

宇稱、時間反演及粒子-反粒子等對稱性的破壞及其意義

何小剛
國立台灣大學物理系

摘要

本文介紹宇稱、時間反演及粒子-反粒子等對稱性以及它們的破壞在人們認識自然規律中之重要性。

一. 導引

在物理學中對稱性的研究是非常重要的。這類研究可追溯到遠古的希臘和中華文化。物理世界中的對稱性能使人們抓住事件的本質，使複雜的問題變為簡單且能控制的問題。1918年 Noether 證明在古典力學中相對於每一種對稱性存在著一守恆量^[1]。比如說，兩個點粒子之間的引力作用具有連續的空間轉動不變性，那麼這一系統的總角動量是一守恆量。後來，Wigner 進一步證明每一對稱性對應著一守恆量之規律，也適用於量子力學和相對論^[2]。在自然界中存在著各種各樣的對稱性，這些對稱性可以是連續的也可以是非連續的，比如說連續的空間平移、轉動、時-空之間的 Lorentz 變換，強及弱電作用中的規範變換，以及強相互作用中的味道 SU(3)變換，或是非連續的交換對稱性（分 Einstein-Bose 和 Fermi-Dirac 兩種）以及空間反演（宇稱 P），時間反演（T）和粒子-反粒子變換（C）等。而且在自然界中有些對稱性是嚴格存在的，而另一些只是近似地在物理事件中體現出來，比如前面提到的味道 SU(3)以及空間反演等。

不同的相互作用具有不同的對稱性，也就是說有些對稱性在一些相互作用中是嚴格成立的，而在

另一些相互作用中就只是近似的。人們對對稱性的研究，不管是嚴格的或是近似的，都為進一步探索宇宙的基本規律提供著重要的線索。過去是這樣，將來也是這樣。本文將介紹宇稱（P）、時間反演（T）及粒子-反粒子（C）變換等對稱性在人類認識自然規律中的重要性。

P、T 和 C 都和時空有著密切關係。P 和 T 之變換與時空的關係是不言而喻的。C 又怎麼與時空連在一起呢？這是因為按 Stückelberg 和 Feynman 之觀點，反粒子可被認為是沿著相反時間方向運動的粒子^[3]。

長久以來，人們一直以爲 P、T 和 C 都分別是自然界基本作用中嚴格的對稱性（或稱守恆的）。到了 50 年代，事實證明這一根深蒂固的想法是不對的。1956 年李政道和楊振寧在對一系列弱相互作用過程，特別是對當時的 $\theta - \tau$ 之謎，進行深入研究後指出在弱相互作用中宇稱 P 完全有可能不守恆，並建議了具體驗證這一想法的實驗^[4]。緊接著 P 不守恆（或稱破壞）被吳健雄領導的實驗小組^[5]以及 Garwin 和 Friedman 等兩小組所證實^[6]。這一發現打開了人們探索自然規律的一扇大門，在人們對弱相互作用的正確認識上起了決定性的作

用。李政道和楊振寧因此獲得了 1957 年諾貝爾獎。

1964 年 Cronin 和 Fitch 領導的實驗小組發現的 CP 破壞現象又使人們對弱相互作用有了另一番新的認識^[7]。他們發現中性 K 介子的衰變過程中，宇稱 P 和粒子-反粒子變換 C 合起來的 CP 變換也是不守恆的。Cronin 和 Fitch 因此獲得了 1980 年諾貝爾獎。到此有的讀者可能馬上聯想到，因為 P、T、C 是密切相關的，是否 T 也有可能不守恆呢或者 P、T、C 三者合起來的變換 CPT 也不是守恆的呢？在 1998 和 1999 年通過中性 K 介子衰變實驗 T 不守恆才分別被 CERN 的 CPLEAR 實驗組^[8]和 Fermilab 的 KTeV 實驗組^[9]證實。但到目前為止 CPT 還沒被發現被破壞，而且有更深一層的理論論證，CPT 是自然界的一嚴格守恆的對稱性。以下我將對 P、C、T 做進一步的介紹。

二. 宇稱變換和它的破壞

宇稱變換 P 的作用是将空間座標 \vec{r} 改變符號成爲 $-\vec{r}$ 。由此出發可清楚地看到動量 $\vec{p} = m d\vec{r}/dt$ 在 P 變換下將改變符號，而角動量 $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ 則不會改變符號。

在量子力學中，相互作用的宇稱守恆意味著作用的勢能 $V(\vec{r})$ 在宇稱 P 變換下， $V(\vec{r})$ 不變，也就是說 $PV(\vec{r}) = V(-\vec{r}) = V(\vec{r})$ 。與此一對稱性相對應的守恆量是：反應過程 $i \rightarrow f$ 和通過 P 變換的態 Pi 和 Pf 之反應過程， $Pi \rightarrow Pf$ ，具有相同的變化機率密度。這一結論很容易從 Schrödinger 方程得出。讓 $\psi(\vec{r})$ 代表描述 $i \rightarrow f$ 過程的波函數，這一過程的方程式是，

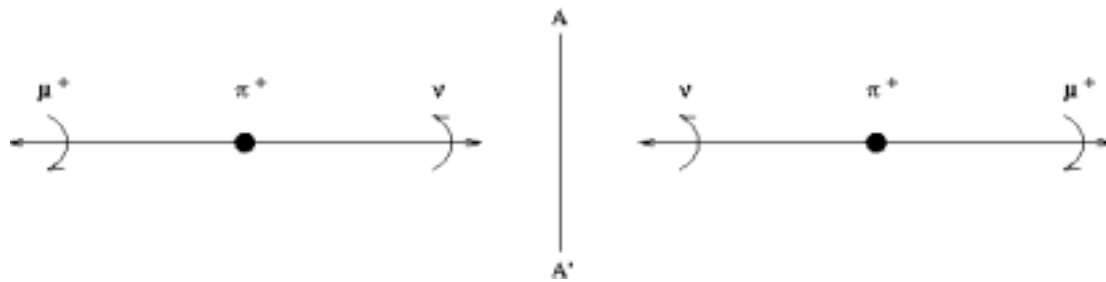
$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi(\vec{r}) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r})$$

由於 $V(\vec{r})$ 在 P 作用下不變，P 變換過的波函數 $P\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r})$ 將滿足

$$i\hbar \frac{d}{dt} \psi(-\vec{r}) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \psi(-\vec{r}) ,$$

因此變換機率密度有 $|\psi(\vec{r})|^2 = |\psi(-\vec{r})|^2$ 。波函數的宇稱本徵值可取爲 ± 1 ，也就是說如果 $\psi(\vec{r})$ 是宇稱的本徵函數，那麼 $\psi(-\vec{r}) = \pm \psi(\vec{r})$ 。當取 +1 時，人們稱之爲正宇稱，取 -1 時稱之爲負宇稱。

很久以來人們一直以爲在各種相互作用中宇稱是守恆的，然而在 1956 年李政道和楊振寧指出在弱相互作用中宇稱是不守恆的並被實驗驗證^[4,5,6]。宇稱不守恆到底是怎麼一回事？讓我在此以當時證明宇稱不守恆實驗之一， $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ ，來進一步說明爲什麼弱相互作用中宇稱是不守恆的。 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ 是一弱衰變過程。 π^+ (π -meson) 是一自旋爲零的介子， μ^+ (muon) 和 ν (neutrino) 是自旋爲 $\hbar/2$ 的粒子。在 π^+ 的靜止系裡，系統的總角動量爲零。由於總角動量守恆， π^+ 衰變出來的 $\mu^+ \nu$ 系統之總角動量也應是零。這一衰變過程可由圖一中左半圖表示，衰變後的 μ^+ 和 ν 沿著相反方向飛行，並都具有左旋性。圖一中之右面過程是通過 AA' 這依鏡面反映出的過程。用宇稱的語言講，右半面過程就是左半面過程之經過宇稱變換的過程。請注意，在右半面之過程中， μ^+ 和 ν 變成了右旋性的狀態。如果宇稱是守恆的，那麼實驗將有同樣的機率觀測到



圖一中左和右面之兩過程，但是實驗只觀測到左面

的過程。這一事實清楚地證明宇稱的確是不守恆的。

在上述過程中宇稱不守恆的現象可以簡單地表述為只有左旋 neutrino 參與弱相互作用。如果宇稱是守恆的話，左旋和右旋 neutrino 應有相同的機會參與弱相互作用^[10]。由於沒有右旋 neutrino 參與弱相互作用，可以認為在弱相互作用中宇稱最大限度地被破壞了。帶電流弱相互作用中只有左旋粒子參與這一基本特性為人們徹底地瞭解弱相互作用起了非常重要的作用，進而建立了弱相互作用與電磁作用的統一理論，及弱電相互作用之 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 標準理論^[11]。為此，Glashow，Salam 和 Weinberg 獲得 1979 年諾貝爾獎。

三. 粒子-反粒子變換和它的破壞

粒子-反粒子變換 C 是將粒子變換為它的反粒子。C 作用在一粒子系統上將使它的可加性量子數 N，比如說電荷數、輕子數、重子數等改變符號，而保持其系統的動量 \vec{P} ，角動量（自旋） \vec{S} ，既 $C|N, \vec{p}, \vec{s}\rangle = \eta_c |-N, \vec{p}, \vec{s}\rangle$ ，這裡 η_c 是一相位因子。從以上定義可以清楚地知道一個可加性量子數為零的系統才有可能 C 的本徵態，比如說，

$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle$ 。一個粒子如果是 C 的本徵態，

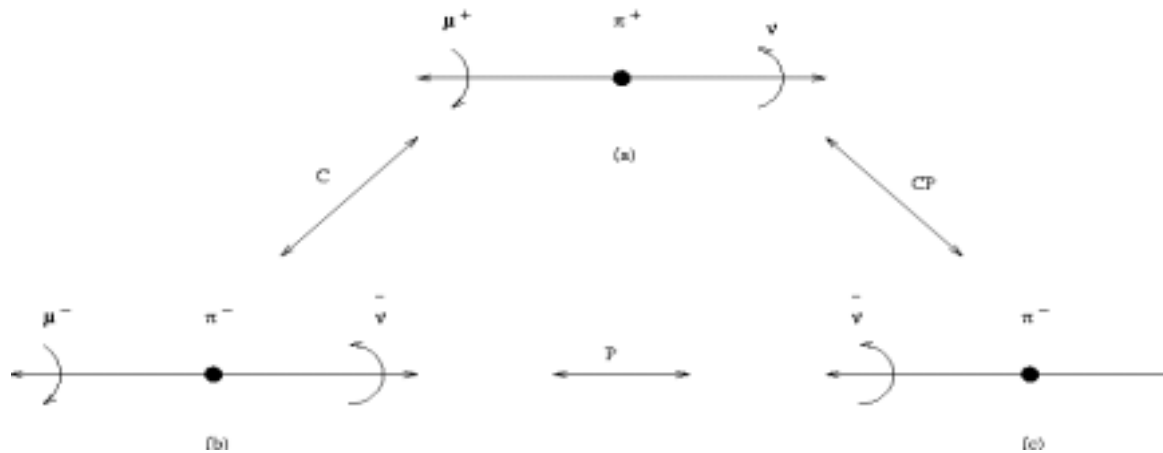
被稱為自我反粒子。

粒子-反粒子變換在粒子物理中起著重要作用。讓我再次用 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ 來說明 C 變換的作用以及由此引起的人們對弱相互作用的進一步認識。

在 C 變換下， $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ 變換為 $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ ，這一情況可以由圖二來描述。初始的過程 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ 由圖二 (a) 描述，而 C 變換過的過程由圖二 (b) 描述。但是實驗中圖二 (b) 所描述的過程沒有觀測到，這表示 C 也不是弱相互作用中的守恆量。但是有趣的是圖二 (c) 中所描述的由 C 和 P 合起的變換 CP 變換後的過程被實驗所觀測到，這一事實說明在 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ 中 CP 是守恆的。

那麼在弱相互作用中 CP 總是守恆的嗎？人們一直以為是如此，直到 1964 年實驗才發現在中性 K 介子衰變至 π 介子過程中 CP 也是不守恆的。為進一步瞭解其中的奧妙，讓我仔細分析一下 K 衰變到兩個 π 和三個 π 之過程。

K 介子和 π 介子都是偽標量粒子，也就是在 P 作用下有 $P(\pi, K) = -(\pi, K)$ 。同時在 C 變換下，可以將變換定義為： $C\pi^+ = \pi^-$ ， $C\pi^0 = \pi^0$ ， $CK^0 = \bar{K}^0$ ， $C\bar{K}^0 = K^0$ 。 π^0 是自己的反粒子，



圖(二)

而 K^0 卻不是， K^0 和 \bar{K}^0 帶有不同的奇異數 S ，且分別是 $+1$ 和 -1 。由 K^0 和 \bar{K}^0 可以構成兩個自我反粒子態， K_1^0 和 K_2^0

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0)$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0)$$

我們有： $CK_1^0 = -K_1^0$ ， $CK_2^0 = K_2^0$ ；和 $CPK_1^0 = K_1^0$ ， $CPK_2^0 = -K_2^0$ 。中性 K 介子通過弱相互作用能衰變為兩個 π 或三個 π 。如果 CP 在這些過程中是守恆的，那麼衰變過程只能在具有同樣 CP 本徵值的態中進行。實驗分析表明，衰變的兩個 π 和三 π 系統均處於基態 (s-wave states)。這樣，兩 π 系統， $(\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0)$ 具有 CP 本徵值 $+1$ ，而三 π 系統， $(\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0)$ 具有 CP 本徵值 -1 。所以如果 CP 是守恆的， K 到兩 π 和三 π 衰變只能以如下形式出現：

$$K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0$$

K 介子和 π 介子的質量分別為 490MeV 和

140MeV ， K 介子衰變為三個 π 將比兩個 π 的相空間少因此三 π 衰變比兩 π 衰變慢。實驗數據確實支持這一分析， K_1^0 和 K_2^0 的壽命分別為 $10^{-7}s$ 和 $10^{-10}s$ 。這一事實有一非常有趣的結果，那就是產生了中性 K 介子後等候足夠的時間將只剩 K_2^0 的存在，這時衰變將只會有三 π 末態。但是在 1964 年實驗卻發現即使等候足夠長時間後，仍有千分之幾的機率探測到兩 π 的末態^[7]。這表明衰變慢的中性 K 介子 K_L 不是純的 K_2^0 ，而衰變快的中性 K 介子 K_S 也可能不是純的 K_1^0 。這一情形意味著 $K_{L,S}$ 是 K_1^0 和 K_2^0 的混合態。

$$K_L = \frac{K_2^0 + \epsilon_1 K_1^0}{\sqrt{1 + |\epsilon_1|^2}}, \quad K_S = \frac{K_1^0 + \epsilon_2 K_2^0}{\sqrt{1 + |\epsilon_2|^2}}$$

這裡我們用 $\epsilon_{1,2}$ 描述混合的可能性，他們的大

小是在 10^{-3} 左右。顯然弱相互作用中 CP 不是一定守恆的，但是 CP 不守恆不像 P 不守恆那樣，它不是最大限度地被破壞，而只是千分之幾地被破壞。

以上提到的 CP 破壞現象是由於不同 CP 本徵態混合引起的，因此稱之為混合 CP 破壞。中性 K 介子混合 CP 破壞現象，長期以來是實驗室中觀測到的唯一的 CP 破壞例子。直到 1999 年另一類 CP 破壞現象才被 KTeV 和 NA48 實驗組^[12]證實。這一 CP 破壞同樣發生在中性 K 介子的衰變中，不同的是 CP 破壞的地方不是出於混合而是在 $K_{L,S}$ 衰變到 $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ 的衰變振幅 $A(K_{L,S} \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0)$ 裡，因而被稱為直接 CP 破壞。描述這一 CP 破壞的現象的參數叫做 ϵ' ，它和衰變振幅的關係由下式給出：

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

ϵ' 不等於零，意味著直接 CP 破壞。

早在 1993 年 CERN 的 NA31 實驗就測量到了不等於零的 ϵ' ^[13]，但同期在 Fermilab 的 E731 實驗未能證實這一現象^[14]。目前測量到的 ϵ' 值為： $\epsilon'/\epsilon = (2.10 \pm 0.46) \times 10^{-3}$ 。顯然 ϵ' 比 ϵ 又要小很多，這也就是為什麼這一測量花費了這麼久才被證實的原因。

四. 時間反演變換和它的破壞

時間反演 T 的作用是把時間 t 改變符號變為 -t。由此定義可知動量和角動量在 T 的作用下也改變符號。它作用在反應過程中會把反應過程中的初態和末態對換。

宏觀世界中的時間反演的不守恆可以容易地被理解。現在用阻尼擺來說明時間反演的一些特

性。T 變換作用後的阻尼擺方程， $m d^2x/dt^2 + r dx/dt + kx = 0$ ，將會變為， $m d^2x/dt^2 - r dx/dt + kx = 0$ ，而這一變換後的運動方程卻是一放大擺幅的擺動。以上兩方程描述不同的兩個過程，很顯然 T 變換在這過程中不是不變的原因是由於在阻尼擺運動方程中有一項是時間的一次微分，代表擺能量的損耗，在 T 變換下改變符號。

在量子力學中，情況要複雜的多。Schrödinger 方程 $i\hbar d/dt \psi = (-\hbar^2/2m \nabla^2 + V(\vec{r}))\psi$ 是時間的一次微分方程。乍一看之下這一方程不可能是在 T 變換下不變的，但其實這是不對的。這一困擾由 Wigner 在 1932 年解決了^[15]。量子力學中，T 的變換有兩重作用：其一是將 t 變換為 -t，其二是將運動方程取複共軛。Schrödinger 方程在 T 變換下變為：

$$i\hbar \frac{d\psi^*}{dt} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V^*(t) \right) \psi^*。$$

如果作用勢能 $V(t)$ 是實的，T 變換前和變換後的波函數 ψ 和 ψ^* 所描述的物理事件將是一樣的，並可由此定義時間反演不變性或守恆性。如果 $V(t)$ 是複數，那麼在 T 變換下這一系統是不守恆的。在此我們應區別兩類可能使 $V(t)$ 具有虛部的原因。一類是由於隨著時間的變化，系統中一部份粒子由於衰變或其他原因轉變為不由 $V(t)$ 的實部所能描述的獨立系統。如果 $V(t)$ 的虛部是由這一原因引起的，描述粒子系統和反粒子系統的 $V(t)$ 是一樣的。這一類 T 不守恆現象被稱著簡單 T 不守恆 (Naïve T violation)。這一類 T 不守恆現象和上一章所描述的 CP 不守恆沒有實質的關係，它只

是描述隨著時間的變化系統中粒子在衰變。另一類使 $V(t)$ 具有虛部的原因是由於粒子與反粒子系統作用之不同而引起的，在這種情形下， $V(t)$ 的虛部描述粒子系統和反粒子系統時會改變符號。這一類 T 不守恆現象和引起 CP 不守恆現象的原因有著密切的關係，並被稱為 T 不守恆 (T Violation)，本文將只討論這一類 T 不守恆。這一類 T 不守恆的直接觀測一直到 1998 年和 1999 年才被 CERN 的 CPLEAR 通過 $K \rightarrow e\nu\pi$ [8] 和在 Fermilab 的 KTeV 通過 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ [9] 所分別觀測到，而引起 T 不守恆的原因被證實和上一章討論的中性 K 介子中 CP 不守恆的原因是一樣的。

五. CPT 守恆定律

從前面的介紹可知 P、C 和 T 這三個不連續對稱性都在不同程度上被破壞了，同樣兩個合起來的對稱性，比如說 CP 也同樣被破壞。用心的讀者可能馬上會問：是否 C、P、T 這三個不連續對稱性合起來的 CPT 對稱性也被破壞了呢？到目前為止，還沒有任何證據證明 CPT 是被破壞了的。CPT 很可能是一個嚴格的對稱性，其實 CPT 作為一嚴格的對稱性是有非常充足的理論證明的。在定域量子場論的架構下，只要系統具 Lorentz 對稱性，軛密性 (Hermiticity) 和通常的自旋和統計力學的關係 (也就是對玻色子使用 Bose-Einstein 統計，對費米子使用 Fermi-Dirac 統計)，那麼 CPT 對這一系統來講一定是嚴格守恆的。這就是 1950 年代證明的 CPT 守恆定律 [16]。從 CPT 守恆定律可以證明，如果一個系統 CPT 是守恆的，那麼粒子和反粒子一定有相同的質量和壽命，這一性質可以用來檢驗 CPT 是否是嚴格的對稱性。現在我用前面提

到的中性 K 介子的混合來討論 CPT 定律如何可以被驗證 [17]。

在弱作用中使 K^0 和 \bar{K}^0 混合的作用漢彌爾頓 (Hamiltonian) 在量子力學中可以被寫成以下的形式：

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

在這裡 Γ 是和粒子壽命有關的，而 M 是和粒子的質量有關的。 $M_{11,22}$ 和 $\Gamma_{11,22}$ 分別是 K^0 和 \bar{K}^0 的質量和壽命。

如果 M_{11}, Γ_{11} 分別和 M_{22}, Γ_{22} 不一樣，那麼 CPT 對稱性就被破壞了，將會引起 m_{K^0} 和 $m_{\bar{K}^0}$ 質

量的不一樣，但是到目前為止，實驗並沒有觀測到 m_{K^0} 和 $m_{\bar{K}^0}$ 的不同，並得到非嚴的限制，

$$\left| \frac{m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}}{m_{K^0}} \right| < 10^{-18} \quad [18].$$

可以說 CPT 定律已經過了非常嚴格的檢驗。即使如此，我們也不可掉以輕心，應更進一步地在不同系統中檢驗 CPT 定律。但為了以下討論 CP 和 T 破壞的方便，我們將假設 CPT 是守恆的。

由於 K^0 和 \bar{K}^0 互為反粒子，因此 CPT 守恆一定意味著 $M_{11} = M_{22}, \Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ 。前面提到的 K_L 和 K_S 是 H 的本徵態。將 H 對角化，可得到 K_L 和 K_S 的質量 m_L 和 m_S 及衰變寬度 Γ_L 和 Γ_S 並得到 ϵ_1 和 ϵ_2 相等。我們用 ϵ 來代替 ϵ_1 和 ϵ_2 ，並且

$$\epsilon = \frac{\sqrt{m_{12} - i\Gamma_{12}/2} - \sqrt{m_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}}{\sqrt{m_{12} - i\Gamma_{12}/2} + \sqrt{m_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}} \cong \frac{\text{Im}(m_{12})}{\sqrt{2}(m_L - m_S)} e^{i\phi_\epsilon}$$

實驗結果測得： $\epsilon = 2.3 \times 10^{-3} e^{i\pi/4}$ 。要研究 CP 破壞的原因，那就要從理論上來計算 $\text{Im } M_{12}$ 並與實驗比較。

六. CP 破壞的機制

從前幾章的介紹清楚地看到非連續的時空對稱性，P、C、T 以及 CP 在自然界裡都在一定程度上被破壞了。那麼是什麼導致了這些破壞呢？人們對宇稱 P 破壞的機制已有了充分的了解，宇稱破壞是由於在弱相互作用中左旋和右旋粒子具有不同的作用，特別是帶電流只有左旋粒子才參與弱相互作用。然而人們對 CP 破壞的機制就不是那麼清楚了。因為 CPT 總是守恆的，T 破壞的機制和 CP 破壞的機制是一樣，並且互補，以保證 CPT 不被破壞。那麼是什麼引起 CP 或 T 破壞的呢？在第四章討論 T 破壞時，我們已知道有 T 的破壞一定意味著複數及相位在相互作用勢中的出現。那麼對 CP 或 T 破壞的研究就是研究複數在相互作用勢中怎麼出現和什麼引起。不同的 CP 破壞機制，相位出現的地方是不一樣的。因而有不同的 CP 破壞的模型。

在文獻中有許多 CP 破壞的模型，比如說早期提出的超弱相互作用模型^[19]以及陸續提出的：真空期待值破壞 CP 模型^[20]，左-右對稱模型^[21]以及現在的標準 CP 破壞模型^[22]。當然只有能同時解釋實驗觀測到的 ϵ 和 ϵ'/ϵ 值的模型才有可能正確的模型。如果只需解釋 ϵ ，以上提到的模型都能做得到。但是超弱作用理論卻預言 $\epsilon'/\epsilon = 0$ ^[19]，所以這一理論由新觀測的 ϵ'/ϵ 非零值而被排斥掉。真空期待值破壞 CP 的簡單模型也同樣有問題而也被

排除掉。在左-右對稱模型中，有一些可調整參數因而這一模型能解釋 ϵ 和 ϵ'/ϵ 。標準的 CP 破壞模型雖然可調參數不多，也能同時解釋觀測到的 ϵ 和 ϵ'/ϵ 。當然還有其它一些模型也能解釋 ϵ 和 ϵ'/ϵ ，想要真正了解 CP 破壞的機制，必須進行更多的 CP 破壞實驗來檢驗各種模型。

標準 CP 破壞模型是由 Kobayashi 和 Maskawa 在 1973 提出的^[22]。這一模型是建立在 $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_y$ 規範群基礎上。這裡 $SU(3)_c$ 描述強相互作用，而 $SU(2)_L \times U(1)_y$ 描述弱電相互作用。這一模型也稱為強相互作用和弱電相互作用的標準模型。在這一模型中 CP 破壞的機制是弱帶電流中夸克和 W 粒子相互作用中存在著相位而引起的。在夸克質量本徵態下，這一相互作用是由下式給出：

$$H_W = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U} V_{km} \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} D W_\mu^+ + H.C.$$

這裡， $U = (u, c, t, \dots)$ ， $D = (d, s, b, \dots)$ "..." 代表其它可能的夸克。如果存在著 N 代夸克， V_{KM} 是一 $N \times N$ 的么正矩陣。一個 $N \times N$ 的么正矩陣一般需要 N^2 個參數來描述。在上述的相互作用 H_W 中， $2N-1$ 個參數可以被重新定義夸克的相位吸收掉。因而這些參數不起物理效應。在剩下的參數中，存在著 $N(N-1)/2$ 個與旋轉角類似的角參數，而剩下的 $(N-1)(N-2)/2$ 個參數必須由相位來表述。這些相位就是引起 CP 破壞的源由。這裡請特別注意，為了至少有一個相位存在，N 必須滿足 $N \geq 3$ 。也就是說若要求 H_W 破壞 CP 對稱性，便

預言一定存在著第三代夸克 b 和 t 。這已被實驗檢正。目前還沒有多於三代夸克的證據，因此 $N = 3$ 。 $N = 3$ 的 Kobayashi 和 Maskawa 模型，就是我們所說的標準 CP 破壞模型，也稱為 KM 模型。

V_{KM} 通常被寫成：

$$V_{KM} = (V_{ij}) = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & S_{12}C_{13} & S_{13}e^{-i\gamma} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\gamma} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\gamma} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\gamma} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\gamma} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix}$$

這裡 $C_{ij} = \text{Cos}\theta_{ij}$ 和 $S_{ij} = \text{Sin}\theta_{ij}$ ， θ_{ij} 為旋轉角，如果 $\text{Sin}\gamma$ 不等於零，CP 對稱性就被破壞了。

在 KM 模型裡，中性 K 介子混合 CP 破壞現象出自於圖三中的所謂“盒子圖”(box-diagram)，這些圖引起 K^0 與 \bar{K}^0 的混合^[23]，而且因為 V_{KM} 有非零相位 γ ，進而得到前面提到的所需的 $\text{Im} M_{12}$ 。仔細的理論分析發現這一解釋與實驗數據符合得很好。中性 K 介子直接 CP 破壞出自於所謂的“企鵝圖”(penguin-diagram) 以及類似於上面的“盒子圖”。由於有更多的圖形出現， ϵ' 的理論

計算比 ϵ 要複雜很多，但是到目前為止的計算表明標準 CP 破壞模型能解釋測量到的 ϵ'/ϵ 值^[24]。

七. 標準 CP 破壞模型的檢驗

雖然標準 CP 破壞模型和已觀測到的在中性 K 介子系統中的混合與直接 CP 破壞現象相符，人們還不能確定 CP 破壞現象就一定是由 KM 模型決定的，因為還有其它模型也能同樣解釋已觀測到的 CP 破壞現象。為了進一步了解 CP 破壞的真正原因，必須進行更多的實驗。也許自然選擇了和 KM 模型不一樣的機制來破壞 CP 對稱性。因此對 CP 破壞的研究也是對可能的新的物理理論的研究。粒子物理學家已在這方面作了許多的努力，確實世界上有許多正在或將要進行的測量 CP 破壞的實驗。由於篇幅關係，這裡就不一一介紹了。下面只介紹幾個正在和將要進行能檢驗 KM 模型的實驗。

第一類要介紹的是超子非輕子衰變中的 CP 破壞。這裡所指的超子是一類含 s quark 的重子，比如說 Λ 和 Ξ 粒子。他們的主要非輕子衰變模式有： $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ 和 $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ 。由於這些衰變都是弱衰變過程，而弱相互作用中宇稱的不守恆導致，即使初態超子是非極化的狀態，衰變後的重子也會是極化的，因而形成衰變出的重子的極化方向

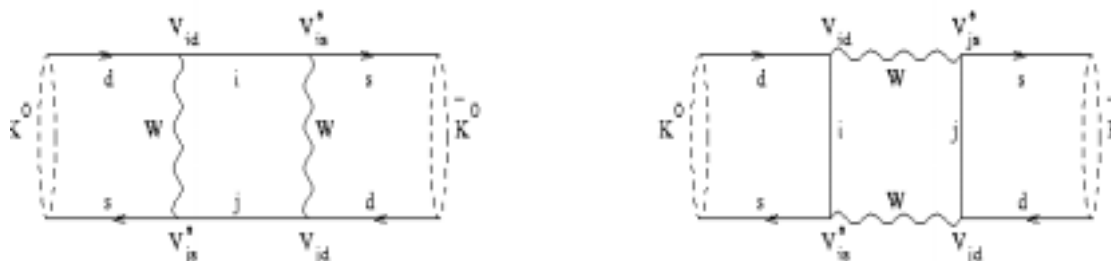


圖 (三)

與衰變的粒子有一角分布： $d\Gamma/\Gamma d\cos\theta = (1 + \alpha \cos\theta)/2$ 。這裡 Γ 是衰變寬度， θ 是衰變出的重子在它的靜止係裡極化方向與 π 動量方向的夾角， α 是極化參數。同樣的，反粒子的衰變有： $d\bar{\Gamma}/\bar{\Gamma} d\cos\theta = (1 + \bar{\alpha} \cos\theta)/2$ 。如果 CP 是守恆的， $\alpha = -\bar{\alpha}$ 。如果 $\alpha + \bar{\alpha} \neq 0$ 就意味著 CP 破壞。量度這一 CP 破壞的參數通常取為： $A = (\alpha + \bar{\alpha})/(\alpha - \bar{\alpha})$ 。

這類實驗之所以重要是因為引起超子非輕子衰變 CP 破壞的原因和中性 K 介子的直接 CP 破壞原因是一樣的。因而能夠對模型提供很好的訊息，具體的標準模型理論計算表明^[25]在 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 中， A_Λ 應在 1.4×10^{-5} 附近，而 $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ 中 A_Ξ 要小一些，在 -0.3×10^{-5} 附近。如果實驗測量得出遠大於這些預言值，便表明有新物理的存在，標準模型需要修正。具體進行這類實驗有許多難度，目前只有一些對 A_Λ 的粗略測量，精度只在一個百分點左右，遠遠差於檢驗 KM 模型的精度。當新的在 Fermilab 進行的 E871 實驗組完成他們的實驗^[26]，這一狀況將有很大的改善。這是一個重要的實驗，它測量 $A_\Lambda + A_\Xi$ 的精度能達到 10^{-4} ，接近檢驗標準模型所需精度。更重要的是，理論計算表現在非標準模型中，比如說左-右對稱模型和超對稱模型裡， $A_\Lambda + A_\Xi$ 可以大於 10^{-4} 。E871 將能提供非常有用的有關新物理的訊息。值得一提的是中研院也有同仁參加這一實驗，在此預祝他們成功。

第二類要介紹的是基本粒子的電偶極矩的測量。如果一個基本粒子具有電偶極矩 \vec{D} ，它和電場的相互作用可寫為 $\vec{D} \cdot \vec{E}$ 。因為 \vec{D} 具有方向性，對於一個基本粒子來講，唯一具有方向性的量是它

的自旋 \vec{S} 。所以 \vec{D} 一定正比於自旋 \vec{S} ，既 $\vec{D} = d\vec{S}$ 。常數 d 被稱為這一基本粒子的電偶極矩。由前面幾章的討論得知，在 P 變換下， $\vec{D} \rightarrow \vec{D}$ ， $\vec{E} \rightarrow -\vec{E}$ ，因此 $\vec{D} \cdot \vec{E}$ 使宇稱被破壞。在 T 變換下， $\vec{D} \rightarrow -\vec{D}$ ， $\vec{E} \rightarrow \vec{E}$ ，因此 $\vec{D} \cdot \vec{E}$ 也使時間反演對稱被破壞。所以如果 d 不等於零，P 和 T 都被破壞了。當然由於 CPT 守恆定律， d 不等於零也意味著 CP 破壞。

實際上最早的測量宇稱不守恆和 CP 不守恆的實驗是 1950 年由 Purcell 和 Ramsey 開始的對中子電偶極矩的測量^[27]，雖然當時人們並不徹底了解其中的道理。只是到了後來認識到中子電偶極矩能提供重要的有關 CP 破壞的訊息，人們才進一步進行了一系列的研究。在過去將近 50 年的時間裡，測量的精度有非常驚人的提高，但到目前為止還沒有發現任何一基本粒子具有電偶極矩。目前中子電偶極矩的上限是 $|d| < 6.3 \times 10^{-26} \text{ ecm}$ ^[28]。同樣人們在中子電偶極矩的理論計算上也做了很多努力。在標準的 KM 模型裡，中子的電偶極矩是極其微小的 $|d| \approx (10^{-31} - 10^{-33}) \text{ ecm}$ ，因為它要到三圈的 Feynman 圖時才出現^[29]。這一範圍遠遠小於實驗所能達到的精度。雖然如此，對中子電偶極矩的測量仍是非常重要的。實際上目前的上限值已經有力地限制了一些 CP 破壞的模型，比如說前面提到的建立在真空破壞 CP 的機制上的模型，而且粒子物理理論中非常有名的強作用 CP 問題就來自於中子電偶極矩測量的限制。實驗測量的精度也在不斷提高，如果在大於 10^{-31} ecm 的範圍內確定中子電偶極矩不為零，這一定標誌著新物理的發現，而

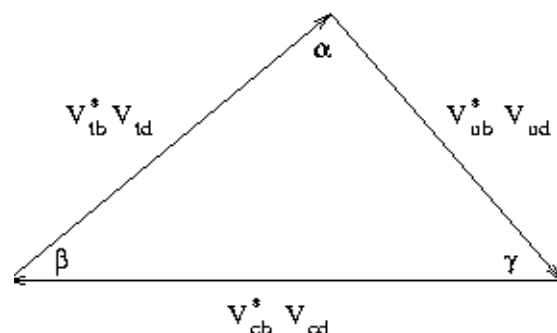
且標準的 KM 模型將被排除。

最後我介紹現在最熱門，而且未來幾年也將是最熱門的，對 B 介子衰變中的 CP 破壞現象的研究。B 介子是一由 b 夸克和一個輕的反夸克 (u,d 或 s) 組成的粒子。因為它的質量大，差不多 5 GeV，有許多衰變的渠道，這些不同的衰變道可用來從不同角度研究 CP 破壞現象，進而對各種模型給出很強的限制。美國 SLAC, Cornell 和日本 KEK 建造的三個 e^+e^- 對撞機，B 介子工廠，以及正在建造和以後要建在美國 Fermilab 的 CDF, DO 升級及 BTeV，德國的 HERA-b 和 CERN 的 LHC-b，其主要目的之一就是要研究 B 介子中的 CP 破壞。值得一提的是台大是位在 KEK 的 BELLE 實驗組成員之一，希望他們能為人們了解 CP 破壞現象做出貢獻。這裡我將著重介紹怎麼用不同的 B 衰變過程來檢驗 KM 模型。

標準 CP 破壞模型有別於許多其它模型的獨特點之一就是 CP 破壞是由在么正矩陣 V_{KM} 中的相位引起。如果這一特性可以用實驗來確定，那麼將可提供了解 CP 破壞機制的重要線索，理論研究證明在很大程度上能達到上述目的。由 V_{KM} 的么正性，可得 $\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk}$ ， $\sum_i V_{ji}V_{ki}^* = \delta_{jk}$ 。其中最為實驗關注的是以下之等式：

$$V_{ub}^*V_{ud} + V_{cb}^*V_{cd} + V_{tb}^*V_{td} = 0。$$

在複平面上，以上方程定義一個如圖四的三角形以及它的三個內角 α ， β 和 γ 。注意當忽略掉一些很小的修正項，這裡的 γ 和 V_{KM} 中的 γ 是相同的。如果實驗上能分別獨立地測量到這三個角，就能對標準 CP 破壞模型提供非常強而有力的檢驗。



圖(四)

β 和 α 可以通過所謂的時間相關的衰變寬度來測量：

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

這裡 $\Gamma(t)$ 和 $\bar{\Gamma}(t)$ 分別指在 $t=0$ 時產生的 B^0 和 \bar{B}^0 粒子，隨時間 t 衰變到一指定 CP 本徵態的衰變寬度。 Δm 是 B^0 和 \bar{B}^0 的質量本徵態的質量差。

當指定的末態 CP 本徵態是 $J/\psi K_S$ 時， $\text{Im}(\xi) = -\sin 2\beta$ ^[30]，這一結論具有相當的精確性，而且實驗也比較容易做。因此被稱為尋找在 B 系統中 CP 破壞的黃金衰變過程。目前 LEP 和 CDF 等實驗得到 $\sin 2\beta = 0.91 \pm 0.35$ ^[31]。這一結果和用其它方法確定出來的數值是一致的，但由於誤差較大，還不能最後確定下來。現在 SLAC 的 BABAR 實驗組和 KEK 的 BELLE 實驗組正在緊羅密鼓地進行著實驗 (Cornell 的 CLEO 實驗不能作這一測量，因為不能測量隨時間變化的 $\Gamma(t)$)，可望在短期內將 $\sin 2\beta$ 測量的很準。

當指定的末態 CP 本徵態是 $\pi^+\pi^-$ 時， $\text{Im}(\xi)$ 近似地等於 $\sin 2\alpha$ 。這將被 BABAR 和 BELLE 實驗在今後測量到。但是由於企鵝圖形的干擾，

$\text{Im}(\xi)$ 不是嚴格地與 $\sin 2\alpha$ 相等，需進行修正，使 α 的測量複雜化^[32]。因此也有人建議用 $B \rightarrow \pi\rho$ ^[33] 來測量 α ，在今後幾年中可望有一些結果。

BABAR 和 BELLE 實驗組均不能用上述方法測量 γ 。目前為止理論上較好的方法是用 $B^0 \rightarrow K^+ \bar{D}^0, K^+ D^0, K^+ D_{cp}$ ^[34] 來測 γ 。這一方法可用到 BABAR, BELLE 和 CLEO 等實驗組，但由於其中一些衰變的分支比較小，短期之內還較困難通過這一方法精確地測量到 γ 。在文獻中已有人建議用 $B \rightarrow K\pi, \pi\pi$ 等來決定 γ ^[35]。在不久的將來，將會有一些關於 γ 的結果。

當前面提到的所有的研究 B 物理實驗，如 CDF, DO, BTeV, HERA-b 以及 LHC-b 都完成時，相信人們將對 V_{KM} 的么正性會有決定性的認識，因而決定是否需要新的物理。當然在今後幾年中還有其它的有關在 K 介子系統，原子，核子系統以及輕子系統中測量 CP 破壞的實驗陸續被完成，今後幾年將是研究 CP 破壞的大好時機，人們對 CP 破壞的機制一定會有長足的進展。

到目前為止，主要都在討論 CP 破壞在實驗室中的觀測。在結束本章之前讓我討論一下 CP 破壞在宇宙學中的意義。CP 破壞現象是和宇宙學中的問題以及我們的生存都有著極重要關係的。具體地講就是我們所在的宇宙的主要成分都是物質。自然界中物質與反物質存在著不對稱性，這一不對稱性叫做重子數不對稱性。反物質到哪裡去了？這一不對稱性好像是到了極點，但是從宇宙學的角度來講這一不對稱性是很小的。實驗觀測得出：

$(n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma \sim (10^{-9} \sim 10^{-10})$ ，這裡 $n_{B, \bar{B}}$ 指宇宙中

重子數密度， n_γ 指宇宙中光子數密度。根據大爆

炸理論和這裡所討論的標準模型計算（假設沒有 CP 破缺），如果大爆炸時的初始條件是正反物質一樣多，由於各種相互作用，現在的重子數密度， $n_B/n_\gamma, n_{\bar{B}}/n_\gamma$ 必須相等而且是 10^{-19} ，也就是說即

使考慮宇宙中重子數的局部漲落也不可能有得到實驗觀測值。以許大爆炸的初始條件就是

$(n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma \sim (10^{-9} \sim 10^{-10})$ ，而由於以後的反應

過程中重子數總是守恆的，因而得到現在觀測到的數值的。但這樣一個非常小的初始條件看起來是非常不自然的，更自然的方法是初始條件為 $n_B - n_{\bar{B}} = 0$ ，而現在所觀測到的不對稱性是由大爆炸後產生的。1966 年俄國的 Sakharov 指出這確實是可能的^[36]。但是在在大爆炸後必須存在以下三個條件：

- (1) 重子數不守恆相互作用；
- (2) C 和 CP 不守恆相互作用；
- (3) 滿足(1)和(2)的反應過程在宇宙偏離熱平衡狀態下進行。

如果沒有條件(1)，開始是一重子數為零的宇宙將永遠保持那樣因重子數不可能改變；條件(2)使重子和反重子有不同的反應因而在有條件(1)存立的情況下得出不同的正反重子數。但是即使(1)和(2)都成立，如果宇宙總是處於熱平衡狀態下，也不能產生非零重子數的宇宙。很清楚 CP 破壞對引起宇宙中的重子數不對稱性起著關鍵的作用。

已有許多模型被提出來去產生所需的重子數不對稱性，從大統一模型到標準模型。標準 CP 破壞模型具備以上所提條件，重子數不守恆的相互作用可由反常的 $SU(2)_L$ 作用提供，非熱平衡狀態可由 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 對稱性破壞提供，當然 CP 破壞相互作用由 V_{KM} 中的相位提供。但是到目前為止的研究表明，標準模型所提供的 CP 破壞的強度遠小於所需要的^[37]。也許這已經給了我們提示，那就是標準 CP 破壞模型是不能解釋宇宙中一切 CP 破壞現象的。但是什麼是真正的 CP 破壞之源呢？這仍然是沒有解決的問題。希望前面提到的各種實驗的分析和進一步的宇宙學研究將能為人類最後揭開 CP 破壞之謎。

八. 結束語

從本文的介紹我們可以清楚地看出對基本相互作用中對稱性的研究能提供瞭解自然規律之重要線索。有的對稱性在自然界中是被嚴格遵守的，而另一些則是近似地被遵守的。本文中討論的字稱，時間反演以及粒子-反粒子對稱性都不是在自然界的各種相互作用中被嚴格遵守的。然而對這些對稱性的了解，卻使人們對自然界規律的認識起了極其重要的作用。50 年代中發現的字稱對稱性的破壞使人們加深了對弱相互作用的了解，為建立標準的弱電理論走出了關鍵性的一步。

但人們對 CP 對稱性破壞的認識卻還很不清楚，雖然 CP 破壞現象已被發現了三十多年，人們還不能完全確定 CP 破壞的真正機制。即使這樣人們依然充滿信心地從各方面對 CP 破壞機制進行研究。現在正在進行或不久的將來將進行的各類實驗必將能提供揭示自然規律的線索而引導我們進入

了解自然規律的新階段。

我國的實驗和理論物理學家們在研究對稱規律，特別是在 CP 破壞方面也做了許多工作，比如說文中提到的中研院和台大分別加入了 E871 和 BELLE 等實驗。理論上的工作也做了許多並被同行引用其工作結果。在此預祝我國理論和實驗物理學家為人類對自然規律的探索在新的一世紀裡做出新貢獻。

在此本人感謝國科會計畫 NSC 89-2112-M-002-016- 的支持，並感謝侯維恕教授仔細閱讀本文和提供建義。

參考資料：

1. E. Noether, Nachr. Kl. Ges. Wiss. Gött. Math. Physik, Kl. 235(1918).
2. E.P. Wigner, Ann. of Math. 40,149(1939).
3. E.C.C. Stückelberg, Helv. Phys. Acta, 12,23(1942); R. Feynman, Phys. Rev. 74,939(1948); 76,749(1949).
4. T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. 104,254(1956).
5. C.S. Wu, R.W.Hayward, D.D. Hoppes and R.P. Hudson, Phys. Rev. 105,1413(1957).
6. R.L. Garwin, L.M.Lederman and M.Weinrich, Phys. Rev. 105,1415(1957); J.J. Friedman and V.L. Telegdi, Phys. Rev. 105,1681(1957).
7. J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13,138(1964).
8. A. Angelopoulos et al., CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B444,43(1998).
9. A. Alavi-Harati et al., KTeV Collaboration, Phys. Rev. Lett.84,408(2000).
10. R. Feynman and M. Gell-Mann, Phys.

- Rev.109,193(1958); R.E. Marshak and E.C.G. Sudarshan, Phys. Rev. 109,1860(1958).
11. S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22,579(1961); S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19,1264(1967); A. Salam, Proceedings of Eighth Nobel Symposium, Ed. N. Svartholm, Wiley-Interscience, New York, 1968.
 12. A. Alavi-Harati et al., KTeV Collaboration, Phys Rev. Lett. 83,22(1999); V. Fanti et al., NA48 Collaboration, Phys. Lett. B465,335(1999).
 13. NA31 Collaboration (G. Barr et al.), Phys. Lett. B317,233(1993).
 14. E731 Collaboration (A. Barker et al.), Phys. Rev. Lett. 70,1203(1993).
 15. E.P. Wigner, Gött. Nach. Math. Naturw. Kl. , P546(1932).
 16. J. Schwinger, Phys.Rev. 82,914(1951); 91,713(1953); G. Lüders, Kgl. Danske Videnskab Selskab. Mat. Fys. Medd. 28, No. 5(1954);W. Pauli, In Niels Bohr and the Development of Physics, Ed. W. Pauli, McGrawHill, New York,1955; R.F. Streater and A.S. Wightman, PCT, Spin and Statistics, and All That, Benjamin, New York, 1964.
 17. T.D. Lee, R. Oehme and C.N. Yang, Phys. Rev. 106,340(1957); T.D. Lee and C.S. Wu, Annu. Rev. Nucl. Sci. V16,471(1966).
 18. Particle Data Group, Eru. Phys. J. C3,1(1998).
 19. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 13,562(1964); T.D. Lee and L. Wolfenstein, Phys. Rev. B1368,1490(1965).
 20. T.D. Lee, Phys. Rev. D8,1226(1973); Phys. Rep. 96,143(1976); S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31,657(1976).
 21. R.N. Mohapatra and J.C. Pati, Phys. Rev. D11,566(1975).
 22. M. Kobayashi and K. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49,652(1973).
 23. T. Inami and C.S. Lim, Prog. Theor. Phys. 65,297(1981); *ibid*, 1772(E).
 24. S. Bertolini, e-print hep-ph/0002114.
 25. J. Donoghue, X.-G. He and S.Pakvasa, Phys. Rev. D34,833(1986).
 26. G. Gidal, P.H. Ho, K.B. Luk and E.C. Dukes, Fermilab E871.
 27. E. Pucell and N. Ramsey, Phys. Rev. 78,807(1950).
 28. K.F. Smith et al., Phys. Lett. 234,191(1990); I. s. Altarev et al., Phys. Lett. B276,242(1992).
 29. Xiao-Gang He, Bruce McKellar and Sandip Pakvasa, Int. J. Mod. Phys. A4,5011(1989).
 30. A. Carter and A. Sanda, Phys. Rev. Lett. 45,952(1980); I. Bigi and A. Sanda, Nucl. Phys. B193,85(1981).
 31. R. Forty et al., ALEPH 99-099/CONF99054; G. Bauer, hep-ex/9908055.
 32. M. Gronau and D. London, Phys. Rev. Lett. 65,3381(1990).
 33. A. Snyder and H. Quinn, Phys. Rev. D48,2139(1993).
 34. M. Gronau and D.Wyler, Phys. Lett. B256,172(1991).
 35. M. Neubert and J. Rosner, Phys. Rev. Lett. 81,5074(1998); X.-G. He,C.-L. Hsueh and J.-Q. Shi, Phys. Rev. Lett. 84,18(2000).
 36. A.D. Sakharov, JETP Lett. 5,24(1967).
 37. A. Cohen, D. Kaplan and A. Nelson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. V43,27(1993).