R_{\tau,y} + R_{\tau,A} + R_{\tau,S}$, 其中前两项分别对应 Cabibbo 允许的矢量流和轴矢流部分, 它们在实验上可以通过观测衰变末态中含有 π 介子数目的

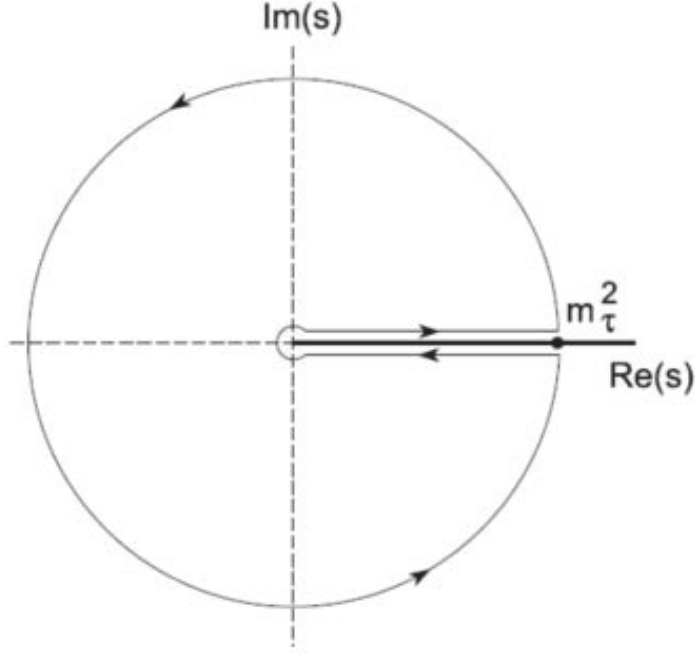


图 15 谱函数 $\Pi^{(J)}(s)$ 在复平面上的解析结构.

奇偶性加以区分, 最后一项代表了 Cabibbo 压低的过程, 在实验上通过选取末态中含有奇数个的 K 介子进行测量。应用 OPE 后, 理论上对 R_τ 的预言通常写为

$$R_{\tau,V/A} = \frac{3}{2}|V_{ud}|^2 S_{EW}(1 + \delta_p + \delta_{NP,V/A}), \quad \delta_{NP,V/A} \equiv \sum_{D=2,4,\dots} \delta_{ud,V/A}^{(D)}, \quad (58)$$

$$R_{\tau,S} = 3|V_{us}|^2 S_{EW}(1 + \delta_P + \delta_{NP,S}), \quad \delta_{NP,S} \equiv \sum_{D=2,4,\dots} \delta_{us,V/A}^{(D)}, \quad (59)$$

其中 δ_p 代表夸克质量为零时的微扰 QCD 贡献, 而其余的 δ_{NP} 项则包含 OPE 的高阶项, 如夸克质量修正 ($D=2$)

以及非微扰的算符项 ($D \geq 4$) 等。值得注意的是 ($D \geq 2$) 的 OPE 贡献, 相对于纯微扰 QCD 的贡献 (即 δ_p 项) 很小, 近似可以忽略。同时又因为 δ_p 又对 α_s 非常敏感, 所以 R_τ 的测量是确定 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 数值的一个绝佳手段。需要说明的一点是, 在理论上对 δ_p 的进行精确计算是一个非常具有挑战性的工作, 这主要体现在如何利用微扰 QCD 给出的 $\Pi^{(J)}(s)$ 来计算公式 (57) 中的积分。现行的主要方法有: 固定阶数的微扰论 (FOPT) 和圈积分改进的微扰论 (CIPT) 等。当前, 理论上对纯微扰 QCD 高阶修正处理的不确定性, 已经是决定强作用耦合常数 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 误差的主要来源。

为了充分利用实验上测量的不变质量谱分布, 我们可以通过以下的积分函数来同时分析 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 和夸克质量以及 OPE 非微扰有效算符的系数等参量

$$R_\tau^{kl} \equiv \int_0^{M_\tau^2} ds \left(1 - \frac{s}{M_\tau^2}\right)^k \left(\frac{s}{M_\tau^2}\right)^l \frac{dR_\tau}{ds} = R_{\tau,V/A}^{kl} + R_{\tau,S}^{kl}, \quad (60)$$

式中 $k(l) = 0, 1, 2, \dots$ 。通过选取不同的 k 和 l 值组合, 可以有效的增强或者减弱某些能区的数据点在积分中的作用。例如取较低的 k 值时, 高能量部分的谱函数数据点在积分中的比重会增加, 而当选取较高的

k 值时, 则它们的贡献将被压低。利用 Cabibbo 允许的 $R_{\tau,V+A}$, 我们可以较为精确地同时确定 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 以及 OPE 的相关非微扰有效算符, 这是因为 u/d 夸克的质量项在 $R_{\tau,V+A}$ 中贡献非常小, 可以忽略。相反对 Cabibbo 压低的 $R_{\tau,s}^{kl}$ 进行分析, 因为奇异夸克的质量会出现在 OPE 表达式中并且它的数值又不是一个小量, 所以可以我们同时抽取 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 以及奇异夸克质量 $m_s(m_\tau^2)$ [66]。

通过对 ALEPH 数据的全面和精确分析 [65, 67], 可以得到公式 (58) 中 $R_{\tau,V+A}$ 的高阶修正大小为 $\delta_{NP} = -0.0059 \pm 0.0014$ 。继续利用 HFAG [68] 给出的 $R_{\tau,V+A} = 3.4712 \pm 0.0079$ 和 $R_{\tau,s} = 0.1614 \pm 0.0028$ 及 $V_{ud} = 0.97425 \pm 0.00022$ [69], 可以得到 $\delta_p = 0.2009 \pm 0.0031$ 。结合 CIPT 和 FOPT 计算给出的 δ_p 和 $\alpha_s(m_\tau^2)$ 的关系, 可以得到 $\alpha_s(m_\tau^2) = 0.331 \pm 0.013$ [63]。如果将这个结果作为重整化群的初始点跑到 Z 质量的能标处, 所得的预言为 $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1200 \pm 0.0015$, 这个结果与直接在实验上观测到的值 $\alpha_s(M_Z^2) = 0.1197 \pm 0.0028$ 高度吻合。

§2.3.7 CKM 矩阵元 V_{us}

实验上对 $|\Delta s| = 0$ (Cabibbo 允许) 以及 $|\Delta s| = 1$ (Cabibbo 压低) 的 τ 衰变宽度的分开测量, 给我们抽取 V_{us} 的数值提供了一条捷径。它的精确数值可以通过如下的方法进行确定

$$\delta R_\tau \equiv \frac{R_{\tau,V+A}}{|V_{ud}|^2} - \frac{R_{\tau,s}}{|V_{us}|^2}, \quad (61)$$

其中 δR_τ 可以通过固定阶数的微扰论 (FOPT) 和圈积分改进的微扰论 (CIPT) 这两种办法分别在理论上进行计算, 综合考虑之后的结果为 $\delta R_{\tau,th} = 0.240 \pm 0.032$ 。利用公式 (61), 以及实验上得到的 $R_{\tau,V+A}$ 、 $R_{\tau,s}$ [68] 和其他途径得到的 V_{ud} [69], 我们可以计算

$$|V_{us}| = \left(\frac{R_{\tau,s}}{\frac{R_{\tau,V+A}}{|V_{ud}|^2} - \delta R_{\tau,th}} \right) = 0.2173 \pm 0.0020_{exp} \pm 0.0010_{th} = 0.2173 \pm 0.0022, \quad (62)$$

这个数值比从 K_{l3} 衰变过程得到的结果 $|V_{us}| = 0.2238 \pm 0.0011$ [70] 要稍微低一点。背后的原因在于, 这里所用的 $R_{\tau,V+A}$ 和 $R_{\tau,s}$ 是采用了文献 [68] 中所给出的 τ 衰变分支比, 而文献 [68] 主要是采用了 B 工厂 BaBar 和 Belle 的结果。这些 B 工厂给出的分支比相对于 PDG 中的数值稍微低一点, 所以相应所给出的 $R_{\tau,s}$ 和 $|V_{us}|$ 也要低一点。因此如果超级 Z 工厂上对 τ 的各个衰变分支比能够做出更加精确地测量, 无疑可以更进一步的解释这一差别。另外从公式 (62) 给出的误差可以看出, 当前 $|V_{us}|$ 的最主要误差是由实验观测量 $R_{\tau,V+A}$ 和 $R_{\tau,s}$ 引起的, 因此将来更高亮度的 Z 工厂对于降低 $|V_{us}|$ 的误差将是非常有帮助的。

我们也可以通过 τ 的单举衰变过程来估算 $|V_{us}|$ 的数值。最佳的单举衰变过程为 $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$ 和 $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, 通过这两个过程的衰变宽度之比, 同时考虑高阶辐射修正效应之后可以得到

$$\frac{|V_{us}|}{|V_{ud}|} \frac{F_K}{F_\pi} = 0.2737 \pm 0.0021, \quad (63)$$

如果采用格点给出的 K 和 π 的衰变常数之比 $\frac{F_K}{F_\pi} = 1.193 \pm 0.005$ [71], 以及文献 [69] 中的 V_{ud} , 可以得到 $|V_{us}| = 0.2235 \pm 0.0019$, 这个结果同 K_{l3} 衰变给出的数值相符合。

§2.3.8 矢量流守恒与 μ 轻子的反常磁矩

μ 轻子反常磁矩 $a_\mu = (g-2)/2$ 的实验观测是粒子物理学中高精度测量的一个典型, 其当前的实验值为 $a_\mu^{exp} = (11659208.9 \pm 6.3) \times 10^{-10}$ [72]。这个结果同标准模型的预言值存在着 3.0σ 左右的偏差。一些近期的理论研究和实验结果的对比, 可参见图-16。在 2014 年美国能源部和自然科学基金委员会“粒子物

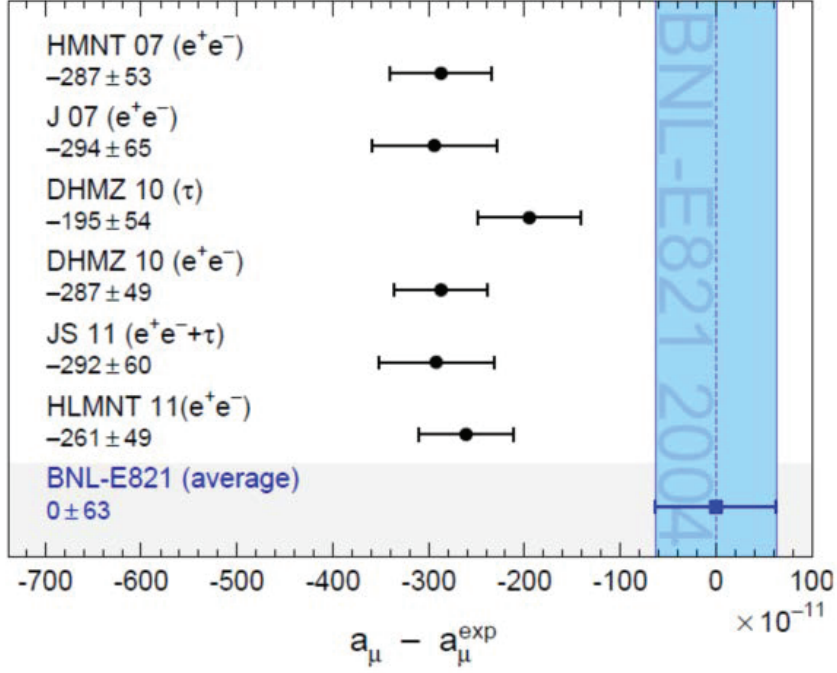


图 16 μ 轻子反常磁矩的理论研究与实验现状对比，该图取自于文献 [73]。图中阴影部分代表了当前的实验误差，其余的理论计算可参见文献 [73]。

理学项目优化小组” (P5) 发布的未来 10 年美国粒子物理发展规划报告中， μ 子反常磁矩的测量是被优先推荐的五个重大实验之一 [74]。所以我们期待不久的将来， μ 子反常磁矩的测量精度会有更大的提升。

在标准模型框架下， μ 子的反常磁矩贡献有三个来源：

$$a_\mu^{SM} = a_\mu^{QCD} + a_\tau^{weak} + a_\tau^{hadron}, \quad (64)$$

它们分别代表 QED、弱作用 (weak) 和强作用 (hadron) 的贡献。这其中 QED 部分包含了所有的光子和带电轻子的圈图效应，当前这部分的五圈图计算已经全部完成，其数值为 $a_\mu^{QED} = (11658471.8951 \pm 0.0080) \times 10^{-10}$ [74]。而对于弱作用来讲，它包含了 W、Z 和 Higgs 等粒子的圈图效应，最主要的部分是由一圈和两圈图贡献的，当前理论值为 $a_\tau^{weak} = (15.4 \pm 0.2) \times 10^{-10}$ [74]。在 a_μ^{SM} 的理论计算中，最大的误差来源是强作用部分 a_τ^{hadron} ，这主要是由 QCD 的非微扰效应所带来的。

强作用贡献的 μ 子反常磁矩 a_τ^{hadron} 对应的费曼图可由图-17 来描述。通常把 a_τ^{hadron} 的贡献继续分成三个方面进行深入讨论，

$$a_\mu^{hadron} = a_\mu^{had,LO} + a_\mu^{had,HO} + a_\mu^{had,LBL}, \quad (65)$$

它们分别是强子真空极化的领头阶 ($a_\mu^{had,LO}$) 和高阶贡献 ($a_\mu^{had,HO}$)，以及光子 - 光子散射的贡献 ($a_\mu^{had,LBL}$)。

利用真空极化函数的么正性和解析性，领头阶部分的贡献 $a_\mu^{had,LO}$ 可以通过色散关系由实验上观测到的正负电子湮灭到强子的散射截面 $\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons)$ 或者 τ 轻子衰变的强子谱函数进行计算

$$a_\mu^{had,LO} = \frac{1}{3} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \int_{m_\tau^2}^{\infty} ds \frac{K(s)}{s} R^{(0)}(s), \quad (66)$$

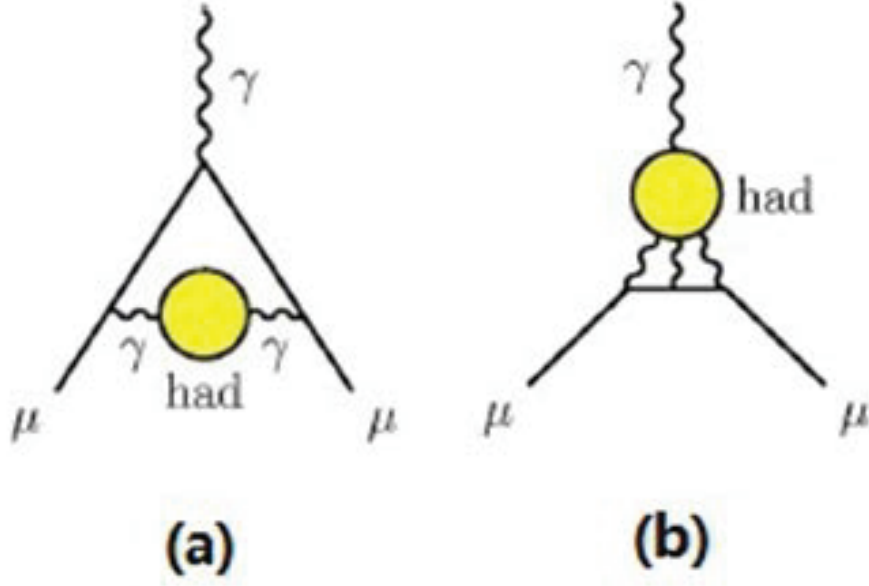


图 17 强相互作用对于 μ 轻子反常磁矩的贡献，其中 (a) 代表强子真空极化部分，(b) 则是强作用贡献的光子 - 光子散射。

其中 $K(s)$ 是一个 QED 的核，其具体表达式可参见文献 [65]，而 α 则代表精细结构常数。 $R^{(0)}(s) \equiv \sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma^{(0)}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ 是“裸”的正负电子湮灭到强子的散射截面与正负电子湮灭到正负 μ 子的截面之比。这里所谓的“裸量”是指在实验测得的散射截面中扣除初态辐射修正、电子的顶点圈图修正以及光子传播子中的真空极化效应等。之所以在计算领头阶贡献时要利用这些已经扣除高阶贡献的裸散射截面，是因为高阶的贡献在计算 $a_\mu^{\text{had},HO}$ 的时候需要考虑进来，只有这样做才能保证高阶贡献没有被重复计算。

在不考虑同位旋破坏的情况下， u/d 夸克矢量流 $\bar{q}_i \gamma_\mu q_j$ 是守恒的，也就意味着从 Cabibbo 允许的 τ 轻子衰变到 $X^- V_\tau$ 末态的矢量谱函数出发，通过同位旋转动，我们可以得到正负电子湮灭至 X_0 强子系统的同位旋为 $I = 1$ 分量的散射截面

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow X^0}^{I=1}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{s} v_{1,X^-}(s). \quad (67)$$

这也就表明，我们可以通过 τ 轻子衰变的矢量谱函数的实验测量，并结合公式 (66) 和 (67) 来估计 $a_\tau^{\text{had},LO}$ 的数值。在这些强子衰变道中，最重要的贡献来源于 $\pi\pi$ 道，并且这个道也是 $a_\tau^{\text{had},LO}$ 误差的主要来源。另外需要注意的是在高精度计算时，同位旋破坏效应给 (67) 带来的修正是非常关键的。这些同位旋破坏效应包括：(1) τ 轻子衰变中的电弱辐射修正；(2) 带电和中性 π 介子之间的质量差别；(3) 带电和中性 ρ 介子之间的质量劈裂；(4) 带电和中性 ρ 介子的衰变宽度由于电磁作用而引起的微小差别；(5) 当比较 τ 和 e^+e^- 的实验数据时， $\rho - \omega$ 的混合必须要进行仔细考虑，因为它只出现在 e^+e^- 湮灭的电中性过程。当考虑了这些同位旋破坏效应，并且将现有的 ALEPH-Belle-CLEO-OPAL 的 τ 轻子和 e^+e^- 数据进行平均后，它们之间的对比结果可参见图-18 利用同位旋修正后的 τ 轻子数据进行计算，可以得到 $a_\tau^{\text{had},LO}(\tau) = (701.5 \pm 4.7) \times 10^{-10}$ 。而利用 e^+e^- 的数据进行计算，所给出的数值为 $a_\tau^{\text{had},LO}(e^+e^-) = (692.4 \pm 4.1) \times 10^{-10}$ 。这两种办法所得到的 $a_\tau^{\text{had},LO}$ 差别在 1.8σ 范围内，究竟是何种原因引起的这个差别目前尚未可知。所以高亮度和高精度的超级 Z 工厂，也许可以对这个问题加以进一步澄清。

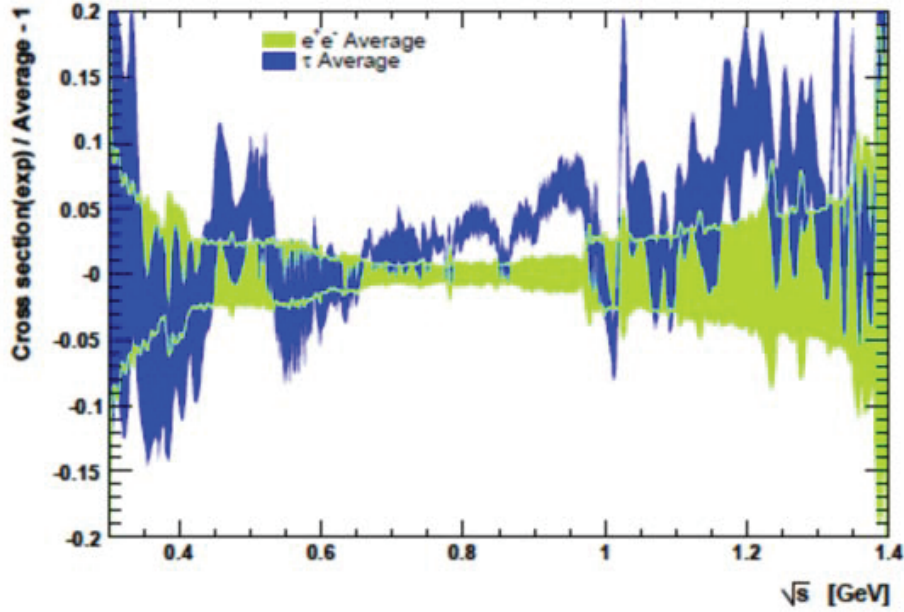


图 18 现有的 ALEPH-Belle-CLEO-OPAL 的 τ 和 e^+e^- 数据进行平均之后的对比结果，这些结果已经考虑额同位旋破坏效应的修正，该图取自于文献 [73]。

关于公式 (65) 中的高阶项 $a_\mu^{had,HO}$ ，它的理论计算相对可靠，其数值为 $a_\mu^{had,HO} = (-9.84 \pm 0.07) \times 10^{-10}$ [76]。但是对于光子 - 光子散射的贡献 $a_\mu^{had,LBL}$ ，它的计算结果对模型依赖较大，主要是因为这是一个涉及四点关联函数的问题，我们不可以简单的利用色散关系和现有数据对其进行估算。综合利用 OPE、QCD 大 N_c 展开和高能行为限制以及强子的现象学模型等理论工具，文献 [75] 给出的估计为 $a_\mu^{had,LBL} = (10.5 \pm 2.6) \times 10^{-10}$ 。需要强调的是当前对 $a_\mu^{had,LBL}$ 的估算存在着较强的模型依赖，不同的方法给出的结果也不尽相同，如 $a_\mu^{had,LBL} = (8.6 \pm 3.5) \times 10^{-10}$ [77] 和 $a_\mu^{had,LBL} = (13.6 \pm 2.5) \times 10^{-10}$ [78]。

当采用 $a_\mu^{had,LBL} = (10.5 \pm 2.6) \times 10^{-10}$ [77] 以及 $a_\mu^{had,HO} = (-9.84 \pm 0.07) \times 10^{-10}$ [76] 时，同时结合前面所给出的 a_μ^{QCD} 和 a_μ^{weak} ， τ 和 e^+e^- 的数据所给出的最终标准模型理论值为 $a_\mu^{SM}(\tau) = 11659189.4 \pm 5.4$ ， $a_\mu^{SM}(e^+e^-) = 11659183.2 \pm 4.9$ 。同目前的实验值 $a_\mu^{exp} = (11659208.9 \pm 6.3) \times 10^{-10}$ 相比， $a_\mu^{SM}(\tau)$ 偏离了 2.4σ ，而 $a_\mu^{SM}(e^+e^-)$ 偏离了 3.6σ 。这个偏离虽然一方面强烈暗示着新物理的存在，但是另一方面应该注意到 QCD 非微扰强作用在确定 a_μ^{SM} 数值过程中所带来的不可忽略的理论误差。因此继续深入对此方面的理论研究，可以帮助进一步澄清 a_μ^{SM} 与 a_μ^{exp} 之间的偏离所蕴含的物理机制。

§2.3.9 τ 轻子衰变中的带电轻子味道破坏 (Charged Lepton Flavor Violation)

带电轻子味破坏过程 (Charged Lepton Flavor Violation: cLFV) 是寻找超出粒子物理标准模型的黄金过程，特别是中微子振荡发现后越来越引起人们的关注。由于 GIM 机制的压低，即使考虑到中微子振荡后标准模型 cLFV 给出 $\mu \rightarrow e\gamma$ 的衰变几率仍小于 10^{-54} [79]。但是很多新物理唯象模型可以预言观测到的衰变几率，比如超对称 seesaw 模型、新 Z' 玻色子模型等预言范围可达 $10^{-10} - 10^{-7}$ [80]。实验上对 cLFV 过程的寻找，目前最好的上限来自 MEG 实验，结果为 $BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$ [81]。但是在 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 和 $\tau \rightarrow e\gamma$ 轻子衰变中，主要来自 B 工厂的实验上限，仅为 10^{-8} 量级水平，对新物理理论模型的约束相对较弱。即使考虑到 $\tau \rightarrow \mu$ 或者 $\tau \rightarrow e$ 与 $\mu \rightarrow e$ 的关联，实验寻找 τ 轻子 cLFV 衰变仍然可以对新物理模型给出很强的限制，

是寻找新物理新相互作用之重要过程。在超级Z工厂上，我们可以直接寻找 τ 轻子的cLFV衰变，也可以通过寻找 $Z \rightarrow \tau\mu$ 和 $Z \rightarrow \tau e$ 来研究cLFV过程。按照超级Z工厂的设计亮度为 $(1-10) \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，如果利用两个对撞点实验取数，我们预期每年可以产生 $10^{11} - 10^{12}$ Z粒子，对应于 $3.4 \times (10^9 - 10^{10})$ 个 $\tau^+\tau^-$ 对事例产生。

τ 是标准模型三代轻子中最重的，相比 $\mu \rightarrow e$ 衰变过程，在 τ 衰变中研究cLFV为我们提供了更多的可能性。我们不仅可以寻找 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 、 $\tau \rightarrow e\gamma$ 和 $\tau \rightarrow 3\mu(3e)$ 等纯轻子末态过程，而且还可以研究 $\tau \rightarrow h\mu(e)$ 和 $\tau \rightarrow hh'm(e)$ 等含强子或者多强子末态过程。现有实验结果主要来自B工厂，测量了多达48个不同衰变模式，这些实验敏感度都已接近 10^{-8} 水平，如图-19所示。在超级Z工厂上，利用每年的积分亮度数据，对这些cLFV衰变模式的敏感度可以达到 10^{-10} ，而即将运行的Belle-II实验，在运行5到7年的时间后，其预期敏感度为 10^{-9} 。特别对于这些含强子末态衰变道，超级Z工厂的敏感度会更好，这主要得益于高重建效率，LEP实验证明 τ 轻子的重建效率的丢失主要来自于探测器的空间覆盖率，其重建效率可以达到80%，比B工厂高2倍多。含强子末态的cLFV衰变过程不能够被忽略，这是因为他们不仅限制轻子-轻子耦合的新物理，同时也可以限制轻子-夸克耦合的新物理模型 [83]。最近的研究表明， $\tau \rightarrow lP$ 和 $\tau \rightarrow lPP$ (l 表示电子或者 μ 轻子， P 表示赝标介子)可以对不同的新物理有限制，比如有效偶极项、dimension-six 四费米子算符、有效胶子耦合算符和有效四轻子相互作用等。当然 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 、 $\tau \rightarrow e\gamma$ 和 $\tau \rightarrow 3\mu(3e)$ 等纯轻子末态衰变更是寻找新物理的黄金过程，这些过程没有强相互作用带来的不确定性，实验测量能够更精确地检验新物理理论模型。这里特别强调 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 、 $\tau \rightarrow e\gamma$ 的测量，在超级B工厂Belle-II上，实验研究表明最主要本底来自 $e^+e^- \rightarrow \gamma_{ISR}\mu^+\mu^-$ ，其中初态辐射光子 γ_{ISR} 很容易和末态 μ 轻子组合形成本底，这种偶然本底很难在实验上区分开来。而在超级Z工厂上，由于 τ 轻子的动量很高，事例拓扑结构很容易排除这种本底，使得实验的显著性增强。总之， τ 轻子cLFV衰变的多样性有助于我们观测他们之间的关联，从而可以更有效地区分和理解新相互作用的机制。

§2.3.10 Z 衰变中的带电轻子味道破坏

海量Z玻色子为研究其味道改变的中性流(Flavor Changing neutral Current, FCNC)过程提供了可能性，特别是Z粒子到含轻子末态的味道改变的FCNC过程。在标准模型框架内考虑到中微子振荡效应， $BR(Z \rightarrow e\mu)$ 和 $BR(Z \rightarrow e\tau)$ 大小应该小于 10^{-54} ，而 $BR(Z \rightarrow \mu\tau)$ 为 10^{-60} 以下，极其微小以至于任何现有实验技术不可能观测到。所以实验上任何观测到的衰变一定暗示超出标准模型的新物理存在。但是新物理唯象模型，比如标准模型加一个惰性中微子("3+1" toy Model)，Type-I Inverse Seesaw scenarios等 [84, 85]，都能给出可测量的预言衰变分支比。低能实验的约束是MEG的 $\mu \rightarrow e\gamma$ 实验上限($BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 5.7 \times 10^{-13}$)；而对 $Z \rightarrow e\mu$ 的约束强，在很多新物理模型下该衰变分支比不小于 10^{-10} 。因为 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 和 $\tau \rightarrow \mu\gamma$ 的实验上限仅为 10^{-8} 量级，对于 $Z \rightarrow e\tau$ 和 $Z \rightarrow \mu\tau$ 的实验约束较弱。在未来超级Z工厂，Z玻色子峰处，截面达3.55 nb(见图 13)可一年内获取 10^{11} 以上的正负 τ 轻子对，在超级Z工厂可期对于 $Z \rightarrow \mu\tau$ ， $Z \rightarrow e\tau$ 和 $Z \rightarrow e\mu$ 的实验测量敏感度可达 10^{-11} 甚至到 10^{-12} 。目前 $Z \rightarrow \mu\tau$ ， $Z \rightarrow e\tau$ 和 $Z \rightarrow e\mu$ 的实验上限主要来自LEP-I实验，仅为 10^{-6} 。最近ATLAS实验测得 $Z \rightarrow \mu e$ 的实验上限仅为 7.5×10^{-7} [86]，由于高本底的限制使得未来LHC实验的实验敏感度不会超过 10^{-8} 量级 [87]。超级Z工厂将提高5-6个数量级，很大程度可以排除新物理模型参数，或者有所发现 [84, 85, 88, 89]。

§2.3.11 τ 轻子的电磁和弱电偶极矩

一般情况下，描述自旋为1/2的带电轻子与虚光子的电磁偶和因子包含以下三部分：

$$\Gamma^\nu = F_1(q^2)\gamma^\nu + \frac{i}{2m_l}F_2(q^2)\sigma^{\nu\mu}q_\mu + \frac{1}{2m_l}F_3(q^2)\sigma^{\nu\mu}q_\mu\gamma^5, \quad (68)$$

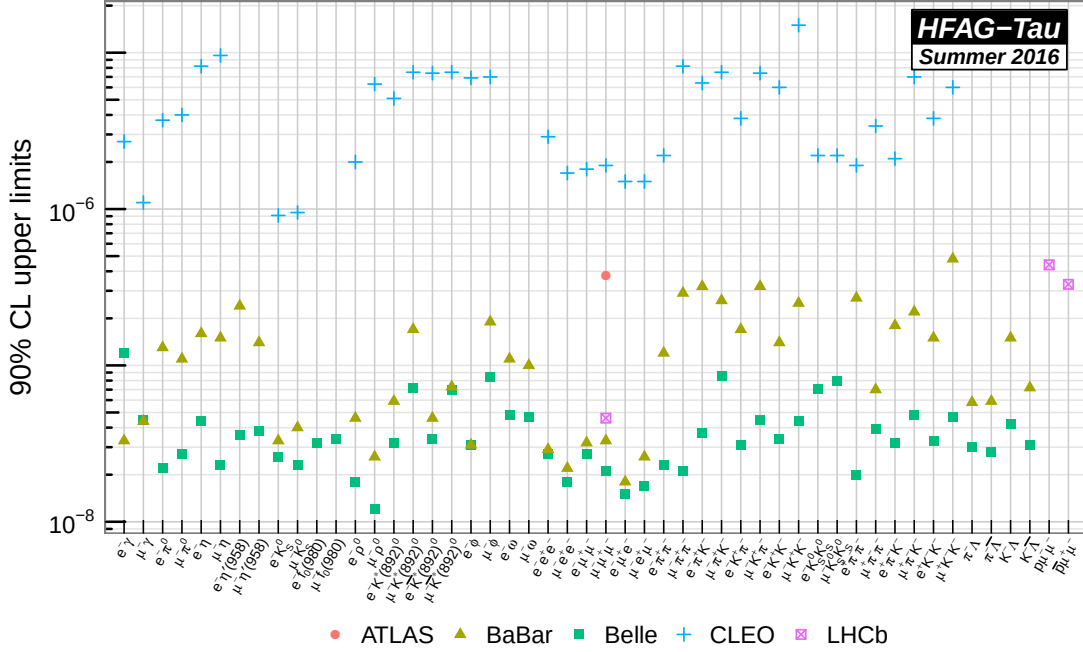


图 19 对于48个不同的 τ cLFV衰变过程, 不同实验(CLEO, BaBar和Belle)给出的90%置信度实验上限, 数据来自HFAG [82]。

这里 $\sigma^{\nu\mu} = \frac{i}{2}(\gamma_\nu\gamma_\mu - \gamma_\mu\gamma_\nu)$, q 是衰变中传递给光子的能量, m_l 是带电轻子的质量。在标准模型的树图近似下, $F_1 = 1$, $F_2 = 0$ 和 $F_3 = 0$ 。然而考虑到高阶修正或者新物理的贡献, F_2 和 F_3 形状因子可以不为零。 q^2 依赖的形状因子可以在实验上测量得到, 在 $q^2 \rightarrow 0$ 的极限下, 我们得到关系: $F_1(0) = 1$, $F_2(0) = a_l$ 和 $F_3(0) = \frac{2m_l d_l^\gamma}{e}$, 其中 a_l 和 d_l^γ 分别是轻子的磁和电偶极矩。同时, 在 Z 质量点上, 我们也可以测量带电轻子与 Z 的有效偶和, 从而得到弱磁和弱电偶极矩, 有效偶和可以表达为 [90]:

$$\mathcal{L}_{\text{wdm}}^Z = -\frac{1}{2 \sin\theta_W \cos\theta_W} Z_\mu \bar{l} \left[i a_l^W \frac{e}{2m_l} \sigma^{\mu\nu} q_\nu + d_l^W \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 q_\nu \right] l. \quad (69)$$

对于 τ 轻子来说, 弱磁矩 a_τ^W 和CP破坏项弱电偶极矩 d_τ^W 已经在LEP实验开始寻找, 下面我们会详细讨论。

- $(g-2)_\tau$: τ 轻子的反常磁矩

轻子的反常磁矩的实验和理论研究一直以来是精确检验标准模型的最重要可测量之一。特别是 μ 的反常磁矩的实验测量已经达到0.54ppm, 未来的实验敏感度可以达到0.1ppm。而目前实验测量和理论预言相差约 3σ , 越来越引起实验和理论的重视, 是最热门的前沿领域之一。作为最重的轻子, τ 的反常磁矩一直以来没有被测量到, 原因是 τ 轻子的寿命很短, 不能像电子和 μ 粒子那样在衰变之前测量其在磁场中的自旋轴进动。

类比 μ $g-2$, 对于 τ , 标准模型给出类似的预言 [91]:

$$a_\tau^{\text{SM}} = a_\tau^{\text{QED}} + a_\tau^{\text{EW}} + a_\tau^{\text{HLO}} + a_\tau^{\text{HHO}} = 117721(5) \times 10^{-8}, \quad (70)$$

每一项的理论预言为：

$$\begin{aligned}
a_{\tau}^{\text{QED}} &= 117324(2) \times 10^{-8}, \\
a_{\tau}^{\text{EW}} &= 47.4(5) \times 10^{-8}, \\
a_{\tau}^{\text{HLO}} &= 337.5(3.7) \times 10^{-8}, \\
a_{\tau}^{\text{HHO}}(\text{lbl}) &= 5(3) \times 10^{-8},
\end{aligned} \tag{71}$$

式中 a_{τ}^{QED} 表示量子电动力学相互作用(QED)的贡献, 精度达到三圈 [92], a_{τ}^{EW} 是电弱精确到两圈图的贡献 [91, 93], a_{τ}^{HLO} 和 a_{τ}^{HHO} 分别是领头阶和高阶强相互作用贡献, 其中 a_{τ}^{HLO} 利用色散关系从低能 e^+e^- 湮灭到单举强子末态截面得到 [91], 而 a_{τ}^{HHO} 只能依赖强相互作用唯象模型估算 [94], 值得庆幸的是 a_{τ}^{HHO} 贡献很小仅为 5×10^{-8} (来自Light-By-Light scatter (lbl)模型依赖估算), 在目前和未来实验精度下可以忽略。对于 $(g-2)_{\tau}$ 主要贡献来自可以精确计算的 a_{τ}^{QED} 项, 其次是 a_{τ}^{HLO} , 它可以从实验数据得到, 再其次是电弱项 a_{τ}^{EW} , 也可以精确计算得到。

实验最好的直接测量来自LEP II的DELPHI实验 [95], 利用在183和208 GeV质心能量测量的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ 截面抽取的实验值: $-0.052 < a_{\tau} < 0.013$ (95%置信度)或者是 $a_{\tau} = -0.018(17)$, 实验方法详见文献 [96]。对比理论预言, 实验敏感度仍然相差一个量级。未来超级Z工厂的实验敏感度为 10^{-6} 或者以下, 对比超级B工厂Belle-II, 由于在Z能量点双光子过程的截面高, 重建效率高, 对于 $(g-2)_{\tau}$ 的测量超级Z工厂要更好 [97], 当然这还有待进一步的实验研究。除去以上方法外, 还可以通过研究 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 过程, 研究 τ 轻子对衰变末态的角动量分布抽取其反常磁矩, 详细方法见文献 [98, 99]。另外, 我们还可以通过测量 τ 轻子的纯轻辐射衰变 $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}\gamma$ 或者 $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}\gamma$ 来研究 $(g-2)_{\tau}$ [100], 实验可以测量末态电子或者 μ 轻子能量依赖的微分宽度, 而 $(g-2)_{\tau}$ 对能量依赖的衰变形状因子特别敏感。在 τ 的静止系内并且当电子和辐射光子背对背时, 末态轻子的能量最大, $(g-2)_{\tau}$ 对该能点的微分宽度最敏感, 所以通过测量这一能量依赖的微分宽度可以标定出 $(g-2)_{\tau}$ 值是否非零 [101, 102], 这种方法需要海量Z粒子衰变到动量高的 τ 粒子, 并且要求探测器对末态光子和轻子的分辨率要高, 实验的敏感度依赖于探测器的设计, 有待进一步实验模拟研究。

• τ 轻子的电偶极矩和弱偶极矩

实验上已经在夸克部分发现CP破坏, 理论上标准模型的CKM矩阵可以很好地描述实验测量, 在标准模型框架下CP破坏的根源来自CKM矩阵弱相角, 而标准模型没有预言轻子部分CP破坏的存在。但是我们还不清楚CP破坏的真正根源, 所以寻找轻子的产生和衰变中的CP破坏至关重要, 也是寻找新物理的重要渠道。到目前为止, 我们还没有发现超出标准模型的CP破坏来源。对于轻子部分, 标准模型并不能预言可观测的CP破坏值, 考虑到三圈及其以上高阶修正标准模型预言在 τ 轻子的电偶极矩 $d_{\tau}^{\gamma} < 10^{-34}e \cdot \text{cm}$ [103]。但是考虑到新物理的贡献 [104, 105], 比如Leptoquark, SUSY, left-right symmetric 和Higgs多重态模型等, 都能给出可观测的物理预言。实验上对于电子和 μ 轻子的电偶极矩最好的限制为：

$$|d_e^{\gamma}| < 8.7 \times 10^{-29}e \cdot \text{cm}, \quad d_{\mu}^{\gamma} = (-0.1 \pm 0.9) \times 10^{-19}e \cdot \text{cm} \tag{72}$$

这些实验值对新物理给出很强的约束。但是对于 τ 轻子的电偶极矩, 由于寿命短, 实验上和测量它的反常磁矩一样困难。目前世界上最好的实验上限来自Belle, 他们利用 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ 过程, 通过构造Triple-momentum 和自旋关联量来测量形状因子 $F_3(s)$ [106], 得到：

$$-0.22 < \text{Re}(d_{\tau}) < 0.45 \quad (10^{-16}e \cdot \text{cm}), \quad -0.25 < \text{Im}(d_{\tau}) < 0.08 \quad (10^{-16}e \cdot \text{cm}) \tag{73}$$

在超级B工厂上, 利用 50 ab^{-1} 积分亮度, 这一过程可以给出 $\text{Re}(d_\tau) \sim 3 \times 10^{-19} \text{ e} \cdot \text{cm}$ [107]。同样, 利用这一过程超级Z工厂的实验显著性可以类比即将运行的Belle-II实验。但在超级Z工厂上, 我们还可以利用双光子过程 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ 来进行测量, 实验显著性在 $10^{-19} \text{ e} \cdot \text{cm}$ 左右[97]。

对于 τ 轻子的弱偶极矩, 最新的研究表明可以利用Z峰上的数据研究 $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ 产生及其衰变过程[108], 通过其产生方向和衰变平面可以构造CP-odd或者T-odd观测量, 来测量形状因子, 从而抽取CP破坏项弱电偶极矩 d_τ^W 。LEP曾试图构造类似的可测量, ALEPH collaboration得到最好的实验上限为[109]:

$$\begin{aligned} |\text{Re}(a_\tau^W)| &< 1.1 \times 10^{-3}, \quad |\text{Im}(a_\tau^W)| < 2.7 \times 10^{-3} \\ |\text{Re}(d_\tau^W)| &< 0.5 \times 10^{-17} \text{ e} \cdot \text{cm}, \quad |\text{Im}(d_\tau^W)| < 1.1 \times 10^{-17} \text{ e} \cdot \text{cm} \end{aligned} \quad (74)$$

未来超级Z工厂利用 $10^{10} Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ 衰变事例, 至少可以提高2个数量级, 将对很多新物理模型给出约束。

§2.3.12 τ 轻子衰变中的CP破坏

电弱偶极矩 d_τ 和 d_τ^W 如果非零将表明 τ 的产生中有CP破坏, 而CP破坏也可能发生在 τ 的衰变中。我们可以通过测量正反 τ 轻子衰变几率的不对称性、角分布或者是极化的不对称性、T(CP)-odd变量、Dalitz 图分布的不对称性等来构造CP破坏可测量 [110, 111, 112]。如果未来超级正负电子对撞机上电子或者正电子束是极化的, 联合电子的纵向极化矢量和 τ 轻子衰变末态动量分布可以构造T-odd products, 对比 τ^+ 和 τ^- 正反粒子的T-odd量分布的不对称性可以用来测量CP破坏, 极化束流可以最大程度上提高CP破坏的显著性。以 $\tau^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\nu$ 衰变为例, T-odd点积: $\omega_{e^-} \cdot (p_{\pi^-} \times p_{\pi^0})$ (ω_{e^-} 为电子束的极化矢量; p_{π^-} 和 p_{π^0} 为末态粒子的三动量)。特别是在Z峰上, 实验上可以确定 τ 粒子的产生方向或者是极化矢量方向, τ 的运动或者极化方向也可以用来构造点积, 从而利用更多的测量信息来测量CP破坏, 相关详细论述参见文献 [110]。如果束流是非极化的, 我们可以直接测量 τ^+ 和 τ^- 正反粒子衰变分宽度的不对称性, 当然比起末态粒子角分布和极化信息, 测量分宽度的不对称敏感度更依赖于统计量。最近BaBar合作组测量了 $\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau$ 分宽度不对称 [113], 结果为:

$$\mathcal{A}_\tau = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau) - \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S \bar{\nu}_\tau)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S \bar{\nu}_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S \bar{\nu}_\tau)} = (-0.36 \pm 0.23 \pm 0.11)\%, \quad (75)$$

这一实验结果比标准模型的预言相差 2.8σ , 在标准模型的框架下考虑到 $K^0-\bar{K}^0$ 振荡造成的CP破坏, 其预言为: $\mathcal{A}_\tau = (0.36 \pm 0.01)\%$ [114, 115, 116]。是否有新物理存在 [117]? 但是Belle合作组的测量却发现与标准模型一致, 我们需要更大统计量去进一步精确测量所有 τ 到含强子末态半轻衰变的CP不对称性, 从而验证是否有新的CP破坏相角 [118], 超级Z工厂的实验敏感度在 10^{-4} 以下。

即使初始电子没有极化, 但可以测量角分布依赖的分宽度, 比如Belle实验测量了末态粒子角分布 [118]。在Z工厂上, 我们不但像Belle一样测定 τ 衰变的角分布, 还可以测定 τ 的产生方向, 利用完整的角分布信息, 实验上测量结果的显著性得以提高。详细的理论和实验讨论参见文献 [119, 120]。同时, 通过构造T(CP)-odd等更多的实验观测量, 和同时重建 $\tau^+\tau^-$ 对, 利用角分布和 τ 极化的关联性来研究CP破坏, 这些有待进一步实验和理论探讨, 一些初步分析见文献 [121]。

总之, 在Z峰上实验研究 τ 粒子产生和衰变有以下优点 (相比其他味工厂): (1): 产生截面大(1.5nb), 有明显的事例拓扑结构, 即背对背最明显; (2): τ 从产生到衰变顶点距离最远(2mm); (3) 可以很好地重建 τ 的产生方向; (3) 非 τ 对本底很低 (低于1%); (4) 重建效率可以达到80%, 对 τ 对产生数目的估计基本上不依赖于MC模拟; (5) 对 τ 衰变中带电轻子末态的识别最好; (6) 对 K_L 具有很好的鉴别能力。但Z峰上

实验研究 τ 也有缺点：主要有两点：(1) 多叉事例末态径迹相互间有较大的重叠；(2) 对单个带电强子的识别具有挑战性。但是总起来说，在相同统计量下Z工厂的测量不管在很多方面都比B工厂要好，特别是角分布依赖的CP破坏测量，由于上述优点，其显著性明显好与B工厂，这些需要进一步的模拟验证和理论分析。

§2.4 量子色动力学方面的研究

—— 主要执笔人：马建平，梁作堂，司宗国，张肇西 ——

量子色动力学是粒子物理标准模型中描述具有颜色量子数夸克的夸克和胶子间的相互作用的基本理论。其具有耦合常数随作用能标的提高而减小的‘渐近自由’，同时又有使颜色量子数‘禁闭’的重要特性。理论上可利用‘重整化群’的标准计算能够决定‘渐近自由’的趋向自由的规律，但是‘重整化群’方法只能决定到其耦合常数满足的微分方程，需要在一确定的 Q_0^2 处测定出耦合常数的具体数值 $\alpha_s(Q_0^2)$ ，作为微分方程的‘初值’，才能完全决定 $\alpha_s(Q^2)$ 的全部行为。为了比较不同处 Q_0^2 测出的 $\alpha_s(Q_0^2)$ 做‘初值’所确定出的 $\alpha_s(Q^2)$ 的精确程度，人们约定比较所得出的 $\alpha_s(Q^2 = m_Z^2)$ 值做判断，此值也常作为‘大统一’等理论的出发点。因此实验直接测量 $\alpha_s(Q^2 = m_Z^2)$ 值有特殊的意义。

另一方面，当在大动量交换 Q^2 的区域，即有 $\alpha_s(Q^2) \ll 1.0$ 时，可以应用QCD微扰场论方法计算一些物理过程；而在小动量交换 Q^2 的区域，即有 $\alpha_s(Q^2) \geq 1.0$ 时，微扰场论的计算方法不适用，这样小的动量交换 Q^2 区域的物理被称为‘非微扰’物理。由此可见精确确定耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$ 的数值，确定微扰和非微扰区的重要意义。而精确确定耦合常数 $\alpha_s(Q^2)$ 的数值，实验对‘初值’的精确测量是基础性的。现在把不同实验测量到的‘初值’和理论重整化群决定出的 $\alpha_s(Q^2 = m_Z^2)$ 值数值考虑了误差的加权平均，得出当前世界平均的测量精确值 $\alpha_s(m_Z^2)$ 。超级Z-工厂的高亮度和改进的探测器，能够采用的多种途径所测定的 $\alpha_s(m_Z^2)$ 精确值一定会对世界平均值有实质贡献。

另外，量子色动力学（QCD）中的颜色‘禁闭’性质决定了自由的夸克（颜色三重态）和胶子（颜色八态）等具有颜色 $SU_c(3)$ 非单态‘客体’不能成为渐近（自由）态存在，它们一旦产生即会在QCD‘禁闭’的作用下形成颜色单态的强子，特别是产生出的夸克或/和胶子的能量很高时，每个夸克或/和胶子最终将形成众多强子，并在空间中呈‘喷注’状，形成所谓的QCD喷注（jet）；如果关注确定的夸克或/胶子在所形成的喷注中出现的特定强子，需要用到‘碎裂函数’，所谓的QCD描述该种夸克或/胶子到特定强子的几率函数。如果要研究微扰能区夸克和胶子之间的相互作用，也只能通过‘禁闭’在强子中的‘部分子’，即夸克和胶子，的相互作用实现。参加相互作用的单个部分子（夸克、胶子）携带整个强子动量的份额几率用‘分布函数（PDF）’来描述。关于轻味夸克和胶子到轻强子的碎裂函数和轻强子中的轻夸克和胶子的部分子分布函数是非微扰的、从QCD的第一原理出发无法计算得到的⁸，只有双重味的碎裂函数是可以理论计算的[122]。

在微扰QCD的应用上‘因子化定理’是基础。基于QCD的‘因子化定理’，任何一实际强子碰撞过程由有‘普适性’（不与过程有关）的非微扰因子，即分布函数和/或碎裂函数，和与具体过程密切有关的、可被微扰QCD计算的‘硬’子过程卷积决定；使所考虑的物理过程既与‘硬’的子过程有关，又与参加过程的强子有关。因此，部分子分布函数和碎裂函数在QCD理论及其实际应用上的意义是不言而喻的。人们在研究夸克和胶子（部分子）之间，或者它们与轻子之间的相互作用及转化时，不得不利用强子作为初态粒子进行实验，这样只有在对参加作用强子中的部分子‘精确知道’，才有可能从强子参加的过程中‘提取’出夸克和胶子（部分子）之间，或者它们与轻子之间的相互作用和转化规律。对于初态有强子过程的研究，只观测末态夸克和/或胶子形成的喷注，只需要初态强子的部分子分布函数即‘足够’了。然而，要知道末态产生的夸克‘味道’，实验上需要测量末态喷注中‘领头’强子的内含（inclusive）过程，

⁸虽然在文献中，有人在努力尝试用格点QCD来计算部分子分布函数和碎裂函数，但是还没有成功的方案。

则需要用到碎裂函数,即从内含过程‘提取’出‘硬’子过程包括末态夸克‘味道’的‘信息’。这种用内含过程和碎裂函数探知‘硬’子过程中夸克的味道,实验上称为‘味道标记’(flavor tagging),特别是标记‘重味’ c 和 b 夸克在实验中非常有意义。因为部分子分布函数和碎裂函数对于物理过程中的强子是‘普适’的,它们只依赖相应的强子,与具体过程无关,为了上述实际上的重要应用,虽然部分子分布函数和包含轻夸克强子的碎裂函数不能理论计算,只能通过实验测量得到,而超级 Z 工厂上的工厂初态只有轻子,出现的夸克是轻子对撞产生出来的,在测定碎裂函数时不会像强子对撞过程受到初态直接到末态夸克的干扰,在测定碎裂函数上有特别的优越性;超级 Z 工厂将会把碎裂函数的测量精度大幅提高,如果亮度足够高,人们还可第一次测量出某些极化的碎裂函数,将它们可用来标记‘硬’过程产生出的夸克的自旋。测量到的双重味碎裂函数可以与理论计算得到的结果做直接比较以及第一次测量出极化的碎裂函数等的理论意义是很重大的。

§2.4.1 喷注物理和 α_s 的直接测量

在前面的轻子2.3.6节中,讨论了如何从 τ 轻子衰变中测量 $\alpha_s(m_\tau^2)$,然而 Z -玻色子工厂,还能够通过在 Z -玻色子共振峰出的下列:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow 'Z, \gamma' \rightarrow q + \bar{q}, \\ e^+e^- &\rightarrow 'Z, \gamma' \rightarrow q + \bar{q} + g, \\ e^+e^- &\rightarrow 'Z, \gamma' \rightarrow q + \bar{q} + g + g, \\ &\dots\dots \end{aligned} \tag{76}$$

产生的夸克、胶子过程,测量形成的喷注的几率以及喷注的形状直接测量出 $\alpha_s(m_Z^2)$ 。LEP-I采用这方法测量出了 $\alpha_s(m_Z^2)$ [123]值,至今保持在PDG的数据表中。超级 Z -工厂由于统计量的增加和探测器的改进、系统误差的压低,将使 $\alpha_s(m_Z^2)$ 的测量精度会有很大的提高,对 $\alpha_s(m_Z^2)$ 的世界平均值产生显著影响。

§2.4.2 碎裂函数

量子色动力学中的碎裂函数是用来描写夸克或胶子转化到强子的强子化过程的函数。虽然碎裂函数在大动量转移的微扰区内随动量转移的变化行为能够用重整化群方法计算,但是其中包含非微扰效应,对于整个碎裂函数多数情况是理论不能可计算的,只有碎裂到双重味强子的碎裂函数,其中的非微扰效应能够进一步因子化为波函数(或波函数的导数)的原点值(位势模型理论语)或相应算子矩阵元(NRQCD语),从而可以用微扰QCD进行计算[124, 125]。这样,一方面人们可以利用碎裂函数对具有大动量转移的单个强子产生程的微扰QCD计算做出理论预言,接受实验检验;另一方面,实验上通过对产生出的强子的识别,反过来推断测量到的强子是由何味道的夸克(特别是‘重味’)转化来的,即用于过程中的夸克味道的标记(tagging)。因此,碎裂函数在QCD理论中和实验中的应用上的意义重大。

目前人们关于碎裂函数研究的状况是,对于包含轻夸克强子的碎裂函数,若在已经得到某确定交换动量下的碎裂函数的情况下,理论上能应用重整化群方程或微扰展开重求和方法,确定出碎裂函数随能量标度改变下的整个行为。对于双重味介子的碎裂函数理论能够计算,我们将在下面‘双重味物理’的章节中做相应的介绍。由于碎裂函数的特殊性,人们目前还无法利用格点量子色动力学计算得到碎裂函数。因此,根据QCD因子化定理,利用实验数据去抽取或确定碎裂函数成为人们获得QCD的夸克或胶子到强子碎裂函数特别是包含轻夸克强子的碎裂函数的基本方法。对比强子对撞情况,正、负电子对撞不涉及初态强子部分子分布函数而且没有初态强子引起的背景,因此,利用正、负电子对撞,特别是在 Z -玻色子共振峰处是实验研究强子化过程和测量碎裂函数的最佳地方。

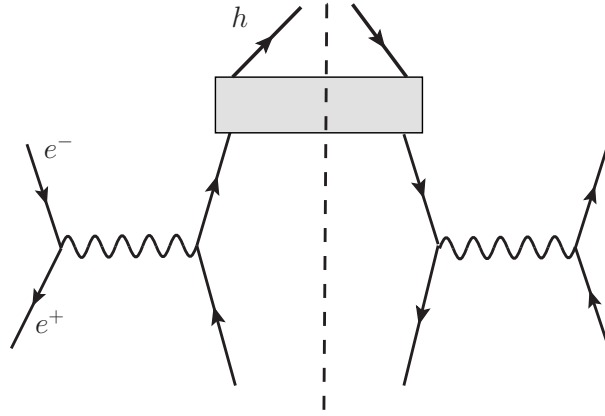


图 20 正负电子对撞测量夸克到强子 h 碎裂函数。

根据QCD因子化定理，在正负电子对撞过程中的强子单举产生微分截面可写成：

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow h + X)}{dz} &= \sum_{a=q,\bar{q},g} \int \frac{d\xi}{\xi} H_a\left(\frac{z}{\xi}, Q^2, \mu^2\right) D_{a \rightarrow h}(\xi, \mu^2) \\ &= \sum_q \sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) \left(D_{q \rightarrow h}(z) + D_{\bar{q} \rightarrow h}(z) \right) + \mathcal{O}(\alpha_s), \end{aligned} \quad (77)$$

在公式(77)中, z 是末态强子的相对初态电子能量的能量百分比, $D_{q \rightarrow h}$ 和 $D_{\bar{q} \rightarrow h}$ 是QCD共线因子化中的部分子碎裂函数, 它是 z 和能量标度的函数。 $H_a(\frac{z}{\xi}, Q^2, \mu^2)$ 是微扰论系数函数。公式(77)中的第二行给出了量子色动力学耦合系数领头阶的结果。在领头阶, 系数函数是由正负电子湮灭到正反夸克对的领头阶散射截面所确定, 结果可用图(20)来表示。在图(20)中, 灰色长方形表示碎裂函数, 其余部分为标准的费曼树图, 其中的波纹线可以是虚光子线也可以是Z-玻色子线; 其余部分决定了系数函数。在考虑高阶贡献时, ‘其余部分’ 将包含费曼圈图。高阶系数函数是由圈图的贡献和共线减除项决定。通过测量微分截面, 人们可以利用公式(77)测定碎裂函数。LEP-I实验, 人们对碎裂函数, 特别是重味夸克, 做出了目前为止最好的测量[126, 127, 128]。结合所有可能的实验数据进行的整体拟合所得到的部分子碎裂函数可在文献[129, 130]中找到。

在超级Z-工厂上, 人们可以更精细地确定各种夸克到强子的碎裂函数。由于有共振效应, 在超级Z-工厂能够比其它能量处的正负电子对撞机, 更加有效地产生高能量(超出了非微扰区)的夸克(能量不够, t夸克除外), 是实验测定碎裂函数, 特别是重味 c 和 b 的碎裂函数的平台。在超级Z-工厂, 将收集大量统计量的事例并配备高精度的探测器, 碎裂函数的实验测量精确程度无疑将有质的提高。具体能够提高多少可通过对相关物理实验和探测器的蒙特卡罗模拟研究得出。超级Z-工厂的高亮度, 十分有助于对一些过去由于亮度限制而未能实验研究的、有理论预言的双重味强子的碎裂函数和碎裂机制, 例如, 由我国科学家提出的由重夸克碎裂到Bc介子的产生机制, 参见[124], 以及对高扭度碎裂函数的研究, 参见文献[131]。

在超级Z-工厂通过共振产生的大量的到强子的事例, 人们可以测量前面讨论的在量子色动力学共线因子化中出现的碎裂函数, 而且人们还能测量‘极化的碎裂函数’和依赖于横向动量的碎裂函数。超级Z-工厂的亮度足够高, 也是检验理论可计算的双重味碎裂函数。

例如通过质心系能量在Z-玻色子质量的产生过程 $e^+ + e^- \rightarrow b + \bar{b}$ 和 $b \rightarrow \Lambda_b + \dots$ 衰变过程测量 b 夸克到 Λ_b 重子的碎裂函数, 若再通过 $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c + \pi$ 衰变的角分布测量出 Λ_b 的极化, 考虑到Z-玻色子与费米子

同时有矢量流和轴矢量流的耦合，实际上产生的 b 夸克在空间分布上也有一定程度的极化，这样可以测量到 b 到 Λ_b 的极化碎裂函数。

通过正负电子湮灭到一对强子的内含过程 $e^+ + e^- \rightarrow h + h + \dots$ 的测量，人们可以测得依赖于横向动量的碎裂函数，参见文献[132]。这一过程和依赖于横向动量的碎裂函数包含了关于强子化的更丰富的信息，该过程和相关的物理量正在得到更多的研究。

在高能反应理论描述中，部分子分布函数与碎裂函数是两个最重要的‘物理因子’。由于它们的非微扰QCD本质，目前对于包含轻夸克的部分子分布函数与碎裂函数只能基于模型理论参数化，再由精确的实验测量，不仅确定参数化形式及出现的参数，而且是检验和发展非微扰QCD模型理论的重要方面。在实验应用上碎裂函数可用来标记味夸克的味道，是在寻找标准模型之外新物理所需的必要的物理量（因子）。目前人们对部分子分布函数与碎裂函数的研究都由原来的一维纵向动量分布扩展到包含横向动量（三维）的，即所谓的横动量依赖的(transverse momentum dependent:TMD)的分布函数与碎裂函数，所要研究的相应反应过程也由单举深入到半单举过程。研究分布函数最有利的过程就是轻子强子深度非弹性和半单举散射过程，可利用超级Z-工厂的电子束打固定靶实验实现；对于碎裂函数最合适的就是 e^+e^- 湮灭到强子的过程，特别是在Z共振峰处，产生的夸克、反夸克有一定的极化，是研究包括自旋依赖的碎裂函数最理想的场所。

与分布函数相比，碎裂函数由于产生强子的种类很多，可包含有各种味道各种自旋的强子，从而使其内涵更加丰富多彩。其实目前实验和理论研究碎裂函数相对匮乏，可以预见，随着实验的开展，特别是超级Z-工厂能够建设，QCD理论的发展和实验标记观测的喷注的味道等方面的需要，碎裂函数的实验和理论研究将会成为强子物理研究的一个重要前沿领域。

夸克碎裂函数的场论定义

与部分子分布函数类似，碎裂函数有严格的场算符定义，它的不同分量可以由夸克-夸克关联子定义。对碎裂过程，关联子为

$$\hat{\Xi}^{(0)}(k_F; p, S) = \frac{1}{2\pi} \sum_X \int d^4\xi e^{-ik_F\xi} \langle 0 | \mathcal{L}^\dagger(0, \infty) \psi(0) | hX \rangle \langle hX | \bar{\psi}(\xi) \mathcal{L}(\xi, \infty) | 0 \rangle. \quad (78)$$

式中 k_F 和 p 分别是碎裂夸克和强子的四动量， $\Xi^{(0)}$ 的上标(0)表示夸克-夸克的关联子。对于领头阶、高扭度（twist=3,4,...）的碎裂函数，还需要考虑夸克-胶子-夸克的关联子，将用上标(j)表示胶子的数目（参见[132]），在此我们只以扭度为2,即0个胶子的关联子，来定义碎裂函数。我们这个夸克-夸克关联子 $\hat{\Xi}^{(0)}(k_F; p, S)$ 在 γ -矩阵下展开，即，

$$\begin{aligned} \hat{\Xi}^{(0)}(k_F; p, S) &= \frac{1}{2} [\Xi_S^{(0)}(k_F; p, S) + \gamma_5 \Xi_{PS}^{(0)}(k_F; p, S) + \gamma^\alpha \Xi_\alpha^{(0)}(k_F; p, S) \\ &+ \gamma_5 \gamma^\alpha \Xi_\alpha^{(0)}(k_F; p, S) + \sigma^{\alpha\beta} \Xi_{T\alpha\beta}^{(0)}(k_F; p, S)]. \end{aligned} \quad (79)$$

然后对不同自旋的强子 h ，写出其洛伦兹协变的一般形式，就可以给出碎裂函数的不同分量。下面我们给出自旋为0、1/2和1三种情况的结果，我们只考虑对纵向动量分数 z 和横动量 $k_{F\perp}$ 的依赖。

对自旋为0的强子，我们有，

$$\Xi_S^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = ME(z, k_{F\perp}), \quad (80)$$

$$\Xi_{PS}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = 0, \quad (81)$$

$$\Xi_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = p_\alpha D_1(z, k_{F\perp}) + k_{F\perp\alpha} D^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha D_3(z, k_{F\perp}), \quad (82)$$

$$\tilde{\Xi}_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = -\varepsilon_{\perp\alpha\beta} k_{F\perp}^\beta G^\perp(z, k_{F\perp}), \quad (83)$$

$$\Xi_{T\rho\alpha}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p) = -\frac{p[\rho\varepsilon_{\perp\alpha}]\beta k_{F\perp}^\beta}{M} H_1^\perp(z, k_{F\perp}) - M\varepsilon_{\perp\rho\alpha} H(z, k_{F\perp}) - \frac{M^2}{p^+} \frac{n[\rho\varepsilon_{\perp\alpha}]\beta k_{F\perp}^\beta}{M} H_3^\perp(z, k_{F\perp}) \quad (84)$$

共8分量函数。其中扭度为2 (twist-2) 的有两个 $D_1(z, k_{F\perp})$ 和 $H_1^\perp(z, k_{F\perp})$ ，分别是非极化的碎裂函数和横向极化的夸克碎裂有贡献的Collins函数。

对于碎裂到自旋为1/2的强子，碎裂函数与核子的分布函数形成一一对应关系，碎裂过程的夸克-夸克关联子展开式如下：

$$\Xi_S^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[E(z, k_{F\perp}) + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} E_T^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \quad (85)$$

$$\Xi_{PS}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[\lambda E_L(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} E_T(z, k_{F\perp}) \right], \quad (86)$$

$$\begin{aligned} \Xi_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p_\alpha \left[D_1(z, k_{F\perp}) + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} D_{1T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] + k_{F\perp\alpha} \left[D^\perp(z, k_{F\perp}) \right. \\ & + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} D_T^{\perp 1}(z, k_{F\perp}) \left. \right] + \varepsilon_{\perp\alpha\rho} k_{F\perp}^\rho \left[\lambda D_L^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} D_T^{\perp 2}(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha \left[D_3(z, k_{F\perp}) + \frac{\varepsilon_{\perp\rho\sigma} k_{F\perp}^\rho S_T^\sigma}{M} D_{3T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (87)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Xi}_\alpha^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p_\alpha \left[\lambda G_{1L}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} G_{1T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] + M S_{T\alpha} G'_T(z, k_{F\perp}) \\ & - \varepsilon_{\perp\alpha\beta} k_{F\perp}^\beta G^\perp(z, k_{F\perp}) + k_{F\perp\alpha} \left[\lambda G_L^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} G_T^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha \left[\lambda G_{3L}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} G_{3T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (88)$$

$$\begin{aligned} \Xi_{T\rho\alpha}^{(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{1T}(z, k_{F\perp}) - \frac{p[\rho\varepsilon_{\perp\alpha}]\beta k_{F\perp}^\beta}{M} H_1^\perp(z, k_{F\perp}) \\ & + \frac{p[\rho k_{F\perp\alpha}]}{M} \left[\lambda h_{1L}^\perp(z, k_{F\perp}) - \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} h_{1T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + S_{T[\rho} k_{F\perp\alpha]} H_T^\perp(z, k_{F\perp}) - M\varepsilon_{\perp\rho\alpha} H(z, k_{F\perp}) + \bar{n}_{[\rho} n_{\alpha]} \left[M\lambda H_L(z, k_{F\perp}) - k_{F\perp} \cdot S_T H_T(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + \frac{M^2}{p^+} \left\{ n_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{3T}(z, k_{F\perp}) + \frac{n[\rho k_{F\perp\alpha}]}{M} \left[\lambda H_{3L}^\perp(z, k_{F\perp}) - \frac{k_{F\perp} \cdot S_T}{M} H_{3T}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \right. \\ & \left. - \frac{n[\rho\varepsilon_{\perp\alpha}]\beta k_{F\perp}^\beta}{M} H_3^\perp(z, k_{F\perp}) \right\} \end{aligned} \quad (89)$$

共有32个分量函数。其中的8个扭度为2的函数，16个扭度为3的函数，剩余的8个扭度为4的函数。表3中列出了扭度为2的8个函数。

如果考虑自旋为1的介子产生，强子的极化包含矢量极化和张量极化两个部分，矢量极化与自旋为1/2的强子一样，由四维极化矢量 S 描述，张量极化则由一个洛伦兹标量 S_{LL} ，一个矢量 S_{LT} 和一个张量 S_{TT} 描述，它们分别具有1、2、2个独立分量和相应的物理意义。此时，碎裂函数也将分解为依赖于极化矢量 S 部分和依赖于张量极化的部分。依赖于矢量极化部分形式上与自旋1/2情形下完全相同，依赖张量

表 3 自旋为1/2的粒子的8个领头扭度张量极化依赖的碎裂函数分量

quark polarization	hadron polarization	TMD FFs	integrated over $\vec{k}_{F\perp}$	name
U	U	$D_1(z, k_{F\perp})$	$D_1(z)$	number density
	T	$D_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	
L	L	$G_{1L}(z, k_{F\perp})$	$G_{1L}(z)$	spin transfer (longitudinal)
	T	$G_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	
T	U	$H_1^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	Collins function
	$T(\parallel)$	$H_{1T}(z, k_{F\perp})$	$H_{1T}(z)$	spin transfer (transverse)
	$T(\perp)$	$H_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$		
	L	$H_{1L}^\perp(z, k_{F\perp})$		$\times$

极化的部分由下式给出，

$$z\Xi^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[S_{LL} E_{LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} E_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} E_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \quad (90)$$

$$z\tilde{\Xi}^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = M \left[\frac{\epsilon_\perp^{k_F S_{LT}}}{M} E_{LT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_\perp k_{F\alpha} k_\beta S_{TT}^{\alpha\beta}}{M^2} E_{TT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) \right], \quad (91)$$

$$\begin{aligned} z\Xi_\alpha^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p^+ \bar{n}_\alpha \left[S_{LL} D_{1LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} D_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} D_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + k_{F\perp\alpha} \left[S_{LL} D_{LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} D_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} D_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + M S_{LT\alpha} D_{LT}(z, k_{F\perp}) + k_{F\perp}^\rho S_{TT\rho\alpha} D_{TT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) \\ & + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha \left[S_{LL} D_{3LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} D_{3LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} D_{3TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (92)$$

$$\begin{aligned} z\tilde{\Xi}_\alpha^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & p^+ \bar{n}_\alpha \left[\frac{\epsilon_\perp^{k_F S_{LT}}}{M} G_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_\perp k_{F\perp\rho} k_{F\perp\sigma} S_{TT}^{\rho\sigma}}{M^2} G_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + \epsilon_{\perp\alpha\rho} k_{F\perp}^\rho \left[S_{LL} G_{LL}^\perp + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} G_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} G_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + M \epsilon_{\perp\alpha\rho} S_{LT}^\rho G_{LT}(z, k_{F\perp}) + \epsilon_{\perp\alpha\rho} k_{F\perp\sigma} S_{TT}^{\rho\sigma} G_{TT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) \\ & + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha \left[\frac{\epsilon_\perp^{k_F S_{LT}}}{M} G_{3LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_\perp k_{F\perp\rho} k_{F\perp\sigma} S_{TT}^{\rho\sigma}}{M^2} G_{3TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right], \end{aligned} \quad (93)$$

$$\begin{aligned} z\Xi_{\rho\alpha}^{T(0)}(z, k_{F\perp}; p, S) = & \frac{p^+ \bar{n}_{[\rho} \epsilon_{\perp\alpha]\sigma} k_{F\perp}^\sigma}{M} \left[S_{LL} H_{1LL}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} H_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right. \\ & \left. + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} H_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] + p^+ \bar{n}_{[\rho} \epsilon_{\perp\alpha]\sigma} S_{LT}^\sigma H_{1LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{p^+ \bar{n}_{[\rho} \epsilon_{\perp\alpha]\sigma} k_{F\perp\delta} S_{TT}^{\sigma\delta}}{M} H_{1TT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) \\ & + M \epsilon_{\perp\rho\alpha} \left[S_{LL} H_{LL}(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} H_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} H_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + \bar{n}_{[\rho} n_{\alpha]} \left[\epsilon_\perp^{k_F S_{LT}} H_{LT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) + \frac{\epsilon_\perp k_{F\perp\sigma} k_{F\perp\delta} S_{TT}^{\sigma\delta}}{M} H_{TT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) \right] \\ & + \frac{M^2}{p^+} \left\{ \frac{n_{[\rho} \epsilon_{\perp\alpha]\sigma} k_{F\perp}^\sigma}{M} \left[S_{LL} H_{3LL}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{LT}}{M} H_{3LT}^\perp(z, k_{F\perp}) + \frac{k_{F\perp} \cdot S_{TT} \cdot k_{F\perp}}{M^2} H_{3TT}^\perp(z, k_{F\perp}) \right] \right. \\ & \left. + n_{[\rho} \epsilon_{\perp\alpha]\sigma} S_{LT}^\sigma H_{3LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{n_{[\rho} \epsilon_{\perp\alpha]\sigma} k_{F\perp\delta} S_{TT}^{\sigma\delta}}{M} H_{3TT}^{\prime\perp}(z, k_{F\perp}) \right\} \end{aligned} \quad (94)$$

表 4 自旋为1的粒子的10个领头扭度张量极化依赖的碎裂函数分量

quark polarization	hadron polarization	TMD FFs	integrated over $\vec{k}_{F\perp}$	name
U	LL	$D_{1LL}(z, k_{F\perp})$	$D_{1LL}(z)$	spin alignment
	LT	$D_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	
	TT	$D_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	
L	LT	$G_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	
	TT	$G_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	
T	LL	$H_{1LL}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	
	LT	$H_{1LT}(z, k_{F\perp}), H_{1LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$H_{1LT}(z)$	
	TT	$H_{1TT}^\perp(z, k_{F\perp}), H_{1TT}'^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$	

总共有40个分量函数。其中扭度为2的有10个函数，扭度为3的20个函数，扭度为4的10个函数。表4给出扭度为2的10个函数。

如果我们对横动量积分 $d^2k_{F\perp}$ ，我们得到一维碎裂函数的情形。矢量极化部分为，

$$z\Xi_S^{V(0)}(z; p, S) = ME(z), \quad (95)$$

$$z\Xi_{PS}^{V(0)}(z; p, S) = \lambda ME_L(z), \quad (96)$$

$$z\Xi_\alpha^{V(0)}(z; p, S) = p_\alpha D_1(z) + M\varepsilon_{\perp\alpha\rho} S_T^\rho D_T(z) + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha D_3(z), \quad (97)$$

$$z\tilde{\Xi}_\alpha^{V(0)}(z; p, S) = \lambda p_\alpha G_{1L}(z) + MS_{T\alpha} G_T(z) + \lambda \frac{M^2}{p^+} n_\alpha G_{3L}(z), \quad (98)$$

$$z\Xi_{T\rho\alpha}^{V(0)}(z; p, S) = p_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{1T}(z) - M\varepsilon_{\perp\rho\alpha} H(z) + \lambda M \bar{n}_{[\rho} n_{\alpha]} H_L(z) + \frac{M^2}{p^+} n_{[\rho} S_{T\alpha]} H_{3T}(z). \quad (99)$$

张量极化部分为，

$$z\Xi_S^{T(0)}(z; p, S) = MS_{LL} E_{LL}(z), \quad (100)$$

$$z\Xi_{PS}^{T(0)}(z; p, S) = 0, \quad (101)$$

$$z\Xi_\alpha^{T(0)}(z; p, S) = p_\alpha S_{LL} D_{1LL}(z) + MS_{LT\alpha} D_{LT}(z, k_{F\perp}) + \frac{M^2}{p^+} n_\alpha S_{LL} D_{3LL}(z), \quad (102)$$

$$z\tilde{\Xi}_\alpha^{T(0)}(z; p, S) = M\varepsilon_{\perp\rho\alpha} S_{LT}^\rho G_{LT}(z), \quad (103)$$

$$z\Xi_{T\rho\alpha}^{T(0)}(z; p, S) = p_{[\rho} \varepsilon_{\perp\alpha]\sigma} S_{LT}^\sigma H_{1LT}(z) + M\varepsilon_{\perp\rho\alpha} S_{LL} H_{LL}(z) + \frac{M^2}{p^+} n_{[\rho} \varepsilon_{\perp\alpha]\sigma} S_{LT}^\sigma H_{3LT}(z). \quad (104)$$

我们可以看到，依赖于矢量极化的部分，一维情形下共有12个分量函数，扭度为2的3个，扭度为3的6个，扭度为4的3个；张量部分8个，扭度为2的2个，扭度为3的4个，扭度为4的2个。我们在表4中也给出了这些分量。作为参考，我们在表5给出扭度为3的碎裂函数分量。

以上清晰地表明，由于部分子分布函数的研究多局限于核子，与夸克到自旋1/2的重子的碎裂函数相对应；而碎裂函数可以有味度依赖之外，还可以有夸克到不同自旋的强子，能够从不同侧面反映强相互作用的性质。目前已有的碎裂函数的实验研究，虽然已有大量投入，但基本都关注了数密度 $D_1(z, k_{F\perp})$ 方面，与自旋相关的纵向极化转移 $G_{1L}(z)$ 以及矢量介子的张量极化分量 $D_{1LL}(z)$ (spin alignment)等，在LEP-

表 5 扭度3的碎裂函数分量

quark polarization	hadron polarization	TMD FFs	integrated over $\vec{k}_{F\perp}$
U	U	$E(z, k_{F\perp}), D^\perp(z, k_{F\perp})$	$E(z), \times$
	L	$D_L^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$
	T	$E_T^\perp(z, k_{F\perp}), D_T(z, k_{F\perp}), D_T^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, D_T(z)$
	LL	$E_{LL}(z, k_{F\perp}), D_{LL}(z, k_{F\perp})$	$E_{LL}(z), \times$
	LT	$E_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}), D_{LT}(z, k_{F\perp}), D_{LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, D_{LT}(z)$
	TT	$E_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), D_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), D_{TT}^{\perp\perp}(z, k_{F\perp})$	$\times, \times, \times$
	U	$G^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$
L	L	$E_L(z, k_{F\perp}), G_L^\perp(z, k_{F\perp})$	$E_L(z), \times$
	T	$E_T(z, k_{F\perp}), G_T(z, k_{F\perp}), G_T^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, G_T(z)$
	LL	$G_{LL}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$
	LT	$E_{LT}^{\perp\perp}(z, k_{F\perp}), G_{LT}(z, k_{F\perp}), G_{LT}^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times, G_{LT}(z)$
	TT	$E_{TT}^{\perp\perp}(z, k_{F\perp}), G_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), G_{TT}^{\perp\perp}(z, k_{F\perp})$	$\times, \times, \times$
	U	$H(z, k_{F\perp})$	$H(z)$
T	L	$H_L(z, k_{F\perp})$	$H(z)$
	$T(\parallel)$	$H_T^\perp(z, k_{F\perp})$	$\times$
	$T(\perp)$	$H_T^{\perp\perp}(z, k_{F\perp})$	$\times$
	LL	$H_{LL}(z, k_{F\perp})$	$H_{LL}(z)$
	LT	$H_{LT}^\perp(z, k_{F\perp}), H_{LT}^{\perp\perp}(z, k_{F\perp})$	$\times, \times$
	TT	$H_{TT}^\perp(z, k_{F\perp}), H_{TT}^{\perp\perp}(z, k_{F\perp})$	$\times, \times$
	U	$H(z, k_{F\perp})$	$H(z)$

I的实验有些测量，最近Belle、BarBar、BES也纷纷给出或计划从两个 π 介子角分布的关联研究Collins函数 $H_{1T}^\perp(z, k_{F\perp})$ ，但总的来讲实验研究还十分不够。超级Z-工厂将无疑会在碎裂函数的研究上大有作为。

极化碎裂函数和 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow h + \bar{q} + X$ 过程末态粒子的极化研究

e^+e^- 对撞产生强子的两喷注过程中，特别是在Z-玻色子峰附近，产生的形成喷注的夸克是纵向极化的（极化程度见图21），喷注末态的确定强子的极化由上述极化碎裂函数的分量直接联系起来。因此超级Z-工厂是研究自旋依赖的碎裂函数的理想场所。半单举反应 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow h + \bar{q} + X$ （其中的强子 h 对应标量、矢量介子或重子等， $\bar{q}$ 对应于反应过程中的另一个喷注）可用来研究上述各种碎裂函数。以下给出末态强子极化与碎裂函数间的关系。

对于 h 是自旋为1/2的重子和领头扭度(leading twist)下，我们有：

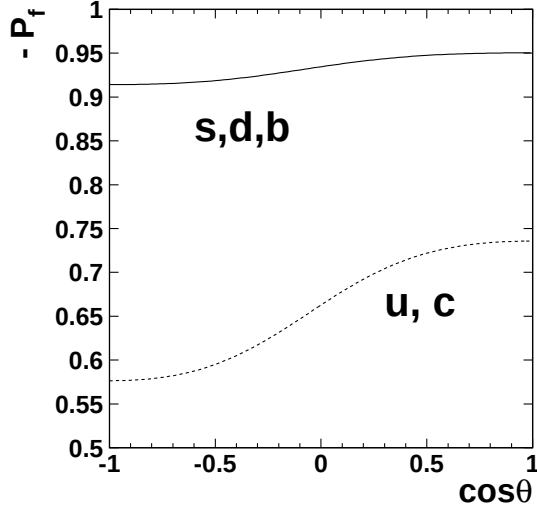


图 21 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ (在Z-玻色子共振峰处) 产生的夸克的纵向极化度, θ 是夸克与电子运动方向的夹角。

$$P_{Lh}^{(0)}(y, z, p_T) = \frac{\sum_q T_0^q(y) P_q(y) G_{1L}(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (105)$$

$$P_{hn}^{(0)}(y, z, p_T) = -\frac{|\vec{p}_T|}{zM} \frac{\sum_q T_0^q(y) D_{1T}^\perp(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (106)$$

$$P_{ht}^{(0)}(y, z, p_T) = -\frac{|\vec{p}_T|}{zM} \frac{\sum_q P_q(y) T_0^q(y) \Delta D_{1T}^\perp(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (107)$$

若计入扭度为3的贡献:

$$P_{hj}(y, z, p_T) = P_{hj}^{(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta P_{hj}^{(1)}(y, z, p_T), \quad (108)$$

$$\Delta P_{Lh}^{(1)}(y, z, p_T) = \frac{4}{zQ} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_y D_L^\perp(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_x G_L^\perp(z, p_T) \right]}{\sum_q T_0^q(y) \hat{D}_1(z, p_T)}, \quad (109)$$

$$\Delta P_{hn}^{(1)}(y, z, p_T) = -\frac{4M}{zQ} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_X \tilde{D}_T(z, p_T) + \tilde{T}_3^q(y) p_Y \tilde{G}_T(z, p_T) \right]}{|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (110)$$

$$\Delta P_{ht}^{(1)}(y, z, p_T) = \frac{4M}{zQ} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_Y D_T(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_X G_T(z, p_T) \right]}{|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}. \quad (111)$$

式中 $\tilde{D}$ 和 $\tilde{G}$ 定义为,

$$\tilde{D}_T(z, p_T) \equiv D_T(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} D_T^\perp(z, p_T), \quad (112)$$

$$\tilde{G}_T(z, p_T) \equiv G_T(z, p_T) - \frac{p_T^2}{z^2 M^2} G_T^\perp(z, p_T). \quad (113)$$

其中‘纵向’取成 h 的运动方向， n 和 t 分别是 h 产生面的法线方向和产生面内的横向。各系数定义为

$$T_0^q(y) = c_1^q c_1^e A(y) - c_3^q c_3^e B(y), \quad (114)$$

$$T_1^q(y) = -c_3^q c_1^e A(y) + c_1^q c_3^e B(y), \quad (115)$$

$$T_2^q(y) = -c_3^q c_3^e + c_1^q c_1^e B(y), \quad (116)$$

$$T_3^q(y) = c_1^q c_3^e - c_3^q c_1^e B(y), \quad (117)$$

其中 $c_1^q \equiv (c_V^q)^2 + (c_A^q)^2$; $c_3^q \equiv 2c_V^q c_A^q$; $P_q(y) \equiv T_1^q(y)/T_0^q(y)$ 是通过 Z 产生的夸克的极化; $A(y) \equiv (1-y)^2 + y^2$ 和 $B(y) \equiv 1 - 2y$, 以电子与夸克的夹角 θ 表示, $A(y) = (1 + \cos^2 \theta)/2$ 和 $B(y) = -\cos \theta$ 。

自旋为1的强子的张量极化：在领头扭度下，各分量与碎裂函数间的关系为，

$$S_{LL}^{(0)}(y, z, p_T) = \frac{\sum_q T_0^q(y) D_{1LL}(z, p_T)}{2 \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (118)$$

$$S_{LT}^{n(0)}(y, z, p_T) = -\frac{2|\vec{p}_T|}{3zM} \frac{\sum_q P_q(y) T_0^q(y) G_{1LT}^\perp(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (119)$$

$$S_{LT}^{t(0)}(y, z, p_T) = -\frac{2|\vec{p}_T|}{3zM} \frac{\sum_q T_0^q(y) D_{1LT}^\perp(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (120)$$

$$S_{TT}^{nn(0)}(y, z, p_T) = -\frac{2|\vec{p}_T|^2}{3z^2 M^2} \frac{\sum_q T_0^q(y) D_{1TT}^\perp(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(y, p_T)}, \quad (121)$$

$$S_{TT}^{nt(0)}(y, z, p_T) = \frac{2|\vec{p}_T|^2}{3z^2 M^2} \frac{\sum_q P_q(y) T_0^q(y) G_{1TT}^\perp(z, p_T)}{\sum_q T_0^q(y) D_1(y, p_T)}, \quad (122)$$

考虑扭度为3的贡献，我们得到，

$$S_{LL}(y, z, p_T) = S_{LL}^{(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta S_{LL}^{(1)}(y, z, p_T), \quad (123)$$

$$S_{LT}^j(y, z, p_T) = S_{LT}^{j(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta S_{LT}^{j(1)}(y, z, p_T), \quad (124)$$

$$S_{TT}^{nj}(y, z, p_T) = S_{TT}^{nj(0)}(y, z, p_T) \left[1 + \frac{M}{Q} \Delta(y, z, p_T) \right] + \Delta S_{TT}^{nj(1)}(y, z, p_T), \quad (125)$$

$$\Delta S_{LL}^{(1)}(y, z, p_T) = -\frac{\sum_q 2 \left[\tilde{T}_2^q(y) p_X D_{LL}^\perp(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_Y G_{LL}^\perp(z, p_T) \right]}{z^2 Q \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (126)$$

$$\Delta S_{LT}^{n(1)}(y, z, p_T) = -\frac{8M}{3zQ} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_Y D_{LT}(z, p_T) + \tilde{T}_3^q(y) p_X G_{LT}(z, p_T) \right]}{|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (127)$$

$$\Delta S_{LT}^{t(1)}(y, z, p_T) = -\frac{8M}{3zQ} \frac{\sum_q \left\{ \tilde{T}_2^q(y) p_X \tilde{D}_{LT}(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_Y \tilde{G}_{LT}(z, p_T) \right\}}{|\vec{p}_T| \sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (128)$$

$$\Delta S_{TT}^{nn(1)}(y, z, p_T) = -\frac{8}{3z^2 Q} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_X \tilde{D}_{TT}^\perp(z, p_T) - \tilde{T}_3^q(y) p_Y \tilde{G}_{TT}^\perp(z, p_T) \right]}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}, \quad (129)$$

$$\Delta S_{TT}^{nt(1)}(y, z, p_T) = \frac{8}{3z^2 Q} \frac{\sum_q \left[\tilde{T}_2^q(y) p_Y \tilde{D}_{TT}^\perp(z, p_T) + \tilde{T}_3^q(y) p_X \tilde{G}_{TT}^\perp(z, p_T) \right]}{\sum_q T_0^q(y) D_1(z, p_T)}. \quad (130)$$

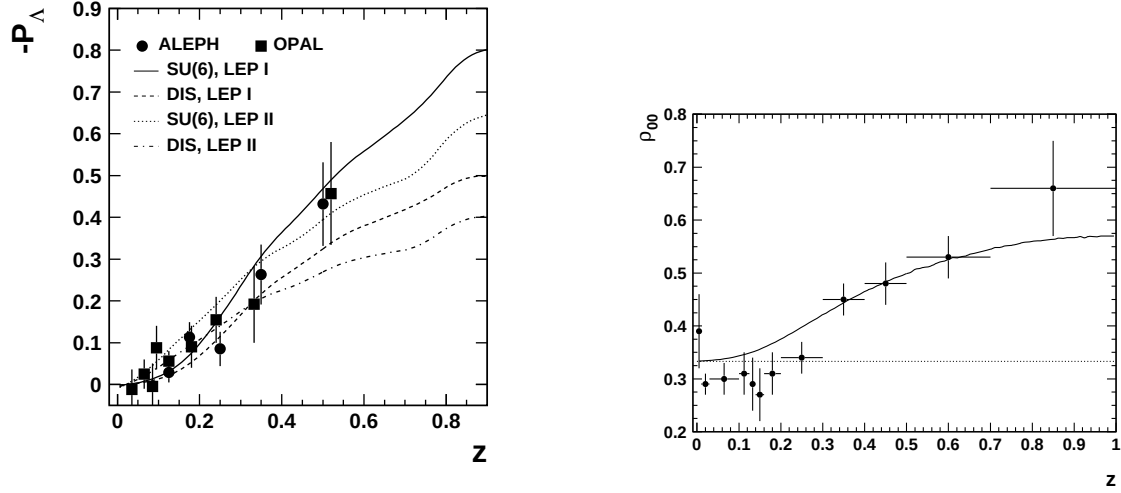


图 22 LEP上对 Λ 纵向极化和 K^* 介子spin alignment的测量结果

式中带 $\sim$ 的碎裂函数的定义为,

$$\tilde{D}_{LT}(z, p_T) \equiv D_{LT}(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} D_{LT}^\perp(z, p_T), \quad (131)$$

$$\tilde{G}_{LT}(z, p_T) \equiv G_{LT}(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} G_{LT}^\perp(z, p_T), \quad (132)$$

$$\tilde{D}_{TT}^\perp(z, p_T) \equiv D_{TT}^\perp(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} D_{TT}'^\perp(z, p_T), \quad (133)$$

$$\tilde{G}_{TT}^\perp(z, p_T) \equiv G_{TT}^\perp(z, p_T) + \frac{p_T^2}{z^2 M^2} G_{TT}'^\perp(z, p_T), \quad (134)$$

实验上, 自旋1/2的超子的极化可以通过其二体衰变产物的角分布测量, 而描写矢量介子张量极化的各个分量也可以通过矢量介子衰变到两个赝标介子衰变产物的角分布来测量。总之, 碎裂函数中强子的极化是可测量的, 对它们系统的测量可以测量到碎裂函数的各个分量, 对QCD理论研究非常有意义。

LEP-I实验中曾对 Λ 超子的纵向极化 $P_{L\Lambda}(z)$ 以及一些矢量介子(如 K^* 、 ρ 、 D^* 等)的自旋顺排(alignment)做了测量, 结果如图22所示。得出对 z 的依赖, 这些结果对自旋依赖的碎裂函数的分量的研究起到重要作用。与LEP-I相比, 超级Z工厂亮度提高5—6个数量级, 将不仅首次可以对这些物理量进行精确测量, 而且可以对这些极化参量进行全面系统测量, 从而为碎裂函数的研究提供系统的数据。

§2.5 重味物理及CP破坏

—— 主要执笔人: 李营, 廖玮, 吕才典, 谢跃红 ——

在标准模型的六味夸克中, 粲夸克(c)、底夸克(b)和顶夸克(t)的质量远大于 Λ_{QCD} , 我们称之为重味夸克。三种重味夸克中, 只有 b 和 c 夸克寿命长过强子化所需要的时间, 能够形成强子(介子及重子)⁹; 若强子中包含这两种味道的一个夸克或反夸克, 我们称之为重味强子。重味物理是研究重味强子的产生和衰

⁹顶夸克质量 $m_t \simeq 173\text{GeV}$, 能够迅速衰变到 $b + W$ 等, 没有时间形成强子, 因此不用考虑含有 t 夸克的强子。

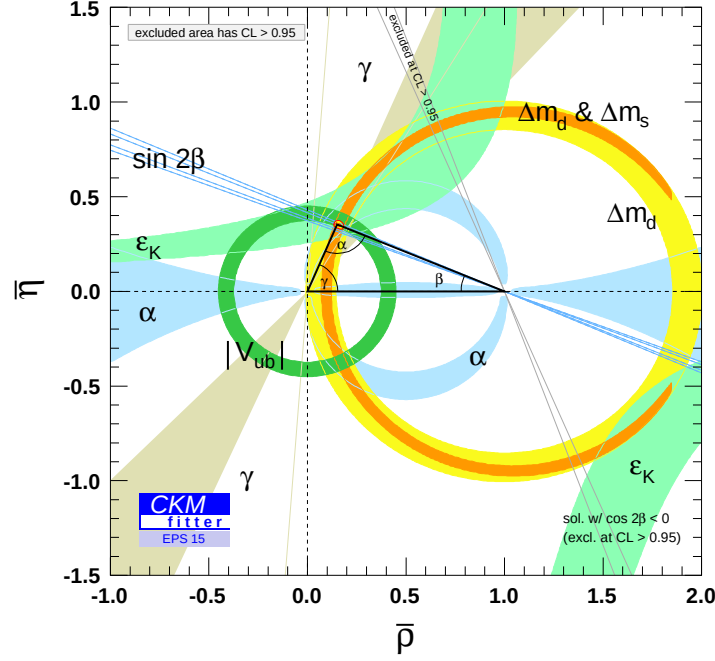


图 23 由CKMFitter合作组提供的对CKM参数 ρ , η 等参数的全局拟合结果, 包含了检验CKM矩阵的幺正性等。

变的物理学科。在标准模型框架下, b 夸克的弱衰变与CKM矩阵(见下文)有非常密切的联系, 因此在研究标准模型中的 CP 破坏问题时 B 介子衰变占有特殊的地位。本节将论述超级 Z 工厂在重味物理及 CP 破坏研究的重要作用和意义。

§2.5.1 概述

标准模型不是终极理论, 自然界中很多物理问题在标准模型中找不到答案。在众多基本问题中, 宇宙中重子-反重子不对称的原因至今未知, 而 CP 破坏是产生此不对称性的必要条件之一。在标准模型框架下, 夸克质量本征态与弱相互作用本征态不一致导致CKM夸克味混合矩阵:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (135)$$

CKM矩阵元中的弱相角导致 CP 破坏¹⁰。此机制在描述味物理领域实验数据方面取得了巨大成功(图23)。

图23显示, B 工厂和LHCb实验的大量实验结果已经把CKM矩阵的四个独立参数确定到了相当高的精度, 且不同测量量之间显示了高度的一致性。然而, 根据目前的理论, CKM矩阵中的弱相位远远不足以解释宇宙中观测到的重子-反重子不对称现象, 寻找新的 CP 破坏来源成为粒子物理的重要热点之一。除

¹⁰如果标准模型中的费米子只有三代, 此CKM矩阵是 3×3 的幺正矩阵; 再考虑到夸克场的不能测量的相因子(通过‘重新’定义夸克场, 将其吸收到夸克场中)后, CKM矩阵的九个矩阵元中只包含三个‘转动’角和一个相因子。 CP 破坏的弱相角即此相因子。

了关注轻子和规范粒子中新的 CP 破坏起源外,有必要通过重味强子的衰变开展更高精度的研究,进一步检验CKM矩阵的幺正性。针对此研究目标,已经确定的实验主要有:超级KEK-B的Belle-II实验;LHC的升级后的LHCb实验。对于超级 Z 工厂,它能够产生大量重味强子,其统计量能达到甚至超过LHCb升级的统计量,它还具有正负电子对撞机本底少、初态完全确定的优点。此外,超级 Z 工厂产生重味强子的能量比Belle-II高,洛伦兹延长效应大,有利于实验排除本底和准确测量衰变时间。若配备与Belle-II一样精度的探测器,则超级 Z 工厂就能够兼备(超越)升级后的LHCb和Belle-II的优点。我们下面将详细探讨超级 Z 工厂在重味物理研究方面的优势。

在超级 Z 工厂上,高速的正负电子束对撞后湮灭到 Z 玻色子,随即 Z 玻色子衰变成两个费米子,继而形成两个高能喷注。如果这两个高能喷注来自 b 和 $\bar{b}$ 夸克对或 c 和 $\bar{c}$ 夸克对,它们中将包含重味强子。如果超级 Z 工厂的积分亮度达到 40ab^{-1} ,根据LEP-I实验上的直接测量结果和粒子数据表中的数据 $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z) \approx 0.15$,我们在表6[145]估算了超级 Z 工厂上几种典型底味强子的产生事例数。为了比较,我们也列出了积分亮度为 50ab^{-1} 时Belle-II实验在 $\Upsilon(4S)/\Upsilon(5S)$ 能量区产生的各种底味强子事例数。通过比较可以看出,超级 Z 工厂的 B 介子事例数比Belle-II高一个量级。特别是,超级 Z 工厂上还可以产生大量的 b 重子,而底味重子在Belle-II由于能量限制则不能产生。对于粲味强子,根据 $\Gamma(Z \rightarrow \bar{c}c)/\Gamma(Z) \approx 0.12$,我们预期在超级 Z 工厂上可以产生约 10^{10} 个 $D^0, \bar{D}^0, D^\pm, D_s, D_s^*$ 。

表 6 超级 Z 工厂(积分亮度为 40ab^{-1})与Belle-II(积分亮度为 50ab^{-1})底味强子产生情况对比。

底味强子	$Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ 中 产生几率	Z^0 处 产生事例数	$\Upsilon(4S)$ 或 $\Upsilon(5S)$ 衰变中 产生几率	$\Upsilon(4S)$ 或 $\Upsilon(5S)$ 衰变中 产生事例数
B^0	0.404 ± 0.009	22.0×10^{10}	$0.486 \pm 0.006\Upsilon(4S)$	4.9×10^{10}
B^+	0.404 ± 0.009	22.0×10^{10}	$0.514 \pm 0.006\Upsilon(4S)$	5.1×10^{10}
B_s	0.103 ± 0.009	5.4×10^{10}	$0.201 \pm 0.006\Upsilon(5S)$	0.6×10^{10}
b 重子	0.089 ± 0.015	4.8×10^{10}		

由于超级 Z 工厂能量较高,洛伦兹延长因子 $(\beta\gamma)_{B,D} = 20$ 与LHCb相当,远大于Belle-II的0.425,这样 B 和 D 粒子的平均飞行距离提高,有助于精确测量中性粒子的混合。典型地,超级 Z 工厂中产生的 D 介子飞行距离为 $2600 \mu\text{m}$,而Belle-II产生的 D 介子飞行距离仅仅为 $290 \mu\text{m}$ 。如果二者探测器的性能一样,超级 Z 工厂对 D 介子混合测量精度将提高一个量级。

正在运行的LHCb及其下一步的升级实验,由于质子-质子对撞能量很高,可以利用获得的海量数据开展广泛的重味物理研究,包括 CP 破坏的高精度测量和稀有衰变寻找[146, 147]。此外,LHCb上产生的 B 和 D 粒子较高的洛伦兹延长因子 $(\beta\gamma)_{B,D} = 20$ 有利于中性 B 和 D 介子的混合和 CP 破坏测量。但是,强子对撞机上碰撞产物非常复杂,且部分子碰撞的初态能量、动量不能完全确定,导致在LHCb实验研究末态涉及中微子的衰变过程(半轻子衰变过程或者需要重建 τ 粒子的过程)和 $B \rightarrow X\gamma$ 等单举过程具有较大困难。此外,LHCb实验对末态含有光子、 π^0 和电子的过程的重建效率也受到量能器性能的限制。对于超级 Z 工厂,它不仅具有LHCb的统计量和大洛伦兹延长因子的优点,而且具有正负电子对撞机的初态能量完全确定、本底相对较少的优点,此外量能器具有较高的设计指标,因此超级 Z 工厂能够对包括中微子末态、光子和电子末态、单举过程在内的许多物理过程开展全面和高精度研究。

硬件上,同电弱物理研究一样,重味物理研究也要求探测器有良好的顶点位置分辨率和粒子能、动量分辨率,且对强子分辨能力有更高的要求。由于 Z 衰变产生的 B 和 D 粒子的洛伦兹延长因子大,末态粒子的动量较大,如何在大动量范围内区分 K/π 、使用何种粒子探测器技术实现、强子鉴别系统如何与其它系统配合,是需要深入研究的问题。

超级Z工厂能够开展与底夸克和粲夸克有关的广泛研究，以下介绍一些典型和特色的内容。

§2.5.2 B_s 衰变及其CP破坏的研究

中性 B 介子混合及CP破坏研究是检验CKM机制和探索超标准模型新现象的重要途径。历史上，两个 B 介子工厂(BaBar和Belle)发现并精确测量了 B_d 混合引起的CP破坏，基本确立了CKM机制对描述味改变和CP破坏的有效性。LHCb自2010年开始运行后，对 B_s 混合和CP破坏开展了一系列研究， B_s 混合角测量结果 $\phi_s = -0.010 \pm 0.039$ 弧度[148]与标准模型预期 $\phi_s^{SM} = -0.036 \pm 0.001$ 弧度符合。为了进一步探测 B_s 混合圈图中新物理粒子的贡献，需要将 ϕ_s 的测量误差降低一个数量级，使之与理论预言的误差相当。LHCb升级后十年内预计可采集 50fb^{-1} 数据，对 ϕ_s 的测量达到0.008弧度的精度。Belle-II实验受能量以及小洛伦兹延长因子的限制，对 B_s 系统CP破坏的测量能力非常有限， ϕ_s 测量只能达到的0.1弧度的精度。

如果超级Z工厂产生 5.4×10^{10} 个 B_s^0 ， $B_s \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$ 的分支比为 3×10^{-5} ，探测效率接近100%，则可以记录到 1.6×10^6 个 $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ 事例，假定时间分辨率可以达到的80 fs (LHCb为45 fs)。在解决强子鉴别问题后，超级Z工厂味道鉴别的有效效率可达到 B 介子工厂类似的30%，比强子对撞机高一个量级。忽略本底的影响，那么超级Z工厂测量 ϕ_s 的精度可以达到约0.006弧度，与LHCb升级后能达到的精度相当，因此超级Z工厂利用 B_s 混合过程探索新物理的能力与升级后的LHCb实验相当。

在超级Z工厂还可以测量 $B_s \rightarrow KK$ 和 $B_s \rightarrow \phi\phi$ 等稀有衰变过程的CP破坏以及 B_s 粒子三体强子衰变的局域CP破坏。对这些强子末态过程的研究需要探测器有良好的 K/π 分辨能力。假设超级Z工厂探测器提供的 K/π 分辨能力与LHCb相当，超级Z工厂在这些测量中能达到的精度也将与升级后的LHCb实验大致相当，有效地探索圈图衰变中新物理的贡献。

§2.5.3 半轻子衰变的研究

超级Z工厂已知的初态为研究半轻子衰变过程提供了便利。在标准模型中，通过 $B_s \rightarrow D_s\mu\nu$ 过程测量 B_s 混合CP破坏参数 A_{sl}^s 是除 ϕ_s 外另外一种探索 B_s 混合过程中新物理贡献的重要途径。我们预计超级Z工厂对 B_s 混合CP破坏参数 A_{sl}^s 的测量精度能达到LHCb升级后类似的精度 (2×10^{-4})。

Babar和Belle两个实验组对 $R_{D^{(*)}} = B(B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu)/B(B \rightarrow D^{(*)}l\nu)$, ($l = e, \mu$)测量结果与标准模型预言有2-3 σ 偏差[149, 150, 151], LHCb也报告了类似的初步结果[152], 这些偏差需要在更高精度进一步证实。需要说明的是，即使LHCb升级后，此类含中微子和 τ 粒子末态的研究因为本底复杂仍然是个棘手问题。总之，对于末态含有 τ 轻子的衰变道，现存的实验都无法给出精确测量。而超级Z工厂初态已知，并且洛伦兹延长效应足够大，研究末态含有 τ 轻子的衰变道具有明显优势。

§2.5.4 $b \rightarrow s/dl^+l^-$ 稀有衰变的研究

在标准模型框架下，部分含有 b 夸克的强子的弱衰变过程在树图级上是禁戒的，只能通过圈图的作用才能够实现，因而这些稀有衰变过程对新物理粒子的贡献非常敏感。测量这些过程的分支比、角度分布或者CP破坏等性质对探索超标准模型新物理有重要意义。在众多稀有过程中，味道改变中性流过程 $b \rightarrow s/dl^+l^-$ ($l = e, \mu, \tau$) 是最典型过程。利用超级Z工厂产生大量事例数，我们可以对此类过程诱导的衰变进行精确测量。需要强调的是，对于末态含有 τ 轻子的衰变道，现存的实验都无法给出精确测量，超级Z工厂具有明显优势。

最近，LHCb实验组在稀有衰变 $B \rightarrow Kl^+l^-$ 中测量得到[153]:

$$R_K = \frac{BR(B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-)}{BR(B^+ \rightarrow K^+e^+e^-)} = 0.745_{-0.074}^{+0.090}(\text{stat}) \pm 0.036(\text{syst}) \quad (136)$$

该结果与标准模型预言 $R_K = 1 + O(10^{-4})$ [154, 155, 156] 的偏差为 2.6σ 。如果这个结果和前面提到的 $R_{D^{(*)}}$ 结果被进一步证实, 可能意味着标准模型的轻子普适性规律被破坏, 需要用新物理理论解释。若新物理存在, 它也会影响 $B^+ \rightarrow K^+ \tau^+ \tau^-$ 过程, 并可能伴有轻子族数不守恒现象。实验上, $B^+ \rightarrow K^+ \tau^+ \tau^-$ 的分支比上限目前仅有 BaBar 实验组的上限 $Br(B \rightarrow K^+ \tau^+ \tau^-) < 3.3 \times 10^{-3}$ [157]。考虑到超级 Z 工厂的性能, 它不仅显著提高 R_K 测量精度, 还能对 $B \rightarrow K^+ \tau^+ \tau^-$ 衰变过程进行精确测量以获取新物理模型的信息。此外, 我们还可以搜索其它轻子族数不守恒过程, 如 $B \rightarrow K^{(*)} \mu^\pm e^\mp$ 与 $B \rightarrow K^{(*)} \mu^\pm \tau^\mp$, $B_{s,d} \rightarrow \mu^+ \tau^-$, $B_{s,d} \rightarrow e^+ \tau^-$ 等。超级 Z 工厂数据量大、本底低的特点, 还有能力开展对 $b \rightarrow s/dl^+ l^-$ 过程中标量形式新物理贡献的全面探索。

LHC 精确测量了 $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 这一迄今为止最稀有的衰变过程 [158]:

$$BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{exp} = (2.8 \pm 0.7) \times 10^{-9},$$

和

$$\frac{BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{exp}}{BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{SM}} = (0.77 \pm 0.20), \quad (137)$$

在标准误差内与标准模型的预言 $BR(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{SM} = (3.65 \pm 0.23) \times 10^{-9}$ [159] 符合。但仍有很多相关工作需要在更高精度下进行探索, 包括对 $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B_s^0 \rightarrow e^+ e^-$, $B_s^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 的寻找, 以及对 $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 的有效寿命与 CP 破坏的测量等。特别地, 标准模型预言 $BR(B_{d,s} \rightarrow \tau^+ \tau^-)$ 大约是 $BR(B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ 的 290 倍, 如果在超级 Z 工厂中能够有效地鉴别出由 $B_{d,s}$ 衰变到两个轻子 (τ^+ 和 τ^-) 的事例¹¹, 这样就可以利用该过程较大数据量, 研究可能的的新物理等。

$B_{d,s} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 过程的两个主要的 CP 破坏观测量 [160] 是与时间相关的 CP 破坏 $A_{CP}(t)$ 和对时间积分后的 CP 破坏 A_{CP} 。分析表明, 在分支比与标准模型符合的情况下, $A_{CP}(t)$ 仍然可以达到 $O(1)$ 的量级。因而, $B_{d,s} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 过程的 CP 破坏可以独立地提供关于新物理的信息, 用作探测新物理很好的观测量 [160, 161]。此外, 测量 $B_{d,s} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 过程中 $B_{d,s}$ 的有效寿命也可以用于探测新物理 [162]。研究表明, $B_{d,s} \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 过程的有效寿命和 CP 破坏是互补但互相独立的观测量 [161]。

对于 B_s , 其较快的 $B_s - \bar{B}_s$ 振荡, $A_{CP} < 3.7\%$ 。因而, 对 $B_s \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 过程, 可以测量 $A_{CP}(t)$, 而 A_{CP} 则较难测量。对于 B_d , 其较慢的 $B_d - \bar{B}_d$ 振荡, A_{CP} 可以达到较大的值 ($< 48\%$)。因而, 对与 $B_d \rightarrow \ell^+ \ell^-$ 过程, $A_{CP}(t)$ 和 A_{CP} 都可能具有可观的值, 都是很好的观测量。值得提醒的是受轻子的衰变长度的干扰, $B_{d,s} \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 衰变顶点难以确定, 因而其衰变时间得不到准确测量。因而, 对于 $B_{d,s} \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 过程, 测量 A_{CP} 是较好的选择。同样因为轻子衰变长度的干扰, $B_{d,s} \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 过程的有效寿命有可能不能得到准确的测量。 $B_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 是测量有效寿命的主要选择。

升级后的 LHCb 实验, 由于其较高的事例率, 可以对 $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 的有效寿命和与时间相关的 CP 破坏进行研究。而对 $B_{d,s} \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 过程, 难以测量除了衰变分支比以外的其它物理量。此外, SuperKEK+BelleII 超级 B 工厂实验由于其较低的能量也不能有效地鉴别两个轻子的事例, 不能精确测量 $B_{d,s} \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 的相关物理量。

超级 Z 工厂亮度和本底低的特点, 有能力对 $b \rightarrow s/dl^+ l^-$ 过程中标量形式新物理的贡献开展有效的探索。特别是超级 Z 工厂可以清晰地鉴别衰变到两个轻子的事例, 因而可以全面测量 $B_{d,s} \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 的分支比和 CP 破坏等。

¹¹ 这样的事例在超级 Z 工厂中观测是有难度的, 即要在探测器中观测到 $B_{d,s}$ 和 τ^+ , τ^- 三顶点, 而它们的洛伦兹延长效应要在三者中 ‘分配’, 因此, 观测这样的事例对探测器中的顶点探测器的性能要求非常高。

§2.5.5 $b \rightarrow s/d + \gamma$ 辐射衰变的研究

B 介子的辐射衰变是对新物理贡献敏感的另一类圈图过程。基于超级 Z 工厂的高性能量能器可以进行的典型工作包括：通过测量 $B_s \rightarrow \phi\gamma$ 过程探索新物理中才出现的右手流[163]；超级 Z 工厂预计可以重建 10^6 个信号事例，使有效寿命的测量达到千分之一量级的相对精度，高于LHCb升级后百分之一的精度。需要指出的是，强子对撞机需要复杂触发条件，使得重建效率与衰变时间有关，给寿命测量带来难以控制的系统误差，而超级 Z 工厂触发简单得多，能显著降低有效寿命测量的偏差。此外，超级 Z 工厂还可以通过测量单举过程 $B \rightarrow X_s\gamma, X_d\gamma$ 探索带电希格斯粒子的贡献。

§2.5.6 底味重子衰变 CP 破坏的研究

迄今为止，我们仅在重子衰变 $\Lambda_b \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$ 过程中观测到重味重子 CP 破坏[164]，因此测量其它含有底夸克的重子衰变过程中的 CP 不对称性将会是超级 Z 工厂的重要任务之一，该类测量不仅可以帮助我们进一步检验标准模型中的 CP 破坏机制，还可以帮助我们提取新物理的贡献。在这里，我们简单列举出CKM压低的第一类和第二类衰变过程：

- 第一类过程， Λ_b 可以衰变到： $p\pi^-, p\pi^-\pi^0, pK^-\bar{K}^0, \Lambda K^-, p\pi^-\pi^+\pi^-, p\pi^-\bar{K}^0 K^-, p\pi^-\bar{K}^0(\bar{K}^0)$
- 第二类过程， Λ_b 可以衰变到： $pK^-, pK^-\pi^0, pK_S^-\pi^-, \Lambda K^+ K^-$
- Ξ_b^- 可以衰变到 $\Lambda^0\pi^-, \Lambda^0\pi^-\pi^0$ 和 $\Lambda^0 K^-, \Lambda^0 K^-\pi^0, \Lambda^0(\bar{K}^0)\pi^-$
- Ξ_b^0 可以衰变到 $\Sigma^+\pi^-, \Lambda^0\pi^+\pi^-$ 和 $\Sigma^+ K^-, \Lambda^0\pi^+ K^-$
- 对于 Ω_b^- ，我们仅列举出 $\Xi^0\pi^-, \Omega^- K^0$

利用超级 Z 工厂产生的 10^{10} 个底味重子[165]， CP 破坏的测量精度将会达到 $10^{-4} - 10^{-3}$!

§2.5.7 粲味强子 CP 破坏的研究

对于粲味物理研究的重要性，我国科学家在《Physics at BES-III》[166]一书中做了相当详细的介绍。需要强调的是，尽管 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合的信号目前已经很明确，但是它们混合参数 x_D 和 y_D 需要更加精确地测量。此外，人们还没有在任何 $D_{(s)}$ 介子系统和粲味重子中测量到 CP 破坏，标准模型预言在单Cabibbo压低过程中的 CP 破坏很小，因此，在粲物理上若发现比较大的 CP 破坏都将是新物理存在的有力证据。超级 Z 工厂可以产生约 10^{10} 个 $D^0/\bar{D}^0/D^\pm/D_s/D_s^*$ ，为寻找粲粒衰变的 CP 破坏提供了有利条件。如前所述，超级 Z 工厂产生的 $D^0/\bar{D}^0/D^\pm/D_s/D_s^*$ 具有较大洛伦兹延长因子，对实验研究带来明显的好处。例如可利用超级 Z 工厂产生的 D 介子，精确测量 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合，并能够观测到 $D^0 - \bar{D}^0$ 混合的 CP 破坏效应[167]¹²。下列我们列举了几个在超级 Z 工厂可以测量的典型过程：

- 对于单Cabibbo压低的过程，标准模型给出的 CP 破坏大小约为 $O(10^{-3})$ ，超级 Z 工厂对 $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ 的测量精度可以达到 $O(10^{-4})$ 。
- 对于双Cabibbo压低的过程，标准模型给出的 CP 破坏近似为零，超级 Z 工厂对 $D^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ 的测量精度可以达到优于 10^{-3} 。

超级 Z 工厂还是研究粲重子 CP 破坏的理想场所。由于半单举过程 $Z^0 \rightarrow \Lambda_c X$ 的分支比为 $(1.53 \pm 0.33)\%$ ，我们预期超级 Z 工厂将会产生约 10^{10} 个 Λ_c 重子，远超过超级 τ -粲工厂或者Belle-II[168]。基于 $B(\Lambda_c \rightarrow p\pi^+\pi^-) \sim 3 \times 10^{-3}$ ，未来实验可以探测 CP 不对称性的精度可以达到万分之一。同时，超级 Z 工厂还可以测量三体过程的局域 CP 破坏，进一步提升对粲系统中 CP 破坏的灵敏度。

¹²大的洛伦兹延长效应是超级 Z 工厂上能够比超级B-工厂更好测出这“间接 CP 破坏”的关键。

§2.6 双重味及双重味强子（介子及重子）物理

—— 主要执笔人：王国利，王建雄，吴兴刚，张肇西 ——

标准模型中的三种重味中的顶夸克 t ，质量($m_t = 173.21\text{GeV}$)大于 W 和 Z 玻色子的质量很多，一旦产生出来即（弱）衰变掉($t \rightarrow W^+ + b$ 等)，它在衰变之前没有机会形成强子（介子及重子），即完全不需要经强子化，即直接进行弱衰变，因此顶夸克 t 这一重味在标准模型中是唯一的，占据着独特的地位。但是超级 Z 工厂的能量远低于能够产生顶夸克 t 所需要的能量，其上产生不出顶夸克 t 来，因此超级 Z 工厂不是直接研究顶夸克 t 的平台。

标准模型中‘剩下’的另两种重味夸克 b 和 c 的寿命长过强子化所需要的时间，所以它们能够在衰变前结合成强子。由于超级 Z 工厂的能量不仅远大于产生一对这两种重味夸克，而且能够产生两对这两种重味夸克。因此，在超级 Z 工厂上可以进行 b 和 c 的双重味的研究。

排除了顶夸克 t ，双重味物理中的强子只能是由 b 和 c 和它们的反粒子这两种味道夸克形成的，包含了两个重味夸克的强子。双重味物理的研究内容包括了各种双重味强子系统的质量谱，这些双重味强子的产生机制、它们的各种衰变性质（寿命、分支比、衰变产物动量分布等）。双重味强子与只由 u, d, s 三种‘轻味’构成的强子一样的地方是必须是颜色单态（色紧闭）等；但是它们的质量大，难于产生，内部相对运动慢能够做非相对论近似，可应用位势模型描述系统的质量谱和内部相对运动，可利用重味夸克的‘大’质量建立有效理论（例如：NRQCD）来处理其产生和衰变等。明显重味强子的基态只能弱衰变，其衰变方式（道）多，相空间相对大，弱衰变导致的寿命在皮秒(ps)数量级，适合应用顶点探测器将它们从大量背景下辨认出来等。因此，使得人们对双重味物理，双重味强子的研究产生特殊的兴趣，将它们置于重要的地位上。

由相同‘味道’正、反重夸克形成的色单态介子，只有 $(c\bar{c})$ 和 $(b\bar{b})$ ，称为重夸克偶素： $(c\bar{c})$ 称为粲偶素； $(b\bar{b})$ 称为底偶素。虽然重夸克偶素的‘成分’是重味夸克，但是由于相同味道的正、反夸克的结合态，组分的‘味道’互相‘抵消’，其整体是无味道（‘隐’味）的。无明显‘味道’的重夸克偶素，能够通过胶子（和/或光子）进行湮灭和产生，造成它们与下面所述的显味的双重味介子 B_c 和重子在性质上有很大的不同。特别是它们容易在实验中产生，自发现第一个重夸克偶素以来，相关实验数据有很多的积累，例如，两个重夸克的相对轨道运动处在 S -波，组分自旋之和为1的态（粲偶素 J/ψ ，底偶素 Υ 及其径向激发态），其量子数与光子的量子数相同，十分容易通过虚光子产生， J/ψ 和 Υ 的发现和迄今已有40多年的历史。

$\bar{b}$ 和 c 夸克结合的体系，最低能态（基态）命名为 B_c 介子（对应的反粒子为 $\bar{B}_c$ ）及其激发态是标准模型中唯一的明显具有双重味介子系统，是‘显味’的双重味介子。 B_c 介子迟迟到1998年才被CDF实验组观测到的事实说明了许多问题，它们与重夸克偶素的重大不同。在首次观测到 B_c 介子之前，粒子物理实验家没有料到观测它的困难度。第一个观测到它的实验组CDF，也是在理论事前详细的预言指导下，才观测到的。至于 $\bar{b}$ 和 c 夸克束缚系统的激发态，根据理论估计目前实验中应该已经产生了可观数量事例，但是在探测器中，实验无法将其从本底中分辨出来，至今实验尚未发现它们！至于由 b 和 c 夸克中的任何两个，再加一轻夸克结合成的颜色单态，所谓的双重味重子，实验至今也还没有观测到¹³。

明显双重味的介子、重子和重味夸克偶素（‘隐’重味）的物理在QCD理论、味物理和位势模型理论中占有重要地位，都还有待解决的重要问题。SZF为它们的实验研究开辟了广阔的新天地，提供解决存留问题的机会，将双重味物理提升到新境界。

¹³LHC上ATLAS组观测到了 B_c 的径向激发态[169]，但没有得到其他实验的证实。SELEX合作组曾报道观测到了 Ξ_{cc} 重子[170]，但也需要其他实验证实

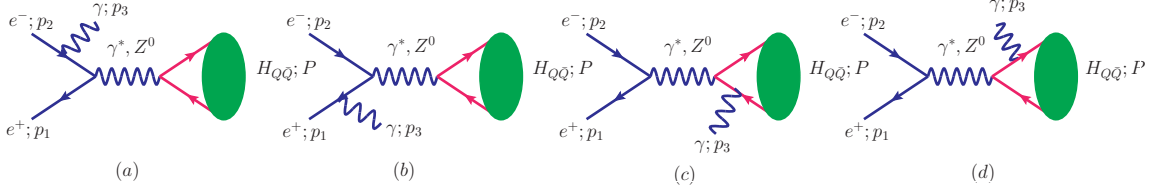


图 24 $e^+(p_1) + e^-(p_2) \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \gamma(p_3) + H(P)$ 过程的费曼图。

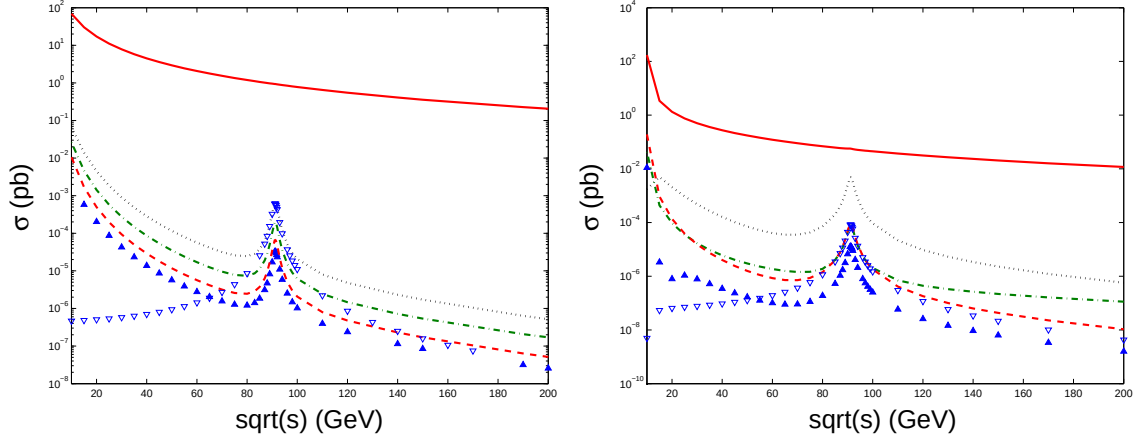


图 25 (颜色曲线) $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + H_{Q\bar{Q}}$ 过程总截面对于对撞能量的依赖. 红实线, 黑点线, 兰实正三角线, 绿点划线, 红段线和空倒三角线分别对应 $H_{Q\bar{Q}}$ 是 3S_1 , 1S_0 , 3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , 1P_1 的态. 左图对应粲偶素产生, 右图对应底偶素产生

§2.6.1 重夸克偶素

由于重夸克偶素和 B_c 介子组分的相对运动是非相对论性的, 位势模型非常适合描述系统的能谱和组分的相对运动[171]。而利用超级Z工厂观测二体末态过程 $e^+(p_1) + e^-(p_2) \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow \gamma(p_3) + H(P)$, 其中 H 可以是 J/ψ 或 η_c 或 χ_{cJ} ($J = 0, 1, 2$) 等粲偶素也可以是 Υ 或 η_b 或 χ_{bJ} ($J = 0, 1, 2$) 等底偶素, 测量出‘单色’的光子和 H 的衰变产物, 即‘一下子’把所有可能 H 的质量测量出来, 完成重夸克偶素的质谱测量[172]。注: Z玻色子的耦合中同时有矢量流和轴矢量流, 所以各种宇称和C-宇称的 H 态都能够在这过程中产生。图25是产生各种介子 H 对于不同正负电子入射能量的产生截面; 表7是对应入射能量在Z玻色子峰处不同的 H 的产生截面。尽管这过程是二体末态, 光子和 H 的能量单色, 其特征明显, 实验探测的效率高, 但从表7中可见一些截面的数值在fb的数量级, 为保证实验能够完成质谱的测量, 超级Z工厂的亮度需要在 $10^{35}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 以上。的很多态具有清晰的标志性的衰变道, 在实验上容易测量, 因此可用于精确地研究QCD理论。特别是, 重夸克的大质量使得相关的过程可采用QCD因子化将其处理成微扰和非微扰

表 7 正负电子对撞在Z玻色子峰 $\sqrt{s} = m_Z$ 处产生不同重夸克偶素的截面。

	3S_1	1S_0	3P_0	3P_1	3P_2	1P_1
$\sigma_{(c\bar{c})}(pb)$	0.934	0.662×10^{-3}	0.328×10^{-4}	0.197×10^{-3}	0.661×10^{-4}	0.615×10^{-3}
$\sigma_{(b\bar{b})}(pb)$	0.565×10^{-1}	0.475×10^{-2}	0.128×10^{-4}	0.838×10^{-4}	0.930×10^{-4}	0.833×10^{-4}

两部分，其中的微扰部分可以用QCD微扰论展开计算，具有普适性的非微扰部分则可以用实验来确定。因此，重夸克偶素的产生以及衰变就给我们提供了一个理想的地方来研究QCD理论。如重夸克偶素，作为多能标体系，可用于研究强子在多个能区的特性，并对国际上存在的多种QCD因子化理论，如QCD色单态模型、NRQCD理论、QCD碎裂机制、 k_T -因子化理论等等，提供了很好检验平台。

重夸克偶素的研究一直是粒子物理中一个重要的研究方向。近年来的一系列理论工作发现 J/Ψ 产生过程的高阶QCD修正贡献很大，这就要求理论预言的结果必须要考虑高阶修正的影响 [173, 174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181]。总结这些理论及其实验进展，我们可以看到，在能区域的强子对撞机Tevatron和LHC上，重夸克偶素产生的横动量分布可以用NRQCD到下一阶的理论计算结果解释，其中颜色八重态部分的贡献非常重要。但是产生重夸克偶素的带极化的横动量分布还不能完全被解释。而在低能区域的正负电子对撞机B工厂上（质心系能量约10GeV），理论和实验结果的对比发现，颜色单态部分的贡献就能很好的解释实验的测量结果，而颜色八重态部分的贡献就成为了超出部分。如对于 J/ψ 产生的遍举过程和单举过程，B-工厂实验与理论预言也有很大的差别。对于单举过程 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + X$ ，其中 $X = c\bar{c}$ 或 gg ，在考虑单圈修正之后，它们的总产生截面仍然比Belle和Babar实验结果要小。对于遍举过程 $e^+e^- \rightarrow J/\psi + \eta_c$ ，考虑单圈强修正以及相对论修正效应之后，NRQCD预言可与Belle和Babar基本一致。在进一步考虑强修正中的重整化能标设定之后 [182]，我们可在一定程度上提高微扰收敛性。但不同文献确定/选择非微扰NRQCD矩阵元取值相差很大，并存在相对论修正较大以及强修正效应并不收敛等理论不确定性，因此理论与实验的一致性仍有待进一步检验。因此对重夸克偶素物理做进一步实验和理论的研究仍然是当今非常有意义的工作。Z工厂的质心对撞能量约为92GeV，在这个中间能区详细和精确的研究重夸克偶素物理，包括对于其产生和极化的横动量分布的测量和计算，对于重夸克碎裂成重夸克偶素的测量和计算，将成为Z工厂的一个非常有意义的研究方向。

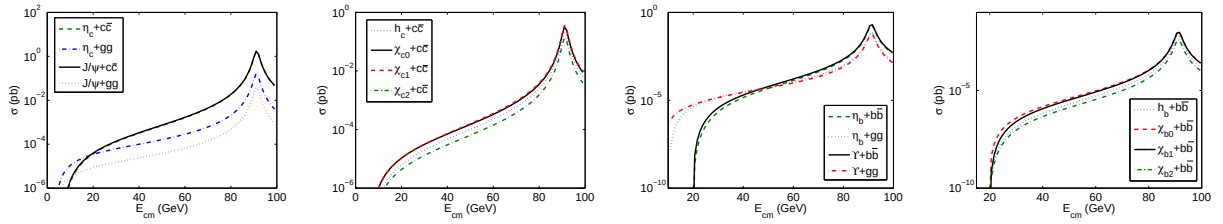


图 26 粲夸克偶素和底夸克偶素通过Z玻色子的单举产生过程， $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow J/\psi + X$ ($X = c\bar{c}$ 或 gg)，随正负电子质心对撞能量 $E_{cm} = \sqrt{s}$ 的变化情况 [183]。

通常情况下，粲偶素和底偶素的产生截面随着正负电子对撞能量的增加而减少，因此超级Z工厂上通过虚光子产生道产生的事例数远比B-工厂上的小；但如图 26所示，Z共振峰增强效应将会增加粲偶素和底偶素的产生截面几个量级，因此超级Z工厂上也能产生足够的粲偶素和底偶素事例。作为B介子工厂实验的重要补充，超级Z工厂也可成为研究粲偶素性质的有用平台。在B-工厂上，由于底偶素的质量接近其正负电子的对撞能量，因此它具有较大阈值效应，导致微扰计算存在很大理论不确定因素，理论预言并不可靠。而在超级Z工厂上，其拥有的足够大对撞能量以及高亮度，可极大地压低阈值效应并用于验证底偶素的产生性质。由于底偶素中的相对速度， $v_b^2 \sim 0.1 < v_c^2 \sim 0.3$ ，因此相比粲偶素，底偶素能更好的验证NRQCD理论。

§2.6.2 显双重味介子和双重味重子物理

在明显具有双重味的强子中， B_c 介子和它的反粒子 $\bar{B}_c$ 及其激发态是标准模型框架内唯一可能的由两种不同重味道的介子。它的明显具有两种‘重味道’特性，导致 B_c 介子和反粒子 $\bar{B}_c$ 的激发态基本是通过

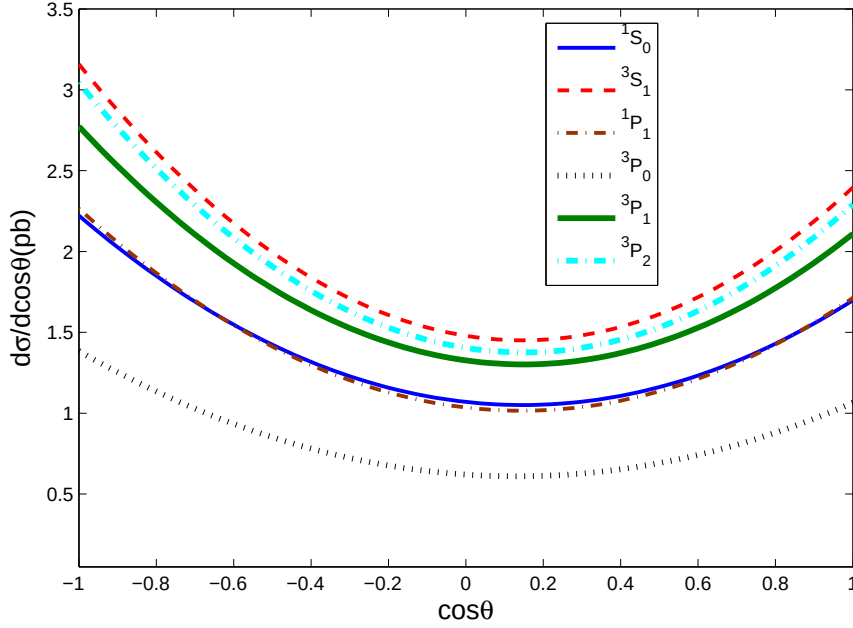


图 27 正负电子束在Z玻色子共振峰处, 过程 $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma') \rightarrow B_c(B_c^*, B_{c,P}^{**}, \dots) + b + \bar{c}$ 的微分截面 (输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$)。为了使P-波介子的微分截面曲线能够画在一个图内, 图中将其截面乘了一个因子10。

级联或直接的强衰变或电磁衰变, 最终衰变到基态 B_c 介子或反粒子 $\bar{B}_c$; 而基态 B_c 介子和它的反粒子 $\bar{B}_c$ 将最后通过弱作用, 衰变到其它味道的强子、强子加轻子或纯粹轻子。由于CKM矩阵元和 b 的 c 两种夸克的质量的实际数值, 导致 B_c 介子中的两种味道的衰变几率可比, 使得 B_c 介子有丰富的, 分支比大小可比的衰变道。因此, 通过 B_c 介子的不同衰变道测量可同时测量出分别与 b 和 c 夸克联系的CKM矩阵元! B_c 介子的组分的两种不同的‘重味’, 在二者结合成束缚状态的过程中, 没有如重夸克偶素的那种两重夸克湮灭到胶子的过程发生, 只有两夸克间的胶子交换, 这样, 在描述双重夸克结合的非相对论系统的位势模型理论中, 对于束缚系统质谱和束缚态波函数的研究上, 没有两夸克湮灭到胶子的贡献, 而且 B_c 介子和它的反粒子 $\bar{B}_c$ 的‘明显’地‘带有’两种重味, 它可作为明显带有两种重味强子(例如: Ξ_{cc}, Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} 等)的‘代表’, 在研究双重味物理上占有特殊地位。

$\Delta(\text{GeV})$	-5	-2.5	-1.5	-0.8	-0.2	0	0.2	0.8	1.5	2.5	5
$\sigma(B_c, {}^1S_0)$	0.15	0.53	1.09	1.91	2.65	2.73	2.68	1.97	1.15	0.56	0.17
$\sigma(B_c^*, {}^3S_1)$	0.21	0.74	1.52	2.67	3.71	3.82	3.74	2.75	1.60	0.79	0.24
$\sigma(B_c^{**}, {}^1P_1)$	0.01	0.05	0.11	0.19	0.26	0.27	0.27	0.19	0.11	0.06	0.02
$\sigma(B_c^{**}, {}^3P_0)$	0.01	0.03	0.07	0.11	0.16	0.16	0.16	0.12	0.07	0.03	0.01
$\sigma(B_c^{**}, {}^3P_1)$	0.02	0.07	0.14	0.24	0.33	0.34	0.33	0.24	0.14	0.07	0.02
$\sigma(B_c^{**}, {}^3P_2)$	0.02	0.07	0.15	0.25	0.35	0.37	0.36	0.26	0.15	0.08	0.02

表 8 $e^-e^+ \rightarrow B_c(B_c^*, \dots) + b + \bar{c}$ 在Z玻色子共振峰附近的截面(以 pb 为单位)。其中 $\Delta \equiv \sqrt{s} - m_Z$ 为正负电子对撞能量 $\sqrt{s}$ 与Z玻色子质量 m_Z 的差。

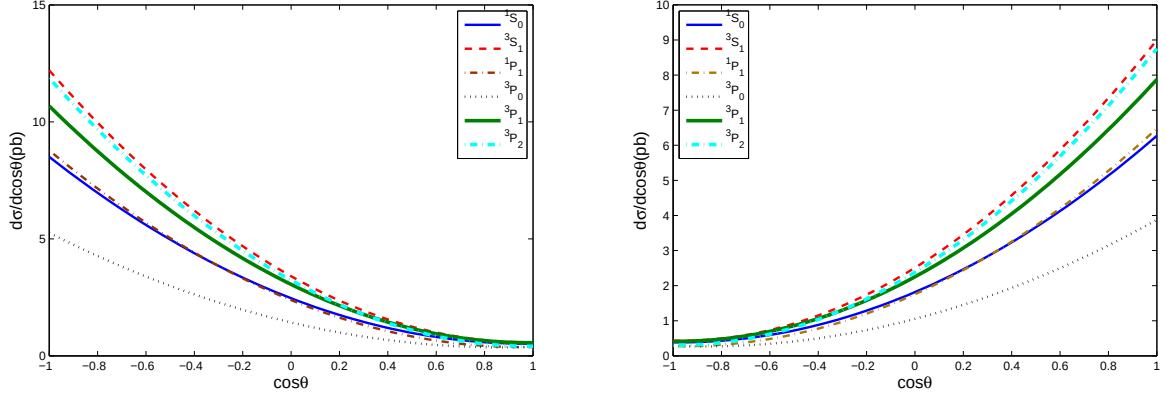


图 28 左图为极化正负电子束在 Z 玻色子共振峰处, 过程 $e_L^+ e_R^- \rightarrow Z(\gamma') \rightarrow B_c(B_c^*, B_{c,P}^{**}, \dots) + b + \bar{c}$ 的微分截面; 右图为极化正负电子束在 Z 玻色子共振峰处, 过程 $e_R^+ e_L^- \rightarrow Z(\gamma') \rightarrow B_c(B_c^*, B_{c,P}^{**}, \dots) + b + \bar{c}$ 的微分截面 (在此统一输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$)。为了使 P -波介子的微分截面曲线能够画在一个图内, 图中将其截面乘了一个因子10。

上世纪九十年代, 人们尝试在当时的 Z 玻色子工厂, 欧洲核子中心 (CERN) 的LEP-I上努力发现双重味 B_c 介子, 但是由于积分亮度不够, 没能发现 B_c 介子。即使如此, 仍然与文献[124]做的理论预言一致。1998年在质子-反质子对撞机Tevatron上的CDF合作组率先发现了 B_c 介子, 之后被其他多个实验组证实。但是由于实验上的种种困难, 至今对于 B_c 介子的实验研究还很初步, 许多弱衰变道和激发态实验上都尚未发现。超级 Z 工厂的亮度将比LEP-I高出 $4 \sim 5$ 个数量级, B_c 介子和它的反粒子 $\bar{B}_c$ 及其激发态的年产额有很大提高, 再利用正负电子对撞机上的实验研究的优势, 有希望在超级 Z 工厂上展开对 B_c 介子弱衰变及其激发态的系统研究, 期待在超级 Z 工厂中率先观测到 B_c 介子的激发态等。相对于大型强子对撞机, 正、负电子对撞机实验的初态正负电子能-动量确定, 背景干净且所有末态粒子的运动学信息可测量等优点 [186], 通过测量适当的微分截面分布, 人们还可获得关于重味夸克与 Z -玻色子耦合的有用信息, 直接检测从重味得来的电弱混合角 (温伯格角) $\sin \theta_W^{eff}$ 等。

为了推动了在超级 Z 工厂上的双重味物理的研究, 近来文献 [187, 188, 189]从理论上深入研究了在超级 Z 工厂中产生 B_c 或 $\bar{B}_c$ 及其激发态问题。文献 [187, 188]是以 Z 玻色子衰变产生 B_c 或 $\bar{B}_c$ 及其激发态方式, 对 Z 玻色子到 $\bar{b}$ 或 b 到 B_c 或 $\bar{B}_c$ 展开了研究。由于文献 [187, 188] 没有利用入射正负电子的能-动量已知的优势, 只给出观测产生出的 B_c 或 $\bar{B}_c$ 的横动量分布等, 没有将初态的 e^+e^- 的已知信息充分利用起来, 因此文献[189]对 $e^+e^- \rightarrow Z(\gamma') \rightarrow B_c(B_c^*, B_{c,P}^{**}, \dots) + b + \bar{c}$ 整体过程做了详细研究, 确实得到了产生的 B_c 及其激发态联系到入射正负电子有意义结果。 $\bar{b}$ (或 b) 到 B_c (或 $\bar{B}_c$) 的碎裂函数理论上可计算[124], 人们可通过实验测量 B_c 或 $\bar{B}_c$ 信息, 再利用碎裂函数推知产生出的 $\bar{b}$ 或 b 夸克的信息。文献[189]给出的不对称性是由电子和夸克与 Z 玻色子耦合造成的, 产生出的 B_c 及其激发态对于入射正负电子有前、后不对称性, 而且这一不对称性对于入射极化的正负电子将有很大的加强 (见图27,28)等, 表明了超级 Z -工厂上测量产生出的 B_c 或 $\bar{B}_c$ 的前、后不对称性, 直接联系 b -夸克与 Z -玻色子耦合的温伯格角 $\sin \theta_W^{eff}$ ¹⁴。注: 虽然文献[189]为了简便, 入射电子正电子的极化在此采用了手征 (L 和 R) 的极化; 由于另外两种 $e_L^+ e_L^-$ 和 $e_R^+ e_R^-$ 极化下截面为零, 因此没有给出这两种极化情形的截面图; 图27,28的结果是不难理解的: 图28中的产生 B_c 的左、右二图的不对称, 才造成图27所示的前后不对称, 以及在固定位置可测出极化的不对称。

¹⁴如果实验要能够精确测量出这一前、后不对称的角分布, 产生出足够多的 B_c 或 $\bar{B}_c$ 介子是必要条件, 因此, 若期望能做出这前、后不对称角分布的精确测量, 超级 Z 工厂的亮度要很高。

在此需要强调的是,在 e^+e^- 对撞机中相关的 B_c 或 $\bar{B}_c$ 介子研究需要利用 Z 玻色子的共振效应,使产生率有强大的提升(见表8),而远离了 Z 玻色子共振,其产生截面将迅速下降(见表9),偏离了 Z 玻色子共振,即使在超级 Z 工厂的高亮度下,也难于积累到足够可供实验研究的事例样本。另外,离开了 Z 玻色子共振时, Z 玻色子交换的贡献降低而虚光子交换的贡献增添进来,矢量流和赝矢流的干涉(前-后不对称性)也将变小。

$\sqrt{s}(\text{GeV})$	$\sigma(B_c, {}^1S_0)$	$\sigma(B_c^*, {}^3S_1)$	$\sigma(B_c^{**}, {}^1P_1)$	$\sigma(B_c^{**}, {}^3P_0)$	$\sigma(B_c^{**}, {}^3P_1)$	$\sigma(B_c^{**}, {}^3P_2)$
180	1.05	1.55	0.11	0.07	0.14	0.15
240	0.47	0.72	0.05	0.03	0.07	0.07

表 9 正负电子对撞能量在180GeV和240GeV时 $e^-e^+ \rightarrow B_c(B_c^*, \dots) + b + \bar{c}$ 的截面(以fb为单位)。

1998年,在美国TEVATRON强子对撞机上的CDF合作组首次发现了 B_c 介子,并给出了基态 B_c 介子质量。后来得得到D0合作组和LHC上的LHCb和CMS合作组证实。现在的粒子表列出的最新 B_c 介子质量值是 $6.2756 \pm 0.0011 \text{ GeV}$ 。ATLAS合作组给出了一径向激发态的质量值为 $6842 \pm 4 \pm 5 \text{ MeV}$ [169]。理论上,位势模型和格点QCD理论可给出较接近于实验测量值的基态质量;但不同理论模型给出的高激发态质量预言存在差别。

B_c 介子只能通过弱作用进行衰变,导致它的寿命在 ps 数量级。实验上利用这一特性和高能下的洛伦兹延长(Lorentz-boost),通过顶点探测器能够非常有效地从复杂本底将其鉴别出来。 B_c 介子主要的衰变方式有单举衰变、半轻衰变、非轻衰变、纯轻子衰变、CP不对称性以及稀有衰变等等。 B_c 介子的单举衰变、半轻子衰变以及纯轻子衰变过程均可用于CKM矩阵元 $|V_{cb}|$ 的测量。半轻子衰变过程最重要的过程是末态是 S 波赝标介子和矢量介子的情形,例如 $B_c^+ \rightarrow J/\psi e^+ \bar{\nu}_e$ ($J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$),该过程目前所获得的实验数据量比较多。而 B_c 介子几个分支比较大的半因子衰变过程: $B_c^+ \rightarrow \eta_c e^+ \bar{\nu}_e$, $B_c^+ \rightarrow \eta_c(2S) e^+ \bar{\nu}_e$, $B_c^+ \rightarrow \psi(2S) e^+ \bar{\nu}_e$, $B_c^+ \rightarrow B_s e^+ \bar{\nu}_e$ 和 $B_c^+ \rightarrow B_s^* e^+ \bar{\nu}_e$ 还没有实验数据或实验数据不多。衰变到末态为 P 波粒子的过程比到 S 波粒子末态复杂,测量起来相对困难;值得指出的是, $B_c^+ \rightarrow \chi_{cJ}(h_c) + \ell^+ + \bar{\nu}_\ell$ 有一定分支比,在有足够事例数的前提下,可用于研究 $\chi_{cJ}(h_c)$ 。非轻子衰变过程远比半轻子和纯轻子衰变复杂。 $B_c \rightarrow B_s^{(*)} + \pi^+/\rho^+$ 有百分之几的分支比。它们可用于研究形状因子、弱混合角,CP破坏等现象。纯轻子衰变过程可用于实验上测量 B_c 介子的衰变常数以及验证理论模型计算得出的 B_c 介子零点波函数。纯轻衰变存在螺旋性压低效应,但它的辐射修正不受螺旋性压低的影响,会有非常大的分支比,如含辐射修正的 e/μ 末态,分支比可达到 10^{-4} 。 B_c 介子可用于研究CP不对称:如 B_c 介子的数据量能达到 $10^6 \sim 10^7$,通过 $D^0 \pi^+$, $D^0 K^+$, $D^{*0} K^{*+}$, $D^{*+} K^{*0}$ 等末态过程,我们有可能发现CP不对称性。 B_c 介子也是研究稀有衰变的另一个渠道。稀有衰变的意义在于,基于标准模型的理论计算将会给出很小的分支比,如果超出标准模型的新物理存在,这些过程会突出新物理的贡献,因此它们是寻找超出标准模型的最理想过程。当然这些过程也有明显的缺点,分支比太小,所需要的数据量巨大。例如标准模型计算的 $B_c \rightarrow D_{s,d}^{(*)} \bar{l} l$ 的分支比为 $10^{-7} \sim 10^{-8}$, $B_c \rightarrow D_{s,d}^{(*)} \gamma$ 分支比为 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 。这些过程之说以对新物理敏感,是因为在标准模型的框架下最低阶的贡献来自于圈图,也因此分支比小,而相对于其他树图对新物理的压低不太明显。如果实验上测量的结果与理论差别较大就很可能意味着有新物理的贡献。总之,有丰富的 B_c 介子及其激发态物理有待实验研究,而超级 Z 工厂将会‘大有作为’的。

人们可利用BCVEGPY产生子程序[184]模拟出 B_c 介子在高能强子对撞机上的产生情况;GENXICC产生子程序[185]可模拟出 Ξ_{cc} 等双重味重子在高能强子对撞机上的产生情况。基于粒子物理常用的PYTHIA程序[191],文献[192]完成了可模拟 B_c 介子在正负电子对撞机上产生的程序BEEC。

BEEC采用改进后的振幅直接求迹方法完成振幅的简化数值处理,极大地缩短了程序运行时间;同时BEEC采用了新方法产生 B_c 介子非权重事例,极大地提高了 B_c 介子模拟产生效率,将来结合探测器

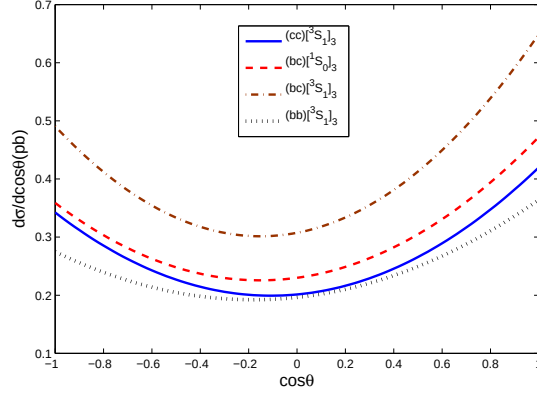


图 29 Z-玻色子共振峰处，正负电子对撞的双重味重子产生的微分截面（以 pb 为单位）。其中 θ 是末态重子与初态电子的夹角（在此统一输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$ ）。为了把 Ξ_{cc} , Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} 的产生截面曲线画到一个图中，将产生 Ξ_{bb} 的曲线乘了个因子10。

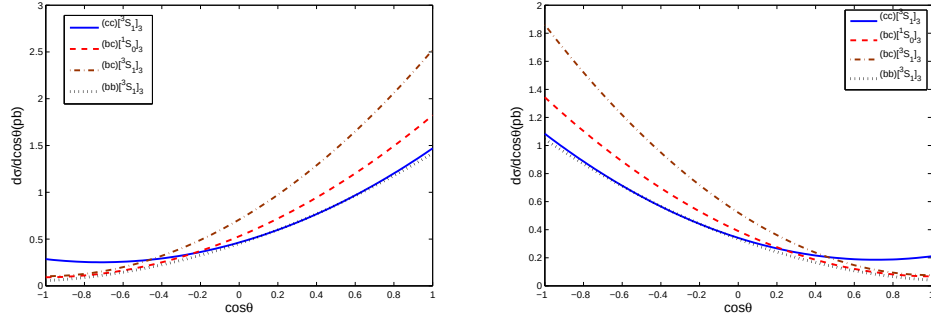


图 30 左图为在Z-玻色子共振峰处极化入射正负电子 $e_R^+ e_L^-$ 对撞的双重味重子产生微分截面（以 pb 为单位）；右图为在Z-玻色子共振峰处极化入射正、负电子 $e_L^+ e_R^-$ 对撞的双重味重子产生微分截面（以 pb 为单位）。其中 θ 是末态重子与初态电子的夹角。为了把 Ξ_{cc} , Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} 的产生截面曲线画到一个图中，将产生 Ξ_{bb} 的曲线乘了个因子10。（在此统一输入了 $\sin^2 \theta_W = 0.231$ ）

可对超级Z工厂上的实验研究进行模拟，可对超级Z工厂上的研究做出具体规划。

重子由三个夸克结合而成，所以它们一定是‘显味’的。标准模型中可能的双重味重子有 Ξ_{cc} , Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} (Ξ_{cc} 表示 Ξ_{cc}^+ 或 Ξ_{cc}^{++} ; Ξ_{bc} 表示 Ξ_{bc}^0 或 Ξ_{bc}^+ ; Ξ_{bb} 表示 Ξ_{bb}^- 或 Ξ_{bb}^0)等。相比于 B_c 介子的产生， Ξ_{cc} 等双重味重子的产生过程理论上分两步进行，即首先产生由两个重夸克形成的双夸克态，然后再碎裂到重子。双重夸克态碎裂到双重味重子的几率非常大，采用碎裂机制认为双重夸克态的产生与对应的双重味重子态的产生截面相差很小。在实际处理中我们可将 J/ψ , B_c 或 Υ -介子产生过程费曼图中的反夸克线通过电荷共轭变换变为夸克线，就可得到 Ξ_{cc} , Ξ_{bc} 和 Ξ_{bb} 等双重味重子的产生截面。实验上有报到美国费米实验室的固定靶实验组SELEX发现了 Ξ_{cc} 重子[170]，但它实验测量值与理论估算相差太大；又没有被其它实验证实；人们期待会最终的 Ξ_{cc} 等重子的发现。文献[189]对超级Z工厂中产生 Ξ_{cc} 等双重味重子的特性做了研究。例如有产生 Ξ_{cc} 等双重味重子的角分布截面图.29和图.30等，这些理论预言的特性对在超级Z工厂上开展双重味重子研究和探测器的设计有指导作用。

理论上双重味重子的衰变可有多种方式，并能够做出预言。例如 Ξ_{cc}^+ 可能的衰变道： $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$

和 $\Xi_{cc}^+ \rightarrow p D^+ K^-$ ，可预计它们的衰变相对分支比约为 0.36 ± 0.21 。在超级Z工厂，完全能够检验这类预言。总之，在超级Z工厂上可开展许多有趣的双重味重子物理的实验研究。与研究 B_c 及其激发态的情形相同，实验在正负电子对撞机上研究 $\Xi_{bc}\Xi_{bb}$ 等重子及其激发态只能在Z-共振峰上进行；远离了共振峰，产生截面迅速下降，事例数少，实验无法成功。

§2.6.3 三重味的重子

三重味重子态（其中的三个夸克都是‘重味’的）也可用于研究QCD理论，强子的结构和重味的弱衰变等，在重味物理的研究中也获得了关注。文献[193]研究了三重味重子 Ω_{ccc} 和 Ω_{ccb} 在强子对撞机上的产生性质：如果LHC积分亮度达到 $10 fb^{-1}$ 时，可产生 10^{4-5} 个三重味重子事例。因为超级Z工厂的质心系能量足够高，能够产生三对重味夸克，因此应该考虑产生三重味重子态的问题。如果采用 Ω_{ccc} 重子的零点波函数为 $0.0781 GeV^3$ [193, 194]，不难估计出在Z共振处产生 Ω_{ccc} 的截面约为 $0.7 fb$ [193, 194]。如果超级Z工厂的亮度为 $10^{34-36} cm^{-2}s^{-1}$ ，其一年的积分亮度可达到 $100 fb^{-1} - 1000 fb^{-1}$ ，因此每年可获得约 $70 - 700$ 个 Ω_{ccc} 事例。实验上，我们可通过 $\Omega_{ccc} \rightarrow \Xi_{ccs} + \pi^+$ 重建出 Ω_{ccc} 事例。但是考虑到探测效率衰变分支比等，在超级Z工厂发现这类三重味重子是有些难度的。

§2.7 强子化模型研究

—— 主要执笔人：金毅，李世渊，司宗国 ——

标准模型中，在强作用下由夸克、反夸克和胶子结合成的颜色单态统称强子。自旋为整数的称为介子，自旋半整数的称为重子。最普通、最简单的介子是正、反两夸克组成的束缚态；最普通、最简单的重子是三个夸克组成的束缚态，最普通、最简单的反重子是三个反夸克结合而成的束缚态。狭义的强子物理是研究这些最普通、最简单强子的质谱，产生，衰变及其相互作用等物理行为的物理。从‘色禁闭’和颜色 $SU_c(3)$ 规范作用的原则要求下，强子可以不只是上述最普通、最简单的介子和重子外，还可以是由纯胶子，多夸克或者夸克与胶子混在一起的强子态。这些‘非普通、简单’的强子，被称为‘奇特强子’态。近些年实验中有迹象表明奇特强子可能存在。非微扰QCD的色禁闭是一个至今仍没有解决的问题。即使人们将其当作公理对待，从高能产生的颜色非单态的客体如何演变到强子亦是很有趣的问题。在这方面整个过程可分为硬、软两阶段，前者可用微扰量子色动力学描写；后者无法用微扰论计算，对量子色动力学是挑战，只能用模型理论来处理。

下面分析在超级Z工厂上研究强子化，研究强子物理和奇特强子所具有的优势。

强相互作用过程可分为硬、软两阶段。在微扰QCD演化下的非微扰能量下的带颜色的夸克、胶子到‘派对’形成色单态的强子过程称为‘强子化’。可见强子化过程是‘软过程’，深入探索强子化这一软过程的机制是研究夸克、胶子禁闭性质的重要方面，涉及到相对论性量子场论的么正性等基本问题[195]等。利用初态没有强子的高能正负电子对撞产生强子的过程，研究强子化具有特别优势，因为强产生过程总会有初态中的部分子直接到末态的成分，研究‘强子化’时必须考虑从初态直接过来的部分子的强子化的行为和贡献，这样所研究的问题既有碰撞产生出的部分子的强子化，又有从初态直接到末态的部分子强子化，使强子化的研究复杂化了，而高能正负电子对撞产生强子过程，只包含产生出的部分子的强子化，没有初态部分子强子化这类的‘复杂化’。在Z玻色子能量共振处，有共振效应，产生截面非常高，可积累大量事例；另外对于 t 夸克之外的五种味道的夸克，Z玻色子的质量已经足够高，在Z玻色子质量的能量下，产生的五种夸克部分子已经是硬过程，在QCD的微扰能区，其产生和能量演化可用微扰QCD理论计算，使得强子化研究的‘初始’条件可以做到‘可控’，因此可预期未来的超级Z工厂将会成为探索强子化机制的最好平台之一。实际上，LEP-I和SLC（历史上的Z工厂）为夸克和胶子的强子化做出了重要贡献，超级Z工厂亮度高，探测器更加精确、灵敏，在‘强子化的研究能够做得更好。

颜色禁闭的原因，真实世界没有渐近形态的自由状态的夸克和胶子，实验只能观测到强子，为了了解过程的末态夸克（胶子），人们不得不从实验直接观测到的强子去‘倒推回’夸克（胶子）行为，这样研究从夸克、胶子到形成色单态强子的‘强子化’在粒子物理研究中有重要的应用，为‘强子化’研究起到‘动力’的作用。

在超级Z工厂上研究强子化问题是研究 e^+e^- 到强子的反应。它可分为四个子过程：一是弱电过程；二是部分子级联过程；三是级联过程结束后产生的末态部分子转化为直生强子的强子化过程；四是强子化得到的不稳定‘直生’强子的衰变过程。其中，部分子级联过程原则上可用微扰量子色动力学进行计算，但当末态部分子数目增多时，需考虑的Feynman图数目急剧增多，很难用传统的矩阵元方法计算。为此人们建立起一些部分子级联模型，并将其与不同的强子化模型结合起来去研究多重产生现象。强子化这一软过程目前仅能通过研究强子化模型展开。目前具有代表性的，主要是Lund弦碎裂模型(LSFM) [196]，Webber集团碎裂模型(WCFM) [197, 198]和夸克组合模型(QCM)等。上述模型（通过调整相应模型参数）可以成功拟合高能过程的大量实验数据。不同的强子化模型反映了不同的强子化机制，一般都可给出强子化末态的整体性质，而要深入研究非微扰量子色动力学，就必须细致区分不同模型的有效性，以此理解不同模型采用的强子化机制。借助于超级Z工厂的高亮度，我们可对各种强子化模型作进一步细致改进和对比[199]，并将其应用到其它高能反应的强子化过程中，以此检验标准模型，并服务于新物理信号的寻找。作为微扰量子色动力学和实验相互沟通的桥梁，结合实验条件（要求）互动地发展和细化强子化模型，为超级Z工厂所有涉及到强子的物理目标提供支撑，是实验的客观要求。

强相互作用是色规范相互作用，在用模型研究强子化过程时，特定的模型必先应用到有确定色状态的部分子系统上，因此需要研究连接微扰与非微扰过程界面的色结构，该界面既是部分子演化的结束，又是强子化过程的起点。探究此界面上不同色结构所给出的强子化结果，将会对色禁闭机制提供重要信息。不同色连接采用同一个强子化模型，将有可能导致强子化结果的不同。在强子化模型产生器中，如PYTHIA/JETSET，通过调节色连接方式，比较对应的强子化结果，并与实验结果相对照，有可能体现对末态多部分子系统色连接方式的选择，从而深入了解非微扰量子色动力学[200, 201]。反之，同一个色连接采用不同的强子化模型，其差别可体现不同强子化机制的不同侧面，是对强子化模型研究的细化。在硬对撞过程中产生的四夸克系统($q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$)中，有许多与色连接相关的现象可供研究，例如特殊强子的夸克重组，软作用对传播子粒子（如 W^+W^- 、 ZZ [202, 203]）重建时的影响，上述问题或多或少均与四夸克间的色连接有关。近来，有关双重重子[204, 205]和‘exotic’粒子的产生机制已在不同的反应中进行了探索[206, 207, 208]。我们最近的系列工作[209, 210, 211]对末态部分子间可能存在一种特殊的色结构进行了细致研究，该色结构对于正负电子湮灭过程中双重重子的产生是必须的选择，而当前流行的强子化模型中还从未考虑如何与这种色结构相连接。在未来的超级Z工厂上，将会积累一大批类如 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \Xi_{cc} + X$ 的事例，从而相关物理量可得到更高精度的测量，对研究上述色连接方式是绝佳的场所。

A. 强子化机制的研究

如前所述，通过将不同强子化模型给出的重味强子产生的结果与实验数据的对比，可获得一些有关强子化现象的有用信息。这里首先对一些流行的强子化模型作简要介绍，然后再讨论超级Z工厂上对应的强子化结果。

A.1 三种常用的强子化模型

弦碎裂模型。该模型最早由Artru和Mennessier在1974年提出的[212]，从1978年开始，LUND大学理论物理组对弦碎裂模型作了进一步发展[213]，并编写了相应的Monte-Carlo程序：JETSET事例产生器。后来又扩展延伸出另一个版本PYTHIA。弦碎裂模型的基本物理图像包括两部分： $q\bar{q}$ 色弦的碎裂和多部分

子系统形成的色弦碎裂。对于最简单的一种情况即 $q\bar{q}$ 色弦的碎裂，当色与反色之间的距离很大时，量子色动力学给出它们之间的相互作用势是线性的，当 q 和 $\bar{q}$ 反向运动时，它们之间的色力线将被局限在一段色流管内，或者形成色的螺旋线（注：色力线究竟是形成色流管还是色螺旋线与真空结构有关）。弦模型中的色弦就对应了色与反色之间的色力线。这就是弦碎裂模型的出发点。当 q 和 $\bar{q}$ 向两边运动时，其动能就会转变为色弦的势能储存起来，势能积累到一定程度时，色弦中就会有新的夸克对 $q'\bar{q}'$ 通过真空激发产生出来。当 $q\bar{q}$ 色弦从真空中激发出一对 $q'\bar{q}'$ 时，LUND模型就认为最初的一段色弦分裂为两段色单态的子弦 qq' 和 $q'\bar{q}$ 。如果子弦的不变质量足够大，它将继续碎裂直到每一段子弦的不变质量都等于相应强子的质量时，碎裂过程才终止。由此可见，LUND模型色弦碎裂的最后结果是产生一段段不变质量等于强子质量的小色弦。这些小色弦的一端是夸克，另一端是反夸克。这样，LUND模型可自然描写介子的产生，但不能自然给出重子产生。为解决这个矛盾，LUND模型引进双夸克对产生机制和‘popcorn’产生机制，以及相关的一系列参数。另外，所有的强子化模型中都需要引入与自旋有关的参数来确定得到的强子的自旋。

Webber集团碎裂模型[198]。这是比较流行的另一个强子化模型，它一般包括下面三部分：(1)色单态集团的形成；(2)不变质量大的集团继续碎裂为小集团；(3)小集团衰变为直生强子。和LUND模型一样，Webber模型也需要引入双夸克对的产生来描述重子的产生，这样最初的色单态集团就衰变成两个重子。由于此模型只采用两体衰变方式，因此它不需要引入额外的自由参数和分布函数就能给出直生强子的动量分布。在这一点上，Webber模型似乎优于LUND模型，但两体衰变本身是一个人为的假定。同样，为了描写直生强子的自旋（确定直生强子的味道），Webber模型中也引入了与自旋有关的参数。

夸克组合模型。夸克组合机制(模型)最早是由Annisocich和Bjorken等人提出的[214, 215]。其最大优点是图像简单，不用引进任何附加机制，就能自然统一地描写重子和介子的产生规律。组合机制成功地解释了强子碰撞反应中甚前快度区的强子产生[216]，即所谓的‘领头粒子’效应[217]。山东夸克组合模型(SDQCM)始于上世纪八十年代早期，谢去病等人从夸克组合模型的基本图像出发，在电子湮灭反应中，系统地提出了夸克产生律和夸克组合律[218, 219, 220]，并在此基础上，把它们推广到多部分子态的情况，用来处理多部分子态的强子化，成功解释了 e^+e^- 湮灭和 $pp(\bar{p})$ 反应中的一系列实验现象，如 $B\bar{B}$ 关联，重子介子比，末态粒子产额以及带电粒子的动量谱等[220, 221, 222, 223]。近来，夸克组合模型又被拓展应用到相对论性重离子碰撞反应中，很好地解释了末态强子的性质如强子多重数、 p_T 谱、椭圆流和强子的快度分布等[224, 225]，并研究了RHIC和LHC能量下不同强子之间的比例[226]。组合模型主要包含夸克产生律和组合律。 $q\bar{q}$ 组成的色单态系统的不变质量（质心能量）为 S ，在此系统的质心系中， q 和 $\bar{q}$ 向相反方向运动，当强子化过程开始时，这一段色弦碎裂成 N 对夸克反夸克，再加上最初的一对夸克，此系统就变成了 $N+1$ 对正反夸克。假定新生夸克对数 N 服从泊松分布，可给出该 $q\bar{q}$ 色单态系统新产生的平均夸克对数，所以称之为夸克产生律。在描写夸克形成强子时，文献[220, 221]证明了快度近关联符合量子色动力学的基本要求，并且由它就可以完全确定夸克组合律。特别地，夸克组合律可自动确定直生重子介子的产生比例，并保证组合强子化过程中幺正性的满足。总之，夸克产生律给出了 e^+e^- 反应中的有效的夸克数目，而组合律可以确定(直生的)总的重子介子比。如果进一步确定了各种直生重子(介子)产生的相对权重，QCM就可以给出各种直生强子；再通过PYTHIA/JETSET处理衰变后，末态强子就得到了。QCM不需要引入额外的附加机制就能统一地解释重子和介子的产生规律，这是夸克组合模型的优点之一；另一个显著优点是参数的数目远少于其他模型中参数的数目。

A.2 超级Z工厂上的强子化结果与讨论

这里我们采用LSFM和SDQCM对超级Z工厂上的强子化过程做了研究，并特别关注重味强子相关的一些物理量，如重子介子比，重子反重子关联等。在利用LSFM的产生器PYTHIA时，我们采用了程序的默认值；而对于SDQCM，则主要依据文献[227]中的取值。表10列出了用LSFM和SDQCM预计的超级Z工厂上的重味强子，如 Ξ_b 、 Σ_b 和 Ω_b 等的多重数。上述粒子至今尚未在Z玻色子能量点测量过，而LSFM和SDQCM给出的预言值相差很大。因此，未来在超级Z工厂上测量上述重味粒子的产生率，将是鉴别不同强子化模型

的重要手段。图31给出了Z玻色子能量点下，重味重子的产生数目与积分亮度间的关系。很明显对于LEP-I, LSFM(SDQCM)关于 Ξ_b^0 的产额预言数目为 $\sim 10^3$ 个；对于 Ω_b^- ，则是几十（百）个。因此，为了有足够的精度来研究重味重子的产生，积分亮度应该提高到足够大。对于超级Z工厂，如果积分亮度可达约 10^4 pb^{-1} ，则根据预言， Ω_b^- 的产额至少可达数千，这样的数量对于重味重子性质的探索以及检验强子化模型，可提供足够高的精度。

表 10 超级Z工厂的强子平均多重数.

Particle	EXP DATA	LSFM	SDQCM
Σ_c^0	—	0.0017	0.0073
Σ_b^0	—	0.0019	0.0102
Ξ_b^0	—	0.0024	0.0065
Ω_b^-	—	0.00006	0.0008

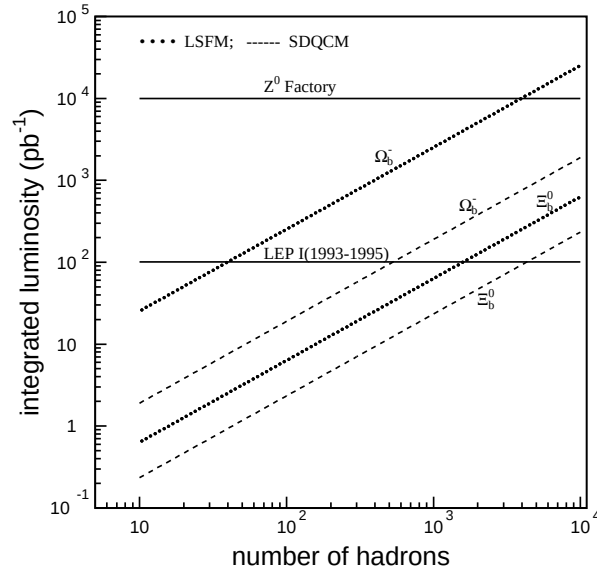


图 31 Z 能量点下积分亮度与重味重子产额间的关系。图中位置偏低的实线代表LEP-I自1993年到1995年Z玻色子质量附近的总积分亮度[228].

重子介子比和 $B\bar{B}$ 关联是更能直接反应强子化机制的两个物理量。在LSFM中，重子介子比可通过自由参数，如 qq/q , $BM\bar{B}/(B\bar{B} + BM\bar{B})$ 等进行调节。SDQCM则在一个统一的框架下描写重子和介子的产生，所以这些比值可自然地得到。表11针对部分强子作了列举，我们发现LSFM和SDQCM均可解释现有的实验数据。在 e^+e^- 湮灭反应中，大多数强子都是直接产生的，即使那些经由衰变产生的，也携带了它们母粒子的主要特征。研究重子特性，特别是 $B\bar{B}$ 味道关联，有助于揭示强子化机制。这里 $B\bar{B}$ 味道关联的定义是 $R_{B\bar{B}} = N \frac{n_{pair}}{n_B + n_{\bar{B}}}$ ，其中 n_{pair} 是 $B\bar{B}$ 重子-反重子对的数目， n_B ($n_{\bar{B}}$)是重子（反重子）的数目， $N = 2(1)$ 当 $B = \bar{B}$ ($B \neq \bar{B}$) [229]。表12给出了LSFM和SDQCM关于重子反重子味道关联强度的预言

值，并与OPAL的实验数据做了比较。从中可以发现，在未来的超级Z工厂上，重味强子产生需要更精细的测量，才能以此来深入理解强子化机制。

表 11 超级Z工厂上的重子介子比。实验数据取自[230].

	EXP DATA	LSFM	SDQCM
$\frac{\Lambda_b^0}{B^0}$	0.188 ± 0.101	0.201	0.239
$\frac{\Lambda_b^0}{B^+}$	0.174 ± 0.090	0.200	0.240
$\frac{\Lambda_c^+}{D^0}$	0.172 ± 0.039	0.121	0.160
$\frac{\Lambda_c^+}{D^+}$	0.446 ± 0.105	0.360	0.351

表 12 LSFM和SDQCM对于重子反重子味道关联的预言。实验数据来自OPAL合作组[229].

	EXP DATA	LSFM	SDQCM
$\Lambda \bar{\Lambda}$	0.49 ± 0.06	0.38	0.48
$\Xi^- \bar{\Xi}^+$	0.04 ± 0.06	0.14	0.15
$\Xi^- \bar{\Lambda} + \bar{\Xi}^+ \Lambda$	0.463 ± 0.099	0.510	0.538
$\Lambda_b^0 \bar{\Lambda}_b^0$	—	0.08	0.12

B. 色连接研究

许多文献[203, 231, 232]对部分子系统的色空间结构进行了研究。对一个确定的部分子系统，其色空间结构存在不同的分解方式，分别对应部分子间不同的色连接方式[233, 234]，并可能导致末态强子分布、关联等性质的差异，相关的探索已在不同的部分子系统中进行过[201, 235, 236]。其中一个重要而有趣的例子就是来自硬碰撞过程的四夸克系统($q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$)，这是一个极其简单的部分子系统，但许多强子化现象都与之相关，藉由它可对量子色动力学性质进行研究，例如特殊强子产生时的夸克重组现象，软相互作用对 $W^\pm$ 等中间波色子的重建影响等等，这些现象背后所蕴含的强子化机制多少都与这四个夸克间的色连接有关。

现在常用的事例产生器(PYTHIA, HERWIG等)，对于含有N个胶子的部分子系统，普遍采用的“标准”色连接方式是色中性流连接，与此相区别的色连接方式中，典型的的就是由几个胶子组合在一起形成色单态而其余部分子属于其它色单态的情况，这种所谓的‘色分离’系统已被广泛讨论过，例如对 $N_c = 3$ 的情况，通过有效哈密顿量方法[237]，我们曾计算过色单态链和色分离态[237, 238, 239]等不同色连接方式的相对几率。对于 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + ng$ 过程，色有效哈密顿量 H_c 用于计算一个确定颜色状态 $|f\rangle$ 的几率振幅 $\langle f | H_c | 0 \rangle$ ，其定义是

$$\begin{aligned}
H_c &= \sum_P (T^{\alpha_{P(1)}} T^{\alpha_{P(2)}} \dots T^{\alpha_{P(n)}})_{ab} D^P \Psi_a^\dagger \Psi^{b\dagger} A_1^{\alpha_1\dagger} A_2^{\alpha_2\dagger} \dots A_n^{\alpha_n\dagger} \\
&= \sum_P (1/\sqrt{2})^n \text{Tr}(Q^\dagger G_{P(1)}^\dagger G_{P(2)}^\dagger \dots G_{P(n)}^\dagger) D^P
\end{aligned} \tag{138}$$

其中， $\Psi_a^\dagger$ 和 $\Psi^{b\dagger}$ 分别是夸克和反夸克的颜色算子； $(Q^\dagger)_a^b = \Psi^{b\dagger} \Psi_a^\dagger$ 是九重态张量算子； $G_u^\dagger$ 是胶子的色八重态算子； D^P 是部分子动量函数，它依赖于部分子的排序 P ， P 意味着 $(1, 2, \dots, n)$ 的某个排列组合，数字是代表部分子的标签。然而，哪一种色连接特别受非微扰量子色动力学支持，或是如何决定某种色连

接相对其它色连接出现的几率，到目前还未发现有着特定的原则来确定上述问题。此类问题在四夸克系统中也可以进行探究。一般来说，色连接特指“色分离态”，然而对于部分子系统整体形成一个色单态的情况[209]，之前还未有过详细研究。在此种色连接方式中，这四个夸克不能形成两个色单态集团，而只能在强子化时作为一个色单态整体来对待。类似的一个特别的例子即 e^+e^- 反应中的双夸克对碎裂，这在文献[209]中已做过探讨，其中的事例触发判选就是寻找两喷注事例，其所对应的运动学构型就是 $(q_1 q_3)$ 和 $(\bar{q}_2 \bar{q}_4)$ 均具有很小的不变质量，可分别作为双夸克和双反夸克来处理，这必然导致产生两个重子，它们分别作为两个喷注的领头粒子。但是上述动量空间构型的限制非常强。

为了判选这种色连接的存在，选择组成含有两个重夸克的强子是便易的，显然该强子来自于双重夸克的碎裂。为此，我们将考察一个四重夸克系统，其中只要求一个 $QQ'(\bar{Q}\bar{Q}')$ 对具有很小的不变质量并作为一个双夸克（或双反夸克）来处理，另外的两个剩余的夸克的不变质量则放开不受限。为明确描述这种所谓的‘exotic’色连接，我们应考虑三喷注事例。双重夸克的强子化不仅可形成双重重子（如 Ξ_{cc} [204, 205]），还可以形成双重的四夸克态（如 T_{cc} [208]），这依赖于该双重夸克是与一个夸克结合，还是与一个双反夸克结合。近来，大批新的束缚态，例如X、Y、Z这样的‘exotic’强子在实验中被发现。人们认为上述粒子的产生机制研究有助于揭示它们的组成结构[206, 207]，其中一个重要的例子就是X(3872)，有关它的产生机制和组成结构，不少工作都进行了细致探索[240, 241]，其结果是将X(3872)解释为‘强子分子’。但与此同时，X(3872)也可以看做是夸克组成为 $cq\bar{c}\bar{q}$ 的四夸克态。对于后者，在我们的理论框架下，如果 $c\bar{c}$ 色单态集团的不变质量恰好处于合适范围，X(3872)就可以通过该集团的强子化得到，例如 $c\bar{c} \rightarrow X(3872) + \dots$ 。在后文中，上述各种可能产生的末态强子均会涉及到。

在图32中，我们给出了 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的产生截面随反应总能量Q的变化分布。对于未来的超级Z工厂，很明显Z能量点所对应的产生截面非常之大，使得彻底研究上面所提及的特殊色连接成为可能。另外，在Z能量点上，重夸克 Q/Q' 应该是c或b夸克，为方便下面的讨论我们将主要以c夸克为例进行。

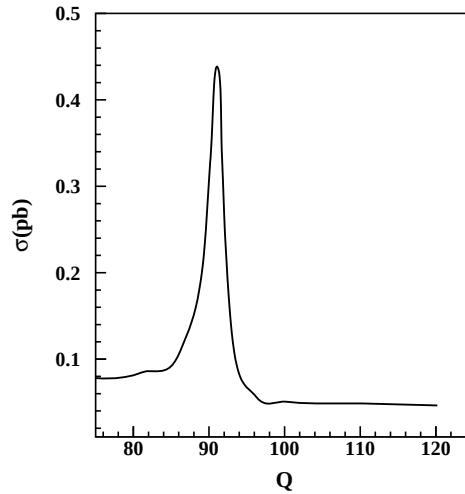


图 32 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的产生截面随反应总能量的分布。

B.1 四夸克系统的色连接

对于 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 系统的色空间的不同分解方式中, 有两种值得我们关注

$$(3_1 \otimes 3_2^*) \otimes (3_3 \otimes 3_4^*) = (1_{12} \oplus 8_{12}) \otimes (1_{34} \oplus 8_{34}) = (1_{12} \otimes 1_{34}) \oplus (8_{12} \otimes 8_{34}) \oplus \cdots, \quad (139)$$

$$(3_1 \otimes 3_4^*) \otimes (3_3 \otimes 3_2^*) = (1_{14} \oplus 8_{14}) \otimes (1_{32} \oplus 8_{32}) = (1_{14} \otimes 1_{32}) \oplus (8_{14} \otimes 8_{32}) \oplus \cdots, \quad (140)$$

其中 3 , 3^* , 1 和 8 分别代表 $SU_c(3)$ 的三重态、反三重态、单态和八重态表示, 下标对应于相关的(反)夸克。上述两种色分解方式在当前流行的强子化模型, 如LSFM和WCFM中均被采用, 夸克或反夸克形成集团或色弦后独立碎裂为强子。另一方面, 所谓的色重组现象就是由上述两种分解方式的不同而导致的, 与其相关的过程例如LEP II的 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-/Z^0Z^0 \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4 \rightarrow 4jets$ [202, 203, 231, 236, 242, 243]。在 $e^+e^- \rightarrow q_1\bar{q}_1 + g^* \rightarrow q_1\bar{q}_1q_2\bar{q}_2$ 过程中, 需要注意的是, $(q_1\bar{q}_1)$ 和 $(q_2\bar{q}_2)$ 是不存在色单态情况的, 但是 $(q_1\bar{q}_2)$ 和 $(q_2\bar{q}_1)$ 对应于(140)式中的 $1_{14} \otimes 1_{32}$, 它们可以作为色单态来处理, 进行独立碎裂[244]。

在(139)和(140)的分解式中, 有一个显著的特征, 即整个部分子系统被分解为超过一个的色单态集团。然而, 对于 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 系统的色空间, 文献[209]指出, 应该存在其它的分解方式, 该方式使得整个部分子系统形成一个整体的色单态, 其中一个有趣的例子是

$$(3_1 \otimes 3_3) \otimes (3_2^* \otimes 3_4^*) = (3_{13}^* \oplus 6_{13}) \otimes (3_{24} \oplus 6_{24}^*) = (3_{13}^* \otimes 3_{24}) \oplus (6_{13} \otimes 6_{24}^*) \oplus \cdots, \quad (141)$$

其中 6_{13} (6_{24}^*)代表 $SU_c(3)$ 的六重态(反六重态)表示。当两个夸克(反夸克)处于 $3^*(3)$ 颜色状态时, 它们彼此间相互吸引形成一个双夸克或双反夸克, 并且如果它们的不变质量足够小, 这样的集团就有一定几率类似双夸克或双反夸克进行强子化, 上述过程可以通过领头重子以及双喷注事例来判选。该过程相应的强子化效应因受相空间限制非常小, 但是如果有未来高亮度的超级Z 工厂的帮助, 相关的物理可观测量就能够给出精确的测量。

另一方面, 还有一种重要情况值得考虑, 即只有一对夸克(反夸克)对不变质量很小, 其它的部分子不变质量不作要求。该情况对应的色结构整体看起来像一个‘大重子’, 可写为

$$(3_1 \otimes 3_3) \otimes 3_2^* \otimes 3_4^* = 3_{13}^* \otimes 3_2^* \otimes 3_4^* \oplus \cdots, \quad or \\ 3_1 \otimes 3_3 \otimes (3_2^* \otimes 3_4^*) = 3_1 \otimes 3_3 \otimes 3_{24} \oplus \cdots. \quad (142)$$

毫无疑问, 有着很小不变质量的(反)夸克对可以像一个(反)双夸克那样强子化为(反)重子(或四夸克态)。更进一步地, 若这四个夸克都是重味的, 即四重夸克系统, 则很容易通过鉴别双重重子(或四夸克态), 来判选这种色构型, 例如对于 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}c\bar{c} \rightarrow h's$ 过程, 我们可以用 Ξ_{cc}/T_{cc} 粒子作为判选条件。在这种情况下, $c\bar{c}$ 作为双夸克将组合一个夸克 q (或双反夸克)以强子化为重子(或四夸克态), 该过程会剩余一个反夸克 $\bar{q}$ (或双夸克)来补偿系统的量子数(以下不作特殊说明, q 均指代轻夸克)。对于剩余系统的强子化, 可以采用某个确定的模型进行描述, 如LSFM或QCM, 对此下文将作详细探讨。

对于 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 系统, 还有以下色分解情况值得考虑:

$$(3_1 \otimes 3_2^*) \otimes 3_3 \otimes 3_4^* = (1_{12} \oplus 8_{12}) \otimes 3_3 \otimes 3_4^* = 1_{12} \otimes 3_3 \otimes 3_4^* \oplus 8_{12} \otimes 3_3 \otimes 3_4^* \quad or \\ (3_1 \otimes 3_4^*) \otimes 3_3 \otimes 3_2^* = (1_{14} \oplus 8_{14}) \otimes 3_3 \otimes 3_2^* = 1_{14} \otimes 3_3 \otimes 3_2^* \oplus 8_{14} \otimes 3_3 \otimes 3_2^* \quad or \\ (3_3 \otimes 3_2^*) \otimes 3_1 \otimes 3_4^* = (1_{32} \oplus 8_{32}) \otimes 3_1 \otimes 3_4^* = 1_{32} \otimes 3_1 \otimes 3_4^* \oplus 8_{32} \otimes 3_1 \otimes 3_4^* \quad or \\ (3_3 \otimes 3_4^*) \otimes 3_1 \otimes 3_2^* = (1_{34} \oplus 8_{34}) \otimes 3_1 \otimes 3_2^* = 1_{34} \otimes 3_1 \otimes 3_2^* \oplus 8_{34} \otimes 3_1 \otimes 3_2^* \quad (143)$$

以上情况与(142)类似, 只不过是有一个夸克反夸克对的不变质量很小, 而放开其它部分子的不变质量。若是四重夸克系统, 则不变质量很小的夸克反夸克对 $Q\bar{Q}$ 有一定的几率强子化为X、Y、Z等新强子态, 例如X(3872)。

下文所描述的工作，其目的主要是：通过研究 Z 能量点下， e^+e^- 对撞机上双重强子（选取 Ξ_{cc} 为代表）的产生以及对应的事例形状，探索上述特殊色连接方式。在应用具体模型计算末态强子产生之前，应该先研究该产生事例的形状，即三喷注事例，因为事例形状与强子化无关，可以作为实验上的可能判选条件来有效地消除背景。

B.2 部分子级的事例形状分析

$e^+e^- \rightarrow Q\bar{Q}Q'\bar{Q}'$ 过程的微分截面可写作

$$d\sigma = \frac{1}{2s} d\mathcal{Lips}_4 |\overline{\mathcal{M}}|^2, \quad (144)$$

其中 s 为反应总能量的平方， $\mathcal{Lips}_4$ 代表4粒子的相空间， $|\overline{\mathcal{M}}|^2$ 是对振幅模方的自旋求和平均。在 Z^0 能量点，我们考察对应于(142)式的三喷注截面，此时 $QQ'(\bar{Q}\bar{Q}')$ 的不变质量要求处于一个确定的小范围，即 $M_Q + M_{Q'} \sim M_Q + M_{Q'} + \delta m$ ($M_{\bar{Q}} + M_{\bar{Q}'} \sim M_{\bar{Q}} + M_{\bar{Q}'} + \delta m$)。以下我们选用DURHAM判据[245]

$$y_{ij} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{cm}^2} \quad (145)$$

来定义喷注。由此可引入参数 y_{cut} ，即当两个粒子满足条件 $y_{ij} < y_{cut}$ 时，可被认为是属于同一个喷注。将该喷注判据应用到部分子级截面

$$d\tilde{\sigma} = d\sigma[\Theta(M_Q + M_{Q'} + \delta m - M_{QQ'}) + \Theta(M_{\bar{Q}} + M_{\bar{Q}'} + \delta m - M_{\bar{Q}\bar{Q}'})] \quad (146)$$

即可得到三喷注事例的截面 σ_{3-jet} 。在上式中， $M_{QQ'}(M_{\bar{Q}\bar{Q}'})$ 代表双夸克（双反夸克）的不变质量。具体计算中，精细结构常数取为 $\alpha = 1/128$ ，强耦合常数取为 $\alpha_s = 0.12$ ， c 夸克质量取为 $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$ ， b 夸克质量取为 $m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2$ 。图33给出了 σ_{3-jet} 相应的结果。图中表明，三喷注截面在 $y_{cut} = 10^{-3}$ 处可达到 10^{-2} pb 。如果超级 Z 工厂的积分亮度约达到 10^5 pb^{-1} ，则重味双夸克的产生事例的数量级可达几千。这使得精细探测如(142)式的特殊色连接的强子化效应成为可能。

B.3 强子化结果

当一个色单态系统的不变质量很大时，其强子化过程会通过利用强作用从真空中不断激发夸克而不断产生分支过程。新产生的夸克和初始夸克组合形成色单态的强子。下面我们以四重夸克系统中的重味双夸克为例，详细描述它的强子化过程。重味双夸克要形成一个双重重子（或四夸克态），需要结合一个夸克（双反夸克）；为了平衡颜色和味道量子数，真空中必须同时产生一个反夸克（或双夸克）。类似的分支过程可以一直持续下去，更多的夸克对和双夸克对不断通过系统与真空的强作用产生，直到整个部分子系统的绝大部分‘内能’都转化为该过程中产生的强子的动能和质量为止。新产生的两个夸克分别与初始的重味反夸克连接形成色弦或组合形成色单态集团，其相应的强子化过程可利用某个具体强子化模型来实现，例如LSFM或QCM。上述过程可不断进行下去，在每一步中，都要为根据相应产生率所产生的特定强子赋予特定的量子数。图34以 $cc\bar{c}\bar{c}$ 为例描述了 Ξ_{cc} 的产生过程。

上述图象中，重味diquark的碎裂可采用Peterson公式[246]

$$f(z) \propto \frac{1}{z(1 - 1/z - \epsilon_Q/(1 - z))^2}, \quad (147)$$

其中 ϵ_Q 是自由参数， $\epsilon_Q \propto 1/m_Q^2$ 。为描写起补偿作用的轻（反）夸克的碎裂，我们采用了Lund组的碎裂函数[247]

$$f(z) \propto z^{-1}(1 - z)^a \exp(-bm_\perp^2/z), \quad (148)$$

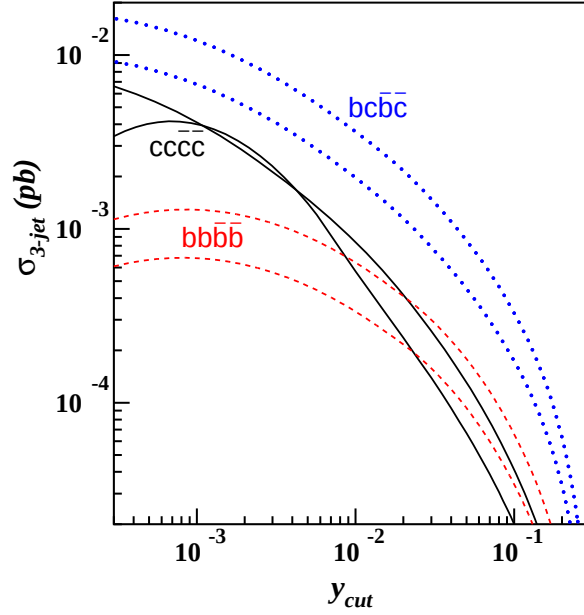


图 33 $e^+e^- \rightarrow QQ'\bar{Q}\bar{Q}'$ 过程的三喷注截面 σ_{3-jet} 随 y_{cut} 的变化。高一些的实线/虚线/点划线对应于 $\delta m = 1.5$ GeV的结果，而低一些的则对应于 $\delta m = 1.0$ GeV的结果。

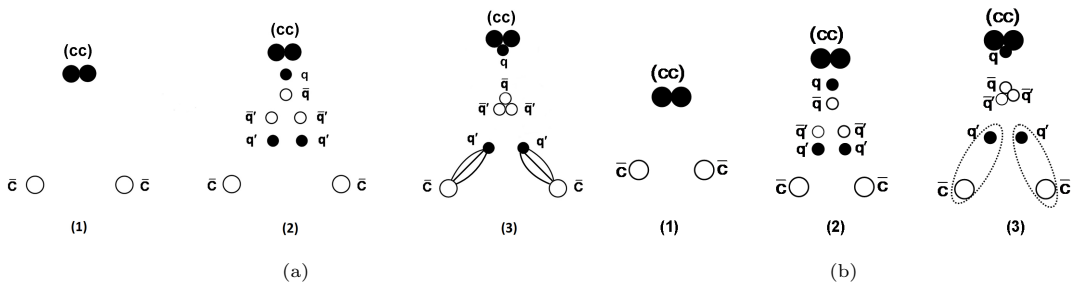


图 34 $(cc)\bar{c}\bar{c}$ 系统的强子化过程，通过真空激发的夸克导致 Ξ_{cc} 的产生。图中黑色实心圈代表夸克，白色空心圈代表反夸克。(a) 在步骤(3)中初始的 $\bar{c}$ 和 $\bar{c}$ 与两个真空激发出的轻夸克连接分别形成两个色弦，因而采用LSFM描写其强子化；(b) 在步骤(3)中初始的 $\bar{c}$ 和 $\bar{c}$ 与两个真空激发出的轻夸克组合分别形成两个色单态集团，因而采用QCM描写其强子化。

其中 a 和 b 是自有参数, 这里和PYTHIA一样, 分别取 $a = 0.3 \text{ GeV}^{-2}$ 和 $b = 0.58 \text{ GeV}^{-2}$ 。

对于可展示出强子化效应的 Ξ_{cc} 的能量分布和相对于冲度轴的横动量分布, 以及喷注的能量分布和不变质量分布等, LFSM和QCM均给出相似的结果, 这里不再赘述。这里值得着重说明的是, 从图34可以看出, 由于只存在两个色弦而不是三个或更多, 在 $\bar{Q}$ 和 $\bar{Q}'$ 之间的相空间并无色弦跨越, 这将导致一个显著的弦效应, 它决定于式(142)所给出的色连接方式, 而与采用何种强子化模型无关, 可作为上述特殊色连接的强子化图象的‘印记’。这一点在图35中阐释得非常清晰。众所周知, 在 e^+e^- 的质心系中, 对于三喷注事例, 由于动量守恒, 所有的三个喷注的三动量必将处于同一个平面($\mathcal{P}$)[248], 利用这点可以直接考察弦效应。这里我们提供了一个数值计算的例子, 首先通过要求任意两个喷注间的夹角不得小于 $\pi/2$, 选取更加对称的三喷注事例; 强子化后产生的每个末态粒子的三动量 $\vec{k}_i$ 投影到平面 $\mathcal{P}$ 上得到平面矢量 $\vec{k}'_i$, 该矢量必处于喷注动量所分隔平面 $\mathcal{P}$ 的三个区域之一; 将含有双重强子的那个喷注的三动量方向选作平面 $\mathcal{P}$ 的 x 轴方向, 则 $\vec{k}'_i$ 和 x 轴间的夹角就是所对应末态粒子的方位角 ϕ 。由此我们就可以统计末态粒子数(或能量)分布 $1/N dN/d\phi$ ($1/E dE/d\phi$)。相应结果见图35, 很明显LFSM和QCM均可给出类似的效应。图中 $\phi=0$ 和 $\phi=2\pi$ 对应着含有 Ξ_{cc} 的喷注的三动量方向, 在 π 附近的 ϕ 则对应没有色弦跨越的区域, 很明显几乎没有末态粒子出现于该区域。图中的峰值位置对应于三个喷注的动量方向。进一步可以发现, 粒子数分布和能量分布非常相近, 所以在实验上观测这里的弦效应, 既可通过径迹探测器测量粒子数实现, 又可通过量能器测量能量来实现。作为对称三喷注事例的弦效应特征的更全面展示, 这里还给出了粒子数随快度和横动量的分布图。图36中形似燕尾的分布结构很明确地展示了弦效应。通过辨析粒子快度和横动量的等值线, 三个喷注可以很好地被区分开来。一旦在超级Z工厂上观测到了 Ξ_{cc} 并累积获得大批事例, 这种弦效应即可被确证, 从而色流方法可被拓展到LHC和ILC等可能产生的带色重味粒子[249, 250]的研究上。

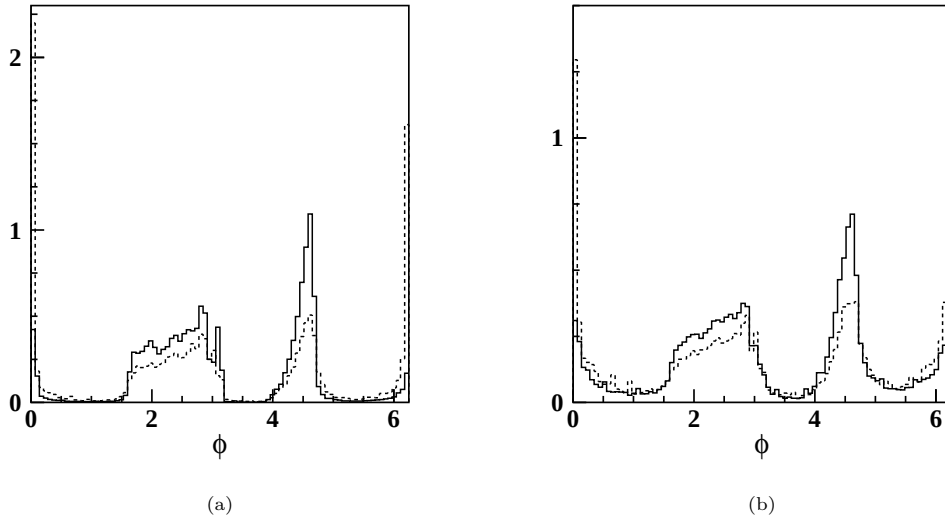


图 35 $e^+e^- \rightarrow \Xi_{cc} + X$ 事例过程的三喷注事例的弦效应. (a) 实线(虚线)代表采用QCM (LSM)时 $\frac{1}{N} \frac{dN}{d\phi}$ 的结果; (b) 实线(虚线)代表采用QCM (LSM)时 $\frac{1}{E} \frac{dE}{d\phi}$ 的结果. 这里所选取的对称三喷注事例要求任意两个喷注间的夹角不得小于 $\frac{\pi}{2}$.

§2.8 奇特强子的研究

—— 主要执笔人: 李世渊, 刘翔, 司宗国, 赵强 ——

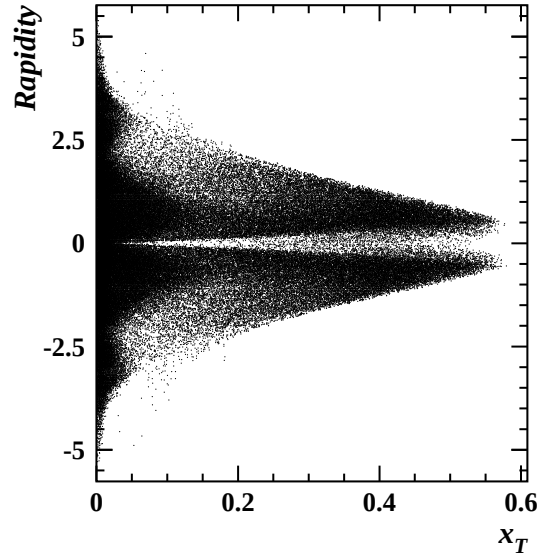


图 36 粒子数分布随快度和横动量的变化。两个黑色形如燕尾的区域对应于两个 c 碎裂形成的喷注。 $x_T = 0$ 附近的黑色区域对应于含有 Ξ_{cc}/T_{cc} 的另一个喷注。

在夸克模型理论[253]中,介子是正、反夸克的束缚态,重子是三个夸克的束缚态(为叙述方便在下文中,将这类介子和重子称为‘普通强子’)。如果仅从QCD的色禁闭的‘允许’为判据,‘介子’中还可以有只由胶子构成的纯胶子束缚态(胶球)、两对正、反夸克结合成的四夸克束缚态、可一对正、反夸克加一胶子的束缚态等;‘重子’中还可以有三个夸克加一个胶子、三个夸克加一对正、反夸克的五夸克束缚态等。人们把这些一对正、反夸克结合成的介子和三个夸克结合成的重子之外的‘介子’和‘重子’统称为‘奇特强子’。寻找‘奇特强子’(不同于原子核的、色禁闭‘允许’的由6,9,12,...夸克构成的束缚态也包括在其中)是强子实验物理研究的重要课题之一,而且已经有相当长的历史了。但至今寻找和理解‘奇特强子’的研究一直在进行中[254]。虽然关于胶球在内和只包含轻夸克 u, d, s 的奇特强子的实验研究已经有很多,但是这些奇特强子的量子数与许多通常强子的激发态的量子数相同,因此在相互作用下奇特强子态与通常的强子激发态将会发生混合,使得实验和理论研究工作难于做出发现或确认只含轻夸克和胶子构成的奇特强子结论,至今尚停留在发现了一些可能的‘候选者’的状态。

如果奇特态中包含一个或多个重夸克 c 或 b 夸克(t 夸克质量大于 b 夸克和W玻色子质量之和,一旦产生,将迅速衰变,无时间形成强子,因此不存在含 t 夸克的强子),由于这两种重夸克的质量彼此相差很大($m_c \simeq 1.5\text{GeV}$, $m_b \simeq 5.0\text{GeV}$),它们的质量都大出 u, d, s 夸克的质量很多,因此,含重夸克的奇特强子与通常强子的基态和激发态的混合要简单,而且实验能够观测到其中的重夸克的弱衰变等,在研判含有重夸克 c 或/和 b 夸克的奇特强子比只包含轻夸克的奇特强子相对容易。因此,近年来实验上确实观测到了众多包含两个重夸克的奇特强子候选者(X, Y, Z 粒子)。最终肯定这些候选者和为了解这些候选者的结构,即它们是多夸克不存在色单态团的多夸克态还是有色单态团的所谓分子态还是这二者的混合等,需要发现更多的相关的新候选者和这些态的产生、衰变实验信息。

在B-工厂和我国的BEPC+BES上陆续发现许多 X, Y 和 Z 介子,有的还在强子对撞实验和B介子的衰变产物中得到证实;特别是,最近LHCb还报导了从 $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K$ 中观测到 $P_c^+(4450)$ 和 $P_c^+(4450)$ 两个‘重子奇特态’[251]。在PDG的粒子表中,把这些 X, Y 和 Z 介子统称为 X 粒子。它们很可能是多夸克或夸克与胶子构成的混杂态,但目前尚不能做出肯定的结论。

对于产生这些含重夸克的奇特强子而言，超级Z工厂的能量已经足够。例如在正负电子对撞环境下研究LHCb报导的在 $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K$ 过程中观测到 $P_c^+(4450)$ 和 $P_c^+(4450)$ ，B-工厂的能量不够高，难以产生大量的 Λ_b 重子。而在超级Z工厂由于共振效应和高亮度，能够产生十分多的 Λ_b 重子，能够在正负电子对撞环境下去验证LHCb的报导；能够寻找和发现理论上预言的其它类似的五夸克态[252]。而且在超级Z工厂上观测直接产生 $P_c^+(4450)$ 和 $P_c^+(4450)$ (不是通过 Λ_b 重子的衰变)也是十分有意义的，无论实验结果如何（观测到或观测不到直接产生），对判断 $P_c^+(4450)$ 和 $P_c^+(4450)$ 的本性都有所帮助。

§2.9 双光子物理

—— 主要执笔人：乔从丰，司宗国，杨中娟 ——

近几年我国粒子物理学界的研究，初步认为在BEPCII之后建造超级Z工厂[255]是我国未来高能加速器物理需要重点考虑的方案之一。超级Z工厂的物理目标及可进行研究的‘特色物理’在前面已有论述，而在超级Z工厂这样的高能正负电子对撞机上也可以实现双光子物理的研究。原则上，利用超级Z工厂中加速得到的电子、正电子束对撞，专门挑选出对撞后的电子、正电子基本向前的小角度事例，即挑选出虚光子接近于实光子的双光子过程，实现对双光子对撞过程的研究（图37-左图）；也可以利用激光分别和正负电子进行康普顿散射产生出的实光子实现双光子对撞（图37-右图，图中初态入射光子代表激光束）。这样添加适当的激光器，产生出的高能实光子束的强度相当高，转换为光子-光子对撞。这样的‘改造’，使超级Z工厂实际上也为我们提供了一个光子对撞实验平台，可将它称为‘双光子对撞机’。如果是

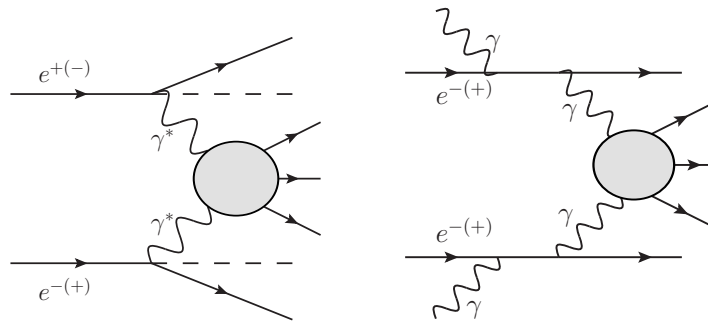


图 37 （左图）正负电子束朝前散射，两接近质壳的虚光子（ γ^* ）对撞；（右图）激光（图中的初态光子）与正负电子康普顿散射产生出的两高能光子（ γ ）发生对撞。

前者，直接利用超级Z工厂中加速得到的电子、正电子束对撞，只是专门挑选对撞后的电子、正电子的朝前小角度事例，挑选出双光子过程，那么在超级Z工厂上开展双光子对撞的实验研究，不需要‘改造’和增加超级Z工厂的硬件，只需开发适当的数据分析软件即可。但是在此需要指出的是这两种双光子对撞模式的对撞能量都比Z玻色子的质量低，它们中间没有Z玻色子共振效应。

双光子散射过程具有许多独特的优点。由于双光子的特有量子数，使得散射过程产生与其量子数相符合的态的产生率很高，用双光子对撞研究具有这些量子数的态有很大好处。其次，光子可以直接与许多标准模型中的带电粒子（轻子、夸克、W玻色子）以及超对称模型的超对称伴粒子等直接耦合，光子也可以（通过高阶图）间接与一些中性粒子（胶子、Z玻色子及Higgs玻色子等）耦合。正负电子对撞机的能量比Z工厂更加高，Higgs粒子能够产生出来时，许多Higgs物理和弱电领域的其它问题能在双光子道中得以研究[257]。相对正负电子对撞机而言，‘双光子对撞机’可通过对初始激光极化度的控制，实现对对

撞的双光子的自旋的控制，这对末态信号的挑选及本底的压低都很有帮助，或者说可以帮助我们找到易于区分信号和本底的敏锐可观测量。因此双光子散射过程可以实现许多重要课题的研究。

双光子散射过程能够开展相当多的特色物理的实验研究，双光子散射过程为研究QCD物理提供了新的研究领域等。在超级Z工厂的双光子散射过程中可以实现如下的实验研究：

1) 双光子融合为强子的总截面[258]：

双光子到强子对的遍举过程是研究QCD物理的典型过程之一。比如类时的康普顿过程，其中强子产生的总截面是个非常重要的观测量。它为我们提供高能光子中的强子化涨落的信息，这有利于我们更好地研究QCD物理中夸克和胶子描述的强相互作用动力学。这些动力学过程包含相对大的尺度，理论上的复杂性和非微扰的本性，不能由第一性原理预测它们。在这方面，唯象模型有了一定的发展：不仅包含了强子化模型还包括了小喷注模型的发展。对于理解简单规范粒子的复杂强子化量子涨落方面的动力学，双光子散射实验占有非常重要的地位。

2) 光子中的部分子（胶子、夸克）分布函数：

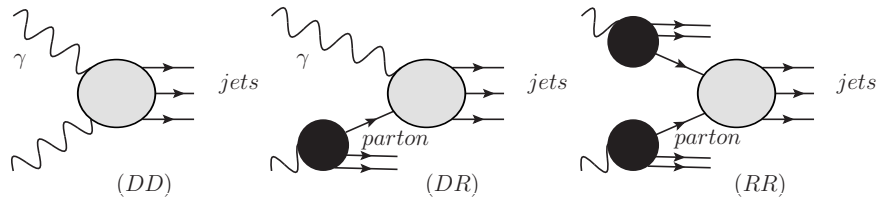


图 38 双光子产生喷注过程 $\gamma\gamma \rightarrow jets$ 的三类情况，其中DR和RR涉及光子分布函数。

对双光子碰撞后的强子化末态的精细测量可以很好地研究光子中的夸克、胶子分布函数。其中，以下两个过程比较重要：(1)由子过程产生的双喷注过程（图38-DR）[259, 260]；(2) 粲夸克的产生过程（图38-RR,中心喷注中含粲夸克）[261]，对产生机制非常敏感。在一定的运动学区域中的喷注产生为光子中的胶子融合机制所主宰，因此它们对光子中的胶子分布函数非常敏感。一般双光子产生喷注的过程的贡献明显地可以分为三个部分组成：两个光子的直接与夸克耦合（DD机制），一个光子与另一个光子的部分子耦合（DR机制），两个光子的部分子耦合（RR机制）。后面两种喷注产生机制在光子不是足够硬的时候起主要贡献。在初始光束的能量和极化均可精细控制的实验条件下，研究光子中的胶子分布函数将会是一个很好的选择，在超级Z工厂开展相应的这方面研究，其结果也将比HERA[262] 和LEP-I[263]上的实验实验结果更加精确。

3) 测量光子自旋依赖的结构函数：

利用极化的光束‘对撞’，双光子散射过程中可以测量光子自旋结构函数[264, ?]。目前，尽管理论上对自旋依赖的光子结构函数的研究已经到了次领头阶[264]，但实验上对它的研究仍然是空白的。如果实验上对光子自旋结构函数有更多的数据，将对双光子散射过程中自旋不对称性，或者说DR和RR两种模式下极化光子给其部分子带来的自旋不对称，有更深层次的理解。另外，超级Z工厂上产生的高能量光子对撞允许探测对应于非常小 x 值（ x 为Bjorken参数）的光子自旋结构函数[266]，这给精确研究自旋依赖的光子结构函数提供了一个理想的实验平台。

4) 双光子散射过程中重夸克偶素的产生：

重味夸克偶素自被发现以来，其产生和衰变一直是QCD和强子物理的热门研究领域。在B-工厂和强子对撞机上，我们获得了大量的重夸克偶素实验数据，精确检验了、同时也挑战了理论上重夸克偶素已知的产生、衰变机制，尤其是粲夸克偶素的产生。理论上，在NRQCD因子化框架下，双光子散射产生重夸克

偶素已经被广泛地研究[267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274]。然而, 实验上对双光子散射产生重夸克偶素的测量却只局限于HERA 和LEP少数几个探测器上(目前均已关闭)。实验上双光子散射产生重夸克偶素过程的三类机制可以被很好地识别和测量。过程与双光子产生喷注过程类似, 包含DD,DR和RR三种机制的拓扑结构的贡献(将喷注换为夸克偶素即可)。在大横向动量区域, 直接产生(DD)占主导地位, 而小横向动量区, 含光子部分子的后两类拓扑(DR,RR)占主要贡献。三种不同的机制的末态会分别包含0, 1, 2个旁观喷注(由光子部分子产生), 在实验上能够被捕捉。与双光子产生喷注不同的是重夸克偶素末态的产生可以由NRQCD理论描述, 所以也可检验色八重态机制。作为领头阶贡献[267, 268, 269], 可以分为色单态和色八重态的两类子过程; 实验上对它们的精确测量将有助于提取出NRQCD色八机制的分量。对于更高阶的贡献, 文献[270]分析了DD机制下的色单态和色八重态贡献, 色八机制对包含DD,DR和RR三类贡献的单举过程的影响也已被研究[271]。由于初态光子的能量和极化能够控制, 相信超级Z工厂上双光子散射的粲夸克偶素和底夸克偶素的产生对NRQCD因子化方案的检验会是LHC相关实验的一个优势互补(B-工厂对于许多底夸克偶素的产生能量不够, 因此底夸克偶素的实验研究只能在LHC和Z工厂上进行)。在双光子过程中产生 $J^{PC} = 1^{--}$ 的重夸克偶素主要机制是硬QCD的坡密子(pomeron)的交换。研究表明在光子对撞机上研究双光子散射到的产生是可行的, 光子对撞双重夸克偶素的探测将有助于理解BFKL和坡密子物理等。此外, 研究双光子散射到双重夸克偶素也可以帮助实验上更好地检验色八重态模型[268, 269, 270, 271, 272, 273, 274]。

5) 双重味重子在双光子散射过程中的产生:

固定靶实验SELEX首次报导了双重味重子[275], 其产率和衰变宽度要比理论预测值大, 但没有得到其它实验证实。关于双重味重子的性质目前也已经有相当多的研究, 但其产生机制究竟如何仍然是一个亟待解决的问题。双光子散射的背景非常干净, 选择合适的初始态光束极化度可以在一定程度上提高双重重子的产生率[276], 而且不同的初始态极化度对末态双重味重子的各种分布有不同的影响, 这可以帮助我们寻找到双重味重子的产生信号, 探究其内部相互作用机制, 使得更好地检验标准模型和完善强子谱。

6) 高能双光子散射:

在QCD理论之前, Regge理论能很好地描述强相互作用高能散射过程, 其中BFKL坡密子就能解释高能虚光子散射过程。在高能极化光子对撞机上研究虚光子散射对坡密子性质、光子冲击因子(photon impact factor), 以及强相互作用的Regge理论和QCD理论都具有重要意义[277]。

§2.10 固定靶(e^-p, e^+p)实验

—— 主要执笔人: 陈旭荣, 谢聚军, 邹冰松 ——

超级Z工厂是正负电子对撞机, 但如果超级Z工厂采用全能量注入(将 $\sim 45\text{GeV}$ 能量的正负电子直接注入到储存对撞环内, 令其在对撞点处发生对撞)的设计, 那么在对撞机工作时, 加速到设计能量的正负电子束流在完成对‘对撞环’的注入后, 到对撞环需要下一次再注入之前, 可将这加速得到的束流用来轰击固定靶, 进行 $e^\pm p$ 的固定靶实验, 充分地利用超级Z工厂中的加速器。在此我们专门来讨论利用相应的束流开展固定靶实验(e^-p, e^+p)的可能性和能够开展的实验的意义。

夸克和胶子是强相互作用理论(QCD)的基本自由度, 核子(包括质子和中子)是由夸克通过交换传递强相互作用的胶子和交换夸克束缚在一起而构成的最简单费米子系统。因此, 研究核子内部夸克-胶子结构一直是中高能核物理和粒子物理最活跃的研究领域之一。近年来, 核子内部结构的研究取得了突出进展[286]。在核子结构方面, 由于QCD理论‘色禁闭’的非微扰本质, 该问题理论上一直没有解决。目前有两种处理方法: 1)认为经过手征相变, 在核子内的自由度‘冻结’为只剩下三个‘组分夸克’的图像, 理

论上唯象地用位势模型,描述核子基态及其激发态形成的谱等;2)认为核子内‘充满’了‘部分子’,这些部分子能够是胶子和各种夸克;如果所研究的过程是微扰QCD可因子化的过程,直接参加过程的是部分子,其中非微扰的因子是描述强子中参加过程的部分子携带确定能-动量份额的几率函数,即所谓的部分子分布函数。部分子分布函数与相关的强子和因子化的能标有关,与部分子所参加的具体过程无关;通过实验,特别轻子与强子的深度非弹性散射(*DIS*)测量出来。

目前对于核子内部结构的部分子图像的知识大多是通过轻子与相关强子的深度非弹性散射(*DIS*)实验分析得出。高能轻子(包括电子和缪子)为我们提供了分辨率小于核子尺寸的高精度探针,在测量部分子分布函数上占有特殊地位。通过极化*DIS*实验,人们得知胶子成份也对核子自旋极化等有贡献。而如何考虑胶子自旋的贡献,引起了理论上的讨论[287]。世界许多大实验室在计划测量核子内的部分子的极化分布,期望对核子的动量、角动量、电荷-磁矩分布,核子质量的起源,夸克胶子囚禁的机制等基本问题有进一步理解。测量到更加精确的分布函数,应用到高能过程,为在大型强子对撞机(*LHC*)上发现超出标准模型的新物理等提供必不可少的‘元件’。

§2.10.1 通过 $e^\pm p$ 散射过程研究核子结构

理论和实验联合探索核子内部结构是高能核物理的前沿课题。通过高能反应过程研究核子及原子核内部结构与强相互作用性质是高能核物理研究的重要手段。尤其是电子散射是研究核子结构的极其有效的手段。主要原因有两点:轻子是迄今为止没有发现有内在结构的基本粒子;量子电动力学对于电子和虚光子的耦和有非常精确的描述。

QCD因子化定理是微扰QCD能够用来描述高能反应过程的理论基础。基于因子化定理,高能散射过程的微分截面可以被因子化为微扰可算硬部分和部分子分布函数之间的卷积。*DIS*轻子散射实验,在测量‘抽出’部分子分布函数是决定性的,直接反映了核子结构的一个侧面。所以,通过实验手段抽取这些部分子分布函数,不仅对于研究核子内部结构重要,而且在人类对物质结构与强相互作用性质的认识上也重要。因此,*DIS*轻子散射实验对核子的部分子分布函数的测量和微扰QCD的实际应用上都具有重要意义。

SLAC, DESY和CERN等在核子结构、核子部分子分布函数的测定等方面起到了历史性的作用。运动在核子内的部分子纵向动量分布已经积累了丰富的数据,极化的部分子动量分布也有了较多数据,但是这些数据的运动学区域局限于 $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$, $x \geq 10^{-3}$,要对核子结构有全面的了解是不够的,很多问题,如在大 x 区和小 x 区的行为;在低 Q^2 处的性能;“横向”结构函数 g_2 的精确测量;夸克轨道角动量、胶子自旋和它的轨道角动量对核子自旋的贡献等,有待澄清或解决。这些都是未来实验和理论需要解决的重要课题。

目前,国际上 e^-p 散射实验计划包括美国布鲁克海文国家实验室(BNL)的eRHIC和杰弗逊国家实验室(JLab)的MEIC,欧洲核子研究中心(CERN)的LHeC和德国重离子研究中心(GSI)的ENC等(图39)。这些实验装置的主要科学目标都定在了核子结构的研究上。其中,实验精度最高的是JLAB,它的加速器提供电子连续束流,亮度可达 $10^{39} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;在极化束流和极化靶的情况下,亮度仍可高达约 $10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$,这保证了实验的高统计性。

计划中的Z工厂,正负电子的束流能量略为高出45GeV,若用其束流打固定靶做 $e^\pm p$ 散射实验,其深度非弹的 Q^2 可达 2000 GeV^2 ,质心系能量约为9.5GeV,比实验系能量只有12GeV的升级JLab的能量要高很多, $e^\pm p$ 散射实验将比JLab的运动学范围更广(图40),同时Z工厂固定靶 $e^\pm p$ 散射实验,通过靶和探测器的设计,能够令其亮度也将达到JLab的亮度的数量级。由于Z工厂同时具有正负电子束流,可以进行 $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$, $e^- p \rightarrow \nu_e X^-$ 和 $e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X^+$ 三类深度非弹过程的测量,对于测定和分析价夸克分布函数、海夸克及胶子分布函数有很大好处。一旦决定了建造超级Z工厂,在开展这方面的相关实验研究之前,需要对靶和探测器的设计与建造做进一步深入的研究。

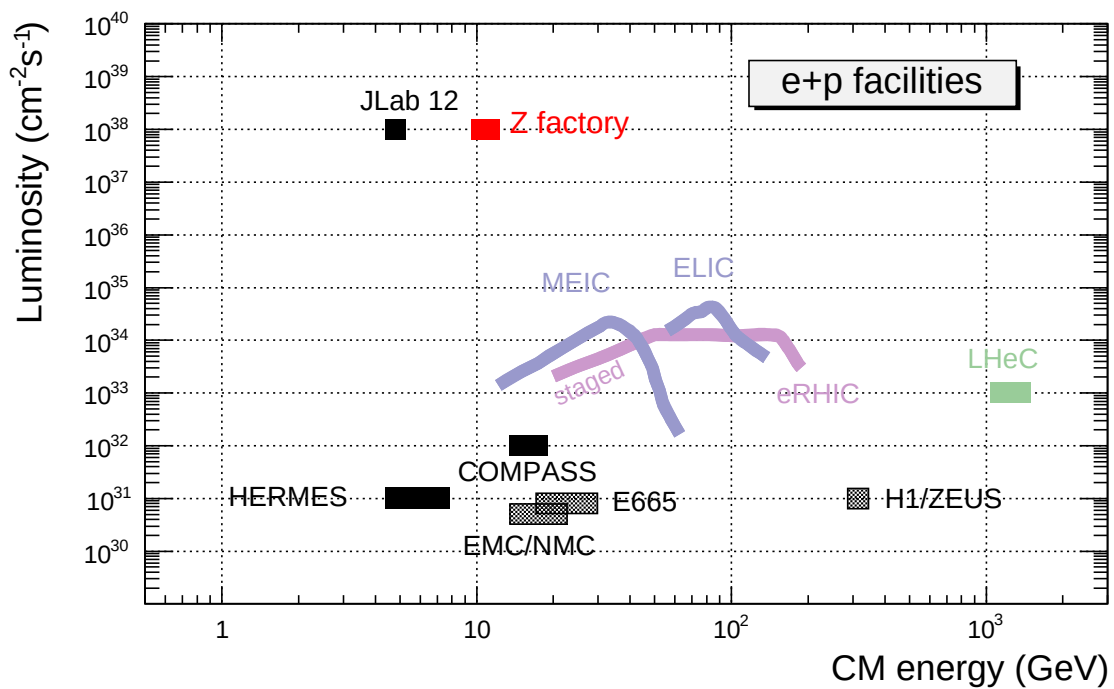


图 39 国际 e^-p 散射装置的亮度与质心能量对照关系。

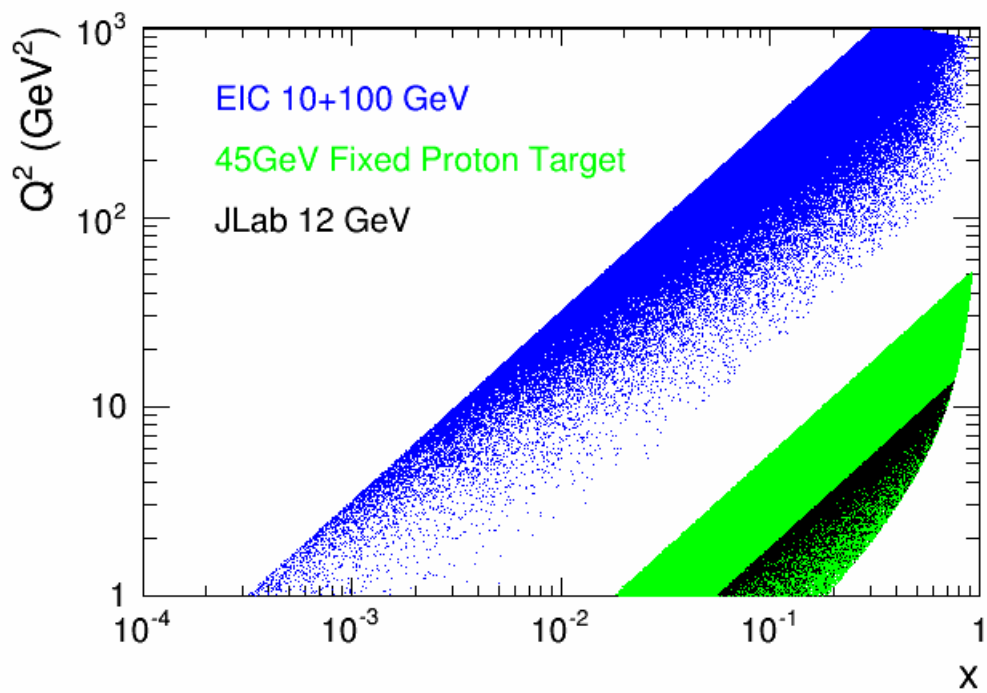


图 40 ep 散射过程的运动学关系图。

§2.10.2 通过 ep 散射过程研究强子谱

谱学研究是人们探索物质微观世界非常有效的工具。我们期待针对物质更深层次微观结构的强子谱开展研究并取得重要突破。夸克模型对强子谱的研究一些成功,将大部分的强子态描述成由夸克-反夸克构成的介子或三个夸克构成的重子。然而如前面‘奇异强子的研究’中指出,强相互作用理论并不排除可能存在超出这些简单结构的更加复杂的色单态的强子,例如:可能存在纯粹由胶子组成的色单态的胶子球,由组分夸克和组分胶子组成的夸克-胶子混杂态等超出传统夸克模型的多夸克强子态,以及由强子组成的类似氘核的‘强子分子态’等。这些态被统称为 QCD 奇特(异)强子态,至今在实验上还有发现和确认的任务。很长时间以来,实验上观测到的所谓的“奇特态”的解释始终是多种模型共存、多种解释在一定程度上都适用,其本质没有最终解决。近年来,实验上发现了许多新的介子和重子共振态 [288],其中相当一部分粒子具有较为奇特的衰变模式,其结构不能用简单的三夸克(重子)或正反夸克对(介子)的图像给出合理的解释。特别是美国SLAC的BaBar、日本KEK的Belle和中国BEPCHII的BESIII实验关于 X, Y, Z 新粒子的发现,对传统夸克模型提出了巨大挑战。这些新粒子态很有可能是人们一直在寻找的奇特强子态。 Z 工厂上的 ep 散射质心系能量可以达到 9.5 GeV ,足以产生上述 X, Y, Z 粒子。其产生 X, Y, Z 的机制与正负电子对湮灭实验产生 X, Y, Z 粒子的机制不同,提供互补的实验信息。对于重子激发态,典型的激发能都有几百 MeV ,足以从夸克海中拉出一对夸克-反夸克。拉出来的夸克与重子内部原有的价夸克可形成“偶夸克”有色集团,然后再构成整个无色重子激发态;也可以形成两个无色强子构成的强子分子态。这种过程的激发能有可能比传统三夸克模型通过径向和轨道激发得到重子激发态的激发能要低,因此,对于某些重子激发态而言,其内部五夸克成份有可能占主导地位。这种五夸克图像给出了与经典夸克图像相当不同的重子激发态谱预言[252]都有待实验检验。在电子与核子碰撞过程中,通过交换一个光子可以在核子中拉出一个夸克对,从而形成一个隐粲重子共振态,所以 ep 散射过程也是研究隐粲核子共振态的装置。此外,由于 ep 散射的质心系能量高,还可以产生 D 介子和 Λ_c, Σ_c 重子等,可以研究 Λ_c 和 Σ_c 粲重子,激发态,及其衰变性质。

总之,超级 Z 工厂所提供的具备较高的亮度的高能电子束能够为强子物理领域的研究提供补充视角,利用超级 Z 工厂的束流进行的 ep 散射实验,从强子物理研究等方面的需要,应该给予充分考虑。

§3 超级 Z -工厂(SZF)的加速器和对撞机以及未来发展

—— 主要执笔人: 马建平, 张肇西 ——

我们在此只简要地讨论建造超级 Z 工厂(SZF)的技术可行性和设计、建造超级 Z 工厂(SZF)时的(包括加速器和对撞机)需要做的一般考虑。

对撞质心系能量在 Z 玻色子共振处,即在 $86.0\text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 96.0\text{ GeV}$ 区间,对撞的正、负电子束的能量分别为 $\sim 46\text{ GeV}$ 附近,环形对撞的模式应该是SZF的正确选择。由于 Z 玻色子质量大于夸克(顶夸克除外)和轻子质量,使得通过 Z 玻色子衰变出的夸克和轻子的能-动量很大,其洛伦兹延长(Lorentz boost)效应已经很够了,超级 Z 工厂没有必要如B-工厂那样设计为束流不对称,而相反,设计成入射的正、负电子束流能量基本相同,即‘对称的 Z 工厂’,将对探测器的要求和取得的数据分析等有其好处。

当代技术条件下,同是正、负电子对撞机的日本的超级B-工厂(SuperKEK+Belle-II)即将(至迟于2017年)开始运行和采集实验数据,其设计亮度为 $L \simeq 8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$;而欧洲核子中心(CERN)也有一未来的正、负电子环形对撞机 $FCC-ee$ 计划,其设计亮度将达 $L \simeq 20 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。因此,在我国建造超级 Z 工厂(如果决定建)的设计亮度指标定为 $L \simeq 10^{35 \sim 36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 或更高,应该不会有不能克服的技术困难,建造超级 Z 工厂经过努力应该是可行的。

仅从加速器和对撞机建造的视角出发,‘超级Z工厂’是设计时将碰撞机第一优先优化的能量为Z玻色子质量,使其亮度尽可能高(例如; $L \simeq 1.0 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 以上)的环形正、负电子对撞机¹⁵。因此,对撞机的设计可以专注在‘超级Z工厂’自身,其挑战性‘专一’。即使如此,其挑战仍是有很大的。另外,因为设计时优化在Z玻色子质量的能量,在运行完成本文主张的六方面物理实验时的费用(功率消耗)也应该经有合理的降低。一旦国家决定建造超级Z工厂,其建造和运行至少是今后5-10年的事情。如果需要考虑超级Z工厂之后再下一阶段我国粒子物理的未来计划时,肯定是10年以后的事情,那时考虑和决定我国将是建什么样对撞机,一定要参考LHC和超级B-工厂未来10年的新结果。在SZF的使命完成后,其对撞机本身(包括隧道)和加速器等在建设和升级新的对撞机中完全可以加以利用,例如做新机器的注入器或增强器等,虽然设计的超级Z工厂优化能量在Z玻色子质量的共振区,绝大部分时间的实验在Z玻色子共振区进行,但是如果有需求和在认真研究后并认为可行和值得时,可开足‘马力’在不太长的时间内,在更高的对撞能量(例如质心系能量为180GeV, 240GeV)运行,在提高W玻色子质量测量的精度和开展有限的Higgs粒子性质的方面开展研究,得到一些有意义的结果。

国内有另一未来粒子物理发展的建议CEPC+SPPC。该建议所包括的环形正、负电子对撞机CEPC的设计时,优化指标在对撞质心系能量为240GeV,但亦能在质心能量为Z玻色子质量处和WW产生的阈能以上处运行。该建议虽然要求设计对撞机时把对撞质心系能量定在240GeV(能够产生Higgs粒子)为优先指标,但是还要求在硬件设备不做重大改变的情况下,对撞质心系能量降到Z玻色子质量时,其亮度仍能够达到 $L \simeq 5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 。如果CEPC+SPPC的建议确实能够做到对撞的质心系能量降到Z玻色子质量时,还能够达到如此高的亮度,那么将很接近本建议的要求了。但该建议要求对撞机覆盖对撞质心系能量在240GeV, 180GeV和91GeV(跨近2.7倍),又要求保证如此高的亮度,技术上的挑战甚大!考虑到技术上的如此大的挑战,保留本‘超级Z工厂’的建议作为我国加速器粒子物理未来发展的选项是必要的。

§4 超级Z工厂(SZF)的探测器

—— 主要执笔人: 高原宁, 李海波, 苑长征, 郑阳恒 ——

超级Z工厂上可以实现丰富的前沿研究课题。通过探测与Z玻色子、轻子及重味等的相关观测量,对标准模型的微小偏离、寻找稀有衰变过程等可以精确检验标准模型,发现超出标准模型新物理线索;对双重味,含重味的多夸克奇特态的研究等,Z工厂具有其它实验装置不可替代的优势。然而,实现这些物理目标不仅对对撞机设计提出了很高的要求,在探测器的设计和建造上也极具挑战性。原来的大型正负电子对撞机LEP-I上的探测器设计、建造和其后的运行经验为超级Z工厂上的探测器设计提供了有益的借鉴。同时在过去近三十年间,粒子物理界对国际直线对撞机ILC上的探测器性能指标和技术选择做了相当全面、细致的研究,其研究的结果可以成为超级Z工厂上探测器设计的参考。ILC上采用粒子物理的通用探测器(General Purpose Detector)设计,其核心子系统的设计要求和技术选项总结如下:

- **位置分辨率极高的顶点探测器:** 顶点探测器对精确测量带电粒子在对撞点附近的径迹参数、鉴别和重建短寿命粒子的次级顶点至关重要。对于带电径迹的冲击参数(impact parameter)在 r, ϕ 平面的分辨率,要求达到

$$\sigma_{r\phi} = 5 \oplus \frac{10}{p(\text{GeV}) \sin^{\frac{3}{2}} \theta} \mu\text{m},$$

式中为横向顶点分辨率, p 为径迹动量, θ 为径迹极角。公式右边第一项描述不考虑多次散射情况下的顶点探测器本征分辨,与径迹参数无关;第二项描述多次散射效应。因此顶点探测器必须同时满

¹⁵ ‘优化’包括保证亮度,在性价比,建成后的运行等方面。对撞能量在Z玻色子质量处的正、负电子对撞机,国际上潜在的竞争对手有ILC和Fcc-ee等。相对于它们,虽然超级Z工厂的质心系能量低,但是若保证了高亮度,我国在这一国际竞争中仍能够保持优势。

足低物质质量和高空间分辨的要求。目前已有的硅像素探测技术还无法满足这些要求的全部。目前国际高能界的相关研发正在进行中,有望取得进展。

- **动量分辨率极高的带电径迹探测系统:** ILC上的探测器对带电粒子的动量分辨率达到

$$\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) = 5 \times 10^{-5}/(\text{GeV}),$$

其径迹探测系统包括径迹探测器和超导螺线管,径迹测量中还需联合使用顶点探测器的测量结果。为了达到要求的动量分辨率,径迹探测器的空间分辨能力要达到 $\sim 100\mu\text{m}$ 。研究表明采用微结构气体探测器(MPGD)读出的时间投影室(TPC)或大面积硅探测器均可以满足要求;选择高磁场强度可以提高径迹的动量分辨率、减少探测器的尺寸,但会同时降低低动量带电粒子的重建效率。综合考虑各方因素,磁场强度一般可选择在3~4特斯拉(Tesla)之间。

- **粒度极高的量能器系统:** 量能器系统包含高颗粒度的电磁量能器(Electromagnetic Calorimeter, ECAL)和强子量能器(Hadron

Calorimeter, HCAL),其功能是精确测量电子、光子和强子喷注的能量。对ECAL和HCAL的能量分辨的基本要求分别为 $16\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ 和 $50\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ 。为保证超级Z工厂物理目标(轻子物理、标准模型的精确检验、味物理等)研究,喷注的能量分辨 σ_E/E 最好能达到3~4%。为满足要求,需要粒子流算法(Particle Flow Algorithm, PFA)的量能器系统,其特点是要求量能器的颗粒度相当高: ECAL的颗粒度达到 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ (甚至是 $0.5\text{cm} \times 0.5\text{cm}$), HCAL的颗粒度也要达到 $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ 。ECAL的选项包括采用模拟读出的硅-钨或闪烁体-钨结构和采用数字读出的MAPS-钨结构,而HCAL则采用闪烁体或气体探测器(阻性板室RPC、气体电子倍增器GEM或微网气体探测器Miromegas)作为灵敏层,采用钨或铁作为吸收体。

- **近 4π 立体角的空间接收度:** 大的空间接收度可以对各种反应过程的末态提供更全面的运动学信息,有利于提高信号事例的选择效率、同时能够更好地排除本底事例的影响。更重要的是,LEP实验的经验表明,探测器的空间接收度对降低电弱观测量的系统误差具有非常关键的作用。

虽然,ILC上探测器设计以Higgs物理等更高能量的物理为主要依据,其探测器设计指标挑战了现有的探测器技术,但在ILC探测器设计中,也兼顾了Z能区的物理研究需求。目前在ILC上形成了两个完整的探测器设计方案:基于TPC径迹探测器的ILD方案和基于全硅径迹探测器的SiD方案。两个设计方案均达到通用探测器的最高水平。以ILD和SiD为基础的研究表明,其主要设计指标对进行Z能区的物理研究也是非常需要的,降低探测器的设计要求也会使得Z玻色子能区的物理研究受到不利影响。因此,在为超级Z工厂设计探测器时,参考ILD或SiD,将它们作为超级Z工厂的探测器的设计基础是合适的,但要考虑超级Z工厂的以下一些特殊的问题:

- 味物理研究是超级Z工厂上最具特色的研究方向之一,研究课题丰富。在很多的课题研究中,探测器对高能带电粒子的鉴别能力,如 π/K 的分辨能力,会对结果有重要影响。物理研究的结果表明,超级Z工厂上探测器对动量在0.5~40 GeV范围、 π/K 粒子的分辨能力应好于3倍标准偏差。目前ILC上的探测器设计方案无法满足这样的要求。

高能带电粒子的鉴别,如 π/K 的分辨,是高能探测技术中最具挑战性的课题之一,在粒子动量高于1 GeV时,可以选择的技术不多,常用的是契伦科夫探测器。LEP实验中只有DELPHI实验安装了契伦科夫探测器。虽然在大型粒子物理探测器上安装较大面积的契伦科夫探测器极具挑战性,但其在B-工厂实验和LHCb实验上的成功应用为超级Z工厂的相关探测器设计提供了丰富的经验积累。这应该是未来超级Z工厂探测器设计的一个重要的研究内容。

- ILC上的探测器要求适用的能量范围很大，质心系能量从Z能区的约91 GeV一直到1 TeV。如果超级Z工厂的探测器只在Z能区附近工作，可以采用更优化的探测器尺寸，从而有效降低造价。

虽然总体上超级Z工厂上的探测器设计比ILC上的容易，但也面临一些特殊的、具有挑战性的问题：(1) 近期在CEPC和FCC- ee 加速器设计中发现，为了达到要求的高亮度，环形对撞机对撞区域的设计极具挑战性，其中对撞区聚焦磁铁的安放位置直接与探测器设计相关。在CEPC设计中，最靠近对撞点的聚焦磁铁需要深入到探测器之内，离对撞点只有1.5 m。这一定程度上会影响探测器的接收度，可能对超级Z工厂上电弱物理研究产生较大的影响。这个问题已经成为加速器设计和探测器设计中共同关心的问题；(2) 为了达到所需的精度，ILC上的各个主要子探测器均需要进行高密度的数据读出，其电子学读出道数在 10^8 量级，如何降低电路功耗、对各个子探测器进行有效地散热成为探测器设计中的一个关键因素。由于环形对撞机上的相继两次对撞的时间间隔远小于直线对撞机上的情形，直线对撞机上的降低功耗方案（Power Pulsing）无法用于基于环形对撞机的超级Z工厂上的探测器设计。如何进一步降低电路功耗、设计更有效的散热方案、同时通过优化探测器设计适当降低电子学读出道数是未来环形对撞机上探测器设计中具有挑战性的关键问题之一。

- ILD和SiD的造价大约在4-6 亿美元之间。超级Z工厂上探测器的尺寸会小一些，相应造价也会降低。然而，如果超级Z工厂的探测器上装备契伦科夫探测装置以满足味物理研究对粒子鉴别的要求，初步估计整体造价会与ILC上的探测器造价相当。

综上所述，在实现超级Z工厂（SZF）的物理目标上，配套的、性能优良的探测器是不可缺的保障。超级Z工厂上的探测器的一些要求是前所未有，具有很大的挑战性。在设计和建造探测器前的预先研究非常必要，在关注各种特殊需求时必须既聚焦现有通用技术的研究又要布局探索新技术应用等，使预先研究更有针对性，更有成效，所建造的探测器能够与对撞机匹配，完成超级Z工厂设定的物理目标和能够（幸运）抓住意外机遇，发现超出超级Z工厂物理目标的物理。

§5 总结与展望

—— 主要执笔人：曹俊杰，李海波，李营，梁作堂，马建平，司宗国，张肇西 ——

本文集中介绍和评论了亮度能够达到 $L = 10^{35\sim 36} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，并配备了性能良好的探测器的超级Z工厂（SZF）；建议将建造超级Z工厂（SZF）作为我国粒子物理学科实验平台近期建设的选项之一予以认真考虑；而在这一选项下，建设我国粒子物理实验平台的更远期的具体方案，可在建造超级Z-工厂过程中或者之后，根据LHC及其升级、超级Z-工厂等取得的结果和理论所取得的进展，以及我国和国际上粒子物理发展的态势，再做出决定。

本文分析了在上述高亮度的超级Z工厂上可行的物理实验，指出在超级Z工厂上，在以下六方面：i).标准模型精确检验和Z玻色子物理；ii).超出标准模型新物理线索的寻找；iii). τ 轻子物理；iv).量子色动力学（QCD）的多方面的问题；v).味物理和CP破坏的研究；vi).重味、双重味强子和奇特态强子物理等能够做出比其它粒子物理实验平台都要优异的、不可替代的¹⁶、受到理论家非常关注的实验结果。这六方面可以作为建造超级Z工厂的物理目标。超级Z工厂在这六方面把高精度实验研究推进到了一个全

¹⁶在正在运行的LHC上，即使积累再多的数据，在所列的上述六方面都无法取得可以与超级Z-工厂上所能取得的，理论非常关心实验结果；对于ILC，除非它在Z-玻色子能量处能够积累到比超级Z-工厂更大的积分亮度（几乎不可能），否则也无法与超级Z-工厂可获得的实验结果竞争。尽管Super-KEK+Belle-II 的超级B-工厂也能够在这六方面做出贡献，但是超级Z工厂的结果能够覆盖它，而且在每方面的具体内容上，全面超出超级B-工厂。在除此之外，没有其它设备能够这样系统地提供实验结果了。

新的境界，而从世界粒子物理实验平台建设的历史经验可知，每当实验平台进入一个‘新境界’，常常会取得超出平台建设之初的预料，取得意外的重大发现。所以，超级Z工厂建成后做出超出上述六方面的预见，获得未预料到的惊喜完全是可能的。

本文指出了在保证全面完成上述超级Z工厂的物理目标上，上述的亮度要求非常重要。例如，基于定量的研究，本文指出如果其亮度只能达到 $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 时，上述的i)-iii)三个方面物理实验结果会逊色之外，方面iv)的物理实验将难于全面超过超级B-工厂和LHC的结果，在方面v)和vi)的物理实验上，将变得很艰难，甚至难于收集到足够统计量的事例，无法开展¹⁷。

无论是‘精确前沿’还是‘高能前沿’，当前粒子物理的实验研究都将发现超出标准模型的‘新物理’作为首要目标！然而，对于‘新物理’将出现在何能量标度，现在没有理论可以确切预言，也没有实验直接迹象，‘新物理’出现在何能量标度下是人们不知道的。从已经提出的，可能存在的超对称模型理论，非常不确定的三种基本相互作用‘大统一’模型理论，以及理解标准模型中所出现的参数的‘自然性’的理论等都对‘新物理’出现的能标不是不能预言，就是所预言的‘新物理’能标上、下可差数量级，很不确定。因此，现在正在运行和计划中的‘精确前沿’和‘高能前沿’加速器-对撞机（包括超级Z-工厂）平台，最终只能把标准模型中的参数测量得更精确，却发现不了‘新物理’的线索完全是可能的。然而，若亮度达到 $L = 10^{35 \sim 36} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 的超级Z工厂，即使在i)-iii)三个方面上没能发现‘新物理’线索，但在iv)-vi)三个在‘标准模型内’的QCD、重味物理、双重味物理和重味强子、重味奇特强子等方面的实验研究上，肯定会有重要发现，其科学意义仍然重大。本文不仅指出超级Z工厂的物理目标是丰富，有重要科学意义的，还指出了超级Z工厂还能够用来开展双光子物理和固定靶 $e^{\pm} - p$ 物理等方面的实验，做出有价值的科学成果。

由于要求超级Z工厂的亮度高，和我国多年在正负电子对撞机的建造和运行所积累的技术和经验，本文指出我国若建造超级Z工厂，以环形、多次对撞的模式为宜。而且在设计对撞机时应将对撞质心系能量定在Z质量处（91GeV）进行优化，以保证在此能量处尽可能地高亮度和尽可能地低建造和运行费用为设计追求的核心指标。另外，由于希望在物理目标iv)-vi)的三个标准模型内的QCD、重味物理、双重味物理和重味强子、重味奇特强子等方面实验研究做出重要、独特的实验成果，在建造探测器时要追求相应的高性能，例如：能够分辨产生-衰变顶点，高能动-量下分辨 K, π 介子，分辨最初产生的夸克味道等。这些要求是对探测器的设计和建造的严重挑战，需要开展预先研究。

我国一旦决定建造超级Z工厂，虽然我国有建造正负电子对撞机的基础，但由于对撞质心能量提高了20多倍，亮度要求高，是当前的技术前沿，在建造时肯定会遇到多种挑战。如果能够建造成功，对于我国粒子物理研究事业将是一大步的跨越，培养出大批高、精、尖人才；掌握了加速器对撞机和探测器等方面的先进技术，站到世界的前列；在加速器对撞机和探测器技术方面对其他学科和国民经济中的应用起到重大推动作用；将大大提高我国粒子物理科学研究在世界上的地位。预计如果我国的方针政策正确，超级Z工厂丰富、重要的物理和建造中的各种挑战，能够吸引到广泛的国际合作，为我国分担建造和/或运行经费外，可直接吸纳各合作国家的经验和优势。

本文指出有丰富的物理的超级Z工厂，一旦建成，其运行时间应该不会少于十年，所以建造超级Z工厂可以作为我国近期粒子物理建设的独立选项。在超级Z工厂上完成本文指出的历史使命后，将如何后期利用它（将其作为更高能量对撞机的注入器或转为纯应用等），将根据下一步我国粒子物理未来具体发展的决策做决定。而我国粒子物理再下一步未来发展做具体计划的时候肯定是未来的10年以后的事了，世界上的LHC和SuperKEK+BelleII超级B-工厂上的实验，以及非加速器实验一定会给出许多明确的结果，

¹⁷理论估计得出方面v)和vi)的物理实验的产生率在 pb 的数量级，在对撞亮度低时，就使得相关实验不能在一个月、一年内（一个实验收集数据超过这一时间将非常困难）内收集到足够用于实验分析的数据，使得实验变得不可能或非常困难的。

在吸纳了这些实验结果的基础上，将做出的这‘再下一步发展’的决定，很可能会超出人们现在的预计！但不管具体的‘再下一步发展的决定’如何，我们相信超级Z工厂总能找到合适的利用。

目前世界上有其它国家或地区正在考虑可与超级Z工厂有竞争的设备有：i).国际线性对撞机的ILC有计划在Z玻色子共振峰上运行的考虑；ii).CERN组织了有26个国家参加的，正在拟定FCC-ee和FCC-pp的计划，其中的FCC-ee包括了在Z玻色子共振峰上运行的计划，并声称其亮度可达 $L = 2 \times 10^{36} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)。这两个可能的竞争对手中，其前景都存在很大的不确定性。特别是CERN目前正在运行LHC，而且它还有升级LHC的计划。FCC-ee的日程只能排在LHC的升级之后。ILC在国际上酝酿的时间已经很久，相对比较确定，但是它是直线对撞模式，在Z玻色子共振峰能量区域的亮度比本文考虑的超级Z工厂的亮度至少低一个多数量级，在与超级Z工厂的竞争上完全处于劣势。如果我国能率先决定建造超级Z-工厂，我国将在作为超级Z工厂六个物理目标方面的粒子物理实验研究的竞争中处于引领地位。¹⁸

¹⁸在2012年发现Higgs粒子后，我国的一些科学家提出了CEPC+SPPC的建议，该建议是《中国学科发展战略—粒子物理》的另一文的主要内容。该建议包括了正负电子对撞机（CEPC）和质子-质子对撞（SPPC）两部分内容，其中第一阶段的正、负电子对撞机（CEPC）的研究重心放在研究Higgs粒子与标准模型中的规范玻色子的耦合和它与费米子的Yukawa耦合上；其对撞机的设计将对撞质心系能量优化在240GeV处。近来该建议有意向把CEPC运行质心系能量降到Z玻色子共振附近的内容包括进去，并明确要求硬件不做大改动的情况下，其对撞的质心系能量降到Z-玻色子共振处时，亮度还能够达到 $L = 5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ （比本文所希望的亮度略低）。本文在前面已经指出了在此亮度下，不仅实验的精度下降，而且对本文列出的一些物理实验（物理目标）的成功具有挑战性。即使如此，本文的内容对于CEPC+SPPC的建议，特别是在它如何包括超级Z工厂物理上有重要参考价值。

参考文献

- [1] K. Mönig, arXiv:hep-ph/0101005, (2001).
- [2] R. D. Heuer, D. Miller, F. Richard, P. Zerwas, arXiv:hep-ph/0106315, (2001).
- [3] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [4] D. Y. Bardin, W. Beenakker, M. S. Bilenky, W. Hollik, M. Martinez, G. Montagna, O. Nicrosini and V. Novikov *et al.*, hep-ph/9709229.
- [5] A. Blondel, Phys. Lett. B **202**, 145 (1988) [Erratum-ibid. **208**, 531 (1988)].
- [6] S. Schael *et al.* [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group Collaborations], Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [7] G. Moortgat-Pick, T. Abe, G. Alexander, B. Ananthanarayan, A. A. Babich, V. Bharadwaj, D. Barber and A. Bartl *et al.*, Phys. Rept. **460**, 131 (2008) [hep-ph/0507011].
- [8] A. Freitas, K. Hagiwara, S. Heinemeyer, P. Langacker, K. Moenig, M. Tanabashi and G. W. Wilson, arXiv:1307.3962.
- [9] M. Awramik, M. Czakon, A. Freitas and B. A. Kniehl, Nucl. Phys. B **813**, 174 (2009) [arXiv:0811.1364 [hep-ph]].
- [10] K. Chetyrkin, J. Kuhn, and M. Steinhauser, Phys. Rev. Lett. **75**(1995)3394; J. J. Van der Bij, K. Chetyrkin, M. Faisst, G. Jikia, and M. Steinhauser, Phys. Lett. B **458**(2001)156; M. Faisst, J. Kuhn, M. Steinhauser, and O. Veretin, Nucl. Phys. B **665**(2003)649.
- [11] M. Baak, A. Blondel, A. Bodek, R. Caputo, T. Corbett, C. Degrande, O. Eboli and J. Erler *et al.*, arXiv:1310.6708 [hep-ph].
- [12] A. Sirlin, Phys. Rev. D **22**(1980)971.
- [13] R. Barbieri, R. Beccaria, P. Ciafaloni, G. Curci, and A. Vicere, Nucl. Phys. B **409**(1993)105.
- [14] J. Fleischer, O. V. Tarasov, and F. Jegerlehner, Phys. Lett. B **319**(1993)249.
- [15] G. Degrande, P. Gambino, A. Vicini, Phys. Lett. B **383**(1996)219; G. Degrande, P. Gambino, A. Sirlin, Phys. Lett. B **394**(1997)188.
- [16] A. Djouadi and C. Verzegnassi, Phys. Lett. B **195**(1987)265; L. Avdeev, J. Fleischer, S. Mikhailov, and O. Tarasov, Phys. Lett. B **336**(1994)560; K. Chetyrkin, J. Kuhn, and M. Steinhauser, Phys. Lett. B **351**(1995)331; B. Kniehl, J. Kuhn, and R. Stuart, Phys. Lett. B **214**(1988)621; B. Kniehl, Nucl. Phys. B **347**(1990)86; F. Halzen and B. Kniehl, Nucl. Phys. B **353**(1991)567; A. Djouadi and P. Gambino, Phys. Rev. D **49**(1994)3499.
- [17] A. Freitas, W. Hollik, W. Walter, and G. Weiglein, Phys. Lett. B **495**(2000)338, Nucl. Phys. B **632**(2002)189; M. Awramik and M. Czakon, Phys. Rev. Lett. **89**(2002)241801, Phys. Lett. B **568**(2003)48; A. Onishchenko and O. Veretin, Phys. Lett. B **551**(2003)111.
- [18] A. Freitas, JHEP **1404**, 070 (2014) [arXiv:1401.2447 [hep-ph]].
- [19] J. Fan, M. Reece and L. T. Wang, arXiv:1411.1054 [hep-ph].

- [20] G. Montagna, M. Moretti, O. Nicrosini, A. Pallavicini and F. Piccinini, Nucl. Phys. B **547**, 39 (1999) [hep-ph/9811436].
- [21] G. Montagna, M. Moretti, O. Nicrosini, A. Pallavicini and F. Piccinini, Phys. Lett. B **459**, 649 (1999) [hep-ph/9905235].
- [22] J. Fleischer, O. Tarasov, F. Jegerlehner, and P. Raczka, Phys. Lett. B293(1992)437; R. Harlander, T. Seidensticker, and M. Steinhauser, Phys. Lett. B426(1998)125; J. Fleischer, F. Jegerlehner, M. Tentyukov, and O. Veretin, Phys. Lett. B459(1999)625; A. Czarnecki and J. Kuhn, Phys. Rev. Lett. 77(1996)3955.
- [23] R. Hwa, and V. Teplitz, Homology and Feynman Integrals, W. A. Benjamin, Inc. (1966), New York 10016.
- [24] R. Britto, F. Cachazo and B. Feng, Nucl. Phys. B **715**, 499 (2005) [hep-th/0412308].
- [25] R. Britto, F. Cachazo, B. Feng and E. Witten, Phys. Rev. Lett. **94**, 181602 (2005) [hep-th/0501052].
- [26] R. Britto, F. Cachazo and B. Feng, Nucl. Phys. B **725**, 275 (2005) [hep-th/0412103].
- [27] G. Ossola, C. G. Papadopoulos and R. Pittau, Nucl. Phys. B **763**, 147 (2007) [hep-ph/0609007].
- [28] P. Mastrolia and G. Ossola, JHEP **1111**, 014 (2011) [arXiv:1107.6041 [hep-ph]].
- [29] S. Badger, H. Frellesvig and Y. Zhang, JHEP **1204**, 055 (2012) [arXiv:1202.2019 [hep-ph]].
- [30] Y. Zhang, JHEP **1209**, 042 (2012) [arXiv:1205.5707 [hep-ph]].
- [31] G. Cullen, H. van Deurzen, N. Greiner, G. Heinrich, G. Luisoni, P. Mastrolia, E. Mirabella and G. Ossola *et al.*, Eur. Phys. J. C **74**, no. 8, 3001 (2014) [arXiv:1404.7096 [hep-ph]].
- [32] D. R. Grayson and M. E. Stillman, "Macaulay2, a software system for research in algebraic geometry." Available at <http://www.math.uiuc.edu/Macaulay2/>
- [33] A. von Manteuffel and C. Studerus, arXiv:1201.4330 [hep-ph].
- [34] S. Heinemeyer, W. Hollik, A.M. Weber, G. Weiglein, Arxiv:0711.0456.
- [35] B. Allanach et al., Eur. Phys. J. C 25(2002) 113; J. Aguilar-Saavedra et al., Eur. Phys. J. C 46 (2006) 43.
- [36] A. Hoang et al., Eur. Phys. J. direct C 2 (2000) 1; M. Martinez and R. Miquel, Eur. Phys. J. C 27 (2003) 49.
- [37] F. Jegerlehner, talk presented at the LNF Spring School, Frascati, Italy, 1999; hep-ph/0105283.
- [38] Sun Wei, Ma Wen-Gan, Zhang Ren-You, **Guo Lei**, Jiang Yi, and Han Liang, "The effects of the littlest Higgs model on the process $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ at a Z^0 -factory", SCIENCE CHINA, Physics, Mechanics & Astronomy, November 2010 Vol. 53 No. 11: 1961-1967.
- [39] A. B. Mahfoudh, Sun Wei, Ma Wen-Gan, Zhang Ren-You, **Guo Lei**, Han Liang, and Jiang Yi, "Muon-pair production in the left-right symmetric model at a Z^0 -factory", SCIENCE CHINA, Physics, Mechanics & Astronomy, August 2010 Vol. 53 No. 11: 1975-1980.
- [40] A. Djouadi, G. Moreau and F. Richard, Nucl. Phys. B773, 43 (2007).
- [41] J. Cao, L. Wu, J. M. Yang, Nucl. Phys. B829(2010)370.
- [42] M. A. Mughal, M. Sadiq, K. Ahmed, Phys. Lett. B417(1998)87.

- [43] J. Cao, Z. Xiong, J. M. Yang, Eur. Phys. J. C32(2004)245.
- [44] M. Chemtob, Prog. Part. Nucl. Phys.54(2005)71.
- [45] M. Chaichian, K. Huitu, Phys. Lett. B384(1996)157.
- [46] M. Ahmed, et al., Phys. Rev. D65(2002)112002.
- [47] R. Akers, et al., Z. Phys. C67(1995)555.
- [48] J. A. Casas, A. Ibarra, Nucl. Phys. B618(2001)171.
- [49] J. F. Gunion and H. E. Haber, Phys. Rev. D67, 075019 (2003).
- [50] R. M. Barnett, *et al.*, Phys. Lett. B **136**, 191 (1984); R. M. Barnett, G. Senjanovic and D. Wyler, Phys. Rev. D **30**, 1529 (1984); Y. Grossman, Nucl. Phys. B **426**, 355 (1994).
- [51] C. Panagiotakopoulos, K. Tamvakis, Phys. Lett. B446, 224 (1999); C. Panagiotakopoulos, A. Pilaftsis, Phys. Rev. D63, 055003 (2001); A. Dedes, *et al.*, Phys. Rev. D63, 055009 (2001); A. Menon, *et al.*, Phys. Rev. D70, 035005 (2004);
- [52] See, e.g., J. R. Ellis, *et al.*, Phys. Rev. D **39** (1989) 844; M. Drees, Int. J. Mod. Phys. A **4** (1989) 3635; U. Ellwanger, M. Rausch de Traubenberg and C. A. Savoy, Phys. Lett. B **315** (1993) 331;
- [53] J. Cao, Z. Heng, J. M. Yang, JHEP11(2010)110.
- [54] S. Schael et al. [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group], "Precision electroweak measurements on the Z resonance", Phys. Rept. 427, 257 (2006) [hep-ex/0509008].
- [55] Schael et al. [ALEPH Collaboration], "Branching ratios and spectral functions of tau decays: Final ALEPH measurements and physics implications", Phys. Rept. 421, 191 (2005) [hep-ex/0506072].
- [56] A. Pich, "Precision Tau Physics", Prog. Part. Nucl. Phys. 75, 41 (2014) [arXiv:1310.7922 [hep-ph]] 及其引用的文献.
- [57] T. Behnke, J. E. Brau, P. N. Burrows, J. Fuster, M. Peskin, M. Stanitzki, Y. Sugimoto and S. Yamada *et al.*, arXiv:1306.6329 [physics.ins-det].
- [58] K. A. Olive et al. [Particle Data Group], "The Review of Particle Physics", Chin. Phys. C 38, 090001 (2014).
- [59] A. Stahl, "Physics with tau leptons", Springer Tracts Mod. Phys. 160, 1 (2000).
- [60] F. Scheck, Phys. Rept. 44, 187 (1978)
- [61] W. Fetscher, H. J. Gerber and K. F. Johnson, Phys. Lett. B 173, 102 (1986).
- [62] K. A. Olive et al. [Particle Data Group], "The Review of Particle Physics", Chin. Phys. C 38, 090001 (2014)
- [63] A. Pich, "Precision Tau Physics", Prog. Part. Nucl. Phys. 75, 41 (2014).
- [64] W. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett 61, 1815 (1988).
- [65] M. Davier, A. Hocker and Z. Zhang, Rev. Mod. Phys 78, 1043 (2006).
- [66] E. Gamiz, et. al., Phys. Rev. Lett 94, 011803 (2005); JHEP 0301, 060 (2003).

- [67] M. Davier, et. al., Eur. Phys. J. C 56, 305 (2008).
- [68] Heavy Flavor Averaging Group, arXiv:1207.1158.
- [69] I. S. Tonwer, J. C. Hardy, Rep. Prog. Phys 73, 046301 (2010).
- [70] V. Cirigliano, et. al., Rev. Mod. Phys 84, 399 (2012).
- [71] G. Colangelo, et. al., Eur. Phys. J. C 71, 1695 (2011).
- [72] Muon g-2 Collaboration, Phys. Rev. D 73, 072003 (2006).
- [73] Z. Zhang, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 253-255, 131 (2014).
- [74] Particle Physics Project Priorization Panel, “Building for Discovery: Strategic Plan for U.S. Particle Physics in the Global Context,” http://science.energy.gov//media/hep/hepap/pdf/May%202014/FINAL_P5_Report_053014.pdf
- [75] J. Prades, E. de Rafael, and A. Vainshtein, arXiv:0901.0306[hep-ph].
- [76] K. Hagiwara, et. al., J. Phys. G 38, 085003 (2011).
- [77] M. Davier, et. al., Eur. Phys. J. C 27, 497 (2003).
- [78] K. Melnikov, A. Vainshtein, Phys. Rev. D 70, 113006 (2004).
- [79] B. W. Lee and R. E. Shrock, “Natural Suppression of Symmetry Violation in Gauge Theories: Muon - Lepton and Electron Lepton Number Nonconservation,” Phys. Rev. D **16** (1977) 1444.
- [80] D. Black, T. Han, H. J. He and M. Sher, “tau - mu flavor violation as a probe of the scale of new physics,” Phys. Rev. D **66** (2002) 053002 [hep-ph/0206056]; A. A. Petrov and D. V. Zhuridov, “Lepton flavor-violating transitions in effective field theory and gluonic operators,” Phys. Rev. D **89** (2014) 033005 [arXiv:1308.6561 [hep-ph]].
- [81] J. Adam *et al.* [MEG Collaboration], “New constraint on the existence of the $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay,” Phys. Rev. Lett. **110**, 201801 (2013) [arXiv:1303.0754 [hep-ex]].
- [82] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>;
- [83] A. Celis, V. Cirigliano and E. Passemar, “The model-discriminating power of lepton flavor violating tau decays,” Phys. Rev. D **89** (2014) 095014 [arXiv:1403.5781 [hep-ph]].
- [84] S. Davidson, S. Lacroix and P. Verdier, “LHC sensitivity to lepton flavour violating Z boson decays,” JHEP **1209**, 092 (2012) [arXiv:1207.4894 [hep-ph]].
- [85] A. Abada, V. De Romeri, S. Monteil, J. Orloff and A. M. Teixeira, “Indirect searches for sterile neutrinos at a high-luminosity Z-factory,” arXiv:1412.6322 [hep-ph].
- [86] ATLAS Collaboration, CERN-PH-EP-2014-195 (2014)
- [87] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “Search for a Heavy Neutral Particle Decaying to $e\mu$, $e\tau$, or $\mu\tau$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector,” arXiv:1503.04430 [hep-ex].
- [88] A. Abada, V. De Romeri and A. M. Teixeira, “Effect of sterile states on lepton magnetic moments and neutrinoless double beta decay,” JHEP **1409**, 074 (2014) [arXiv:1406.6978 [hep-ph]].

- [89] S. Davidson, “Phenomenological review of Lepton Flavour Violation,” *Nuovo Cim. C* **035**, no. 06, 91 (2012) [Frascati Phys. Ser. **57**, 91 (2013)].
- [90] A. Pich, “Precision Tau Physics,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **75** (2014) 41 [arXiv:1310.7922 [hep-ph]].
- [91] S. Eidelman and M. Passera, “Theory of the tau lepton anomalous magnetic moment,” *Mod. Phys. Lett. A* **22**, 159 (2007) [hep-ph/0701260].
- [92] M. Passera, “Precise mass-dependent QED contributions to leptonic $g-2$ at order α^2 and α^3 ,” *Phys. Rev. D* **75** (2007) 013002 [hep-ph/0606174].
- [93] A. Czarnecki, B. Krause and W. J. Marciano, “Electroweak Fermion loop contributions to the muon anomalous magnetic moment,” *Phys. Rev. D* **52** (1995) 2619 [hep-ph/9506256];
- [94] B. Krause, “Higher order hadronic contributions to the anomalous magnetic moment of leptons,” *Phys. Lett. B* **390** (1997) 392 [hep-ph/9607259].
- [95] J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], “Study of tau-pair production in photon-photon collisions at LEP and limits on the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton,” *Eur. Phys. J. C* **35** (2004) 159 [hep-ex/0406010].
- [96] F. Cornet and J. I. Illana, “Tau pair production via photon-photon collisions at LEP,” *Phys. Rev. D* **53** (1996) 1181 [hep-ph/9503466].
- [97] A. A. Billur and M. Koksul, “Probe of the electromagnetic moments of the tau lepton in gamma-gamma collisions at the CLIC,” *Phys. Rev. D* **89** (2014) 3, 037301 [arXiv:1306.5620 [hep-ph]].
- [98] J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg, J. Papavassiliou and J. Vidal, “Tau anomalous magnetic moment form-factor at super B/charm factories,” *Nucl. Phys. B* **790** (2008) 160 [arXiv:0707.2496 [hep-ph]].
- [99] J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg and J. Vidal, “Tau spin correlations and the anomalous magnetic moment,” *JHEP* **0901** (2009) 062 [arXiv:0807.2366 [hep-ph]].
- [100] M. L. Laursen, M. A. Samuel and A. Sen, “Radiation Zeros and a Test for the g Value of the τ Lepton,” *Phys. Rev. D* **29** (1984) 2652 [Erratum-ibid. *D* **56** (1997) 3155].
- [101] M. A. Samuel and G. Li, “Measuring the magnetic moment of the tau lepton at the Fermilab tevatron, the SSC and the LHC,” *Int. J. Theor. Phys.* **33** (1994) 1471.
- [102] M. A. Samuel, G. w. Li and R. Mendel, “The Anomalous magnetic moment of the tau lepton,” *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 668 [Erratum-ibid. **69** (1992) 995].
- [103] F. Hoogeveen, “The Standard Model Prediction for the Electric Dipole Moment of the Electron,” *Nucl. Phys. B* **341**, 322 (1990).
- [104] J. S. M. Ginges and V. V. Flambaum, “Violations of fundamental symmetries in atoms and tests of unification theories of elementary particles,” *Phys. Rept.* **397** (2004) 63 [physics/0309054]; M. Pospelov and A. Ritz, “Electric dipole moments as probes of new physics,” *Annals Phys.* **318** (2005) 119 [hep-ph/0504231]; M. Raidal, *et al.*, “Flavour physics of leptons and dipole moments,” *Eur. Phys. J. C* **57** (2008) 13; M. Pospelov and A. Ritz, “Probing CP violation with electric dipole moments,” in “*Lepton dipole moments*,” B.L. Roberts and W.J. Marciano (eds.), Advanced series on directions in high energy physics, Vol. 20, World Scientific (2010), p. 439; T. Fukuyama, “Searching for New Physics beyond the Standard Model in Electric Dipole Moment,” *Int. J. Mod. Phys. A* **27** (2012) 1230015 [arXiv:1201.4252 [hep-ph]].

- [105] J. Engel, M. J. Ramsey-Musolf and U. van Kolck, “Electric Dipole Moments of Nucleons, Nuclei, and Atoms: The Standard Model and Beyond,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **71** (2013) 21 [arXiv:1303.2371 [nucl-th]]; L. Mercolli and C. Smith, “EDM constraints on flavored CP-violating phases,” *Nucl. Phys. B* **817** (2009) 1 [arXiv:0902.1949 [hep-ph]]; M. Jung and A. Pich, “Electric Dipole Moments in Two-Higgs-Doublet Models,” *JHEP* **1404** (2014) 076 [arXiv:1308.6283 [hep-ph]].
- [106] K. Inami *et al.* [Belle Collaboration], “Search for the electric dipole moment of the tau lepton,” *Phys. Lett. B* **551** (2003) 16 [hep-ex/0210066].
- [107] J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg and J. Vidal, “CP violation and electric-dipole-moment at low energy tau-pair production,” *Nucl. Phys. B* **701** (2004) 87 [hep-ph/0404185]; J. Bernabeu, G. A. Gonzalez-Sprinberg and J. Vidal, “CP violation and electric-dipole-moment at low energy tau production with polarized electrons,” *Nucl. Phys. B* **763** (2007) 283 [hep-ph/0610135].
- [108] Q. J. Xu and C. H. Chang, “Suggestion for measuring the weak dipole moment of τ lepton at Z factory,” *Phys. Rev. D* **91**, no. 1, 013011 (2015) [arXiv:1410.1774 [hep-ph]].
- [109] A. Heister *et al.* [ALEPH Collaboration], “Search for anomalous weak dipole moments of the tau lepton,” *Eur. Phys. J. C* **30** (2003) 291 [hep-ex/0209066].
- [110] Y. S. Tsai, “Production of polarized tau pairs and tests of CP violation using polarized e^+e^- colliders near threshold,” *Phys. Rev. D* **51**, 3172 (1995) [hep-ph/9410265].
- [111] Y. s. Tsai, “The Investigation of CP violation through the decay of polarized tau leptons,” *Phys. Lett. B* **378**, 272 (1996).
- [112] T. Huang, J. M. Yang, B. L. Young and X. M. Zhang, “Effective CP violating operators of the tau lepton and some of their phenomenologies,” *Phys. Rev. D* **58**, 073007 (1998) [hep-ph/9803334]; T. Huang, W. Lu and Z. j. Tao, “Search for nonstandard model CP/T violation at tau charm factory,” *Phys. Rev. D* **55**, 1643 (1997) [hep-ph/9609220].
- [113] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], “Search for CP Violation in the Decay $\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 (>= 0\pi^0) \nu_\tau$,” *Phys. Rev. D* **85** (2012) 031102 [Erratum-ibid. *D* **85** (2012) 099904] [arXiv:1109.1527 [hep-ex]].
- [114] I. I. Bigi and A. I. Sanda, “A ‘Known’ CP asymmetry in tau decays,” *Phys. Lett. B* **625** (2005) 47 [hep-ph/0506037].
- [115] G. Calderon, D. Delepine and G. L. Castro, “Is there a paradox in CP asymmetries of $\tau^\pm \rightarrow K_{L,S} \pi^\pm \nu$ decays?,” *Phys. Rev. D* **75** (2007) 076001 [hep-ph/0702282 [HEP-PH]].
- [116] Y. Grossman and Y. Nir, “CP Violation in $\tau \rightarrow \nu \pi K_S$ and $D \rightarrow \pi K_S$: The Importance of $K_S - K_L$ Interference,” *JHEP* **1204** (2012) 002 [arXiv:1110.3790 [hep-ph]].
- [117] H. Z. Devi, L. Dhargyal and N. Sinha, “Can the observed CP asymmetry in $\tau \rightarrow K \pi \nu_\tau$ be due to nonstandard tensor interactions?,” *Phys. Rev. D* **90** (2014) 1, 013016 [arXiv:1308.4383 [hep-ph]].
- [118] M. Bischofberger *et al.* [Belle Collaboration], “Search for CP violation in $\tau \rightarrow K_S^0 \pi \nu_\tau$ decays at Belle,” *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 131801 [arXiv:1101.0349 [hep-ex]].
- [119] J. H. Kuhn and E. Mirkes, “CP violation from charged Higgs exchange in hadronic tau decays with unpolarized beams,” In *Jerusalem 1997, High energy physics* 749-752 [hep-ph/9711364].

- [120] J. H. Kuhn and E. Mirkes, “CP violation in semileptonic tau decays with unpolarized beams,” Phys. Lett. B **398**, 407 (1997) [hep-ph/9609502].
- [121] C. A. Nelson, H. S. Friedman, S. Goozovat, J. A. Klein, L. R. Kneller, W. J. Perry and S. A. Ustin, “Stage 2 spin correlation functions: Tests for nonCKM type leptonic CP violation in $\tau \rightarrow \rho\nu$ decay,” Phys. Rev. D **50**, 4544 (1994).
- [122] C.-H. Chang and Y.-Q. Chen, Phys. Rev. D **46**, 3845(1992); E. Braaten, K. Cheung and T.C. Yuan, Phys. Rev. D **48**, R5049 (1993); Y.-Q. Chen, Phys. Rev. D **48**, 5181 (1993); N. Brambilla, et al. Heavy Quarkonium Physics, CERN-2005-005 20 June 2005, arXiv: hep-ph/0412158; Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities, Eur. Phys. J. C **71**, 1534 (2011) and references therein.
- [123] P. Abreu, et al (DELPHI Collaboration), Search for the B_c meson, Phys. Letts. B **398** 207 (1997); R. Barate, et al (ALEPH Collaboration), Search for the B_c meson in hadronic Z^0 decay, Phys. Letts. B **402** 213 (1997); K. Ackerstaff, et al (OPAL Collaboration), Search for the B_c meson in hadronic Z^0 decay, Phys. Letts. B **420** 157 (1998).
- [124] The Production of B_c or $\bar{B}_c$ meson associated with two heavy quark jets in Z -boson decay C.H. Chang and Y.Q. Chen, Phys. Rev. D **46** (1992) 3845; Erratum, Phys. Rev. D **50** (1994) 6013.
- [125] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, Phys. Rev. D **51**, 1125 (1995) [Erratum-ibid. D **55**, 5853 (1997)]; N. Brambilla, et al. CERN- 2005-005 20 June 2005, arXiv: hep-ph/0412158; Eur. Phys. J. C **71**, 1534 (2011) and references therein.
- [126] Measurement of the longitudinal, transverse and asymmetry fragmentation function at LEP OPAL Collaboration (R. Akers et al), Z. Phys. C **68** (1995) 203.
- [127] Inclusive analysis of the b quark fragmentation function in Z decays at LEP OPAL Collaboration (G. Abbiendi et al), Eur. Phys. J. C **29** (2003) 463.
- [128] A study of the b-quark fragmentation function with the DELPHI detector at LEPI and an averaged distribution obtained at the Z pole DELPHI Collaboration (J. Abdallah et al), Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1557.
- [129] Fragmentation functions for pions,kaos, and protons at next-to-leading order B.A. Kniehl, G. Kramer and B. Potter, Nucl. Phys. B **582** (2000) 514.
- [130] Fragmentation functions for light charged hadrons with complete quark flavor separation S. Albino, B.A. Kniehl and G.Kramer, Nucl. Phys. B **725** (2005) 181.
- [131] Leading and higher twist distributions in semi-inclusive e^+e^- annihilation at high energy S.Y. Wei, K.B. Chen, Y.K. Sun and Z.T. Liang, Phys. Rev. D **91** (2015) 3, 034015.
- [132] Polarized hadron pair production from electron-positron annihilation D. Pitonyak, M. Schlegel and A. Metz, Phys. Rev. D **89** (2014) 5, 054032.
- [133] For a recent overview, see e.g., Z. t. Liang, “Three dimensional imaging of the nucleon — TMD (theory and phenomenology),” plenary talk at the 21st International Symposium on Spin Physics, October 20-24, 2014, arXiv:1502.03896 [hep-ph]; also the extended version, Baibao Chen, Shuyi Wei and Zuo-tang Liang, “Three dimensional imaging of the nucleon and semi-inclusive high energy reactions”, to be published in Frontier of Physics, (2015).
- [134] S. Y. Wei, K. b. Chen, Y. k. Song and Z. t. Liang, Phys. Rev. D **91**, no. 3, 034015 (2015) [arXiv:1410.4314 [hep-ph]].

- [135] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **374**, 319 (1996).
- [136] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. C **2**, 49 (1998) [hep-ex/9708027].
- [137] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], Phys. Lett. B **412**, 210 (1997) [hep-ex/9708022].
- [138] K. Ackerstaff *et al.* [OPAL Collaboration], Z. Phys. C **74**, 437 (1997).
- [139] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], Phys. Lett. B **406**, 271 (1997).
- [140] K. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 232002 (2006) [hep-ex/0507063].
- [141] A. Vossen *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 072004 (2011) [arXiv:1104.2425 [hep-ex]].
- [142] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **90**, 052003 (2014) [arXiv:1309.5278 [hep-ex]].
- [143] Yinghui Guan, talk given at the 4th International Workshop on Transverse Polarisation Phenomena in Hard Processes (Transversity 2014), June 9 to 13, 2014, Chia, Italy, also talk given at the 21st International Symposium on Spin Physics, October 20-24, 2014.
- [144] CKMfitter Group (J. Charles *et al.*), Eur. Phys. J. C **41**, 1-131 (2005) [hep-ph/0406184], updated results and plots available at: <http://ckmfitter.in2p3.fr>.
- [145] Heavy Flavor Averaging Group Collaboration, Y. Amhis *et al.*, arXiv:1207.1158 [hep-ex].
- [146] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Implications of LHCb measurements and future prospects, EPJC **73** (2013) 2373.
- [147] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Framework TDR for the LHCb Upgrade : Technical Design Report , CERN-LHCC-2012-007.
- [148] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], Precision measurement of CP violation in $B_s \rightarrow J/\psi K + K^?$ decays, Phys. Rev. Lett. **114**, 041801 (2015).
- [149] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Evidence for an excess of $B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu$ decays, Phys. Rev. Lett. **109**, 101802 (2012).
- [150] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **88**, 072012 (2013).
- [151] Y. Sato *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **94**, no. 7, 072007 (2016).
- [152] LHCb collaboration Collaboration, R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 111803; Erratum Phys. Rev. Lett. **115**, (2015) 159901.
- [153] LHCb collaboration Collaboration, R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 15, 151601, arXiv:1406.6482 [hep-ex].
- [154] C. Bobeth, G. Hiller, and G. Piranishvili, JHEP **0712**(2007) 040, arXiv:0709.4174 [hep-ph].
- [155] HPQCD Collaboration Collaboration, C. Bouchard, G. P. Lepage, C. Monahan, H. Na, and J. Shigemitsu, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) no. 16, 162002, arXiv:1306.0434 [hep-ph].
- [156] G. Hiller and F. Kruger, Phys. Rev. D **69**(2004) 074020, arXiv:hep-ph/0310219 [hep-ph].
- [157] BaBar Collaboration Collaboration, K. Flood, PoS ICHEP2010 (2010) 234.

- [158] F. Archilli, Talk by F. Archilli at the 8th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle, ckm 2014, Vienna, Austria, 2014; Nature 522 (2015) 68, CMS, LHCb.
- [159] C. Bobeth, M. Gorbahn, T. Hermann, M. Misiak, E. Stamou, et al., Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 101801, arXiv:1311.0903 [hep-ph].
- [160] C.-S. Huang and W. Liao, Phys. Lett. B525, 107(2002); C.-S. Huang and W. Liao, Phys. Lett. B538, 301(2002).
- [161] A. J. Buras, R. Fleischer, J. Girrbach, R. Knegjens, JHEP 1307 (2013) 77; R. Fleischer, Int. J. Mod. Phys. A29, 1444004 (2014).
- [162] K. De Bruyn et al, Phys. Rev. Lett. 109, 041801 (2012) .
- [163] F. Muheim, Y. Xie, R. Zwicky, Phys. Lett. B 664 (2008) 174.
- [164] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], arXiv:1609.05216 [hep-ex].
- [165] Z. Yang, X.-G. Wu, G. Chen, Q.-L. Liao, and J.-W. Zhang, Phys.Rev. D85 (2012) 094015, arXiv:1112.5169 [hep-ph].
- [166] D. Asner, T. Barnes, J. Bian, I. Bigi, N. Brambilla, et al., Physics at BES-III, Int.J.Mod.Phys. A24 (2009) S1 - 794, arXiv:0809.1869 [hep-ex].
- [167] H.-B. Li and M.-Z. Yang, Sci.China Phys.Mech.Astron. 53 (2010) 1953-1956
- [168] X.-W. Kang, H.-B. Li, G.-R. Lu, and A. Datta, Int.J.Mod.Phys. A26 (2011) 2523 - 2535, arXiv:1003.5494 [hep-ph].
- [169] G. Aad et al., (ATLAS Collaboration) Observation of an Excited B_c Meson State with the ATLAS Detector, Phys. Rev. Lett. **113**, 212004 (2014).
- [170] M. Mattson, et al. (SELEX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 112001 (2002); M. A. Moinester, et al. (SELEX Collaboration), Czech. J. Phys. **53**, B201 (2003); A. Ocherashvili, et al. (SELEX Collaboration), Phys. Lett. B**628**, 18 (2005).
- [171] Eichten E.J. et al, Charmonium: The model, Phys. Rev. **D17** (1978) 3090; Stephen Godfrey and Nathan Isgur, Phys. Rev. **D32** (1985) 189; Eichten E.J. and Quigg C., Mesons with Beauty and Charm: Spectroscopy, Phys. Rev. **D49**, 5845 (1994); Quarkonium Wave Functions at the Origin, Phys. Rev. **D52**, 1726 (1995).
- [172] Chang C.H., Wang J.X. and Wu X.G. Production of a heavy quarkonium with a photon via ISR at Z peak in e^+e^- collider, Science China **53** (2010) 2031-2036.
- [173] Bodwin G T, Lee J, and Yu C, Phys. Rev. D **77**, 094018 (2008).
- [174] Zhang Y J, Gao Y J, and Chao K T, Phys. Rev. Lett. **96**, 092001 (2006).
- [175] Gong B and Wang J X, Phys. Rev. D **77**, 054028 (2008).
- [176] Zhang Y J and Chao K T, Phys. Rev. Lett. **98**, 092003 (2007).
- [177] Ma Y Q, Zhang Y J, and Chao K T, Phys. Rev. Lett. **102**, 162002 (2009).
- [178] Gong B and Wang J X, Phys. Rev. Lett. **102**, 162003 (2009).
- [179] Gong B and Wang J X, Phys. Rev. Lett. **100**, 181803 (2008); Phys. Rev. Lett. **100**, 232001 (2008).

- [180] Butenschoen M and Kniehl B A, Phys. Rev. Lett. **108**, 172002 (2012).
- [181] Gong B, Wan L P, Wang J X, and Zhang H F, Phys. Rev. Lett. **110**, 042002 (2013).
- [182] Wu X G, Brodsky S J, and Mojaza M, Prog. Part. Nucl. Phys. **72**, 44 (2013).
- [183] Sun Z, Wu X G, Chen G, Jiang J, and Yang Z, Phys. Rev. D **87**, 114008 (2013).
- [184] Chang C H, Driouch C, Eerola P, and Wu X G, Comput. Phys. Commun. **159**, 192(2004).
- [185] Chang C H, Wang J X, and Wu X G, Comput. Phys. Commun. **177**, 467 (2007).
- [186] Murayama H and Peskin M E, Annu. Rev. Nucl. Part.Sci. **46**, 533 (1996).
- [187] Z. Yang, X.G. Wu, L.C. Deng, J.W. Zhang and G. Chen, Eur. Phys. J. C **71**, 1563 (2011); C.F. Qiao, L.P. Sun and R.L. Zhu, JHEP **1108**, 131 (2011); Jun Jiang, Long-Bin Chen, Cong-Feng Qiao, Phys. Rev. D **91**, 034033 (2015).
- [188] Z. Yang, X.G. Wu, G. Chen, Q. L. Liao, J. W. Zhang, Phys. Rev. D **85**, 094015 (2012).
- [189] Xu-Chang Zheng, Chao-Hsi Chang and Zan Pan, Production of doubly heavy-flavored hadrons at e^+e^- colliders, arXiv:1510.06808.
- [190] Jiang J, Wu X G, Liao Q L, Zheng X C, and Fang Z Y, Phys. Rev. D **86**, 054021 (2012); Jiang J, Wu X G, Wang S M, Zhang J W, and Fang Z Y, Phys. Rev. D **87**, 054027 (2013).
- [191] Sjostrand T, Mrenna S and Skands P, JHEP **0605**, 026(2006).
- [192] Yang Z, Wu X G, and Wang X Y, Comput. Phys. Commun. **184**, 2848 (2013).
- [193] Chen Y Q and Wu S Z, JHEP **1108**, 144 (2011).
- [194] Baranov S P and Slad V L, Phys. Atom. Nucl. **67**, 808 (2004).
- [195] Y. Jin, S. Y. Li, Z. G. Si and T. Yao, arXiv:1005.4664 [hep-ph].
- [196] T. Sjostrand, Int. J. Mod. Phys. A **3**, 751 (1988).
- [197] S. Wolfram, CALT-68-778, C80-03-09-18.
- [198] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238**, 1 (1984); B. R. Webber, Nucl. Phys. B **238**, 492 (1984).
- [199] JIN Yi et al., SCIENCE CHINA-Physics, Mechanics & Astronomy **53**, 1998 (2010).
- [200] F. l. Shao, Q. b. Xie, S. y. Li and Q. Wang, Phys. Rev. D **69**, 054007 (2004).
- [201] S. y. Li, F. l. Shao, Q. b. Xie and Q. Wang, Phys. Rev. D **65**, 077503 (2002).
- [202] S. Y. Li, Z. G. Si, Q. B. Xie and Q. Wang, Phys. Lett. B **458**, 370 (1999).
- [203] Z. G. Si, Q. Wang and Q. B. Xie, Phys. Lett. B **401**, 107 (1997).
- [204] J. P. Ma and Z. G. Si, Phys. Lett. B **568**, 135 (2003).
- [205] J. Jiang, X. -G. Wu, S. -M. Wang, J. -W. Zhang and Z. -Y. Fang, Phys. Rev. D **87**, **054027** (2013).
- [206] L. Maiani, A. D. Polosa, V. Riquer and C. A. Salgado, Phys. Lett. B **645** (2007) 138.

- [207] W. Han, S. Y. Li, Y. H. Shang, F. L. Shao and T. Yao, Phys. Rev. C **80**, 035202 (2009).
- [208] S. Zouzou, B. Silvestre-Brac, C. Gignoux, J. M. Richard, Z. Phys. C **30**, 457 (1986).
- [209] W. Han, S. -Y. Li, Z. -G. Si and Z. -J. Yang, Phys. Lett. B **642**, 62 (2006).
- [210] Y. Jin, S. -Y. Li, Z. -G. Si, Z. -J. Yang and T. Yao, Phys. Lett. B **727**, 468 (2013).
- [211] Y. Jin, S. Y. Li, Y. R. Liu, Z. G. Si and T. Yao, Phys. Rev. D **89**, no. 9, 094006 (2014).
- [212] X. Artru and G. Mennessier, Nucl. Phys. B **70**, 93 (1974).
- [213] B. Andersson, G. Gustafson and C. Peterson, Z. Phys. C **1**, 105 (1979); B. Andersson and G. Gustafson, Z. Phys. C **3**, 223 (1980); B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983); B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjostrand, Phys. Rept. **97**, 31 (1983).
- [214] V. V. Anisovich and V. M. Shekhter, Nucl. Phys. B **55** 455 (1973).
- [215] J. D. Bjorken and G. R. Farrar, Phys. Rev. D **9**, 1449 (1974).
- [216] Das KP, Hwa RC. *Phys. Lett.* B68:459 (1977). erratum *Phys. Lett.* B73:504 (1978)
- [217] Adamovich M, et al (WA82 Collaboration). *Phys. Lett.* B305:402 (1993)
- [218] 谢去病, 墨文川, 李裕发, 高能物理与核物理, 第8卷, 第5期, 1984年9月, 642-647页.
- [219] Q. B. Xie and Z. T. Liang, In “*Jinan 1987, Proceedings, Multiparticle production*”, edited by R. C. Hwa and Q. B. Xie, World Scientific, Singapore (1987) p.469-496.
- [220] Q. B. Xie and X. M. Liu, Phys. Rev. D **38**, 2169 (1988).
- [221] Q. B. Xie, in “*19th International Symposium on Multiparticle Dynamics 1988*”, edited by D. Schiff and J. Tran Thanh Van, Editions Frontieres, France and World Scientific, Singapore (1988), p.369-375
- [222] Z. T. Liang and Q. B. Xie, Phys. Rev. D **43**, 751 (1991); Q. Wang and Q. B. Xie, J. Phys. G **21**, 897 (1995); J. Q. Zhao, Q. Wang and Q. B. Xie, Sci. China Ser. A **38**, 1474 (1995); Q. Wang, Z. G. Si and Q. B. Xie, Int. J. Mod. Phys. A **11**, 5203 (1996); Z. G. Si, Q. B. Xie and Q. Wang, Commun. Theor. Phys. **28**, 85 (1997).
- [223] Q. Wang, Q. B. Xie and Z. G. Si, Phys. Lett. B **388**, 346 (1996); Q. Wang and Q. B. Xie, Phys. Rev. D **52**, 1469 (1995); Q. Wang, G. Gustafson and Q. B. Xie, Phys. Rev. D **62**, 054004 (2000); Q. Wang, G. Gustafson, Y. Jin and Q. B. Xie, Phys. Rev. D **64**, 012006 (2001).
- [224] F. L. Shao, T. Yao and Q. B. Xie, Phys. Rev. C **75**, 034904 (2007) [arXiv:nucl-th/0611026].
- [225] F. L. Shao, Q. B. Xie and Q. Wang, Phys. Rev. C **71**, 044903 (2005); T. Yao, Q. B. Xie and F. L. Shao, Chinese Physics C 32(05), 356 (2008); J. Song, F. L. Shao, Q. B. Xie, Y. F. Wang and D. M. Wei, arXiv:0801.0918 [hep-ph].
- [226] T. Yao, W. Zhou and Q. B. Xie, Phys. Rev. C **78**, 064911 (2008) [arXiv:0809.0049 [nucl-th]].
- [227] Z. G. Si, Q. B. Xie and Q. Wang, Commun Theor Phys **28**, 85 (1997); Z. G. Si and Q. B. Xie, HEPNP **23**, 445 (1999).
- [228] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], Eur. Phys. J. C **14**, 373 (2000).
- [229] P. D. Acton *et al.* [OPAL Collaboration], Phys. Lett. B **305**, 415 (1993).

- [230] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group Collaboration], Phys. Lett. B **667**, 355 (2008).
- [231] G. Gustafson and J. Hakkinen, Z. Phys. C **64**, 659 (1994).
- [232] L. L. Tian, Q. B. Xie and Z. G. Si, Phys. Rev. D **49**, 4517 (1994).
- [233] Q. Wang and Q. B. Xie, Phys. Rev. D **52**, 1469 (1995).
- [234] Q. Wang, G. Gustafson and Q. b. Xie, Phys. Rev. D **62**, 054004 (2000).
- [235] C. Friberg, G. Gustafson and J. Hakkinen, Nucl. Phys. B **490**, 289 (1997).
- [236] G. Altarelli, T. Sjostrand and F. Zwirner, REPORT-NUM-CERN-96-01, CERN-96-01-V-1, CERN-YELLOW-96-01-V-1, CERN-96-01, CERN-96-01-V-2, CERN-YELLOW-96-01-V-2.
- [237] Q. Wang, Q. B. Xie and S. Y. Li, Commun. Theor. Phys. **34**, 491 (2000).
- [238] Q. Wang, G. Gustafson, Y. Jin and Q. b. Xie, Phys. Rev. D **64**, 012006 (2001).
- [239] Y. Jin, S. Y. Li and Q. B. Xie, HEPNP **27**, 282 (2003).
- [240] C. Bignamini, B. Grinstein, F. Piccinini, A. D. Polosa and C. Sabelli, Phys. Rev. Lett. **103**, 162001 (2009).
- [241] A. Esposito, F. Piccinini, A. Pilloni and A. D. Polosa, J. Mod. Phys. **4**, 1569 (2013).
- [242] T. Sjostrand and V. A. Khoze, Z. Phys. C **62**, 281 (1994).
- [243] G. Gustafson, U. Pettersson and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **209**, 90 (1988).
- [244] Qun Wang, Qu-Bing Xie and Zong-Guo Si, Phys. Lett. B **388**, 346 (1996).
- [245] S. Catani, Yu. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B.R. Webber, Phys. Lett. B **269**, 432 (1991).
- [246] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas, Phys. Rev. D **27**, 105 (1983).
- [247] B. Andersson, G. Gustafson and B. Soderberg, Z. Phys. C **20**, 317 (1983).
- [248] J. R. Ellis, M. K. Gaillard and G. G. Ross, Nucl. Phys. B **111** (1976) 253 [Erratum-ibid. B **130** (1977) 516].
- [249] Y. Kats and M. J. Strassler, JHEP **1211**, 097 (2012).
- [250] C. Y. Chen, A. Freitas, T. Han and K. S. M. Lee, arXiv:1410.8113 [hep-ph].
- [251] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration) Phys. Rev. Letts. **115**, 072001 (2015)
- [252] J.J. Wu, R. Molina, E.Oset, B.S. Zou, Phys. Rev. Letts. **105**, 232001 (2010)
- [253] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, 'The Eightfold Way' Benjamin, New York (1964); M. Gell-Mann, Phys. Letts, **8**, 214 (1964).
- [254] H.X. Chen, W. Chen, X. Liu, S.L. Zhu, Phys. Reports. **639**, 1 (2016)
- [255] G. Aad, et al., the ATLAS Collaboration, Phys.Lett. B **716**, 1 (2012); S. Chatrchyan, et al., the CMS Collaboration, Phys.Lett. B **716**, 30 (2012).
- [256] Z. X. Zhang, SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica, **42**, 716 (2012).

- [257] I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin, S. L. Panfil, V. G. Serbo and V. I. Telnov, Nucl. Instrum. Meth. A219, 5 (1984); S. J. Brodsky, Acta Phys. Polon. B37, 619 (2006).
- [258] R. Godbole and G. Pancheri, Nucl. Instrum. Meth. A472, 205 (2001).
- [259] P. Aurenche et al., Prog. Theor. Phys. 92, 175 (1994).
- [260] M. Klasen, T. Kleinwort, and G. Kramer, Eur. Phys. J. Direct , C1, 1 (1998).
- [261] M. Drees, M. Kramer, J. Zunft, and P. M. Zerwas, Phys. Lett., B306, 371 (1993).
- [262] H1 collaboration: T. Ahmed et al., Phys. Lett. B297, 205 (1992), T. Abt et al., Phys. Lett. B314, 436 (1993); ZEUS collaboration: M. Derrick et al., Phys. Lett. B297, 404 (1992).
- [263] ALEPH collaboration: D. Buskulic et al., Phys. Lett. B313, 509 (1993).
- [264] M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Lett., B386, 370 (1996).
- [265] M. Stratmann, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 82, 400 (2000).
- [266] J. Kwiecinski and B. Ziaja, Phys.Rev. D63, 054022 (2001).
- [267] G. Japaridze, A. Tkabladze, Phys. Lett. B433, 139 (1998).
- [268] R.M. Godbole, D. Indumathi, M. Kramer, Phys. Rev. D65, 074003 (2002).
- [269] J.P. Ma, B.H.J. McKellar, C.B. Parnavitane, Phys. Rev. D57, 606 (1998).
- [270] M. Klasen, B.A. Kniehl, L. Mihaila, M. Steinhauser, Nucl. Phys. B609, 518 (2001).
- [271] C. F. Qiao, J. X. Wang, Phys. Rev. D69, 014015 (2004).
- [272] G. Chen, X. G. Wu, H. B. Fu, H. Y. Han, and Z. Sun, Phys. Rev. D90, 034004 (2014); P. Jankowski, M. Krawczyk , A. De Roeck, Nucl. Instrum. Meth. A472, 212 (2001); C. F. Qiao, ICFP2001(ZhangJiaJie, China. May 31-June 6, 2001), arXiv:hep-ph/0111448.
- [273] J. Kwiecinski and L. Motyka. Phys. Lett., B438, 203 (1998).
- [274] C. F. Qiao, Phys. Rev. D64, 077503 (2001).
- [275] M. Mattson et al., [SELEX Collaboration], Phys. Rev. Lett. 89, 112001 (2002) ; M. A. Moinester et al., [SELEX Collaboration], Czech. J. Phys. 53, B201 (2003) ; A. Ocherashvili et al., [SELEX Collaboration], Phys. Lett. B628, 18 (2005).
- [276] S. Y. Li, Z. G. Si, Z. J. Yang, Phys. Lett. B648, 284 (2007); Z. J. Yang, T. Yao, Chin. Phys. Lett. 24, 3378 (2007).
- [277] C. F. Qiao, arXiv:hep-ph/0012281; J. Bartels, S. Gieseke, C. F. Qiao, Phys. Rev. D63, 056014 (2001), Erratum-ibid. D65, 079902 (2002).
- [278] D. L. Bordon, D. A. Bauer, and D. O. Caldwell, Phys. Rev. D48, 4018 (1993); T. Ohgaki, T. Takahashi and I. Wantanabe, Phys. Rev. D56, 1723 (1997); T. Ohgaki, T. Takahashi, I. Wantanabe and T. Tauchi, Int. J. Mod. Phys. A13, 2411 (1998); I. Wantanabe et al., KEK Report 97-17 (1998).

- [279] J. F. Gunion et al., eConf C960625, LTH092 (1996); A. Djouadi, V. Driesen, W. Hollik and J. I. Illana, Eur. Phys. J. C1, 149 (1998); B. Grzadkowski and J. F. Gunion, Phys. Lett. B294, 361 (1992); J. F. Gunion and J. G. Kelly, Phys. Lett. B333, 110 (1994).
- [280] G. Jikia and A. Tkabladze, Phys. Rev. D54, 2030 (1996); M. Melles, W. J. Stirling and V. A. Khoze, Phys. Rev. D61, 054015 (2000).
- [281] L. Wang, F. Q. Xu, J. M. Yang, JHEP 1001, 107 (2010); D. Lopez-Val and J. Sola, Phys. Lett. B702, 246 (2011); W. G. Ma, C. S. Li, L. Han, Phys. Rev. D53, 1304 (1996), Phys. Rev. D54, 5904 (1996), Phys. Rev. D56, 4420 (1997); S. H. Zhu, C. S. Li, C. S. Gao, Phys.Rev. D58, 015006 (1998); Y. J. Zhou, W. G. Ma, H. S. Hou, R. Y. Zhang, P. J. Zhou, Y. B. Sun , Phys. Rev. D68, 093004 (2003).
- [282] H. Chen, W. G. Ma, R. Y. Zhang, P. J. Zhou, H. S. Hou, Y. B. Sun, Nucl. Phys. B683, 196 (2004).
- [283] F. Zhou , W. G. Ma, Y. Jiang, X. Q. Li, L. H. Wan, arXiv:hep-ph/0106103.
- [284] H. Liang, C. G. Hu, C. S. Li, W. G. Ma, Phys. Rev. D54, 2363 (1996); C. S. Li, J. M. Yang, Y.L. Zhu, H. Y. ZhU, Phys. Rev. D54, 4662 (1996); M. L. Zhou, W. G. Ma, L. Han, Y. Jiang, H. Zhou, Phys. Rev. D61, 033008 (2000); H. Wang, C. S. Li, H. Y. Zhou, Y. P. Kuang, Phys. Rev. D54, 4374 (1996); C. H. Chang, L. Han, W. G. Ma, Z. H. Yu, Nucl. Phys. B515, 15 (1998).
- [285] X. Yin, W. G. Ma, L. H. Wan, Y. Jiang, L. Han, arXiv:hep-ph/0106183; Z. H. Yu, H. Pietschmann, W. G. Ma, L. Han, Y. Jiang, Eur. Phys. J. C16, 541 (2000); Y. Jiang, M. L. Zhou , W. G. Ma, L. Han, H. Zhou, M. Han, Phys. Rev. D57, 4343 (1998); L. Han, Y. Jiang, W. G. Ma, Nucl.Instrum.Meth. A472, 233 (2001).
- [286] D. Boer, M. Diehl, R. Milner, R. Venugopalan, W. Vogelsang, D. Kaplan, H. Montgomery and S. Vgldor et al., “Gluons and the quark sea at high energies: Distributions, polarization, tomography,” arXiv:1108.1713 [nucl-th].
- [287] B. S. Zou and D. O. Riska, “The s anti-s component of the proton and the strangeness magnetic moment,” Phys. Rev. Lett. 95, 072001 (2005).
- [288] K. A. Olive et al. [Particle Data Group Collaboration], “Review of Particle Physics,” Chin. Phys. C 38, 090001 (2014).