

[研究成果報導]

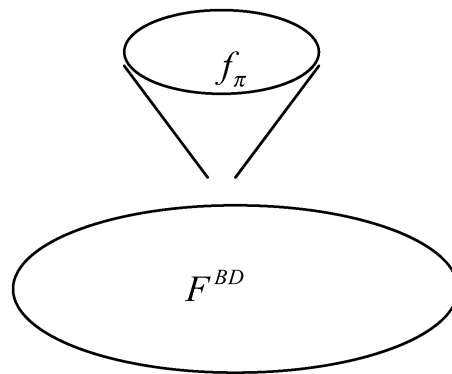
B 物理的微擾理論

中央研究院物理研究所 李湘楠

B 介子物理自 80 年代中期以來，一直是粒子物理界最重要、最熱門的研究領域，不僅是因為它的研究需要嶄新的理論架構，其衰變過程蘊含了豐富的動力學機制，可提供宇宙間控制物質和反物質對稱破缺的基本參數之量測管道，更促使理論與實驗學者投注心力於其中。根據理論學家的構想，美日兩國挹注大筆經費建造 B 介子工廠，以高能正反電子互相碰撞，產生大量 B 介子，觀測其衰變行為；最近許多令人意外的實驗數據又反過來要求理論學家重新檢視其理論架構，部份數據很可能成為新物理的徵兆。本文將說明我們的研究成果在這一連串發展中所扮演的角色。

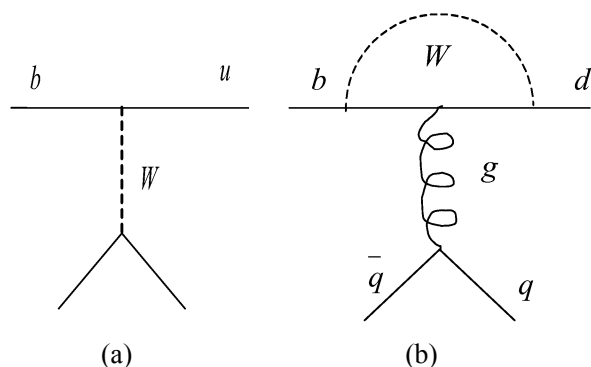
80 年代中期至 90 年代中期的 B 物理研究，在理論方面主要是重夸克等效場論 (heavy quark effective field theory) 的發展，在實驗方面主要是 B 介子單舉 (inclusive) 衰變過程的量測。當時鑽研的物理量包括 B 介子、B 重子的生命期以及半輕子、非輕子衰變的分支比。重夸克等效場論的想法非常單純，其實就是作用子乘積展開，亦即將物理量寫成 b 夸克質量倒數 ($1/m_b$) 的級數，其中各項的係數可寫為 B 介子局域作用子的矩陣元。物理量可表為局域作用子矩陣元是因為單舉過程中末狀態之間複雜的量子色動力學交互作用彼此抵消，因此所需的理論架構大大地簡化。原則上，考慮 $1/m_b^3$ 項的貢獻後，B 介子、B 重子生命期以及半輕子、非輕子衰變分支比的數據皆已能大致解釋[1]。

80 年代中期，Bauer、Stech、Wirbel[2]的一篇論文也同時開啓了 B 介子遍舉 (exclusive) 衰變過程的理論研究，他們的想法即是非常著名的「因式化假設」[2]。舉 $B \rightarrow D\pi$ 的雙體非輕子衰變為例，此過程可如圖一所示一分為二，下半部代表 $B \rightarrow D$ 的躍遷因子 F^{BD} ，上半部表示 π 介子由真空產生的振幅，正比於 π 介子衰變常數 f_π ，所以 $B \rightarrow D\pi$ 的振幅可近似為以上兩個

圖一 $B \rightarrow D\pi$ 的因式化假設

物理量的乘積 $f_\pi F^{BD}$ 。這麼簡單的想法竟然能夠解釋當時已觀測到的含魅夸克 B 介子雙體非輕子衰變分支比，由於這個想法的成功以及實驗方面的停滯不前，因式化假設被使用了十多年。其間雖然有研究人員嘗試瞭解因式化假設如此成功的原因，也有人引入新的非因式化貢獻的參數，便是所謂的「改良式因式化假設」[3]，對原來的簡單假設做微調，但基本上，研究 B 介子遍舉衰變的理論架構一直沒有突破性的發展。

90 年代中期以後，B 介子工廠開始運轉，大量 B 介子的產生允許實驗學家觀測到具有較小分支比的無魅夸克雙體非輕子衰變，譬如 $B \rightarrow K\pi$ 和 $B \rightarrow \pi\pi$ ，這種過程除了類似含魅夸克衰變中的樹圖貢獻外，還包括了企鵝圖 (圈圖) 的貢獻，分別如圖二(a)和圖二(b)所示，兩個貢獻的干涉作用便發生電荷共軛—宇稱 (CP) 對稱破缺的現象，亦即 B 介子和反 B 介子衰變的分支比並不相等。對稱破缺的強度與標準模型中的基本參數——弱作用相角——相關，很顯然得，無魅夸克衰變含有非常重要的訊息，但對稱破缺的強度不僅與弱相角相關，也和強相角相關，因此，欲從實驗數據粹取弱相角，必須先以理論方法計算強相角，這計算在因式化假設下，即使可能也必定是不完整的。這時，發展一套系統化研究無魅夸克 B 介子雙體非輕子衰變的理

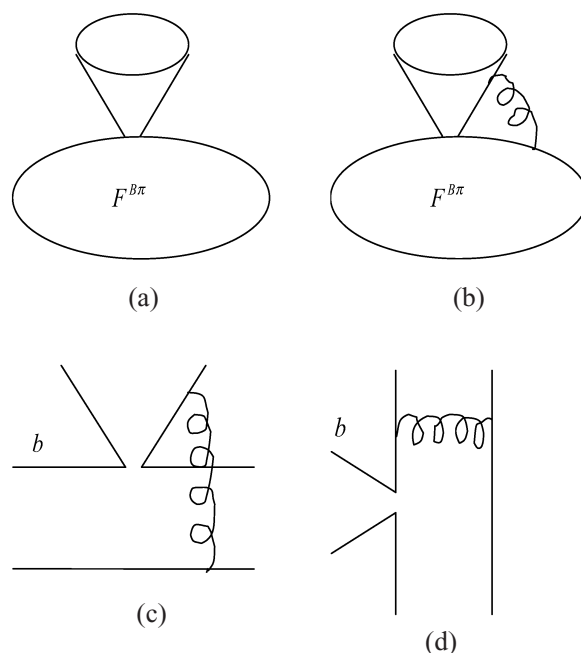


圖二 (a)樹圖；(b)企鵝圖

論就變得很急迫。

約在 2000 年左右，兩個研究群分別發表了迥然不同的理論架構，一是 Buchalla、Beneke、Neubert、Sachrajda 等人在日內瓦 CERN 高能實驗室訪問時合作提出的[4]；另一是琴龍淵（韓籍）、李湘楠、三田一郎在廣島聚會時，以李湘楠之前有關遍舉過程的研究為基礎，擴充發展而成的[5]。前者的基本想法是將因式化假設的結果——圖三(a)——視為主要項，下半部 $B \rightarrow \pi$ 的躍遷因子 $F^{B\pi}$ 來自非微擾的機制，所以是不可計算的；然後以傳統的量子色動力學微擾方法（即所謂的共線因式化定理）計算次要項，包括屬於高階（高幕次的耦合常數）修正的弱作用頂點圈圖的貢獻，如圖三(b)，以及非旁觀者貢獻，如圖三(c)，還有屬於高扭(twist)(高幕次的 $1/m_b$)修正的湮滅圖貢獻，如圖三(d)，這些次要項都至少含有一個硬膠子的交換。這套理論架構便稱為「經量子色動力學改良的因式化方法」，簡稱 QCDF。因為高階和高扭修正不致劇烈地改變主要項，可預期的，由這方法得到的結果應與因式化假設的結果差異不大，如果因式化假設適用於無魅夸克雙體非輕子衰變，QCDF 亦然，反之則否。

李湘楠和 Stermann 在 92 年的一篇論文中早已指出應用共線因式化定理於遍舉過程的許多困難[6]，包括價夸克的縱向動量趨近零時產生端點發散的問題，這問題果然在 QCDF 的次要項計算中多次出現（譬如圖三(c)及圖三(d)），因此必須引入任意參數將發散的結果參數化，於是大大地降低了 QCDF 的預測能力。在 92 年的論文中李湘楠和 Stermann 也指出端點發散的問題可藉著



圖三 QCDF 方法中的無魅夸克 B 介子雙體非輕子衰變振幅(a)因式化假設；(b)弱作用頂點圈圖的高階修正；(c)非旁觀者的高階修正；(d)湮滅圖的高扭修正

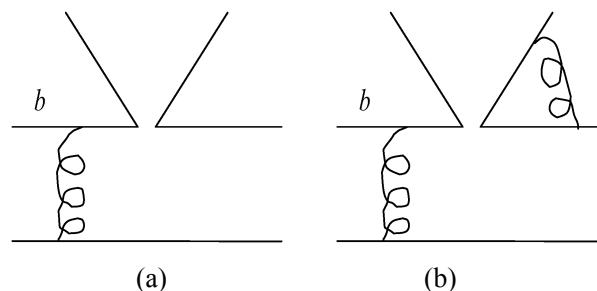
考慮價夸克的橫向動量加以解決，橫向動量的分佈函數可用微擾方法計算而得，所以琴、李、三田根據這想法發展出來的理論架構不需要引入任意參數，稱為「微擾量子色動力學方法」，簡稱 PQCD，於是 PQCD 具有較高的預測能力。當然，預測能力的高低並非判斷一個理論對錯的標準，最重要的依據仍是理論結果與實驗數據的吻合程度，QCDF 和 PQCD 對許多無魅夸克雙體非輕子衰變分支比及 CP 對稱破缺的預測差異頗大，以下將簡單說明差異發生的原因以及目前實驗數據和理論預測的對比情況[7]。

首先，考慮價夸克的橫向動量後，因為沒有端點發散的問題，便可用 PQCD 方法計算形因子 $F^{B\pi}$ ，亦即 $F^{B\pi}$ 至少含有一個硬膠子的交換，於是圖三(a)中的主要項和圖三(b)的次要項分別改變成圖四(a)和圖四(b)。因為圖三(b)中的硬膠子銜接兩個快速遠離的輕介子，而圖四(a)中的則銜接靜止的 B 介子和一個輕介子，所以前者比後者更「硬」（更偏離質量殼層），表示 B 介子雙體非輕子衰變從 QCDF 的觀點來看具有較高的特徵能量尺度，從 PQCD 的觀點來看則具有較低的能量尺度。這差異對樹圖的計算沒有太大的影響，

但計算企鵝圖的貢獻時，後者的結果比前者大了約 1.5 倍，因此，對於只含有企鵝圖貢獻的衰變道的分支比，PQCD 的預測約為 QCDF 的 $(1.5)^2 \approx 2$ 倍。譬如 PQCD 預測 $B \rightarrow \phi K$ 的分支比為 10×10^{-6} ，QCDF 的預測為 4×10^{-6} ，目前的實驗數據為 9×10^{-6} ，似乎證實了 PQCD 的觀點[8]。

其次，之前提及 CP 對稱破缺和強相角有關，而 QCDF 和 PQCD 對雙體非輕子衰變中強相角的預測也截然不同：從圖三來看，圖三(c)在 QCDF 的架構下為實數，圖三(d)相對於圖三(a)不僅是高扭貢獻，也是高階貢獻，所以最重要的強相角來源是圖三(b)。從圖四來看，圖三(d)相對於圖四(a)僅是高扭貢獻，沒有耦合常數的壓低，反而變得比圖四(b)重要，成為 PQCD 架構下最主要的強相角來源；值得強調的是琴、李、三田首先具體指出湮滅貢獻的重要性及其效應。以上差異使得 QCDF 預測 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 衰變道的直接 CP 對稱破缺約為 +6%，PQCD 的預測則為 -30%，事實上，PQCD 對雙體非輕子衰變 CP 對稱破缺的結果總是大於 QCDF 的，而且符號相反。目前美日兩個 B 介子工廠的實驗數據仍未一致：BaBar 觀測的 $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ CP 對稱破缺為 -20%，Belle 的為 -77%，不準確度也很大，若很直覺地考慮其平均值，則約為 -50%。這結果較接近 PQCD 的預測，顯示 PQCD 已掌握了 B 介子雙體非輕子衰變的圖像。最近琴與三田將 PQCD 的結果與 BaBar 的數據對照，獲得弱相角 ϕ_2 約為 80° 的結論[9]。

此外，PQCD 方法也能夠回答本文一開始提出的問題：因式化假設如此成功是因為當時尚未觀測到「色壓低」(color-suppressed)的衰變道，對於已觀測到的「色允許」(color-allowed)衰變道，兩個非旁觀者圖互相抵消，使得非因式化的貢獻幾乎可以忽略；但非旁觀者圖在色壓低的衰變道中並未完全抵消，所以因式化假設其實不適用於這類過程，果然 $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ 、 $B \rightarrow J/\psi K$ 等色壓低衰變道分支比的實驗數據與因式化假設的預測大了數倍。而 PQCD 方法可用來計算非旁觀者貢獻，在沒有可調參數的情況下，成功地解釋了 $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^0$ [10]、 $B \rightarrow J/\psi K$ 的數據。但是，PQCD 方法並不能解釋所有 B 介子雙體非輕



圖四 PQCD 方法中相對於圖三(a)和圖三(b)的無魅夸克 B 介子雙體非輕子衰變振幅

子衰變的實驗數據，觀測到的 $B \rightarrow \pi\pi$ 分支比即顯示了很奇特的行為：屬於次要項的企鵝圖貢獻或色壓低貢獻必定異常得大。現在李湘楠的工作群正著手進行高階貢獻的計算，結果出爐後即可判定在 PQCD 的架構下是否能夠理解異常大的企鵝圖貢獻或色壓低貢獻，若無法理解，則 $B \rightarrow \pi\pi$ 衰變道或許含有非微擾性質的末狀態散射機制，也或許是新物理的徵兆出現了。

經過數年來的努力，PQCD 已逐漸發展成為系統化的、可信賴的研究 B 介子遍舉衰變的理論架構，並且獲得國際學界的注意及肯定，在大型學術會議上被多次提及和引用；當然，PQCD 仍未十分成熟，至少必須完成高階貢獻的計算，才能檢驗微擾展開的收斂性；也必須估計高扭貢獻的大小，才能提高 PQCD 預測的精確度，進而從實驗數據粹取標準模型中的基本參數，這將是極重要的學術貢獻。

參考文獻

- [1] M. Ciuchini, E. Franco, V. Lubicz and F. Mescia, *Nucl. Phys. B*, **625**, 211 (2002).
- [2] M. Bauer, B. Stech and M. Wirbel, *Z. Phys. C*, **29**, 637 (1985); *ibid.* **34**, 103 (1987).
- [3] H.Y. Cheng, *Phys. Lett. B*, **335**, 428 (1994); J. Soares, *Phys. Rev. D*, **51**, 3518 (1995); A.N. Kamal and A.B. Santra, *Z. Phys. C*, **72**, 91 (1996).
- [4] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C.T. Sachrajda, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1914 (1999); *Nucl. Phys. B*, **591**, 313 (2000).
- [5] Y.Y. Keum, H-n. Li and A.I. Sanda, *Phys. Lett.*

- B*, **504**, 6 (2001); *Phys. Rev. D*, **63**, 054008 (2001).
- [6] H-n. Li and G. Sterman, *Nucl. Phys. B*, **381**, 129 (1992).
- [7] M. Nagashima and H-n. Li, *Phys. Rev. D*, **67**, 034001 (2003).
- [8] C.H. Chen, Y.Y. Keum and H-n. Li, *Phys. Rev. D*, **64**, 112002 (2001).
- [9] Y.Y. Keum and A. I. Sanda, *Phys. Rev. D*, **67**, 054009 (2003).
- [10] Y.Y. Keum, T. Kurimoto, H-n. Li, C.D. Lu and A.I. Sanda, hep-ph/0305335.