

CP 不守恒參數 $\sin 2\beta$ 在 CDF 的測量

王明哲

中央研究院物理研究所

摘要

本文將簡單介紹 CP 不守恒參數 $\sin 2\beta$ 在美國費米國家加速實驗室的 CDF (Collider Detector at Fermilab) 實驗組之測量。先說明費米實驗室在 B 物理研究方面的條件，再介紹 CKM(Cabbibo-Kobayashi-Maskawa) 矩陣和么正三角形(unitarity triangle) 以引入 CP 不守恒參數 $\sin 2\beta$ 的測量和動機。然後敘述 CDF 實驗組用 Run I(1992-1995 年) 數據 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 樣本以導出 $\sin 2\beta$ 參數測量值的方法。其中最關鍵的方法乃是 B 介子味標定方法(flavor tagging method)。本文將簡介三種在 CDF 分析中所使用的味標定方法。結合此三種方法，CDF 得到下列結果：

$$\sin 2\beta = 0.79 \pm 0.39 \pm 0.16.$$

最後，將預計在 Run II (2001 年起) 對 $\sin 2\beta$ 測量的精確度可達到 0.07 的程度。

前言

繼 1956 年楊振寧和李政道在弱作用反應過程中發現守稱不守恒(parity none-conservation)，Christenson, Cronin, Fitch, 和 Turlay 於 1964 年在中性 K 介子的弱作用衰變過程中發現了 CP 不守恒(charge-conjugation parity non-conservation)。他們發現 CP-odd 狀態的 K_L^0 介子有 2×10^{-3} 的機會衰

變成爲 CP-even 狀態的 $\pi^+ \pi^-$ 。這個發現告訴我們自然定律對於物質和反物質是不完全相同的。

在此一驚訝的發現之後 30 多年內，K 介子仍是唯一可以觀察到 CP 不守恒的系統。根據我們目前對於 B 介子系統的了解，我們預期在其中會觀察到相當顯著的 CP 不守恒效應。所以在本文中，我們將介紹在美國芝加哥費米實驗室的 CDF(Collider Detector at Fermilab) 實驗組對於中性 B 介子衰變($B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$) 中的 CP 不守恒搜尋。

費米實驗室的 B 物理研究

從 B 物理研究來看，不僅帶電和中性的 B 介子在費米實驗室的質子與反質子加速對撞器 Tevatron 產生，同時亦產生 B_s^0 介子和 B 重子(baryon)，例如 Λ_b 重子。這是在費米實驗室從事 B 物理研究的第一個特點。另外，由於 Tevatron 是質子和反質子對撞器， $b\bar{b}$ (bar)的產生截面(production cross section) 在質心能量 $\sqrt{S}=1.8$ TeV 約是 b 粒子工廠(b particle factory) 電子，正電子加速對撞器的 50,000 倍。因此，在 Run I(1992-1995 年) 期間，在 Tevatron 約有 5×10^9 的 $b\bar{b}$ (bar) 夸克對產生^[4]。

舉一個實例而言，在將近 3000pb^{-1} 的數據樣本中，CLEO 重建了約 200 個 $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ 的事例^[1]，而 CDF 實驗組在 100pb^{-1} 的數據樣本中，重建了約

1000 個 $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ 事例^[2]。在 b 粒子工廠的物理目標中，其中一個重要的工作即在 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 的衰變中發現並測量 CP 不守恒。在上述的條件之下，費米實驗室的 CDF 和 Dϕ 實驗組預期在 Run II(2001 年起) 於 B 介子系統中 CP 不守恒的搜尋與測量，作一個與 b 粒子工廠相映的貢獻。

CKM 矩陣和么正三角形

在開始介紹 CP 不守恒的搜尋與測量之前，我們將先介紹 CKM(Cabbibo-Kobayashi-Maskawa) 矩陣和 CKM 么正三角形(CKM unitarity triangle)。在中性 K 介子中發現的 CP 不守恒現象，可以在標準模型(standard model) 的架構中藉著 CKM 矩陣被描述。在以 $SU(2) \times U(1)$ 為規範群的電弱作用理論中，夸克的質量本徵態和味(flavor) 本徵態是不相同的。其間的關係是經由一個 3×3 CKM 矩陣所連繫。正如公式(1)所描述的。

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1)$$

這個矩陣的元素，基本上可由相關連夸克的弱衰變測量和微中子深度非彈性碰撞之實驗來決定。

Wolfenstein 提出一個矩陣表示式，可以根據 CKM 矩陣元素的數量級分成四個階級(hierarchy) 來表達

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (2)$$

在公式(2)中，CKM 矩陣元素是以入參數來展開($\lambda = \sin \theta_c = |V_{us}|$)。角度 θ_c 就是 Cabbibo 角，在 K 介子衰變($K \rightarrow \pi l \nu$) 實驗中有很精確的測

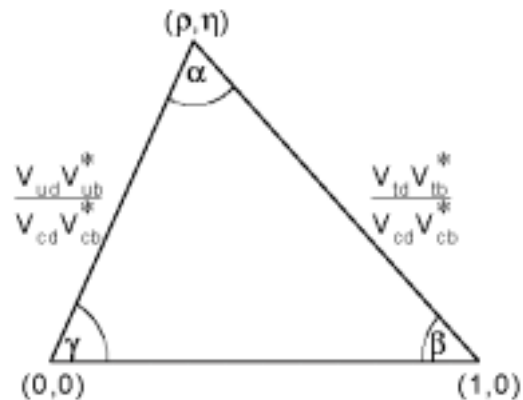
量。目前對於 λ 的測量值為 0.2196 ± 0.0023 。

在這個矩陣表示式中(公式(2))，CKM 矩陣元素可以根據其數量級清楚地分成四類： $O(1)$ ， $O(\lambda)$ ， $O(\lambda^2)$ ， $O(\lambda^3)$ 。對角(diagonal) 的三個矩陣元素數值最大，具有 $O(1)$ 的數量級，而最外沿的非對角(off-diagonal)矩陣元素值最小，具有 $O(\lambda^3)$ 的數量級。除了 λ 參數外，其他的三個參數分別為 A ， ρ ，和 η 。 A 是用 CKM 矩陣元素， V_{cb} 有關，可由 $b \rightarrow c$ 半輕子衰變(semi-leptonic decay) 中測量而得。而 ρ 和 η 參數則與 CP 不守恒有直接的相關性^[3]。

為了保持機率守恒，對於 CKM 矩陣的要求遂表現在其么正(unitarity) 的性質上。所以在其矩陣元素間有一關係式，即公式(3)。

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (3)$$

在複數平面上，上式的要求是一個三角形的關係，正如圖一所示。我們普遍稱呼此一三角形為 CKM 么正三角形，其間的三個夾角 α ， β ， γ 與 B 介子衰變中的 CP 不守恒有直接的關係^[3]。



圖一 CKM 么正三角形的簡化表達

在下列的近似中，我們可以對此 CKM 么正三角形有一個簡單的認識。設定 $|V_{tb}^*| = 1$ ， $V_{cd} = -\lambda$ ，

$V_{ud}=1-\lambda^2/2 \approx 1$ ，並且將三角形的底邊歸一化，則三角形的兩邊將由 $|V_{ub}^*/\lambda V_{cb}^*|$ 和 $|V_{td}/\lambda V_{cb}^*|$ 決定，而三角形的頂點，則由 (ρ, η) 的位置來決定。雖然第一項 $|V_{ub}^*/\lambda V_{cb}^*|$ 的值可由 B 介子的弱衰變實驗決定並且第二項的 V_{td} 可由 $B^0\bar{B}^0$ 混合測量 (mixing measurement) 中決定，然而由於目前實驗的數據量限制，我們對於 (ρ, η) 位置之決定仍有相當大的不確定性。因此， α, β, γ 三個角度的直接測量，不僅會顯示 CP 不守恒效應，同時將會使我們對於 CKM 么正三角形的形狀有更好的限制與描述。

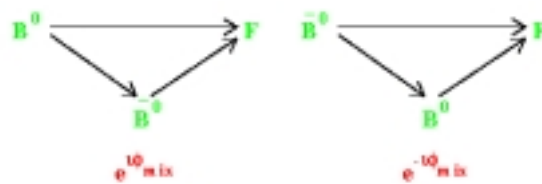
在 CDF，我們使用 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 樣本來測量 $\sin 2\beta$ 的動機有二：第一是此衰變模式在理論上較為乾淨，第二是因有 J/ψ 觸發(trigger)。

CP 不守恒參數 $\sin 2\beta$ 在 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 衰變中的測量

觀察 CP 不守恒的其中一個方法，乃是利用中性 B 介子 CP 終態的衰變 ($B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$) 和 B^0 介子經過混合後成為 B^0 (bar) 介子再衰變成為相同的 CP 終態 ($B^0 \rightarrow B^0$ (bar) $\rightarrow J/\psi K_s^0$) 的干涉效應。此一干涉效應在實驗測量上的表現為一個衰變不對稱量 $A_{CP}(t)$ 的 $\sin 2\beta$ 成份，如公式(4)所示。

$$A_{CP}(t) = \frac{\overline{B^0}(t) - B^0(t)}{\overline{B^0}(t) + B^0(t)} = \sin 2\beta \cdot \sin \Delta m_{dt} \quad (4)$$

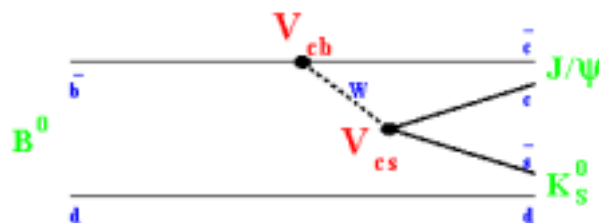
$B^0(t)$ ($B^0(t)$ bar) 乃是 B^0 (B^0 bar) 中性介子在對撞時產生，經過時間 t 後，衰變成為 $J/\psi K_s^0$ 終態的個數。CP 不守恒經由兩種不同衰變管道 ($B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 和 $B^0 \rightarrow B^0$ (bar) $\rightarrow J/\psi K_s^0$) 的 CP 相位差 (如圖二所示) 以 $\sin 2\beta$ 的形式在衰變不對稱量 $A_{CP}(t)$ 中顯示出來，而 $B^0\bar{B}^0$ 的混合振盪則由第二項的 $\sin \Delta m_{dt}$ 表示出來。



圖二 $B(B\text{bar})$ 直接衰變與經過混合後而衰變的相位差

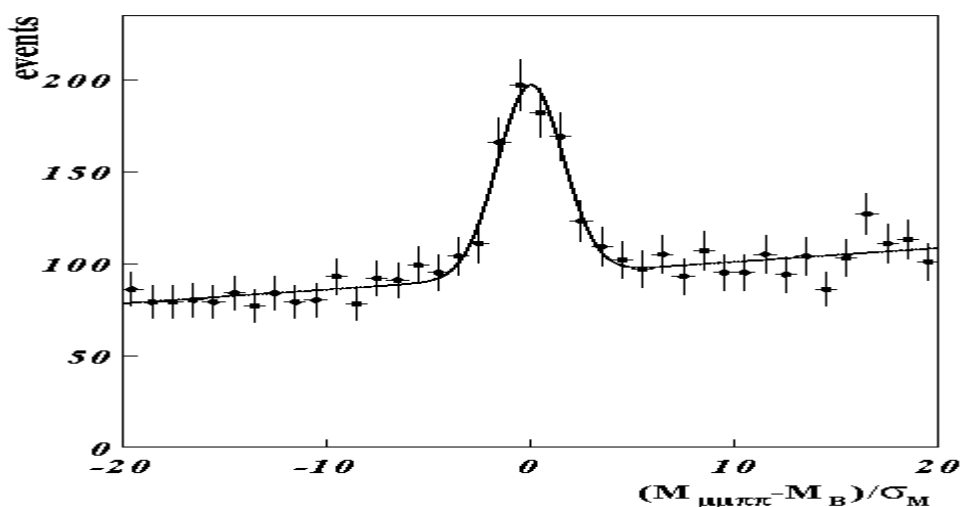
CDF 對 $\sin 2\beta$ 參數的測量

在費米實驗室的 CDF 實驗組在 Run I 期間，因為有位置解析度約 $10 \mu\text{m}$ 的矽微條偵測器，故能精確地記錄中性 B 介子在衰變前所行的距離 (或是在靜止座標系統的衰變時間 t)。在 CDF 的分析中， $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 的樣本 (圖三顯示其衰變圖) 被使用來測量參數 $\sin 2\beta$ 。一方面是因為 $J/\psi K_s^0$ 是 CP 的本徵態，我們可以利用不同衰變管道的干涉效應來測量 CP 不守恒參數 $\sin 2\beta$ ，另一方面 $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 和 $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 的衰變產物，都能被 CDF 的偵測器有效地記錄並在分析中重建。



圖三 $B \rightarrow J/\psi K_s^0$ 衰變的圖示

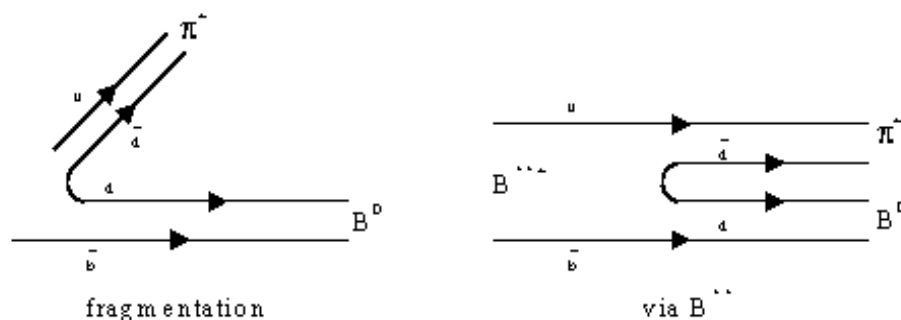
圖四顯示，經過事例完全重建後的 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 質量分佈圖在訊號區間 (介於 -5 和 +5 之間) 有 395 ± 31 個 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 的重建事例^[4]。根據這些重建事例，我們可以導出衰變不對稱量 $A_{CP}(t)$ 。在導出 $A_{CP}(t)$ 的過程中，我們需要知道 $J/\psi K_s^0$ 衰變產物是由 B^0 介子或是由 B^0 (bar) 介子而來的，所以我們將簡單介紹一下 B 介子味 (flavor) 的標定方法 (tagging method)。



圖四 B^0 介子的質量分佈圖

基本上，CDF 的分析中，用了三種 B 介子味標定方法。

第一種稱為同邊標定 (Same Side Tagging, SST)。其原理乃是藉著與 B 介子同一邊 ($b\bar{b}$) 夸克對產生時，是背對背地) 在分裂形成過程 (fragmentation process) 中相伴隨的 π 介子電荷相關性來決定 B 介子的味。圖五 (fragmentation) 顯示與 π^+ 介子相伴隨的是 B^0 介子而不是 $B^0(\bar{b})$ 介子。圖五 (via B^{**}) 顯示，由 B^{**+} 介子衰變後的 π^+ 介子與 B^0 介子亦存在同樣的相關性。



圖五 B^0 介子在強作用下產生和經由 B^{**} 介子衰變均有 π^+ 介子相伴隨

第二種方法稱為輕子標定 (lepton tagging)，其原理乃利用另一邊的 B 強子在半輕子衰變之後產

生的輕子電荷來決定所研究的 B 介子味。第三種方法稱為噴流電荷標定 (jet charge tagging)，其原理乃利用另一邊 b 夸克所產生的噴流淨電荷來決定 B 介子的味。

B 介子味的標定對於 CP 不守恒的測量是非常重要的。因為藉著上述三種標定方法，我們才有辦法區別在質子和反質子碰撞之下所產生的 B 介子是 B^0 或是 $B^0(\bar{b})$ 。因此我們才能重建公式(4)中的 A_{CP} 不對稱量，遂進一步導出 $\sin 2\beta$ 的測量值。我們採用有效標定效率 ϵD^2 來定量描述上述三種標

定方法。在此， ϵ 是每一種標定方法的標定效率 (tagging efficiency) 而 D 是稀釋因素 (dilution

factor)，用以決定標定方法的純度，其定義如公式(5)所示。

$$D = (N_R - N_W) / (N_R + N_W) \quad (5)$$

N_R 是標定正確的數目而 N_W 是標定不正確的數目。

基於上述標定純度的考慮，在公式(4)的不對稱量 A_{CP} 有以下的修正：

$$\frac{\text{真實}}{ACP} = \frac{\text{測量}}{ACP} / D \quad (6)$$

經過稀釋因素 D 的修正之後，最終的不對稱量 A_{CP} 將可被導出。對於同邊標定方法，其有效標定效率為 $\epsilon D^2 = (1.8 \pm 0.4 \pm 0.3) \%$ ，而對於輕子標定和噴流電荷標定，其有效標定效率分別為 $\epsilon D^2 = (0.91 \pm 0.10 \pm 0.11) \%$ 和 $\epsilon D^2 = (0.78 \pm 0.12 \pm 0.08) \%$ ^[4]。

結合以上所述三種標定方法，我們用 CDF 的樣本 $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ 所導出的 CP 不守恒參數為

$$\sin 2\beta = 0.79 \pm 0.39 \pm 0.16 \quad [4] \quad (7)$$

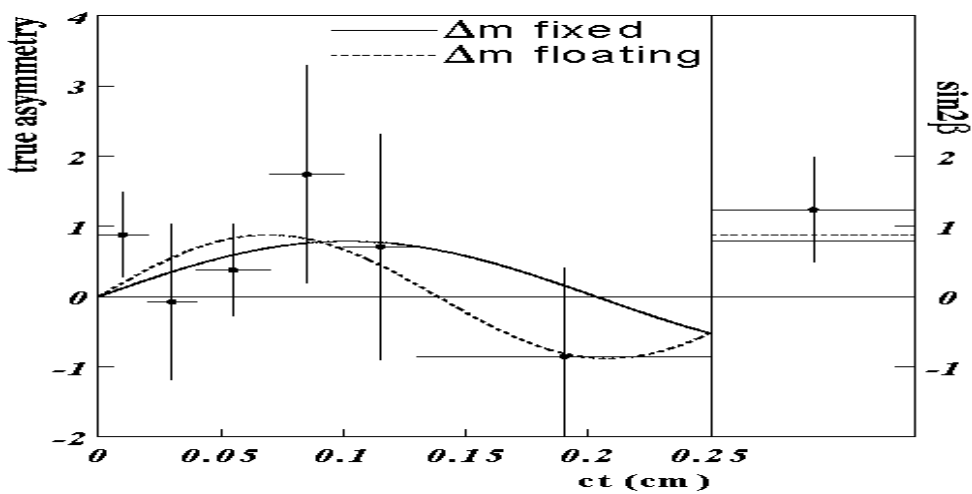
這個結果可以上下限表達為 $0 < \sin 2\beta < 1$ 在

93% 的信心程度(confidence level)。

在 2001 年開始擷取數據的 Run II 中，CDF 預期在 2fb^{-1} 數據中重建 10,000 個 $J/\psi K_s^0$ 事例[4]，其中 J/ψ 衰變成爲渺子對而 K_s^0 衰變成爲 π 介子對。因爲軌跡和頂點(vertex)偵測器的改進，我們預期有效標定效率將增至 $\epsilon D^2 \sim 9.1\%$ 。根據此一估計，CDF 預期測量 CP 不守恒參數 $\sin 2\beta$ 至 0.07 的精確度。

參考文獻：

- [1]C.P. Jossop et al.[CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. 79, 4533(1997).
- [2]F. Abe et al. [CDF Collaboration], hep-ex/9909003.(accepted for publication in Phys. Rev. D).
- [3]M. Paulini, FERMILAB-PUB-99/014-E(1999) and references therein.(to appear in International Journal of Modern Physics A)
- [4]M. Paulini, FERMILAB-Conf-00/007-E(1999).



圖六 衰變不對稱量 A_{CP} 的測量

