

文章编号: 1007-4627(2006)03-0263-08

超子的稀有衰变及 CP 不守恒*

王庆武¹, 李希国^{1, 2}

(1 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

2 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 简述了近几年来超子稀有衰变的理论和实验研究进展及其待解决的问题。简单地讨论了兰州 CSR 上进行超子稀有衰变实验的可能性。

关键词: 超子; 稀有衰变; CP 破坏; 弱相互作用

中图分类号: O572.2; O572.23 **文献标识码:** A

1 引言

超子的稀有衰变曾经被认为是超子衰变中最简单的一类, 相比于非轻子衰变和半轻子衰变, 这里末态只有两个粒子, 其中一个为光子, 不存在末态间的强相互作用。然而在这样一个看似简单的过程中, 却融合了弱相互作用、电磁相互作用, 甚至强相互作用。几十年的研究表明, 这类衰变要比当初想象的复杂得多, 希望通过研究来增加对这些相互作用的认识。

1964 年, Hara 在文献[1]中指出, 假定 CP 联合不变并且左手流存在于弱相互作用中, 那么 Σ^+ 和 Ξ 辐射衰变的非对称参数在 $SU(3)$ 极限下将为零。相比于超子的其它几种衰变方式, 这个道的分支比很小, 只有 10^{-3} , 因此被称为稀有衰变道。尽管这类衰变比超子的其它两类衰变在实验测量上更加困难, 然而最终还是证实 Σ^+ 的非对称参数不但不为零, 而且还是一个比较大的负数。理论分析也认为 Hara 的理论存在问题。然而, 是 Hara 假定的对称性不存在, 还是 Hara 理论的推理中忽略了什么? 理论和实验都关心的两个量就是衰变中的非对称参数和这个稀有衰变道的分支比。人们希望通过各种对称性分析以及对两个量的正确计算来发现超子稀有衰变过程中到底发生了什么, Hara 理论的问题到底出在哪里? 不过, 目前的理论计算结果还不能让人满意, 衰变过程的物理图像仍不清楚。当

理论解释不了实验时, 人们希望能从这些问题中发现新的物理。对稀有的 K 介子中性流衰变研究预言了粲夸克(GIM 机制), 而超子的稀有衰变又能告诉人们什么呢? 如果承认目前人们关于弱电相互作用的认识还不完整, 那么人们又该如何改进? CP 破缺被认为和宇宙正反物质的不对称有关, 目前已在 K 介子和 B 介子的衰变中发现 CP 破缺现象, 有理论认为在超子的衰变中也存在 CP 破缺现象^[2, 3], 这也是人们研究这类衰变的一个原因。

2 实验和理论的困难

电弱稀有衰变共有 8 个($\Delta S=1$), 即 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$, $\Lambda \rightarrow n\gamma$, $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, $\Xi^- \rightarrow \Sigma^-\gamma$, $\Omega^- \rightarrow \Xi^-\gamma$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ 和 $\Omega^- \rightarrow \Xi^*(1530)^-\gamma$ 。目前还没有后两个衰变道的实验数据。另外 6 个衰变道的实验结果见表 1。

实验的主要困难就是如何把稀有衰变从它们的背景衰变中分离出来。在 Σ^+ 衰变中, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 的衰变是 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 的 400 倍, 而且还存在 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 的衰变过程。在强衰变过程中, 非对称参数同样具有很大的负结果($\alpha_0 = -0.980 \pm 0.016$)^[23], 这就使人们担心观测到的稀有衰变非对称参数有来自于强衰变的污染。同时, 很多实验中探测到的 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 事件数很少, 对系统误差也很敏感。理论认为 Σ^+

* 收稿日期: 2005-12-30; 修改日期: 2006-06-20

* 基金项目: 中国科学院知识创新工程重点方向性项目(KJXC2-SW-No2); 国家自然科学基金资助项目(10435080, 10575123)

作者简介: 王庆武(1979-), 男(汉族), 四川大竹人, 硕士研究生, 从事粒子物理研究; E-mail: wangqwoo@yahoo.com.cn

表 1 超子辐射衰变的分支比和非对称系数的实验值

	事件数	分支比(10^{-3})	非对称参数	实验室	参考文献及年份
$\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$	24	1.91 ± 0.41		BNL	Bazin ^[4] (1965)
	31(61)	1.42 ± 0.26	$-1.03^{+0.54}_{-0.42}$	Berkeley	Gershwin ^[5] (1969)
	45	1.08 ± 0.15		CERN	Ang ^[6] (1969)
	30(46)	1.09 ± 0.20	$-0.53^{+0.38}_{-0.36}$	CERN	Manz ^[7] (1980)
	155	$1.27^{+0.18}_{-0.18}$		CERN	Biagi ^[8] (1985)
	190	1.30 ± 0.15	$-0.86 \pm 0.13 \pm 0.04$	KEK	Kobayashi ^[9] (1987)
	408	$1.45 \pm 0.20^{+0.11}_{-0.22}$		BNL	Hessey ^[10] (1989)
	34 754		$-0.72 \pm 0.086 \pm 0.045$	Fermilab	Foucher ^[11] (1992)
	31 901	$1.20 \pm 0.06 \pm 0.05$		Fermilab	Timm ^[12] (1995)
$\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$	11	0.23 ± 0.10		CERN	Biagi ^[13] (1987)
	211	$0.122 \pm 0.023 \pm 0.006$	1.0 ± 1.3	Fermilab	Dubbs ^[14] (1994)
$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$	85	$3.56 \pm 0.42 \pm 0.10$	$0.20 \pm 0.32 \pm 0.05$	Fermilab	Teige ^[15] (1989)
	4 045	$3.34 \pm 0.05 \pm 0.09$	-0.63 ± 0.09	Fermilab	Harati ^[16] (2001)
$\Xi^0 \rightarrow \Delta \gamma$	116(87)	$1.06 \pm 0.12 \pm 0.11$	0.43 ± 0.44	Fermilab	James ^[17] (1990)
$\Lambda \rightarrow n\gamma$	24	1.02 ± 0.33		CERN	Biagi ^[18] (1986)
	287	$1.78 \pm 0.24 \pm 0.15$		BNL	Noble ^[19] (1992)
	1 816	1.75 ± 0.15		BNL	Larson ^[20] (1993)
$\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$	<2.2			CERN	Bourquin ^[21] (1984)
	<0.46			Fermilab	Albuquerque ^[22] (1994)

$\rightarrow p\gamma$ 中存在的 CP 直接破缺在 $10^{-4} - 10^{-5}$ 水平, 实验所能得到的事件数并不很多, 因此实验对探测设备和亮度都有非常高的要求^[3]。为了探测稀有衰变的非对称参数, 需要把初态超子极化, 较高的极化率也很重要。早期的实验是通过低能 $K^- p$ 碰撞产生 Σ^+ 粒子, 并通过高分辨率的气泡室分离出稀有衰变的真实信号。由于有较高的极化率(Gershwin 和 Manz 的实验极化率为 40% 左右), 虽然事件数很少, 却也能得到较大的负的非对称参数信息。从表 1 可以看出, 自 1985 年起由于采用了计数技术, 事件数明显提高。KEK 的实验是通过 1.7 GeV/c 的 π^+ 粒子轰击质子产生 Σ^+ 粒子, 事件数提高到 190, 极化率高达 87%。费米实验室专门为测量 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 设计了实验方案, 事件数一下提高到 10^4 量级。通过 800 GeV/c 的质子束轰击固定的铜靶, 产生了横向动量在 7.5—375 GeV/c 的 Σ^+ 粒子, 平均极化率为 12%。他们用特制的探测器来记录光子的

位置和能量, 并通过计算发射中性粒子的质量平方把 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变从 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ 中分离出来。有关更多的细节可以看文献^[12]。

理论的目的就是对这几个衰变道给出与实验一致的非对称参数和分支比, 同时找出 Hara 理论破缺的原因。然而到目前为止, 还没有一个理论能很好地给出符合实验的结果。有人在 Hara 理论中构造了明显的对称性破缺因子, 但仍保持严格的 SU(3) 对称性, 得到的非对称参数为零, 而衰变率却比实验低 1 个量级^[24, 25]。而有的理论并没有违背 Hara 理论假设的对称性, 却得到比较合理的结果^[26]。不可否认, Hara 理论并不是严格的, 至少味 SU(3) 是明显破缺的, 否则 8 重态内的重子就不会衰变了。有时候, 这些破缺是可以忽略的, 或者是可采用微扰近似处理。像 SU(3) 近似下的 Gell-Mann-Okubo 的质量公式以及强子的半轻子衰变振幅。然而对于弱辐射衰变, 却有些不同, 直接的微

扰计算得到的 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 非对称系数却是正的^[27]。因此问题的关键已经不是 Hara 理论预言的正确与否，而是该理论为什么会错，以及新的理论该如何得到与实验符合的预言值。量子色动力学(QCD)的夸克模型在预言重子磁矩和描述介子重子的电磁衰变中取得了很大的成功，因此人们希望能从 $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ 的标准模型导出参数 C 和 D ，从而计算出分支比和非对称参数。然而标准模型自身还存在一些问题，比如核子自旋问题。在高能区，QCD 能通过微扰计算得到精度很高的结果，然而在低能区，人们还没找到正确的可以信赖的计算方法，夸克的禁闭问题也仍然没解决。于是在计算矩阵元时，就有了各种模型。我们列举了一些在计算超子稀有衰变时用到的理论模型和方法：矢量畴模型^[3, 25]、么正下限方法^[28-30]、Pole 模型^[31-37]、QCD 求和规则^[26, 38-40]、MIT 袋模型^[41]、Skyrme 模型^[42]、有效夸克胶子光子算符方法^[43]、同时含有单夸克和双夸克跃迁的组分夸克模型^[44, 45]和 $SU(6)$ 对称性破缺的夸克-偶夸克模型^[46]。很多方法还是基于 QCD 理论的有效理论。有些模型对某几个衰变道给出了合理解释，而对另几个衰变道的解释却不理想；有的模型是以其中的几个衰变道作为输入参数来计算其他的衰变道。QCD 求和规则作为一个微观理论，虽然得到了比较正确的衰变率和非对称系数，但是这种方法要对很多费曼图求和，它的可靠性还不是很明显。

3 理论模型

对于超子的稀有衰变过程

$$Y(p) \rightarrow B(p') + \gamma(q) \quad ,$$

其中， $Y(p)$ 是动量为 p 的超子， $B(p')$ 是动量为 p' 的末态重子， $\gamma(q)$ 是动量为 $(p-p')$ 的光子，跃迁矩阵元表示为

$$T = G_F \frac{e}{\sqrt{4\pi}} \bar{u}(p') (C + D\gamma_5) \sigma_{\nu\lambda} u(p) q^\nu \epsilon^\lambda \quad , \quad (1)$$

其中， ϵ^ν 为光子极化矢量， G_F 为费米常数， e 为电荷单位， $\sigma_{\nu\lambda}$ 和 γ_5 为 Dirac γ 矩阵，而 C 和 D 分别代表宇称守恒和破缺部分。于是可以得到稀有衰变中两个重要的量：衰变率 Γ 和非对称参数 α_γ 。分支比表示为 B_r ，有

$$B_r \propto \Gamma = \frac{G_F^2 e^2}{\pi} \left(\frac{m_Y^2 - m_B^2}{2m_Y} \right)^3 (|C|^2 + |D|^2) \quad , \quad (2)$$

$$\alpha_\gamma = \frac{2 \operatorname{Re}(C^* D)}{|C|^2 + |D|^2} \quad . \quad (3)$$

非对称参数描述了稀有的光子相对于初态超子自旋方向的角分布。实验总是让超子处于一定的极化方向，当然，考虑到仪器可能带来的偏差，也可以让它进行周期性的反向^[12]。相对于极化的超子，光子角分布可以描述为

$$I(\theta) = c(1 + \alpha_\gamma P \cos\theta) \quad , \quad (4)$$

这里 P 为初态超子的极化矢量， θ 为末态光子动量和超子自旋的夹角， c 为常数。

最可靠的信息来自于么正对称性给出的分支比下限，而且它被认为是与模型无关的(见表 2)。通过实验已经确定的相关非轻子衰变振幅以及 π -N 相移等信息计算稀有衰变振幅的实部和虚部。对 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变的分析认为虚部对分支比的贡献非常小^[28-30]。除 $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ 较新的实验显示了更低的分支比外， $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ ， $\Lambda \rightarrow n\gamma$ 和 $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ 预测的分支比下限与实验值不矛盾。

表 2 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变的理论计算值

	参考文献	分支比 (10^{-3})	非对称参数
么正下限	Zakharov ^[28]	0.66 ± 0.039	
	Farrar ^[29]	0.006 9	
	Kogan ^[30]	0.03	
Pole 模型	Graham ^[31]	1.4	0.061
	Scadron ^[32]	0.78	-0.35 ± 0.15
	Scadron ^[33]	0.66	-0.38
	Rauh ^[34]	0.82 ^{+0.4} _{-0.3}	-0.86 ^{+0.1} _{-0.13}
	Nardulli ^[35]	1.05	-1.0
	Gavela ^[36]	0.92 ^{+0.26} _{-0.14}	-0.8 ^{+0.32} _{-0.19}
	Close ^[37]		-0.8 ± 0.2
QCD 求和规则	Balitsky ^[26]	2.5	+0.8
	Khatsymovsky ^[38]	0.8	+1.0
	Balitsky ^[39]	0.5-1.5	-0.85 ± 0.15
	Goldman ^[40]	0.047	-1.0
其他模型	Chen ^[3]	0.42	-0.83
	Zenczykowski ^[25]	1.26	-0.97
	Verma ^[44]	1.24	-0.56
Uppal ^[46]	1.24	-0.95	

Pole 模型最早被用于计算奇异强子的非轻子弱衰变，它也是最早被用于计算超子稀有衰变分支比和非对称参数的模型。该模型(见图 1)假定，在

超子和末态重子之间存在一个中间态，这中间态可以是超子或者是普通重子；在超子与中间态中存在一个弱作用顶角(或电磁稀有顶角)，在中间态和重子间存在一个电磁稀有顶角(或弱作用顶角)。Hara 理论中就假定存在重子和介子共振态。不同的中间态假设给出不同的计算结果(见表 2)。与前面表 1 给出的实验值相比，计算结果还不能让人满意，有的非对称参数甚至与实验值差 1 个符号。问题的关键可能在于，作为一个唯象的模型，中间态的选取还具有一定的任意性。

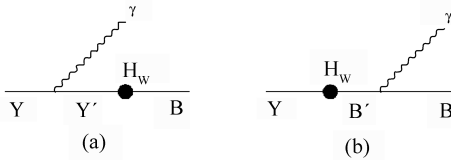


图 1 Pole 模型

最初的夸克模型只假定单一夸克的电磁衰变，即 $s \rightarrow d\gamma$ ，而其他两类夸克不参与任何过程。然而 Kogan 等预测了 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 过程中 s 单夸克过程对衰变率的贡献^[30]，发现只有 2×10^{-6} ，比实验值低 3 个数量级。Gilman 等^[45]给出了在夸克层次描述 s 夸克到 d 夸克的稀有过程的哈密顿量：

$$H_I = G_F \bar{e} (a + b\gamma_5) \sigma_{\mu\nu} s q^\mu \epsilon^\nu \quad (5)$$

他们利用 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 的实验数据为输入量得到 a 和 b 的值，再计算 $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ ，结果很不理想。于是认为这种过程的贡献应该不是主要的。Kamal 等修正了 Gilman 的方法^[47]，考虑了两夸克和三夸克过程，认为没有哪种过程是主要的。考虑两夸克贡献后，Lo 对 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变非对称参数的计算结果比实验值小很多^[41]。并不是所有的超子都存在如图 2(a) 的含 W 玻色子交换过程。在 $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ ， $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ 以及 $\Omega^- \rightarrow \Xi^*(1530)^- \gamma$ 衰变中，初态超子不含有保持电荷守恒的 u 价夸克。还有其他一些联合考虑单夸克和两夸克的贡献，还考虑了 QCD 的长程效应^[48, 49]。然而要么是对某些衰变得到与实验符合的结果，对另外的衰变就符合得不好，要么就是衰变率和非对称参数中某一个有问题。与此相反，Gaillard 却指出多夸克的贡献与带电超子的稀有衰变中的 U 旋破缺成正比，它们的贡献不会很大，单夸克过程应该占主要。

另外的想法就是考虑包含有一个或多个胶子线

的企鹅图的贡献。企鹅图最初被认为在超子非轻子衰变过程以及计算 K 介子衰变的 ϵ'/ϵ 参数中起重要作用。Kamath^[50] 和 Eeg^[51] 计算了企鹅图的贡献，得到的分支比 $B(\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma)$ 为 $10^{-5} - 10^{-4}$ ， $B(\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma)$ 为 $10^{-8} - 10^{-7}$ ，与实验很不相符。另外的计算显示单独企鹅图对 $B(\Sigma^+ \rightarrow p\gamma)$ 的贡献完全可以忽略^[47]。李学潜等人考虑了一个混杂模型^[52]，即假定超子构成为

$$|B\rangle = c |qqq\rangle + \eta_1 |qqqg\rangle^2 + \eta_2 |qqqg\rangle^4 + \dots,$$

其中第一项为 3 个色单态的价夸克，后面的项为 3 个夸克和 1 个胶子，上标 2, 4 分别表示自旋 1/2, 3/2 等态。他们计算了企鹅图的贡献并认为企鹅图的贡献很重要。他们得到了合理的非对称参数，衰变率却不正确。

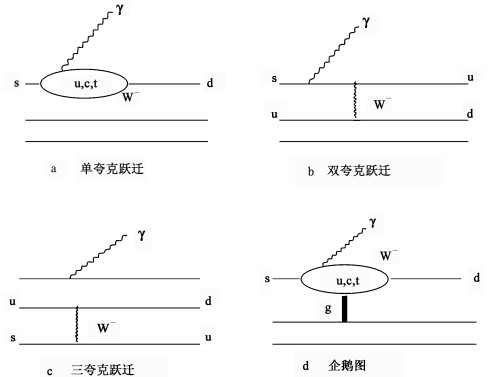


图 2 夸克图

QCD 求和规则是在粒子物理和中高能核物理中得到广泛应用的非常有效的非微扰方法。利用夸克胶子层次上和强子层次上描述的等价性把强子层次上的观察量表达为微扰 QCD 以及夸克胶子凝量的等式，从而计算一些可观测量。它与 QCD 理论之间的关系非常密切，因此它被视为与 QCD 紧密相关的理论，而不是体现 QCD 精神的模型。几个利用求和规则方法计算的分支比和非对称参数见表 2。最早利用此方法的 Khatsymovsky 等得到 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变的非对称参数为很大的正数^[38]。Goldman 等只考虑单夸克的短程效应对 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 和 $\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma$ 两个衰变的贡献^[39]，得到了比先前单夸克模型大的分支比，然而与实验比还是比较小。他们得到 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变的非对称参数为 $\alpha_\gamma = -1.0$ 。Balitsky 等又以新的方法去构造 QCD 求和规则^[40]，他们计算的 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变、分支比和非对称参数与实验都

符合得很好, 但是他们的方法却还没有计算其他几个衰变。

微扰对 $\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow p\gamma}$ 非对称参数的错误结果以及其他一些简单夸克模型的失败, 可以通过对手征性的考察来理解。在弱相互作用的标准模型中, 只有左手夸克, 而一般的电磁相互作用不改变手征性。然而超子弱辐射衰变的夸克模型, 无论是在初态或是在末态, 又必须要求至少有一个右手夸克。要手征变化, 最简单常用的方法就是假定夸克获得质量, 同时产生一个强相互作用效果, 这就明显地违背了 Hara 的理论, 最终导致了 $\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow p\gamma}$ 的正结果。QCD 求和规则给出了另一种手征变化的可能机制——真空凝聚的影响。对于几个轻夸克, 夸克凝聚具有很大的值 $\langle \bar{q}q \rangle = (-250 \pm 50 \text{ MeV})^3$, 这将使得在衰变末态会有右手夸克的参加。手征微扰理论充分地考虑了在低能区域的手征对称性, 在处理低能区的一些问题上取得了一些成功。Bos 等人从手征微扰拉氏量出发计算了 2 级修正^[53], 认为 Hara 理论的问题正是出在这些高阶修正上, 然而他们没能计算出符合实验的结果。他们认为合理的结果需要计算更高阶修正。Borasoy 等基于手征微扰论的计算给出了 $\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow p\gamma} = -0.76$ 的结果^[54]。

除 Pole 模型外, 另一个唯象模型就是矢量为模型 (VDM)。VDM 的思想提出近 40 年, 但它仍在基本粒子物理有新的应用。超子衰变的矢量为模型考虑了光子的强子效应, 把稀有衰变和超子的非轻子衰变相联系^[55]。公式 (2) 中 C 和 D 通常是复数, 因此有 4 个参数要确定, 然而其中的相对相因子是个任意参数, 可以剔除。通过非轻子衰变过程来确定一部分参数, 而另一部分参数通过拟合实验得到。光子的强子效应通过与矢量介子的转换过程 $\gamma \leftrightarrow V$ 反映出来, V 是一个矢量介子, 同时也被称为 VDM 光子, 它可以是 ρ , ω 和 ϕ 等。先计算矢量介子同强子的耦合, 再通过一个代换就得到光子和强子的耦合, 以 ρ 介子为例:

$$\rho_\mu \rightarrow \frac{e}{g_\rho} A_\mu, \quad (2)$$

其中, $e^2/4\pi = 1/137$, $g_\rho = f_{\rho NN} = 5.0$ 。如果考虑奇异 K^* 介子, 那么 $\Delta S = 1$ 的过程就发生在与末态强子相互作用的电磁辐射中, 而不是在非轻子衰变部分。Zenczkowski^[25] 通过与对称性结合的 VDM 模型计算了除 $\Omega^- \rightarrow \Xi^- \gamma$ 外的其他所有超子稀有衰变过程的分支比和非对称参数。除了 $\alpha_{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma}$ 与实验相

差很远外, 模型比较成功。对非对称参数的预测结果有 $\alpha_{\Lambda \rightarrow n\gamma} = +0.83$, $\alpha_{\Xi^- \rightarrow \Sigma^- \gamma} = +0.59$ 。

陈学雷等提出了另一种 VDM 实现机制^[3]。在一个 Hilbert 空间中, 光子可以表示为

$$|\gamma\rangle = C_{\text{bare}} |\gamma_{\text{bare}}\rangle + \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi, J/\psi} C_V |V\rangle + \sum_{q=u, d, c, s, b} C_q |q\bar{q}\rangle + \sum_{l=c, \mu, \tau} C_l |l^+ l^-\rangle, \quad (3)$$

而 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 可以理解为

$$\Sigma^+ \rightarrow NV \rightarrow p\gamma, \quad (4)$$

V 是不在壳的矢量介子 (VDM 光子), N 可以是质子或是中子。前一过程是非轻子衰变, 通过 $V \leftrightarrow \gamma$ 转换, N, V 变成在壳的质子和光子。矢量介子和质子间的强相互作用可以存在 $I = 1/2$ 和 $I = 3/2$ 两个道。两个道之间可以有不同的相移, 这是导致直接 CP 破缺所必须的。强相互作用部分存在非微扰效应, 还得用一些近似方法, 他们通过 MIT 袋模型计算。然而这些近似的方法必定导致结果会有不理想的偏差。在袋模型计算中采用了一种修正方法:

$$\frac{\Gamma^{\text{cal}}(\Sigma^+ \rightarrow NV)}{\Gamma^{\text{cal}}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)} = \frac{\Gamma(\Sigma^+ \rightarrow NV)}{\Gamma^{\text{exp}}(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0)}. \quad (7)$$

另外, 由于没有相应的实验, 理论计算相移因子也很困难, 必须用一些技巧。最后他们给出 $B_{\Sigma^+ \rightarrow p\gamma} = 0.42 \times 10^{-3}$ 和 $\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow p\gamma} = -0.51$ 的结果。他们得到的直接 CP 破缺因子为 $10^{-5} - 10^{-4}$ 。VDM 给人们提供了一种计算超子稀有衰变中可能的 CP 破缺的途径。

4 CP 破缺问题

1967 年, 前苏联的 Sakharov 提出了产生宇宙的 3 个基本条件: (1) C 和 CP 对称性的破缺; (2) 重子数不守恒; (3) 热平衡的破坏。CP 对称性的破缺, 将导致宇宙正反物质的不对称。1964 年, Cronin 等人首先发现 K 介子衰变中的间接 CP 对称性不守恒现象, 破缺的程度用 ϵ 来表示。直到 1999 年, 才在 K 介子衰变中发现直接的 CP 对称性的破缺 (ϵ')。 ϵ'/ϵ 的实验值在 $10^{-4} - 10^{-3}$ 量级, 虽然很小, 但是不为零。B 介子衰变也是一个研究 CP 对称性破缺的领域。目前日本和美国的两个实验室都观察到明显的 CP 破缺现象。而在超子的非轻子衰变中也被认为可以观测到直接的 CP 破缺。人们试图解释 CP 破缺产生的原因, 提出了超弱理论, 模仿弱力而引入超弱力, 并认为在现有实验精度下

CP 破坏效应只能在中性 K 介子的衰变中被发现。起了。另外，在 QCD 的拉氏量中人为地放入一个所谓的 θ 项从而导致直接的 CP 破缺的强 CP 物理，它可以解释一些问题。然而 θ 的大小不能由 QCD 确定，它本身的起源仍是一个问题。而且， θ 的值非常小，约为 10^{-8} ，这么小的值很容易被理论计算本身的不确定度湮没掉。此外，Kobayashi 和 Maskawa 的 K-M 理论也被用来解释 CP 破缺的起源问题，它的基础建立在不同夸克代的混合上。如果自然界存在 n 代费米子，数学上可以用一个 n 维复空间基矢量的么正变换来描写不同代之间的混合。在这个变换中将存在 $(n-1)(n-2)/2$ 个独立的不可去相

$$\Delta = \frac{\Gamma - \bar{\Gamma}}{\Gamma + \bar{\Gamma}} = \frac{-2 |A_1| |A_2| \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \sin(\delta_1 - \delta_2)}{|A_1|^2 + |A_2|^2 + 2 |A_1| |A_2| \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \cos(\delta_1 - \delta_2)}, \quad (8)$$

其中， Γ 和 $\bar{\Gamma}$ 为共轭的正反粒子的衰变率， A_1 和 A_2 为不同的两个道的振幅， δ 为散射相角， φ 为弱作用相角。由于有些超子衰变末态只有一个自旋态，他们认为不存在 CP 破缺。他们计算了 $\Delta(\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, \Sigma^+ \rightarrow n\pi^+, \Lambda^0 \rightarrow p\pi^-)$ ，发现只有 10^{-6} 。然而 Luk 等的 $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^- \rightarrow p\pi^-\pi^-$ 实验并没有观测到 CP 破坏现象^[56]。陈学雷等人通过矢量畴模型计算的 $\Delta(\Sigma^+ \rightarrow p\gamma)$ 值为 $10^{-4} - 10^{-5}$ ，虽然比非轻子衰变理论值至少高出 1 个量级，然而这类稀有衰变的实验比非轻子衰变实验困难，实验的亮度还达不到要求，所以还不能很快给出验证。

Hara 理论是建立在各种对称性上的，理论模型应该很好地体现各种对称性以及它们的破缺。味 $SU(3)$ 无疑是破缺了的，但是它在超子稀有衰变中到底如何起作用的呢？同时，Hara 理论是建立在 CP 变换不变性基础上的，而自然界又存在 CP 破缺现象，而且理论预言在 $\Sigma^+ \rightarrow p\gamma$ 衰变中也存在。在超子的非轻子衰变过程中预言的 CP 破缺被实验否定，在稀有衰变中结果又如何呢？在其他超子的稀有衰变中是否也存在 CP 破坏现象呢？CP 破缺的起源仍是问题。虽然 B 介子物理取得了很大成功，而我们能从它上面获得哪些有用的信息呢？

从 Hara 提出他的理论到现在已过去 40 年了，在超子的稀有衰变问题上，人们也取得了一些成功，然而超子稀有衰变的物理图像仍然不很清楚。它并不像人们当初认为的那样，应该是超子衰变中

随着直接的 CP 破缺的发现这种假设就很少有人提因子。这些不可去相因子只要不为零，就会在实验中表现出 CP 破坏现象。目前认为自然界至少存在 3 代费米子，因此代混合是 CP 破坏的一个可能来源，一般称为弱 CP 破坏。在低于能产生 b 夸克的阈值能量下，CP 破缺效应正比于 $\sin\theta_2 \sin\theta_3 \sin\delta$ ，其中对角参数的定义可以参见文献^[2]。但是 K-M 理论中也存在实验不能很好确定的两个相角 θ_3 和 δ 。Brown 和 Tuan^[2] 指出，在超子的非轻子衰变中，如果存在弱相互作用相和强相互作用相都不相同的两个道(比如 $I=1/2$ 和 $3/2$)，那么 CP 不对称度可以描述为

比较简单的一类，而实际上却更复杂。Hara 理论预言在味 $SU(3)$ 极限下几个超子稀有衰变中的非对称参数为零，而实验却给出非常出人意料的结果。理论家对对称性和内部物理过程都进行了大量的分析，然而在非对称参数和衰变率上总不能给出一致符合实验的结果。QCD 肯定是一个合理的理论，我们希望能从它构建超子稀有衰变的物理图像。QCD 求和规则提示，手征性和真空凝聚在超子稀有衰变中可能起不小作用。

弄清超子稀有衰变中的问题，有利于检验目前的理论，它会扩大人们对弱电强相互作用的认识，同时或许会发现人们期望的新的物理。

5 兰州 CSR 上进行超子稀有衰变研究的可能性

兰州重离子加速器冷却储存环(HIRFL-CSR)^[57]对质子加速的入射动能到达 $2.88 \text{ GeV}/c^2$ ，也就是它的动量达到 $3.7 \text{ GeV}/c$ ，对于质子束和固体内靶，理论估算兰州 CSR 的亮度是 $10^{32} - 10^{34} \text{ particle}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ ，内靶设计考虑探测末态带电粒子 $K^\pm, \pi^\pm, p, \Sigma^\pm, e^\pm$ 和末态中性粒子 γ, n 。而已有的实验主要是通过 K^-p, π^+p 和 $p\text{Cu}$ 产生 Σ^+ 粒子， Σ^+ 粒子同样可以通过 pp 碰撞产生，目前还没有有用此做超子稀有衰变实验的报道，这对 CSR 是一个机遇。在德国 Jülich 的 COSY(与 CSR 能区相

似的质子同步加速器)上已测到了 $pp \rightarrow pK^+ \Sigma(\Lambda)$ 道的反应截面。Gasparian 等^[58]分析了这两个反应道的阈下(3 196.16 MeV, Σ^+)截面比,并计算出 $pp \rightarrow nK^+ \Sigma^+$ 道在剩余能量为 13 MeV 时的反应截面为 229 nb,由此得出的 $\sigma_{pp \rightarrow nK^+ \Sigma^+} / \sigma_{pp \rightarrow pK^+ \Sigma^0}$ 比值与高能计算结果一致。图 3 显示了实验得到的 Σ^+ 粒子的质量分布(已扣除了 K 粒子贡献)以及和 Monte Carlo 模拟的比较。

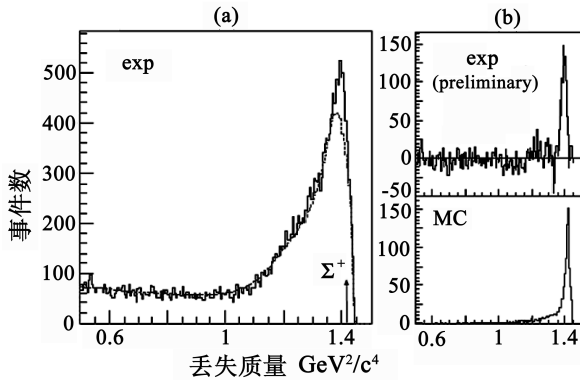


图 3 Σ^+ 粒子质量附近丢失质量的分布以及去除背景后 Monte Carlo 模拟结果(b 下)

的产生截面。如果实验的亮度是 10^{30} particle/($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$),每天可以产生约 80 个事件。由于上述稀有衰变道的分支比约为 10^{-3} ,要求每天 Σ^+ 产生事件数在 1 000 以上,实验亮度应提高至少 2—3 个量级,而 CSR 的亮度能够满足这个要求。

在 $\Delta S=1$ 的超子稀有衰变中,直接的 CP 破缺参数一般估计为 10^{-6} ,它要求实验测量到的事件数为 10^6 个,这对目前的实验装置和测量理论都是一个很大的挑战。

表 3 $pp \rightarrow pK^0 \Sigma^+$ 道的产生总截面

入射动量/(GeV/c)	剩余能量/MeV	总截面/ μb
2.85	93	7.8 ± 1.6
2.95	126	12.7 ± 1.3
3.2	206	27.2 ± 2.5

从上所述,CSR 上有可能开展稀有衰变实验,但如何在 CSR 上进行这类实验,还需要更仔细的分析考虑,提出最佳方案。

致谢 衷心感谢赵光达院士提出在 CSR 上有可能开展超子稀有衰变的建议。

表 3 给出了在 COSY 上还测量了 $pp \rightarrow pK^0 \Sigma^+$

道

[1] Hara Y. Phys Rev Lett, 1964, **12**:378.
 [2] Brown T, Tuan S F. Phys Rev Lett, 1983, **51**: 1 823.
 [3] Chen Xuelei, Gao Chongshou, Li Xueqian. Phys Rev, 1995, **D51**: 2 271.
 [4] Bazin M, Blumenfeld H, Nauenberg U, et al. Phys Rev Lett, 1965, **14**: 154.
 [5] Gershwin L K, Garnjost M A, Bangerter R O, et al. Phys Rev, 1969, **188**: 2 077.
 [6] Ang G. Phys Rev, 1969, **228**: 151.
 [7] Manz A, Reucroft S, Settles R, et al. Phys Lett, 1980, **B96**: 217.
 [8] Biagi S F. Z Phys, 1985, **C28**: 495.
 [9] Kobayashi M, Haba J, Homma T, et al. Phys Rev Lett, 1987, **59**: 868.
 [10] Hessey N P. Z Phys, 1989, **C42**: 175.
 [11] Foucher M, Albuquerque I F, Bondar N F, et al. Phys Rev Lett, 1992, **68**: 3 004.
 [12] Timm S, Albuquerque I F, Bondar N F, et al. Phys Rev, 1995, **D51**: 4 638.
 [13] Biagi S F. Z Phys, 1987, **C35**: 143.
 [14] Dubbs T, Albuquerque I F, Bondar N F, et al. Phys Rev Lett, 1994, **72**: 808.
 [15] Teige S, Bertvas A, Caracappa A, et al. Phys Rev Lett,

参 考 文 献:

1989, **63**: 2 717.
 [16] Alavi-Harati A, Alexopoulos T, Arenton M, et al. Phys Rev Lett, 2001, **86**: 3 239.
 [17] James C, Heller K, Border P, et al. Phys Rev Lett, 1990, **64**: 843.
 [18] Biagi S F. Z Phys, 1986, **C30**: 201.
 [19] Noble A J, Larson K D, Bassalleck B, et al. Phys Rev Lett, 1992, **69**: 414.
 [20] Larson K D, Noble A J, Bassalleck B, et al. Phys Rev, 1993, **D47**: 799.
 [21] Bourquin M, Brown R M, Chollet J C, et al. Nucl Phys, 1984, **B241**: 1.
 [22] Albuquerque I, Bondar N F, Carrigan R, et al. Phys Rev, 1994, **D50**: 18.
 [23] Particle Data Group, Eidelman S, Hayes K G, Olive K A, et al. Phys Lett, 2004, **B592**, 939.
 [24] Kamal A N, Riazuddin. Phys Rev, 1983, **D28**: 2 317.
 [25] Zenczykowski P. Phys Rev, 1989, **D40**: 2 290.
 [26] Balitsky I I, Braun V M, Kolesnichenko A V. Sov J Nucl Phys, 1986, **44**: 1 028.
 [27] Vasanti N. Phys Rev, 1976, **D13**: 1 889.
 [28] Zakharov V I, Kaidalov A B. Sov J Nucl Phys, 1966, **5**:

- 259.
- [29] Farrar G. Phys Rev, 1971, **D4**: 212.
- [30] Kogan Ya I, Shifman M A. Sov J Nucl Phys, 1983, **38**: 628.
- [31] Graham R, Pakvasa S. Phys Rev, 1965, **B140**: 1 144.
- [32] Scadron M D, Thebaud L. Phys Rev, 1973, **D8**: 2 190.
- [33] Scadron M D, Visinescu M. Phys Rev, 1983, **D28**: 1 117.
- [34] Rauh K. Z Phys, 1981, **C10**: 81.
- [35] Nardulli G. Nuovo Cimento, 1988, **A100**: 485.
- [36] Gavela M B, Yaouanc L, Oliver L, *et al.* Phys Lett, 1981, **B101**: 417.
- [37] Close F, Rubintein H. Nucl Phys, 1980, **B173**: 477.
- [38] Khatsymovsky V M. Sov J Nucl Phys, 1987, **45**: 116.
- [39] Goldman C, Escobar C O. Phys Rev, 1989, **D40**: 106.
- [40] Balitsky I I, Braun V M, Kolesnichenko A V. Nucl Phys, 1989, **8 312**: 509.
- [41] Lo C H. Phys Rev, 1982, **D26**: 190.
- [42] Kao W F, Schnitzer H J. Phys Rev, 1988, **D37**: 1 912.
- [43] Gaillard M K, Li Xueqian, Rudaz S. Phys Lett, 1985, **B158**: 158.
- [44] Verma R C, Sharma A. Phys Rev, 1988, **D38**: 1 443.
- [45] Gilman F, Wise M. Phys Rev, 1979, **D19**: 976.
- [46] Uppal T, Verma R C. Z Phys, 1991, **C52**: 307.
- [47] Kamal A, Verma R. Phys Rev, 1982, **D26**: 190.
- [48] Singer P. Phys Rev, 1990, **D42**: 3 255.
- [49] Palle D. Phys Rev, 1987, **D36**: 2 863.
- [50] Kamath S G. Nucl Phys, 1984, **B198**: 253.
- [51] Eeg J O. Phys Z, 1984, **C21**: 253.
- [52] Li Xueqian, Wen Qinrou, Liao Li. Commun Theor Phys, 1990, **13**: 91.
- [53] Bos J W, Chang D, Lee S C, *et al.* Phys Rev, 1996, **D54**: 3 321.
- [54] Borasoy B, Holstein B R. Phys Rev, 1999, **D59**: 054 019.
- [55] Schwinger J. Phys Rev Lett, 1967, **18**: 923.
- [56] Luk K B, Duryea H T, Duryea J, *et al.* Phys Rev Lett, 2000, **85**: 4 860.
- [57] 李希国, 徐珊珊, 肖国青等. 原子核物理评论, 2005, **22**(3): 243.
- [58] Gasparian A M, Haidenbauer J, Hanhart C, *et al.* Phys Lett, 2000, **B480**: 273.

Rare Decay of Hyperons and Its CP Violation^{*}

WANG Qing-wu¹, LI Xi-guo^{1, 2}

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*;

2 *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000, China*)

Abstract: A brief review is given on recent studies of hyperon rare decay both in theory and experiment. Some problems which exist in the field are presented. A possibility of study on the rare decay of Hyperon Σ^+ at CSR is discussed.

Key words: hyperon; rare decay; CP violation; weak interaction

* **Foundation item:** Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJJCX2-SW-No2); National Natural Science Foundation of China(10435080, 10575123)