



# 宇称、时间反演及粒子-反粒子 对称性的破坏及其意义

何小刚 李学潜

## 一、 导论

在物理学中对称性的研究是非常重要的。对称性的研究可追溯到远古的中华和希腊文化。物理世界中的对称性能使人们抓住事物的本质，使复杂的问题变为简单且能控制。现代科学对各种对称性有很好的定性和定量的描述，而且认识到对称性与守恒定律有着密切的联系。1918年 Noether 证明在古典力学中相对于每一种对称性存在着一种守恒量。比如说，两个点粒子之间的引力作用具有连续的空间转动不变性，这一系统的总角动量是守恒的，也就是说空间旋转对称性对应着角动量守恒。上世纪初相对论和量子力学的发现，使人们思索对称性与守恒定律的对应，在相对论和量子力学中是否也成立。在 1939年，Wigner 证明每一对称性对应一守恒量的规律也适用于量子力学和相对论。因此对称性在认识自然规律的特性中变得更为重要。

在自然界中存在着各种各样的对称性，不同的相互作用具有不同的对称性。这些对称性可以是连续的也可以是非连续的（或称为分立的，比如说连续的空间平移、转动、时-空之间的 Lorentz 变换，强及弱电作用中的规范变换，以及强相互作用中的味道 SU(3)变换，或是非连续的交换对称性（分玻色-爱因斯坦（Bose-Einstein）和费米-狄拉克（Fermi-Dirac）两种），以及空间反演（宇称 P），时间反演（T）和粒子-反粒子变换（C）等分立对称性。而且在自然界中有些对称性是严格存在的，比如前面提到的连续的空间平移、转动、时-空之间的 Lorentz 对称性，而另一些只是近似地在物理事件中体现出来，比如前面提到的味道 SU(3)以及空间反演等。人们对对称性的研究不管是连续的或分立的，严格的或是近似的，都为进一步探索宇宙的基本规律提供着重要的线索。过去是这样，现在和将来也是这样。

本文将介绍宇称（P）、时间反演（T）、及粒子-反粒子（C）变换等对称性在人类认识自然规律中的重要性。这些对称性 P、T、C 都和时空有着密切

关系。P 和 T 变换与时空的关系是不言而喻的。C 又怎么与时空连在一起呢？Stueckelberg 和 Feynman 在 60 年前提出过很直观解释：反粒子可被认为是沿着相反时间方向运动的粒子。因此 P、T、C 总是在一起讨论。

长久以来，人们一直以为 P、T 和 C 都分别是自然界基本作用中严格的对称性（或称守恒的）。到了 20 世纪 50 年代，事实证明这一根深蒂固的想法是不对的。1956 年李政道和杨振宁在对一系列弱相互作用过程，特别是对当时的  $\theta$ - $\tau$  之谜，进行深入研究后指出在弱相互作用中宇称 P 完全有可能不守恒，并建议了具体验证这一想法的实验。紧接着 P 不守恒（或称破坏）被吴健雄领导的实验小组以及 Garwin 和 Friedman 等两小组所证实。

这一发现打开了人们探索自然规律的一扇大门，在人们正确认识弱相互作用本质的道路上起了决定性的作用。李政道和杨振宁因此获得了 1957 年诺贝尔奖。

1964 年 Cronin 和 Fitch 领导的实验小组发现的 CP 破坏现象又使人们对弱相互作用有了新的认识。他们发现中性 K 介子的衰变过程中，宇称 P 和粒子-反粒子变换 C 合起来的 CP 变换也是不守恒的。Cronin 和 Fitch 因此获得了 1980 年诺贝尔奖。到此有的读者可能马上联想到，因为 P、T、C 是密切相关的，是否 T 也有可能不守恒呢，或者 P、T、C 三者合起来的变换 CPT 也不是守恒的呢？在 1998 年和 1999 年通过中性 K 介子衰变实验，T 不守恒才分别被 CERN 的 CPLEAR 实验组和费米实验室（Fermilab）的 KTeV 实验组直接证实。上世纪末分别在日本高能加速器研究机构（KEK）和美国斯坦福直线加速器（SLAC）开始运行的两个 B-工厂的探测器 BELLE 和 BABAR，在研究 CP 破坏方面也取得了丰硕的成果，探测到了 B-介子衰变时间演化过程中的 CP 破坏和时间积分后的 CP 破坏现象。但到目前为止还没有任何迹象显示 CPT 这一对称性的破坏。而且从理论角度，存在更深层次的理论

论证，表明 CPT 是自然界的一个严格守恒的对称性。下面我们分别对 P、C、T 对称性做进一步的介绍。

## 二、宇称变换和它的破坏

宇称变换 P 的作用是将空间坐标  $\mathbf{r}$  改变符号成为  $-\mathbf{r}$ 。由此出发可清楚地确定其他物理量在宇称变换下的特性。如动量  $\mathbf{p} = m\mathbf{r}/dt$  在 P 变换下将改变符号，而角动量  $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$  或自旋  $\mathbf{S}$  则不会改变符号。

在量子力学中，相互作用力的宇称守恒意味着作用的势能  $V(\mathbf{r})$  在宇称 P 变换下不变，也就是说  $PV(\mathbf{r}) = V(-\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})$ 。与此对称性相对应的守恒量是：反应过程  $i \rightarrow f$  和通过 P 变换的态  $Pi$  和  $Pf$  之反应过程， $Pi \rightarrow Pf$ ，具有相同的变化几率。这一结论很容易从 Schrödinger 方程得出。让  $\psi(\mathbf{r})$  代表描述  $i \rightarrow f$  过程的波函数，这一过程的方程式是

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi(\mathbf{r}) = \left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) \quad (1)$$

由于  $V(\mathbf{r})$  在 P 作用下不变，P 变换过的波函数  $P\psi(\mathbf{r}) = \psi(-\mathbf{r})$  满足

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi(-\mathbf{r}) = \left[ \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(-\mathbf{r}) \quad (2)$$

因此变换几率遵守  $|\psi(\mathbf{r})|^2 = |\psi(-\mathbf{r})|^2$ 。波函数的宇称本征值可取为  $\pm 1$ ，也就是说如果  $\psi(\mathbf{r})$  是宇称的本征函数，那么  $\psi(-\mathbf{r}) = \pm \psi(\mathbf{r})$ 。当取 +1 时，人们称之为正宇称，取 -1 时称之为负宇称。

以上简短讨论可知宇称守恒可以不同形式表现出来，如宇称变换前和宇称变换后的过程应以同样的几率出现，而且不同宇称本征态不能相互转换。在李政道和杨振宁的工作之前，很久以来人们一直以为在各种相互作用中宇称是守恒的，然而在 1956 年李政道和杨振宁指出在弱相互作用中宇称是不守恒的并被实验验证。宇称不守恒到底是怎么一回事？让我们首先按李政道和杨振宁建议并由吴健雄先生领导的实验小组完成的实验来说明宇称不守恒规律的物理内涵。

吴健雄领导的实验是以测量由弱相互作用引起的  $^{60}\text{Co}$  (钴 60) 衰变到  $^{60}\text{Ni}$  (镍 60) +  $e^- + \bar{\nu}$  过程中  $\beta$  ( $e^-$ ) (电子) 的分布来证明宇称不守恒的。实验构想由图 1 表示。图中  $\mathbf{J}$  是  $^{60}\text{Co}$  的自旋计划方向。 $\mathbf{p}$  是衰变产物  $\beta$  的动量方向。实验中可测  $I_1 = \langle \mathbf{J} \cdot \mathbf{p} \rangle$

的平均值。镜像中的  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{p}$  和原实验值符号相反，其相应的观测量为  $I_2 = \langle -\mathbf{J} \cdot \mathbf{p} \rangle$ 。如果这一过程的相互作用是宇称守恒的话，在  $\mathbf{J}$  和  $\mathbf{p}$  具有相同张角处所测到  $\beta$  事例数  $I_1$  和在镜像中的  $I_2$  应该大小相等符号相反。然而吴健雄领导的实验组发现  $|I_1|$  和  $|I_2|$  并不相等，从而证实宇称在弱相互作用中的不守恒。

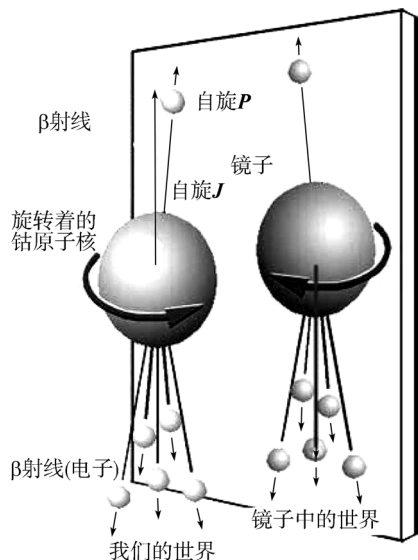


图 1 吴健雄 1956 年验证宇称破坏示意图

让我们再以当时证明宇称不守恒的实验之一， $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  从另一角度来说明弱相互作用中的宇称不守恒。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  是一弱衰变过程， $\pi^+$  ( $\pi$ -meson) 是一自旋为零的介子， $\mu^+$  (muon) 和  $\nu$  (neutrino) 是自旋  $\hbar/2$  的费米子。在  $\pi^+$  的静止系里，系统的总角动量为零。由于总角动量守恒  $\pi^+$  衰变出来的  $\mu^+ \nu$  系统的总角动量也应该是零。这一衰变过程可由图 2 中左半图表示，衰变后的  $\mu^+$  和  $\nu$  沿着相反方向飞行，并都具有左旋性。图 2 中的右面过程是通过 AA' 镜面反映出的过程。用宇称的语言讲，右半面过程就是左半面过程经过宇称变换的过程。请注意，在右半面过程中， $\mu^+$  和  $\nu$  变成了右旋性的状态。如果宇称是守恒的，那么我们应有同样的几率观测到这个过程。能否观测到这个过程可以验证在弱相互作用中宇称是否守恒。事实上，右面过程没被观测到。现在我们从弱电统一理论知道，右面反应是不存在的。

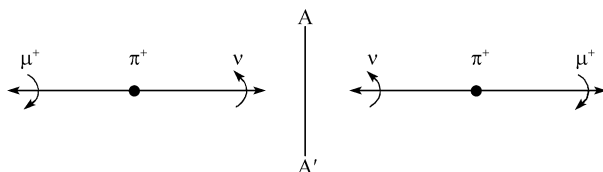


图 2  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  中的宇称破坏

在上述过程中宇称不守恒的现象可以简单地表述为只有左旋 neutrino 参与弱相互作用。如果宇称是守恒的话左旋和右旋中微子应有相同的机会参与弱相互作用。由于没有右旋中微子参与弱相互作用,可以认为在弱相互作用中宇称最大限度地被破坏了。带电流弱相互作用中只有左旋粒子参与这一基本特性为人们彻底地了解弱相互作用起了非常重要的作用,进而建立了弱相互作用与电磁作用的统一理论,及弱电相互作用的标准理论。为此, Glashow、Salam 和 Weinberg 获得 1979 年诺贝尔奖。

### 三、粒子-反粒子变换和它的破坏

粒子-反粒子变换  $C$  是将粒子变换为它的反粒子。 $C$  作用在一粒子系统上将使它的可加性量子数  $N$  (比如说电荷数、轻子数、重子数等) 改变符号, 而保持其系统的动量  $\mathbf{p}$ 、轨道角动量  $\mathbf{L}$ , 自旋  $\mathbf{S}$ , 即  $C|N, \mathbf{p}, s\rangle = \eta_c |-N, \mathbf{p}, s\rangle$ , 这里  $\eta_c$  是一相位因子。从以上定义可以清楚地知道一个可加性量子数为零的系统才有可能是  $C$  的本征态, 比如说,  $C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle$ 。一个粒子如果是  $C$  的本征态, 被称为自我反粒子。一般说来费米子不会是  $C$  的本征态, 但也有例外, 如 Majorana 中微子。

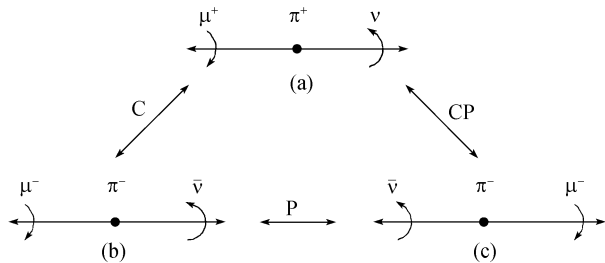


图 3  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  中的  $C$  破坏和  $CP$  守恒

粒子-反粒子变换在粒子物理学中起着重要作用。让我们再次用  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  过程来说明  $C$  变换的作用, 以及它是如何加深人们对弱相互作用认识的。在  $C$  变换下,  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  变换为  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ , 这一情况可以由图 3 来描述。初始的过程  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  由图 3 (a) 描述, 而  $C$  变换过的过程由图 3 (b) 描述。图 3 (b) 所描述的过程没有被观测到, 这表示  $C$  也不是弱相互作用中的守恒量。但是有趣的是图 3 (c) 中所描述的由  $C$  和  $P$  合起的变换  $CP$  变换后的过程被实验以相同几率所观测到, 这一事实说明在  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  中  $CP$  是守恒的。

那么在弱相互作用中  $CP$  总是守恒的吗? 直到 1964 年实验发现在中性  $K$  介子衰变至多个  $\pi$  介子过

程中  $CP$  也是不守恒的之前, 人们一直以为是如此。为进一步了解其中的奥妙, 让我们仔细分析一下发现  $CP$  破坏的  $K$  衰变到两个或三个  $\pi$  的过程。

$K$  介子和  $\pi$  介子都是赝标量粒子, 也就是在  $P$  作用下有  $P(\pi, K) = -(\pi, K)$ 。同时在  $C$  变换下, 可以将变换定义为:  $C\pi^+ = \pi^-, C\pi^0 = \pi^0, CK^0 = \bar{K}^0$  和  $C\bar{K}^0 = K^0$ 。 $\pi^0$  是自己的反粒子, 而  $K^0$  却不是,  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  带有不同的奇异数  $s$ , 分别为 +1 和 -1。 $K^0$  和  $\bar{K}^0$  可以构成两个  $CP$  的本征态  $K_1^0$  和  $K_2^0$ , 它们对应自己的反粒子:

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0), \quad K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0). \quad (3)$$

我们有:  $CK_1^0 = -K_1^0$  和  $CK_2^0 = +K_2^0$ ; 以及  $CPK_1^0 = +K_1^0$  和  $CPK_2^0 = -K_2^0$ 。

中性  $K$  介子通过弱相互作用能衰变为两个  $\pi$  或三个  $\pi$ 。如果  $CP$  在这些过程中是守恒的, 那么衰变过程只能在具有相同  $CP$  本征值的态中进行。实验分析表明, 衰变的两个  $\pi$  或三个  $\pi$  系统均处于基态 ( $l=0$  的  $s$  波态)。这样, 双  $\pi$  系统 ( $\pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0$ ) 具有  $CP$  本征值 +1, 而三  $\pi$  系统 ( $\pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \pi^0 \pi^0$ ) 具有  $CP$  本征值 -1。如果  $CP$  是守恒的,  $K$  到两个或三个  $\pi$  的衰变只能以如下形式出现:

$$\begin{aligned} K_1^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0, \\ K_2^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \pi^0 \pi^0. \end{aligned} \quad (4)$$

$K$  介子和  $\pi$  介子的质量分别大约为 490 MeV 和 140 MeV,  $K$  介子衰变为三个  $\pi$  将比两个  $\pi$  的相空间小很多, 因此三  $\pi$  衰变比两  $\pi$  衰变慢, 实验数据确实支持这一分析,  $K_1^0$  和  $K_2^0$  的寿命分别为  $10^{-7}$  s 和  $10^{-10}$  s。这一事实导致一非常有趣的结果, 那就是在离产生中性  $K_1$  和  $K_2$  介子点足够远的地方安置的探测器将只会探测到由  $K_2^0$  衰变出的三  $\pi$  末态。但是 1964 年 Cronin 和 Fitch 领导的实验却发现即使在足够远的地方安置的探测器仍有千分之几的几率探测到两  $\pi$  的末态。这表明衰变慢的中性  $K$  介子  $K_L$  不是纯的  $K_2^0$ , 而衰变快的中性  $K$  介子  $K_S$  也可能不是纯的  $K_1^0$ , 这一情形意味着物理本征态  $K_{L,S}$  是  $K_1^0$  和  $K_2^0$  的混合态:

$$\begin{aligned} K_L &= \frac{K_2^0 + \varepsilon_1 K_1^0}{\sqrt{(1 + |\varepsilon_1|^2)}}, \\ K_S &= \frac{K_2^0 + \varepsilon_2 K_1^0}{\sqrt{(1 + |\varepsilon_2|^2)}}. \end{aligned} \quad (5)$$

这里我们用  $\varepsilon_{1,2}$  描述混合的可能性, 他们的大小是在  $10^{-3}$  左右。显然弱相互作用中 CP 不是一定守恒的, 但是 CP 不守恒不像 P 不守恒那样, 它不是最大限度地被破坏, 而只是千分之一地被破坏。以上提到的 CP 破坏现象是由于不同 CP 本征态混合引起的, 因此称之为混合 CP 破坏或间接 CP 破坏。

中性 K 介子混合 CP 破坏现象, 长期以来是实验室中观测到的唯一的 CP 破坏例子。直到 1999 年另一类 CP 破坏现象才被 KTeV 和 NA48 实验组证实。这一 CP 破坏同样发生在中性 K 介子的衰变中, 不同的是 CP 破坏的地方不是出于混合而是在  $K_{L,S}$  到  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^0\pi^0$  的衰变振幅  $A(K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0)$  里, 因而被称为直接 CP 破坏。描述这一 CP 破坏的现象的参数叫作  $\varepsilon'$ , 它和衰变振幅的关系由下式给出 (实际上, 人们经常用  $\varepsilon'/\varepsilon$  来描述直接 CP 破坏):

$$\varepsilon' = \frac{1}{3} \left( \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} - \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \right). \quad (6)$$

$\varepsilon'$  不等于零, 意味着直接 CP 破坏的存在。

早在 1993 年 CERN 的 NA31 实验就测量到了不等于零的  $\varepsilon'/\varepsilon$ , 但同期在 Fermilab 的 E731 实验未能证实这一现象。目前测量到的  $\varepsilon'/\varepsilon$  值为:  $\varepsilon'/\varepsilon = (1.66 \pm 0.26) \times 10^{-3}$ , 显然  $\varepsilon'$  比  $\varepsilon$  又要小很多, 这也就是为什么这一测量花费了这么久才被确认的原因。

#### 四、时间反演变换和它的破坏

时间反演 T 的作用是把时间  $t$  改变符号变为  $-t$ 。由此定义可知动量和角动量在 T 的作用下也改变符号。对一个具体的反应过程, 它的作用会把反应的初态和末态对换。宏观世界中的时间反演的不守恒可以容易被理解。可以通过阻尼摆来说明时间反演的一些特性。T 变换作用后的阻尼摆方程  $m d^2x/dt^2 + r dx/dt + kx = 0$ , 将会变为  $m d^2x/dt^2 - r dx/dt + kx = 0$ , 而这一变换后的运动方程却是一放大摆幅的摆动。以上两方程描述完全不同的两个过程, 很显然 T 变换在这过程中不是不变的, 原因是由于在阻尼摆运动方程中有一项是对时间的一次微分, 它代表摆能量的损耗, 在 T 变换下改变符号, 即变成能量增益过程, 这显然和原过程是完全不同的。以上两种过程的  $x$  随时间变换的状况由图 4 描述。

在量子力学中, 时间反演情况要更为复杂。Schrödinger 方程

$$i\hbar \partial / \partial t \psi = (-\hbar^2 / 2m \nabla^2 + V(\mathbf{r})) \psi \quad (7)$$

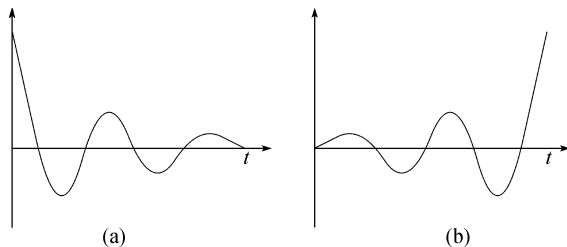


图 4 (a) 钟摆摆动幅度和时间的关系图, (b) 时间反演过程

是时间的一次微分方程。乍看之下这一方程不可能是在 T 变换下不变的, 但其实这是不对的。Wigner 在 1932 年解决了这一困扰。量子力学中, T 的变换有两重作用: 其一是将  $t$  变换为  $-t$ , 其二是将运动方程取复共轭。Schrödinger 方程在 T 变换下变为:

$$i\hbar \frac{\partial \psi^*}{\partial t} = \left( \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V^*(\mathbf{r}) \right) \psi^*.$$

如果作用势能  $V(\mathbf{r}, t)$  是实的, T 变换前和变换后的波函数  $\psi$  和  $\psi^*$  所描述的物理事件将是一样的。并可由此定义时间反演不变性或守恒性, 因为可测量的物理量只与  $\psi^*(x, t) \cdot \psi(x, t)$  有关。如果  $V(\mathbf{r}, t)$  是复数, 那么在 T 变换下这一系统是不守恒的。在此我们应区别两类可能使  $V(t)$  具有虚部的原因。一类是由于随着时间的变化, 系统中一部分粒子由于衰变或其他原因转变为不由  $V(\mathbf{r}, t)$  的实部所能描述的独立系统。如果  $V(\mathbf{r}, t)$  的虚部是由这一原因引起的, 描述粒子系统和反粒子系统的  $V(t)$  是一样的。这一类 T 不守恒现象被称为简单 T 不守恒 (Naive T violation)。这一类 T 不守恒现象和上一章所描述的 CP 不守恒没有实质联系, 它只是描述随着时间的变化系统中粒子在衰变的事实。另一类使  $V(\mathbf{r}, t)$  具有虚部的原因是由于粒子与反粒子系统中的作用量 (我们用哈密顿量或拉氏量来描写) 不同而引起的, 在这种情形下,  $V(\mathbf{r}, t)$  的虚部描述粒子系统和反粒子系统时会改变符号。这一类 T 不守恒现象和引起 CP 不守恒现象的原因有着密切的关系, 并被称为 T 不守恒 (T Violation), 它涉及物理世界的本质, 本文将只讨论这一类 T 不守恒。对这一类 T 不守恒的直接观测一直到 1998 年和 1999 年才被 CERN 的 CPLEAR 通过  $K \rightarrow \nu\pi$  和在 Fermilab 的 KTeV 通过  $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$  分别观测到, 而引起 T 不守恒的原因被证实和上一节讨论的中性 K 介子中 CP 不守恒的原因是一样的。

## 五、CPT 守恒定律

从前面的介绍可知 P、C、T 这三个不连续对称性都在不同程度上被破坏了，同样两个合起来的对称性，比如说 CP 也同样会被破坏。是否 C、P、T 这三个不连续对称性合起来的 CPT 对称性也会被破坏了呢？到目前为止，还没有任何证据证明 CPT 是被破坏了的。CPT 很可能是一个严格的对称性。其实 CPT 作为一严格的对称性是有非常充足的理论证明的。在定域量子场论的架构下，只要系统中的作用量具有洛伦兹 (Lorentz) 对称性和厄米性 (Hermiticity) 以及普遍接受的自旋和统计力学的关系 (也就是对玻色子使用 Bose-Einstein 统计，对费米子使用 Fermi-Dirac 统计)，那么 CPT 对这一系统来讲一定是严格守恒的。这就是上世纪 50 年代证明的 CPT 守恒定律。从 CPT 守恒定律可以证明，如果一个系统 CPT 是守恒的，那么粒子和反粒子一定有相同的质量和寿命，这一性质可以用来检验 CPT 是否是严格的对称性。现在我们用前面提到的中性 K 介子的混合来讨论 CPT 定律如何可以被验证。

在弱作用中使混合的哈密顿 (Hamiltonian) 作用量在量子力学中可以被写成以下的形式：

$$H = M - i \frac{\Gamma}{2} = \begin{pmatrix} M_{11} - i\Gamma_{11}/2 & M_{12} - i\Gamma_{12}/2 \\ M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2 & M_{22} - i\Gamma_{22}/2 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

在这里  $\Gamma$  是和粒子寿命有关的，而  $M$  是和粒子的质量有关的。 $M_{11,22}$  和  $\Gamma_{11,22}$  分别是  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  的质量和寿命。

如果  $M_{11}$ 、 $\Gamma_{11}$  和  $M_{22}$ 、 $\Gamma_{22}$  不一样，那么 CPT 对称性就被破坏了，将会引起  $K^0$ 、 $\bar{K}^0$  的质量不一样，但是到目前为止，实验并没有观测到  $M_{K^0}$  和  $M_{\bar{K}^0}$  的不同，用实验的语言来说，是给出了很强的限制， $|M_{K^0} - M_{\bar{K}^0}|/M_{K^0} < 10^{-18}$ 。可以说 CPT 定律已经过了非常严格的检验。即使如此，我们也不可掉以轻心，应更进一步地在不同系统中检验 CPT 定律。事实上，目前还有很多组分别在理论上和实验上积极地探讨 CPT 破坏的机制和检验的方法。但为了以下讨论 CP 和 T 破坏的方便，我们将假设 CPT 是守恒的。

由于  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  互为反粒子，因此 CPT 守恒一定意味着  $M_{11}=M_{22}$ ， $\Gamma_{11}=\Gamma_{22}$ 。前面提到的  $K_L$  和  $K_S$  是  $H$  的本征态。将  $H$  对角化，可得到  $K_L$  和  $K_S$  的质量  $M_L$ 、 $M_S$  及衰变宽度  $\Gamma_L$ 、 $\Gamma_S$  并得到  $\varepsilon_1$  和  $\varepsilon_2$  相等。我们用  $\varepsilon$  来代替  $\varepsilon_1$  和  $\varepsilon_2$ ，并且

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{M_{12} - i\Gamma_{12}/2} - \sqrt{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}}{\sqrt{M_{12} - i\Gamma_{12}/2} + \sqrt{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}} \equiv \frac{\text{Im}(M_{12})}{\sqrt{2}(M_L - M_S)} e^{-i\phi_\varepsilon}. \quad (9)$$

实验结果测得： $\varepsilon=2.3 \times 10^{-3} e^{i\pi/4}$ 。要研究 CP 破坏的原因，那就要从理论上来计算  $\text{Im} M_{12}$  并与实验比较。

## 六、CP 破坏的机制

从前几章的介绍清楚地看到非连续的时空对称性，P、C、T 以及 CP 在自然界中都在一定程度上被破坏了。那么是什么导致了这些破坏呢？人们对宇称 P 破坏的机制已有了充分地了解，宇称破坏是由于在弱相互作用中左旋和右旋粒子与规范场具有不同的相互作用，特别是在弱相互作用中，带电的流是通过交换 W 粒子相互作用。理论要求只有左旋粒子才能参与弱相互作用，这已经被实验证实是很成功的。然而人们对 CP 破坏的机制就不那么清楚了。因为 CPT 总是守恒的，T 破坏的机制和 CP 破坏的机制是一样，并且互补，以保证 CPT 不被破坏。在第四节讨论 T 破坏时，我们已知道有 T 的破坏一定意味着相互作用势是复数，即有不为零的相位出现在势中。那么对 CP 或 T 破坏的研究就是要研究不为零的相位在相互作用势中是怎么出现和由什么引起的。根据不同的 CP 破坏机制，相位出现的方式是不一样的，因而有不同的 CP 破坏的模型。

已有许多产生 CP 破坏的模型被提出，比如说早期提出的超弱相互作用模型，以及后来陆续提出的：真空期待值破坏 CP 模型，左-右对称模型以及现在普遍接受的标准 CP 破坏模型。当然只有能同时解释实验观测到的  $\varepsilon$  和  $\varepsilon'/\varepsilon$  值以及在 B 衰变过程中观测到的 CP 破坏的模型才有可能正确的模型。如果只需解释  $\varepsilon$ ，以上提到的模型都能做得到。但是超弱作用理论却预言  $\varepsilon'/\varepsilon=0$ ，所以这一理论被新观测的  $\varepsilon'/\varepsilon$  的非零值排除掉了。真空期待值破坏 CP 的简单模型也同样有问题而被排除掉。在左-右对称模型中，有一些可调整参数，因而这一模型能解释  $\varepsilon'/\varepsilon$ 。标准的 CP 破坏模型虽然可调参数不多，也能同时解释观测到的  $\varepsilon$  和  $\varepsilon'/\varepsilon$ ，所以它自然地被认为是正确理论的可能候选者之一。当然还有其他一些模型也能解释  $\varepsilon$  和  $\varepsilon'/\varepsilon$ ，想要真正了解 CP 破坏的机制，必须进行更多的测量 CP 破坏的实验，特别是 B 系统中的 CP 破坏过程，来检验各种模型。

标准 CP 破坏模型是由 Kobayashi 和 Maskawa

在 1973 年提出的。这一模型是建立在  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  规范群基础上的。这里  $SU(3)_c$  描述强相互作用，而  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  描述弱电相互作用，这一模型也称为强相互作用和弱电相互作用的标准模型。在这一模型中 CP 破坏的机制是弱带电流中夸克和 W 粒子相互作用中存在着相位而引起的，在夸克质量本征态下，这一相互作用是由下式给出：

$$H_W = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U} V_{KM} \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} D W_\mu^+ + h.c. \quad (10)$$

这里， $U=(u, c, t \dots)$ ， $D=(d, s, b, \dots)$ 。“...”代表其他可能的夸克。如果存在着  $N$  代夸克， $V_{KM}$  是  $N \times N$  的么正矩阵。

一个的么正矩阵一般需要  $2N^2$  个参数来描述。在上述的相互作用  $H_W$  中， $2N-1$  个参数可以通过重新定义夸克的相位被吸收掉，因而这些参数不能导致任何可观测的物理效应。在剩下的参数中，存在着  $N(N-1)/2$  个与旋转角类似的角参数，而剩下的  $(N-1)(N-2)/2$  个参数必须由相位来表述。这些相位就是引起 CP 破坏的来源。这里请特别注意，为了至少有一个相位存在，必须满足  $N \geq 3$ 。也就是说若要求  $H_W$  破坏 CP 对称性，便预言一定存在着第三代夸克 b 和 t，这已被实验验证，目前还没有多于三代夸克的证据。 $N=3$  的 Kobayashi 和 Maskawa 模型，就是我们所说的标准 CP 破坏模型。意大利理论家 Cabibbo 首先研究了 s、d 夸克间的混合，但那只能是  $2 \times 2$  矩阵，不可能对 CP 破坏有影响，然而今天为了计入 Cabibbo 在混合问题上的贡献，通常这一模型也称为 CKM 模型。 $V_{KM}$  或  $V_{CKM}$  通常被写成：

$$V_{KM} = V_{ij} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\gamma} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\gamma} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\gamma} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\gamma} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\gamma} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}.$$

这里  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  和  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ， $\theta_{ij}$  为旋转角，如果  $\sin \gamma$  不等于零，CP 对称性就被破坏了。在这儿我们想提及我国著名理论物理学家吴丹迪的研究工作，他首先提出 CKM 矩阵中的与参数化无关量的概念，指出只有这样的量才是物理的，可以与观测相对应。CP 破坏因子（正比于  $\sin \gamma$ ）就是这样的物理量。

在 CKM 模型里，中性 K 介子混合 CP 破坏现象出自于图 5 中的所谓“箱图”（box-diagram），这

些图引起  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  的混合，而且因为  $V_{CKM}$  有非零相位  $\gamma$ ，进而得到前面提到的所需的  $\text{Im } M_{12}$ 。仔细的理论分析发现这一解释与实验数据符合得很好。

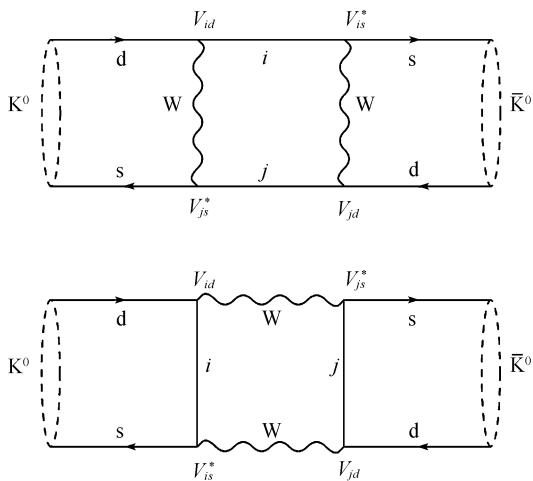


图 5 引起  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  混合的箱图

中性 K 介子直接 CP 破坏出自于所谓的“企鹅图”（penguin-diagram，图 6）以及类似于上面的“箱图”贡献。由于有更多的图形出现， $\epsilon'$  的理论计算比  $\epsilon$  要复杂很多，但是到目前为止的计算表明标准 CP 破坏模型能解释测量到的  $\epsilon'/\epsilon$  值。

## 七、标准 CP 破坏模型的检验

虽然标准 CP 破坏模型对在中性 K 介子系统中的混合与直接 CP 破坏现象的理论预言值与观测数据相符，人们还不能确定 CP 破坏现象就一定是由 CKM 模型决定的，因为还有其他模型也能同样解释已观测到的 CP 破坏现象。为了进一步了解 CP 破坏的真正原因，必须进行更多的实验。自然界是否选择了和 CKM 模型不一样的机制来破坏 CP 对称性。因此对 CP 破坏的研究也是对可能的新的物理理论的研究。粒子物理学家已在这方面做了许多的努力，确实世界上有许多正在或将要进行测量 CP 破坏的实验。由于篇幅关系，这里就不一一介绍了。以下介绍一些 CKM 理论特性和实验结果。

我们首先要介绍的是现在非常热门的 B 介子衰变中的 CP 破坏现象的研究以及由此得到的对 CKM 模型的了解。B 介子是由一个 b 夸克和一个轻的反夸克（u 或 d 反夸克）组成的介子。因为它的质量很大，差不多为 5 GeV，并且有许多衰变渠道，通过这些衰变道可以从不同的角度研究 CP 破坏现象，进而对各种模型给出很强的限制，甚至否定它。为研究 B 衰变相关的 CP 破坏，在日本国家实验室 KEK

和美国斯坦福的 SLAC 实验室建造了两个 B-介子工厂 (指能产生大量的 B-介子事例的高能物理实验装置)。从 1999 年开始运行以来, 这两个 B-工厂加上曾经运行的 Cornell 的 B-工厂, 都在研究 CP 破坏, 并取得了丰硕成果。

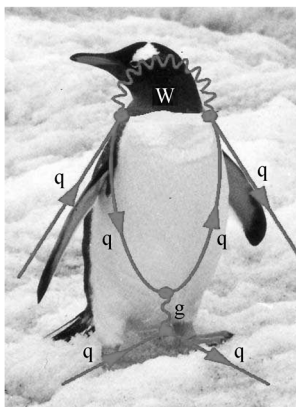
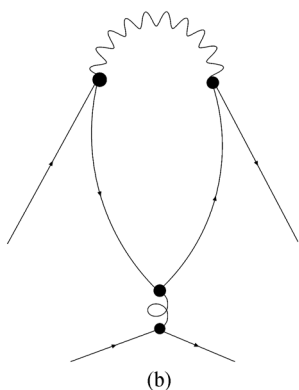
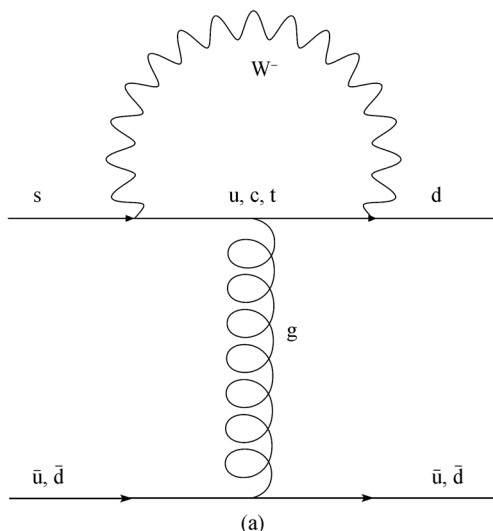


图 6 引起 K-系统直接 CP 破坏的“企鹅图”, (b)是(a)的卡通变形, 你看看它像不像一只可爱的企鹅?

标准 CP 破坏模型有别于许多其他模型的特点之一就是 CP 破坏是由在么正矩阵  $V_{CKM}$  中的相位引起。

如果这一特性可以用实验来确定, 那么将可提供了解 CP 破坏机制的重要线索。理论研究证明在很大程度上能达到上述目的。B 介子衰变对标准 CP 破坏模型最重要的检验就在于此。

由  $V_{CKM}$  的么正性, 可得  $\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk}$ ,  $\sum_i V_{ji}V_{ki}^* = \delta_{jk}$ 。其中最受理论家关注的是在实验中检验以下被称为么正性的等式:

$$V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} = 0. \quad (12)$$

在复平面上, 以上方程定义了一个如图 7 的三角形以及它的三个内角  $\alpha$ ,  $\beta$  和  $\gamma$ 。注意当忽略掉一些很小的修正项, 这里的  $\gamma$  和  $V_{KM}$  中的  $\gamma$  是相同的。如果实验上能分别独立地测量到这三个角, 就能对标准 CP 破坏模型提供非常强而有力的检验。 $\beta$  和  $\alpha$  可以通过所谓的时间相关的衰变宽度来测量:

$$A = \frac{\Gamma(t) - \bar{\Gamma}(t)}{\Gamma(t) + \bar{\Gamma}(t)} = -\text{Im}(\xi) \sin(\Delta M t), \quad (13)$$

这里  $\Gamma(t)$  和  $\bar{\Gamma}(t)$  分别指在  $t=0$  时产生的  $B^0$  和  $\bar{B}^0$  粒子在时间  $t$  时衰变到一指定 CP 本征态的衰变宽度。 $B_H$  和  $B_L$  是质量矩阵的本征值,  $\Delta M$  是它们的质量差。

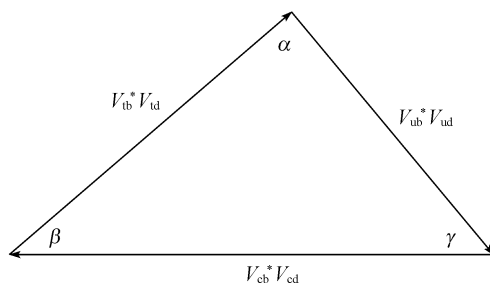


图 7 CKM 三角形

当指定的末态 CP 本征态是  $J/\psi K_s$  时,  $\text{Im}(\xi) = -\sin(2\beta)$ , 这一结论具有相当的精确性, 而且实验也比较容易做。Belle 和 Baba 已经测到了不为零的值。加上其他由  $b \rightarrow c\bar{c}s$  夸克间作用引起的衰变,  $\sin\beta$  已被准确地定出为:  $0.687 \pm 0.032$ , 这是第一个在 Kaon 系统以外发现的 CP 破缺现象。通过对  $B \rightarrow \pi\pi$ ,  $\rho\rho$ ,  $\pi\rho$  等过程的测量,  $\alpha$  也被限制到  $\alpha = (99_{-8}^{+13})^\circ$ 。然而 Babar 和 Belle 实验均不能用上述方法测量  $\gamma$ 。目前为止最好的直接测量  $\gamma$  的方法是通过测量  $B^0 \rightarrow K^+ \bar{D}^0$ ,  $K^+ D^0$ ,  $K^+ D_{CP}$  以及相同类型过程的衰变宽度, 用这些方法定出的, 它的值为:  $(63_{-12}^{+15})^\circ$ 。

在结束关于 B 衰变中 CP 破坏现象的讨论前, 我们应该提到直接的并且和时间无关的在  $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  中的 CP 破缺现象已在 2004 年被测量到。这儿 CP 破缺现象表现为粒子  $B^0$  衰变成  $K^+ \pi^-$  和  $\bar{B}^0$  衰变成  $K^- \pi^+$  的分支比之差

$$A_{CP} = \frac{B(B^0 \rightarrow K^- \pi^+) - B(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}{B(\bar{B}^0 \rightarrow K^- \pi^+) + B(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)}$$

不为零。现今的世界平均值为

$$A_{CP} = -0.115 \pm 0.018.$$

读者可从参考文献 [W. M. Yao *et. al.*, Particle Data

Group, *Jou. Phys. G* **33**, 1(2006)]了解更多的实验结果。

到目前 CKM 模型与实验结果没有矛盾，可以说 CKM 模型作为 CP 破缺的标准模型已得到了较好的检验。图 8 显示目前最新的实验结果和 CKM 模型相一致。在今后几年中还将有更多的数据在不同的新实验中获得，如即将运行的 LHCb，正在筹划的超 B-工厂等。这些实验将进一步深化人们对 CP 破缺现象及其机制的理解。

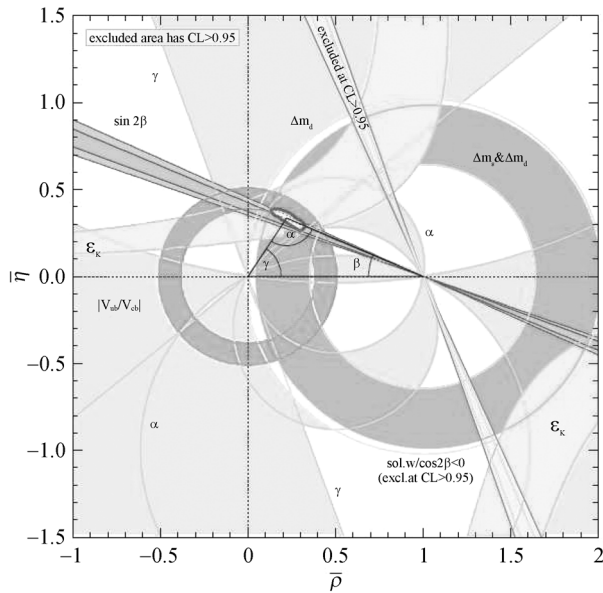


图 8 目前最新的实验结果显示所有的数据和 CKM 模型相一致

另一值得介绍的是基本粒子的电偶极矩的测量。如果一个基本粒子具有电偶极矩  $\mathbf{D}$ ，它和电场的相互作用可写为  $H_D = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}$ 。因为  $\mathbf{D}$  具有方向性，对于一个静止的基本粒子来讲，唯一具有方向性的物理量是它的自旋  $\mathbf{S}$ ，所以  $\mathbf{D}$  一定正比于  $\mathbf{S}$ ，即  $\mathbf{D} = d\mathbf{S}$ ，因此  $H_D = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} = -d\mathbf{S} \cdot \mathbf{E}$ 。这儿  $\mathbf{E}$  是外电场强度。参数  $d$  就是人们常说的基本粒子的电偶极矩，为什么测量电偶极矩重要呢？因为在宇称 P 变换下， $\mathbf{D} \rightarrow \mathbf{D}$ ， $\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$ ；在时间反演 T 变换下， $\mathbf{D} \rightarrow -\mathbf{D}$ ， $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}$ ，这就意味着，如果  $d$  不为零，将存在一宇称同时也是时间反演破缺的相互作用  $H_D$ 。当然，由于 CPT 守恒定律， $d$  不为零也意味着 CP 破缺。值得一提的是电偶极矩对应的 CP 破缺有别于前面所描述的 CP 破缺现象。在 K 介子和 B 介子系统中发现的 CP 破缺现象过程都必须有味改变，也就是由一种夸克变成另一种，但电偶极矩与味改变无关，因此这是一类非常不同的 CP 破缺现象。

实际上最早的测量宇称不守恒和 CP 不守恒的

实验是 1950 年由 Purcell 和 Ramsey 开始的对中子电偶极矩的测量，虽然当时人们并不彻底了解其中的道理。只是到了后来认识到中子电偶极矩能提供重要的有关 CP 破坏的讯息，人们才进一步进行了一系列的研究。在过去 50 多年的时间里，测量的精度有非常惊人的提高，但到目前为止还没有发现任何一基本粒子具有电偶极矩。目前实验数据对中子电偶极矩设置的上限是： $d_n < 0.29 \times 10^{-25} \text{e} \cdot \text{cm}$ 。同样人们在中子电偶极矩的理论计算上也做了很多努力。在标准的 CKM 模型里，中子的电偶极矩是极其微小的，因为它要到三圈的费曼图时才出现，标准模型对  $d_n$  的理论预言值非常小，为  $< 10^{-31} \text{e} \cdot \text{cm}$ 。这一范围远远小于实验所能达到的精度。虽然如此，对中子电偶极矩的测量仍是非常重要的。实际上目前的上限值已经有力地限制了一些 CP 破坏的模型，比如说前面提到的建立在真空破坏 CP 的机制上的模型，而且粒子物理理论中非常有名的强作用 CP 问题就来自于中子电偶极矩测量的限制。实验测量的精度也在不断提高，如果在大于  $10^{-31} \text{e} \cdot \text{cm}$  的范围内确定中子电偶极矩不为零，这一定标志着新物理的发现，而且标准的 CKM 模型将被修改。

人们也对一些其他基本粒子进行了相当的研究，其中对电子电偶极矩  $d_e$  的测量已达很高精度，目前的限制为： $d_e < 1.610 \times 10^{-27} \text{e} \cdot \text{cm}$ ，同样标准模型对  $d_e$  的预言值非常小： $< 10^{-36} \text{e} \cdot \text{cm}$ 。虽然实验难度相当高，但是人们并没有放弃，反而在加紧计划新的实验。在美国一个叫 NEDM 的实验团队已组成，他们将用超冷中子进行中子电偶极矩的测量，这一实验计划将在 2017 年完成，届时他们可将对中子电偶极矩的测量灵敏度拉高到  $10^{-28} \text{e} \cdot \text{cm}$ ，这将对许多 CP 破缺模型做出很好的检验。也有一些研究团队在进一步对电子的电偶极矩进行研究，已经证明有方法能提高两个数量级的灵敏度。希望在不久的将来有好的新实验结果。

北京高能所的正-负电子对撞机(BEPC)和第三代谱仪(BESIII)虽然对检验 CP 破坏不具有优势，但也可能存在一些与 CP 破坏有关的可观测过程，这就需要理论家认真研究。由于 BEPC 亮度很高，世界上的理论家和实验家都对它很感兴趣，也在积极探索。此外还有关于长基线中微子振荡过程中 CP 破坏的观测也是关注的热点之一，在这我们就不详细讨论了。



## 八、CP 破坏在宇宙学中的意义

到目前为止,我们主要都在讨论 CP 破坏在实验室中的观测,在此我们讨论一下 CP 破坏在宇宙学中的意义。CP 破坏现象是和宇宙学中我们所在的宇宙的主要成分都是物质有着密切的联系。狄拉克(Dirac)1926年在对点子的相对论运动方程的研究预言了自然界中存在物质与反物质。物质如果与反物质相遇将变为带有相应能量的一些光子。现在宇宙学的标准模型,即大爆炸理论,告诉人们早期宇宙中应该有同样多的物质和反物质。现今观测到的结果明显存在物质与反物质的不对称性。如果存在物质与反物质的对称性,我们当然要问反物质到哪里去了?

这一不对称性好像是到了极点,因为在我们的宇宙中似乎只有物质存在,而没有反物质。但是从宇宙学的角度来讲这一不对称性是很小的。实验观测得出: $a=(n_B-n_{\bar{B}})/n_\gamma\sim(10^{-9}\sim 10^{-10})$ ,这里  $n_B$ ,  $n_{\bar{B}}$  指宇宙中重子和反重子数密度,  $n_\gamma$  指宇宙中光子数密度。根据大爆炸理论和这里所讨论的标准模型计算(假设没有 CP 破缺),如果大爆炸时的初始条件是正反物质一样多,由于各种相互作用,现在的重子数密度  $n_B/n_\gamma$ ,  $n_{\bar{B}}/n_\gamma$  必须相等,而且  $n_B/n_\gamma$  应该是  $10^{-20}$ ,也就是说即使考虑宇宙中重子数的局部涨落也不可能得到实验观测值。当然也许大爆炸的初始条件就是  $(n_B-n_{\bar{B}})/n_\gamma\sim(10^{-9}\sim 10^{-10})$ ,而由于以后的反应过程中重子数总是守恒的,因而得到现在观测到的数值。但这样一个非常小的初始条件看起来是非常不自然的。更自然的方法是初始条件为  $n_B-n_{\bar{B}}=0$ ,而现在所观测到的不对称性是由大爆炸后各种物理过程产生的。1966 年俄国的 Sakharov 指出这确实是可能实现的。但是在在大爆炸后必须存在以下三个条件:

- (1) 重子数不守恒相互作用;
- (2) C 和 CP 不守恒相互作用;
- (3) 满足(1)和(2)的反应过程是在宇宙偏离热平衡状态下进行的。

如果没有条件(1),开始是一重子数为零的宇宙将永远保持那样,因为重子数不可能改变;条件(2)使重子和反重子有不同的反应因而在有条件(1)成立的情况下得出不同的正反重子数。但是即使(1)和(2)都成立,因为处于热平衡状态下重子和反重子的分布与它们的质量有关,由于之

前提到的 CPT 定理,重子和反重子的质量总是相等的,所以如果宇宙总是处于热平衡状态下重子与反重子数总是相等的。很清楚地看到 CP 破坏对引起宇宙中的重子数不对称性起着多么关键的作用。

已有许多模型被提出来去产生所需的重子数不对称性,从大统一模型到标准模型。其实标准 CP 破坏模型具备以上所提条件,重子数不守恒的相互作用可由反常的  $SU(2)_L$  作用提供,非热平衡状态可由  $SU(2)_L\times U(1)_Y$  对称性破坏提供,当然 CP 破坏相互作用由  $V_{CKM}$  中的相位提供。但是目前的研究表明,标准模型所提供的 CP 破坏的强度远小于所需要的  $10^{-9}$ 。也许这已经给了我们提示,那就是标准 CP 破坏模型是不能完全解释宇宙中一切 CP 破坏现象的,经验一定存在标准模型以外的 CP 破坏。但是什么是真正的 CP 破坏之源呢?这仍然是没有解决的问题。希望前面提到的各种实验的分析和进一步的宇宙学研究将能为人类最后揭开 CP 破坏之谜。

## 九、结束语

从本文的介绍我们可以清楚地看出对基本相互作用中对称性的研究能提供了解自然规律的重要线索。本文中讨论的宇称、时间反演以及粒子-反粒子对称性都不是在自然界的各种相互作用中被严格遵守的。然而对这些对称性的分析和了解,却在人们对自然界规律的认识过程中起了极其重要的作用。20 世纪 50 年代中发现的宇称对称性的破坏使人们加深了对弱相互作用的了解,为建立标准的弱电理论走出了关键性的一步。经过长期不懈的努力,目前 CKM 模型已基本形成并在很大程度上得到了实验的检验。但人们对 CP 对称性破坏的认识却还很不清楚,人们还不能完全确定 CP 破坏的真正机制。例如,这些分立对称性(宇称、时间反演和正反粒子变换)是根本就存在于自然界(反应在相互作用的拉氏量中),还是由于像规范场那样是通过真空自发破缺产生的?即使这样人们依然充满信心地从各方面对 CP 破坏机制进行研究。现在正在进行或不久的将来将进行的各类实验,必将能提供揭示自然规律的线索而引导我们进入了解自然规律的新阶段。

(何小刚,台湾大学物理系;李学潜,天津市南开大学物理学院 300071)