

# 尋找 H 雙重子：理論與實驗

湯兆崙

國立中正大學物理系

e-mail: [jawluen@phy.ccu.edu.tw](mailto:jawluen@phy.ccu.edu.tw)

## 摘要

1977 年, MIT 的 R. Jaffe 利用袋模型(Bag Model) 預測了 H 雙重子 (H dibaryon) 的存在。這是一種假想的六夸克束縛態, 其夸克成分為  $uuddss$ , 具重子數  $B = 2$ , 同位旋  $I = 0$ , 自旋宇稱  $J^P = 0^+$ , 奇異數  $S = -2$ 。二十幾年來, 已有無數的理論和實驗物理學家投入這方面的研究。本文旨在敘述 H 粒子尋找的過去和現況, 以及未來的努力方向。

## 一、前言

近年來, 許多理論和實驗的重心都集中在相對論重離子對撞(relativistic heavy ion collisions)過程中, 可能產生的詭異多夸克態(exotic multi-quark states)。其中, 一種稱為 H 粒子的雙重子態(H dibaryon state), 性質和氘 (deuteron) 不同, 多年來被列為是除了量子色動力學 (Quantum Chromodynamics, QCD) 中已熟知的  $q\bar{q}$  介子 (meson) 和  $qqq$  重子(baryon)外, 有可能存在的六夸克  $q^6$  束縛態。此種粒子原先係由 MIT 教授 R. Jaffe<sup>[1]</sup>於 1977 年以 MIT bag model<sup>[2]</sup> 推算出來。它是最簡單和最低層的六夸克色-味荷單重態 (color-flavor singlet), 夸克內容為  $uuddss$ , 恰是兩個自由  $\Lambda(uds)$  粒子的組成。其量子數為: 重子數 (baryon number)  $B = 2$ , 同位旋 (isospin)  $I = 0$ , 奇異數(strangeness)  $S = -2$ , 自旋宇稱 (spin-parity)  $J^P = 0^+$ 。由於是六夸克(hexaquark)構成的中性粒子, 因此簡稱為 H 雙重子或 H 粒子。

若能量測到此種粒子, 將是目前第一個實驗證實多夸克態的存在, 而且是非由  $q\bar{q}$  或  $qqq$  夸克所組成的。過去二十幾年來, 已有無數的理論和實驗進行此種粒子的尋找。雖然, QCD 允許 H 粒子態, 但至今仍未有確切的證據確認或排除它的存在。一般相信, 若此種粒子真的存在, 最有可能發現的地方應該是重離子對撞, 因為相對於質子原子核碰撞, 其過程中奇異粒子產生率較高。在下一節中, 我們說明驅使二十多年來找尋此種奇異粒子的動機。

## 二、動機

早在 1970 年代末期, deep inelastic lepton 實驗顯示出原子核並非是基本粒子, 它們具有內部結構, 係由夸克和膠子(gluon)組成。夸克是 Murry Gell-Mann 和 George Zweig 在 1964 年各自提出, 被認為是組成所有參與強作用粒子(即強子)的最基本結構。經過三十幾年無數的實驗, 夸克的想法被証實了, 它現在是基本粒子和作用力標準模型

(standard model) 的一部份。目前已知共有六種夸克,或六種味荷(flavor),按其在強作用 SU(3)的電荷、奇異數、同位旋和色荷(color)來分類。依重量增加排列順序,分別命名為上(u)、下(d)、奇異(s)、魅(c)、底(b)和頂(t)夸克。當然也有六種包括電子的粒子類型,叫作輕子。標準模型說明了夸克和輕子的強作用力、弱作用力和電磁作用力,並解釋了原子核束縛的型式及衰變。

一般相信, QCD 是自 1930 年來物理學家一直所要找尋,描述強子最適切的理論。QCD 具有兩個特性:漸近不受縛性(asymptotic freedom)和夸克禁閉(quark confinement)。由於夸克禁閉,在物理真空(physical vacuum)中無法觀測到自由的夸克或膠子,因為內部有很強的交互作用將其束縛在一起,此強束縛來自內部稱為色荷(color)的量子數。在我們的世界中,所有可觀測的物體皆為無色荷或白色。然而,一般預期,在極高溫度和密度下,基本的強子物質將會經過相變,轉成一種無束縛的夸克和膠子態,或所謂的夸克膠子電漿態 (quark gluon plasma, QGP)。夸克膠子電漿態的找尋仍在進行中,至今尚未有任何定量的證據。

嚴格而言, QCD 並沒有規範束縛在強子內的夸克和膠子數量。然而,利用非相對論夸克模型,可以指定一般的強子內應有的夸克數目。例如,介子是夸克和反夸克的束縛態( $q\bar{q}$  state),重子是三種夸克的束縛態(qqq state)。夸克模型最大成功之處在於僅用  $q\bar{q}$  和 qqq 就可以預測一般的強子質量譜。表一是 Gasiorowicz 等人<sup>[3]</sup>以夸克模型所預測的  $J^P = \frac{3}{2}^+$  重子的質量和實驗值的比較。其他的強子亦可由此法獲得,但至今尚未發

現。例如 hybrid (夸克和膠子的束縛態)、glueball (僅含膠子)或超過三個夸克以上的強子,如 diquonia ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ), pentaquark ( $qqqq\bar{q}$ ) 和 dibaryon ( $q^6$ )。這些詭異粒子應有別於正常強子的產生機制和衰變。無法偵測到這些粒子,並不代表它們不存在,因為大多數是不穩定的。事實上,至今尚未有任何理論禁止詭異粒子由任何數目的夸克和反夸克組成,亦即  $q^n\bar{q}^m$  組成,只要它們是色荷單重態,或任何能態的 n-m 數是 3 的倍數。這些詭異粒子可以是穩定的,只要其質量低於其組成強子的質量總和。

表一、夸克模型預測之  $\frac{3}{2}^+$  重子質量與實驗值比較

重子	預測質量(GeV)	量測質量(GeV)
N	0.939	0.939
$\Lambda$	1.114	1.116
$\Sigma$	1.179	1.192
$\Xi$	1.327	1.318
$\Delta(1232)$	1.239	1.232
$\Sigma(1385)$	1.381	1.385
$\Xi(1530)$	1.529	1.533
$\Omega$	1.682	1.672

在這些詭異粒子中,最有可能存在的是 H 粒子,因為其具有很高的對稱性。當初 MIT 的 Jaffe 預測這個粒子的質量為 2150 MeV,在質量閾值(threshold) 2231 MeV 的下方 80 MeV 處,對於強作用而言是穩定的。此粒子存在與否,可對於現今禁閉於強子內的夸克交互作用的了解,提供重要的資訊。由於夸克禁閉在實驗上已有實例,但在理論上尚未完全清楚,又至今並無發現任何有色荷粒子態,若能發現一組像 H 粒子的新色荷單重態,

將可確認並支持 QCD 的夸克禁閉現象。如果無法發現 H 粒子，除了可以建立其產生截面積的上限外，亦可經由此上限重新了解並檢討夸克禁閉機制和低能量區強子內的夸克交互作用。這也就是為何有無數理論與實驗物理學家紛紛投入找尋 H 粒子，希望從中解開 QCD 令人不解的疑惑之處。

### 三、理論物理的探究

本節之目的係提供一簡短回顧這二十幾年來，理論物理學家在計算分析和預測 H 粒子的狀況與結果。值得一提的是，預測結果十分分歧，對於國內有志的學者，仍有很大的發揮空間。

Jaffe 以 MIT 袋模型等現象學研究多夸克態物理時，指出可能存在一種真實的六夸克粒子，其夸克之間具有最大的色荷磁力(color magnetic forces)，會衰變成兩個重子。對於在袋內，以一定數量之夸克和反夸克形成的色荷單重態，均位於 1s 基態，強自旋力(strong spin force)或是所謂的色磁荷超精細交互作用(chromomagnetic hyperfine interaction)，是造成具有相同夸克成分但不同自旋的粒子卻有質量差異的原因。譬如，N- $\Delta$  質量差為 300 MeV。袋內之粒子態可以依簡單的光譜，如同 Hund 定律應用在原子光譜般來排列。其排序原則係由夸克間的色荷磁靜力(color magneto-static force)及真實存在物理態 (physical state)必須是色荷單重態(color singlet)的要求來決定。由此可推得描述何種粒子態可具有最低質量的色味荷反對稱原則；亦即最強的束縛態將擁有最對稱的色荷-自旋結構，縱使夸克間作用力和色味無關，其夸克應處於最反對稱的味態。依據此法則，最強的六夸克束縛態，是  $SU(3)_f$  的最低態，包含兩個上夸克、

兩個下夸克和奇異兩個夸克，與兩個處於 S 波的  $\Lambda$  粒子有相同的量子數。

應用上述觀念於 MIT 的袋模型，Jaffe 認為可能有某些雙超子(dihyperon)，透過單膠子交換可將在  $SU(3)_c$  和  $SU(3)_f$  單重態的 uuddss 束縛起來。其中某些粒子，可能是穩定的。他找到兩個可能的穩定態，最低的粒子態就是所謂的 H 粒子，係一 S 波的  $SU(3)$  色荷單重態，量子數為  $B = 2$ ， $I = 0$ ， $J^P = 0^+$ ， $S = -2$ ，質量 2150 MeV，相對強衰變而言，此粒子可能是穩定的，可衰變成具有相同量子數的所有雙重子通道(baryon-baryon channels)。H 粒子屬於  $SU(6)$  色-自旋群的 **490** 表象和  $SU(3)$  味荷空間的單重態。Jaffe 亦預測另一個  $H^*$  粒子，係一種 S 波雙重子  $SU(3)$  味荷八重態(favor-octet)，量子數是  $I=Y=0$ ， $J^P = 1^+$ ，質量 2335 MeV，若存在，可能在  $\Lambda\Lambda$  不變質量譜(invariant mass spectrum)中產生一個尖峰訊號。此粒子至今仍未被證實。在 H 粒子內的六種夸克具有非常相似的空間波函數，因此此系統不像是氦原子(uud+udd)，也不是兩個不同  $\Lambda$  粒子構成的束縛態，或是懷疑中所有六夸克均限制於袋中的多重超子(hyperon)態。

限於篇幅，我們僅介紹數種預測此粒子態的現象學理論。首先是 MIT 袋模型和幾種延伸，接著是 Skyrme 模型和格點色動力學(Lattice QCD)。最後是簡述其他理論嘗試及目前狀況。表二以表格列出二十幾年來這些理論模型和預測結果。

#### MIT 袋模型

MIT 袋模型是最早應用於描述強子內夸克禁閉，並成功地說明現有已知強子質譜的理論之一。

表二：H 質量的預測模型、結果與發表年代。

模型	H 質量(GeV)	作者與文獻	年代
Bag Model (BM)	2.15	Jaffe <sup>[2]</sup>	1977
Bag Model	2.2	Aerts <sup>[4]</sup>	1978
Bag Model	2.164	Mulders <sup>[5]</sup>	1980
Constituent Quark BM	2.251	Badalyan <sup>[6]</sup>	1982
Bag Model(CM 修正)	2.24	Liu <sup>[7]</sup>	1982
Cloudy BM	2.22-2.23	Mulders <sup>[8]</sup>	1983
Quark Cluster Model	2.259	Oka <sup>[9]</sup>	1984
BM(P matrix)	2.03-2.08	Kerbikov <sup>[10]</sup>	1984
Bag Model	2.29	Aerts <sup>[11]</sup>	1984
Skyrme Model	2.2	Balachandran <sup>[12]</sup>	1985
Skyrme Model	2.1	Balachandran <sup>[13]</sup>	1985
Skyrme Model	1.5	Jaffe <sup>[14]</sup>	1985
Skyrme Model	1.13	Yost <sup>[15]</sup>	1985
Lattice QCD	2.53-3.63	Mackenzie <sup>[16]</sup>	1986
Bag Model	2.179	Rosner <sup>[17]</sup>	1986
非相聯論夸克模型	2.26	Oka <sup>[18]</sup>	1987
非相聯論夸克模型	2.3	Silvestre-Brac <sup>[19]</sup>	1988
Lattice QCD	1.55-1.85	Iwasaki <sup>[20]</sup>	1989
Skyrme Model	2.11	Diakonov <sup>[21]</sup>	1989
非相聯論夸克模型	2.21	Fleck <sup>[22]</sup>	1990
非相聯論夸克模型	2.11-2.17	Koike <sup>[23]</sup>	1990
非相聯論夸克模型	2.216	Straub <sup>[24]</sup>	1990
Skyrme Model	1.818	Lee <sup>[25]</sup>	1991
非相聯論夸克模型	2.11-2.16	Aizawa <sup>[26]</sup>	1991
Instanton-induced	2.221	Takeuchi <sup>[27]</sup>	1991
Flux-tube quark model	>2.8	Carlson <sup>[28]</sup>	1991
Color dielectric model	2.031-2.131	Nishikawa <sup>[29]</sup>	1991
Color dielectric model	2.131	Pai <sup>[30]</sup>	1992
Skyrme Model	2.1	Scholtz <sup>[31]</sup>	1993
Truncated BM	2.12-2.19	Golowich <sup>[32]</sup>	1993
Skyrme Model	2.1	Thomas <sup>[33]</sup>	1993
QCD Sum Rule	2.19	Kodama <sup>[34]</sup>	1994
Skyrme Model	2.141	Klebanov <sup>[35]</sup>	1995
非相聯論夸克模型	2.199	Wang <sup>[36]</sup>	1995
Quark-Diquark Model	>2.233	Lichtenberg <sup>[37]</sup>	1997
相聯論夸克模型	2.171	Goldman <sup>[38]</sup>	1998
Lattice QCD	2.34	Negele <sup>[39]</sup>	1998
Lattice QCD	>2.231	Wetzorke <sup>[40]</sup>	1999
Lattice QCD	>2.231	Wetzorke <sup>[41]</sup>	2002

此模型中，強子是夸克和膠子充滿的色單重袋或擾動的 QCD 真空球泡，其半徑為 R，所有夸克被放置於 1s 的基態。夸克束縛於袋內，可在球內如獨立粒子般的自由行動。除了受到一在色荷間微小單膠子交換力，強度正比於  $\frac{1}{2} g \lambda_\alpha^c$ ，和色磁動量間作用力，強度正比  $\frac{1}{2} g \lambda_\alpha^c \sigma_k$ ；其中，g 是膠子交換常數， $\lambda_\alpha^c$  是色荷 SU(3) 的八個產生元(generators)，而  $\sigma_k$  是自旋 SU(2) 的三個產生元。強子袋內擾動的夸克作用力使得無任何膠子的自我作用。袋內的膠子是八個獨立的 Abelian 場，如同光子一般。因此，此模型類似 QED，色磁荷和色電荷可以獨立考慮。

MIT 袋模型的主要觀念是藉著加入一項  $B\theta(q\bar{q})$  到 Lagrangian 中，將弱作用夸克束縛於球型袋內，其中在袋內的  $B\theta(q\bar{q})$  為 1，而袋外為 0。此時 MIT 袋內夸克的 Lagrangian 是

$$L_{bag} = (L_{QCD} - B)\theta(q\bar{q}) \quad (1)$$

，式中 B 是袋常數而  $L_{QCD}$  是標準 QCD 的 Lagrangian density。物理上，此式代表 QCD 和微擾真空的能量密度差。其形式類似限制 Dirac 粒子於球體內，並加入  $B\theta$  項以產生禁閉。從式 (1) 和一系列的邊界條件，可推導運動方程式。其 Hamiltonian 包含球體能量，Casimir 零點能，夸克邊界條件和單膠子交換，而膠子被限制在完美的真空介電特性中。對於一給定色荷的 n 個夸克和反夸克態，經由計算 Hamiltonian 的期望值，吾人可獲得強子的質量公式，主要係由下述四種貢獻的總合：袋能量(壓力與零點能)  $E_B$ ，所有夸克的總能(靜止能量和動能)  $E_Q$ ，能量來自色電作用  $E_E$ ，及色磁作用的能量  $E_M$ 。可簡寫成如下：

$$M(R) = E_B + E_Q + E_E + E_M \quad (2)$$

半徑 R 的袋能量為

$$E_B = \frac{4}{3}\pi BR^3 - \frac{Z_0}{R} \quad (3)$$

上式中 B 是真空的壓力， $Z_0$  係零點能，兩者皆為現象學參數。其值可推導(見參考文獻[42]):

$$B = (145\text{MeV})^4 = 57\text{MeV} / \text{fm}^3, Z_0 = 1.84。$$

夸克在袋內自由移動的總能  $E_Q$  為

$$E_Q = \sum_i N_i \frac{x_i}{R} \quad (4)$$

其中  $N_i$  是在第  $i$  個態的夸克數目，且  $\frac{x_i}{R}$  是其本

徵能量。夸克間色電作用的能量是

$$E_E = \frac{\alpha_c}{R} \left( \frac{2}{3} \sum_i E(R)_{ii} + E(R)_{ij} \frac{\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c}{2} \right) \quad (5)$$

如前所述，造成 H 束縛主要來自於夸克間很強的膠子色磁吸引力，利用 Fermi-Breit 近似，夸克間色磁作用的能量可寫為

$$E_m = -\frac{\alpha_c}{R} \sum_{i,j} M(R)_{ij} (\lambda_i^c \cdot \sigma_i) (\lambda_j^c \cdot \sigma_j) \quad (6)$$

$\alpha_c$  是膠子耦合常數， $\lambda_i^c$  和  $\sigma_i^c$  分別為自旋和色荷的運算子， $M(R)_{ij}$  量度夸克間作用的強度。假設奇夸克的質量可忽略，將式(6)對所有夸克求和，可得

$$E_m \propto \frac{1}{4} n(n-10) + \frac{1}{3} J(J-1) + \frac{1}{2} f_c^2 + \frac{1}{2} f_f^2 \quad (7)$$

上式中 n 是所有的夸克數目，J 是角動量，而  $f_c^2$  和  $f_f^2$  項是分別為二次 Casimir 運算子的本徵

值。強子的質量可經由匹配(fitting)模式和已知的重子和介子而求得，最佳的袋參數為

$$B^{1/4} = 0.145\text{GeV}, Z_0 = 1.84, \alpha_c = 0.55, m_s = 0.279\text{GeV}。$$

從式(7)可知，具  $J = 0, f_c^2 = 0, f_f^2 = 0$  色荷自旋單重態將擁有最大的色磁束縛力。

使用此模型 Jaffe 算得僅含夸克(無反夸克)的

強子質量公式 M

$$M = \frac{4}{3} (4\pi B)^{1/4} [2.043n - Z_0 + \alpha_c \Delta]^{3/4} \quad (8)$$

上式中，能量偏移  $\Delta$  為

$$\Delta = [8n - \frac{1}{2} C_6 + \frac{4}{3} J(J+1)] M(0,0) \quad (9)$$

$C_6$  乃色自旋(colorspin)。從上式可知，自旋和色荷建構成一個新的群，稱為  $SU(6)_{cs}$ ，其自旋和色荷運算元之本徵值決定束縛的強度。最輕的雙重子將是那些有最大的  $C_6$  本徵值，對應於在自旋和色荷空間的對稱態。由於包立原理 (Pauli principle)，六個夸克的總波函數需為反對稱，因此，對稱的自旋色荷態必須伴隨著反對稱的色味態。

表三、Jaffe 預測的 S 波六夸克雙重子之量子數。

$SU(6)_{cs}$ colorspin 表象	$SU(3)_c$ flavor 表象	Colorspin $C_6$	Spin J
<b>490</b>	<u>1</u>	144	0
<b>896</b>	<u>8</u>	120	1,2
<b>280</b>	<u>10*</u>	96	1
<b>175</b>	<u>10</u>	96	1
<b>189</b>	<u>27</u>	80	0,2
<b>35</b>	<u>35</u>	48	1
<b>1</b>	<u>28</u>	0	0

如表三所示，Jaffe 預測了所有可能的六個夸克組合的色單重態最低態或基態。大多數的預測粒子在實際的世界並不允許存在，因為所有的物理態必須是色單重態。顯然，對稱原理尤其是包立原理，對於挑選多夸克物理態伴演了重要的角色。自旋為零的物理態只能存在於  $SU(3)$  色荷的 1，27，和 28 的表象中。實際上，此 1 單重態即 H 粒子，而 27 重態乃是 H 經由弱作用 Hamiltonian

耦合中可能產生的重子-重子末態。H 粒子乃自旋色荷的 490 維表象或色味 SU(3) 的 1 維表象(或單重態)。利用式(8), Jaffe 預測此粒子之質量為 2150 MeV 或 2.15GeV, 係最輕的奇異雙重子, 低於衰變成兩個  $\Lambda$  粒子閾值 80 MeV。

### 袋預測之修正與延伸

自從 Jaffe 的預測計算後, 許多袋模型之修正延伸及改善, 陸續被提出來。其中包含  $\pi$  子雲場效應<sup>[8]</sup>, 夸克質心運動校正<sup>[7]</sup>, 袋表面能量<sup>[11]</sup>, H 和重子-重子末態的校正, 及其他高階項的校正<sup>[32]</sup>。這些修正模型, 有些將 H 粒子的質量調整為比  $\Lambda\Lambda$  質量閾值稍高, 有些則較之為低。例如, 加入一項  $\pi$  子自我能量於原來的 H 質量, 並利用已知強子質量來重新求得最佳的袋參數, 進而算出最新的 H 質量。此種  $\pi$  子雲場效應修正, 預測 H 質量在 2.2-2.3 GeV 範圍, 更接近閾值, 使得預測的 H 粒子為不穩定或非常微弱地束縛。又一旦加入修正項, 有兩種因素造成 H 粒子束縛較原先預測為弱。其一, 色耦合常數急劇降地。色耦合常數小, 代表色磁荷力小, H 粒子束縛能較低。其二, H 粒子的半徑比單一  $\Lambda$  粒子大 20%,  $\pi$  子自我能量和強子的半徑有關, 因此, 此修正對 H 的影響較兩個  $\Lambda$  為小(實際值對於 H 為 -100 MeV,  $\Lambda$  為 -120 MeV)。

將夸克質心運動修正量加入於靜態袋模型亦導致色耦合常數和零點能的減少, 使得 H 質量更高。雖然多夸克質心是無色且會在腔內振盪, 靜態袋模型仍將之視為禁限, 因此, 造成有額外的動能被加入到計算的質量, 而必須從袋的總能中扣除。值得注意的是此額外的動能後來證實為原始袋模

型中的零點能。修正後, H 質量為 2.4 GeV, 大約超過  $\Lambda\Lambda$  質量閾值 170 MeV。

### Skyrme 模型

1974 年當 t'Hooft 致力尋找 QCD 的展開參數 (expansion parameter) 時, 發現在色荷數目極限下的所謂  $1/N_c$  ( $N_c$  是色荷數目) 展開架構, QCD 可大大簡化成一個有效的介子交互作用場論。在夸克禁閉的假設下, QCD 可用介子耦合常數的數量級約為  $N_c$  的介子場和膠子球, 提供一套有效的描述強子物理中低能量區域發生的事件。進一步的研究顯示, 對於更大的  $N_c$ , 重子質量是  $N_c$  的數量級, 而重子尺寸, 重子-重子及重子-介子截面積的數量級為 1。根據上述結果, 有人建議有效介子交互作用場事實上應是  $\sigma$ -mode 型式, 具自發性內部對稱性破壞, 允許有孤粒子(soliton)解。鑑於這些結果, Skyrme 引進介子流體模型於旋不變型式 (chiral invariant form), 往後的改良使得 Skyrme 模型成為解釋此種相關理論中最簡潔的一種。

Skyrme 模型藉著有效介子交互作用場和 QCD 的連結, 使得低能量交互作用透過可處理的介子場架構來研究。據此, 利用 Skyrme 模型完成了許多 H 質量的計算。在原始的 Skyrme 模型中, Skyrme 對於拓樸電荷  $Q=2$  的系統, 可能存在的穩定孤粒子結構的問題, 所求得的解答是否定的。其中拓樸電荷被解釋為重子數。對應於  $Q=2$  的態後來被確認是雙重子。Balachandran<sup>[12]</sup> 等人於 1984 年曾建議此種準穩定雙重子態應是 Jaffe 所發現的 H 雙重子。後來 Balachandran<sup>[13]</sup> 藉著耦合 chiral field 至費米子(fermions)將 Skyrme 模型擴充, 提出一新的拓樸孤粒子組態, 稱為 SO(3)

Skyrmions，來解釋重子數等於 2 的態。他們確認此種組態是 H 雙重子，而且是穩定的束縛態，質量 2.21 GeV。在表三已列出一些以 Skyrme 模型或其修正理論的預測結果，有趣的是，有些找出不合理的低質量，遠少於雙核子的閾( $<1.8$  GeV)；若此為真，理當已觀測到它的存在，因大多數的氘早已蛻變為 H 了。某些計算仍舊預測一個束縛穩定的 H 態，如最近由 Klebanov 和 Westerberg<sup>[35]</sup>的計算結果，預測 H 的束縛能為 90 MeV。然而，此模型的量子修正效應，仍不是很清楚，特別是兩個重子間的耦合效應，對於 H 質量的計算很重要，卻未被列入考慮。

### 格點色動力學(Lattice QCD)

由於 QCD 在低能量區無法求得正解，格點色動力學是目前最被看好可以解釋夸克和膠子間相互作用的方法之一。格點場論是一種研究各種量子場論的非微擾特性的基本方法，它是一個結合理論推導和計算機數值模擬的新技術，試圖藉由格點重整化的方式，來做 QCD 的計算。基本原理是以不連續時間-空間座標來非微擾處理 QCD，將 QCD 轉成數值上可解的微分方程式。此方程式描述在一個極大不連續的矩陣空間上夸克的交互作用，格點上的場可由數值模擬計算出來。為了抽取可觀測的物理量，格點間的距離必須小到足以和 Compton 波長相當，以便模擬連續時空的極限，此外整個格點體積必須大到足以和強子尺寸相當，以便模擬無限的體積空間。亦即在點格場論中不會像連續場論一樣有無窮大的量出現，因為晶格距離提供了一個紫外線截止(ultraviolet cutoff)，而整個點格的大小則提供了一個紅外線截止(infrared cutoff)。

在實際的應用上，由於電腦速度和記憶體的限制，格點的數目不能無限制的增加，且格點距離也不能太小，格點色動力學是一門極高深艱難的快速運算科學，高階項效應常被忽略以減少計算時間。電腦數值運算技術的侷限使得應用此種方法計算的強子質量很困難且不可靠。相較於袋模型，目前格點色動力學並不是很成功。大多數最近的強子質量計算結果，和實驗值比較，約有 20-30% 的差異。

兩組最早的 H 質量計算結果相當不一致。使用一組  $6^2 \times 12 \times 18$  相當小的格點 Mackenzie 和 Tacker<sup>[16]</sup> 得不到任何穩定的 H 束縛態。然而 Iwasaki 團隊<sup>[20]</sup> 則使用較大的格點( $16^4 \times 48$ )，得到一組束縛態解，質量約 1450 MeV 至 1710 MeV 之間，視所用之外差法而定。一組最近較為可靠的計算係由 Negele<sup>[39]</sup>等人依據 quenched QCD，使用了兩種不同格點大小： $16^3 \times 32$  和  $24^3 \times 32$  而得。在小的格點，對應之格點距離為 2 fm，他們得到一組束縛態，H 質量 1950 MeV，剛好是氘閾值的上方。然而，2 fm 格點距離恰是 H 雙重子大小的數量級，此值太小無法排除可觀有限尺度(finite size)造成的效應。在大格點上相同的計算，對應之格點距離為 0.13 fm，得到一組不穩定 H 雙重子，質量 2340 MeV，在  $\Lambda\Lambda$  質量閾值上方 110 MeV 處。這些結果顯示 H 雙重子有強的有限尺度效應，且夸克吸引力隨著體積的增加而減少。最新的計算是由 Wetzorke 和 Karsch<sup>[40-41]</sup> 所發表，以更精緻的技術再次檢驗  $16^3 \times 32$  和  $24^3 \times 32$  兩種格點尺寸。根據其模擬結果，初步確認 Negele<sup>[39]</sup> 的計算，H 應該是不穩定的。

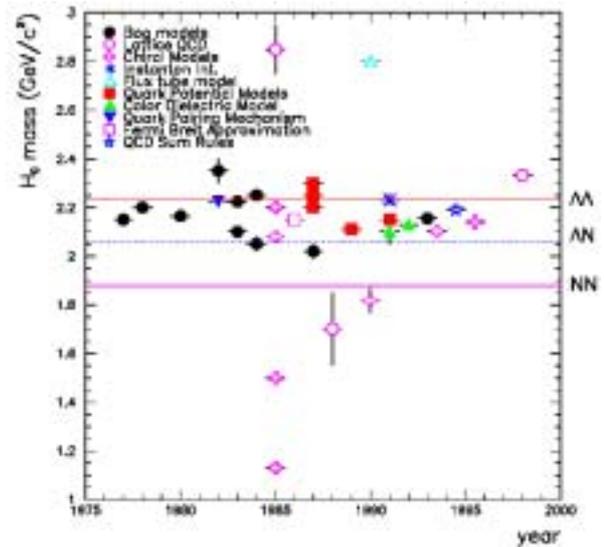
由於近年個人電腦 CPU 速度急增，價格便宜，逐漸可以取代超級電腦，若能建立大量 nodes

的 PC clusters, 致力 H 質量的計算研究, 減低有限尺度效應, 將可很快解開 H 雙重子的迷惑。

### 其他模型

其他相關模型亦嘗試來解答這個問題, 例如, 非相對論夸克位能模型<sup>[18-19,22-24,36]</sup>(2.11-2.3GeV)、QCD sum rule<sup>[34]</sup>(2.19 GeV)、instanton-induced<sup>[27]</sup>交互作用(小於 10 MeV 的束縛能, H 幾乎是束縛或不束縛)和色荷介電模型<sup>[29-30]</sup>(2.03-2.13 GeV)。除此之外, 少數不為人知的理論也嘗試加入解謎的行列。例如, 架構在強耦合 QCD 的 flux-tube<sup>[28]</sup> 夸克模型, 檢視在不同 flux-tube 拓樸間的耦合極限下, 並無發現任何束縛的多夸克態。最近的一組計算, 是由 Lichtenberg<sup>[37]</sup> 等人利用超對稱 (supersymmetry) 和夸克-雙夸克模型 (quark-diquark model) 求得。H 的質量大於 2.32 GeV, 大約在  $\Lambda\Lambda$  質量閾值上方 90 MeV 處, 可進行強衰變成兩個自由  $\Lambda$  粒子。在這個模型中, 假設 H 和  $H_c(uuddsc)$  及  $H_b(uuddsb)$  分別是由三個自旋為零的雙夸克構成, 質量的預測方法是利用已知的重子和介子質量為輸入, 不加入自由參數而求得。此模型預測 H 和  $H_c$  是不穩定的, 但  $H_b$  相對於強衰變是穩定的, 因此允許其進行弱衰變。

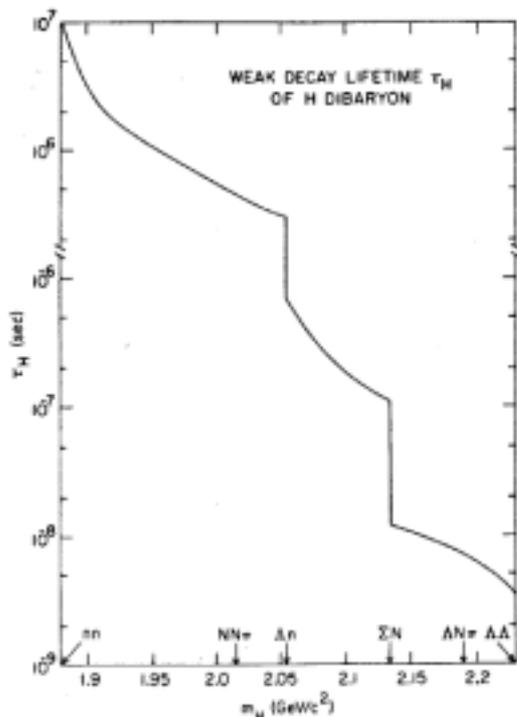
圖一綜合二十幾年理論的嘗試, 繪製了預測的 H 質量和發表年份的情形。結果頗為分歧, 理論預測的 H 質量散佈在 2.2 GeV 上下, 有些重新確認 Jaffe 的預測, 有些建議 H 甚至是更深的束縛態, 其他則認為 H 是稍微穩定或甚至是很不穩定。然而, 大部分預測傾向是一種弱束縛的雙重子, 質量介於  $\Lambda\Lambda$  和  $\Lambda n$  之間, 否則我們早已發現  $\Lambda n$  衰變<sup>[43]</sup>成 H 了。



圖一、H 質量與發表年份關係圖。

### H 的生命期 (lifetime) 和衰變模式的預測

Donoghue<sup>[44]</sup> 等人在標準 weak Hamiltonian 的架構下, 估算了 H 的生命期(或半衰期)和束縛能的關係, 如圖二所示, 所預測的 H 生命期和質量有關, 範圍約從  $10^{-9}$  到  $10^6$  秒之間。此計算結果比預期的長。如果 H 的質量接近於  $\Lambda\Lambda$  質量閾值, 生命期的計算值約為 2 ns, 如所預期, 此值將接近  $\Lambda$  生命期(約 0.26 ns), 因為此時 H 可視為兩個  $\Lambda$  稍微束縛在一起, 而衰變機率約是  $\Lambda$  生命期的數量級。若 H 質量低於  $\Sigma n$  的閾值, 因為  $\Delta S = 2$  模式的壓抑(suppression), 衰變時間將會很長。然而對於 H 位於  $\Delta S = 2$  閾值的上方, 其生命期適合於實驗室找尋與觀察。總之, 為了能有較靈敏的 H 尋找, 必須探討在低於  $\Lambda\Lambda$  質量閾值的短生命期區域, 如  $\Lambda$  生命期的一半, 不作任何假設, 因為這是在目前實驗上可以量測到的時間範圍。



圖二、預測之 H 生命期和質量的關係，取自 Donoghue<sup>[44]</sup>。

如前所述，理論預測的 H 質量散佈在 2.2 GeV 上下，大約是  $\Lambda\Lambda$  閾值下方的 31 MeV 處。因此，若 H 存在，質量低於  $\Lambda\Lambda$  閾值，則有可能行弱作用衰變，而非強衰變。此設定了 H 的生命期的下限為  $10^{-10}$  秒或  $\Lambda$  生命期的一半。但是假使 H 的質量超過  $\Lambda n$  閾值 2.06 GeV，衰變將是  $\Delta S = 1$ ，限定生命期上限為  $10^{-7}$  秒。在此質量和生命期範圍下，H 有著許多可能的衰變通道。

預測的 H 生命期，衰變的通道，和分支比 (branching ratios) 和其質量有關，總結於表四。在此表中，列每一組 H 可能衰變的雙重子通道和其奇異數變化  $\Delta S$ 。在圖三中我們繪出所有相關的雙重子閾值和 H 可衰變的通道及束縛能。

表四、預測之 H 衰變通道、模式、分支比、生命期和質量的關係

質量	衰變通道	衰變模式	分支比	生命期
$m_H > m_{\Lambda\Lambda}$	$\Lambda\Lambda$	強作用	100%	$10^{-23}s$
$m_{\Sigma N} \leq m_H \leq m_{\Lambda\Lambda}$	$\Sigma^+ p$ $\Lambda p \pi^-$ $\Lambda n$ $\Sigma^0 n$ $\Lambda n \pi^0$	弱作用 $\Delta S=1$	30% 13% 16% 34% 7%	$\geq 100ps$
$m_{\Lambda n} \leq m_H \leq m_{\Sigma n}$	$\Lambda n$	弱作用 $\Delta S=1$	100%	$\sim 100ns$
$m_{nn} \leq m_H \leq m_{\Lambda n}$	NN	弱作用 $\Delta S=2$	100%	10天
$m_H \leq m_{nn}$	穩定			

H 的質量和所用的預測質量理論與模型有關，從 1.2 至 2.8 GeV 皆有可能，氘原子的存在，設定了最低質量限制，而一個穩定的束縛態，其質量不可以超過雙  $\Lambda$  態。因此，令物理學家特別感到有興趣的有五個質量範圍，茲簡述如下。

(1)  $m_H > m_{\Lambda\Lambda}$

對於質量超過兩個自由  $\Lambda$  粒子，或 2.231 GeV，H 是不穩定的，在典型的強衰變作用時間  $10^{-23}$  秒刻度下，將會進行強衰變成  $\Lambda\Lambda$  或  $\Sigma N$  等共振態。若真的存在，將有可能在其衰變後的子粒子不變質量譜上，產生一寬而增強的峰值。然而此種實驗數據資料極少，亦很難取得。

(2)  $m_{\Sigma N} \leq m_H \leq m_{\Lambda\Lambda}$

在此質量範圍，H 在強作用下是穩定態，但會弱衰變成許多不同的衰變模式 分支比和更長的生命期。最可能的衰變的模式是  $\bar{p} n$ 、 $n n$ 、 $p^-$  和  $n^0$ 。這些衰變模式的相對機率和質量有關，若質量為 2.215 GeV，其計算值之比是 0.30:0.34:0.16:0.13:0.07。其中三種模式會導致不伴

隨任何帶電粒子，明顯的長生命期之衰變。H 衰變成  $\bar{p}$  提供了最獨特的訊號，迥異於  $\Lambda\Lambda$  的雙弱衰變： $\Lambda\Lambda \rightarrow p\pi^- p\pi^-$ 。若質量比 2.192 GeV 大，也可能衰變成  $N$ 。

$$(3) m_{\Lambda N} \leq m_H \leq m_{\Sigma N}$$

在此質量範圍，H 將僅能衰變成唯一的通道  $n$ ，生命期的數量級為 100 ns。此因包立互斥原理，迫使 s 波的六夸克末態必須是  $SU(3)_f$  的 27 重態，相較於  $I=1/2$  躍遷，衰變傾向於  $I=3/2$ 。

$$(4) m_{nn} \leq m_H \leq m_{\Lambda N}$$

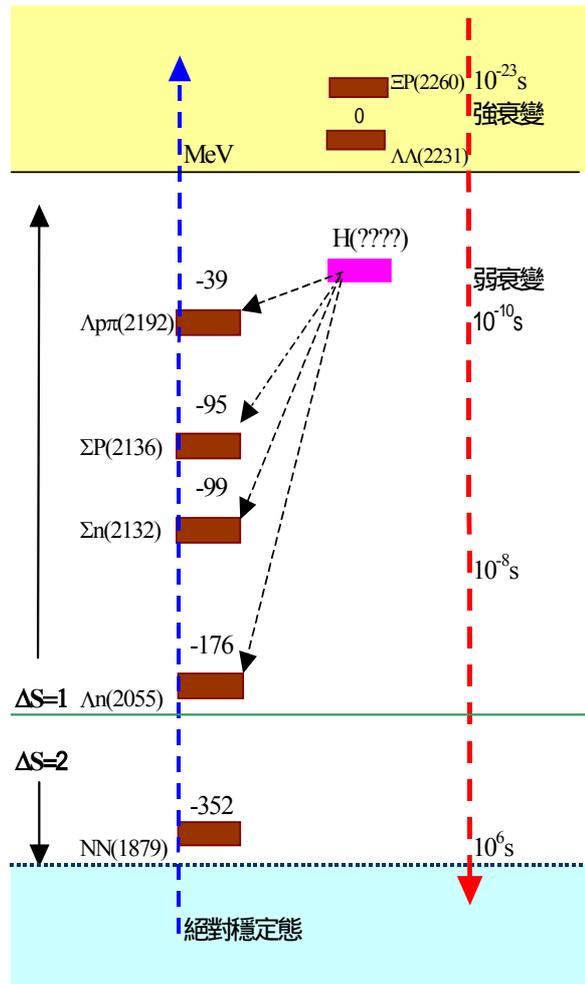
此時 H 的生命期預估為長達數天的數量級，使得 H 僅可經由一很強的  $S=2$  壓抑，弱衰變成兩個中子。

$$(5) m_H \leq m_{nn}$$

若質量低於兩中子閾值的 1.879 GeV，則 H 是十足的穩定粒子。此可能性已完全排除，因為氘無法行衰變成 H： $d \rightarrow H + e^+ + \bar{\nu}_e$  和  $d \rightarrow H + \pi^+$ 。

### 在相對論重離子碰撞中找尋 H

相對論性重離子對撞提供了在實驗室內研究一些處於極端溫度和密度下的強子物質的絕佳和獨特的環境。例如研究具有大重子數、大奇異數和高重子密度的詭異粒子。在不同的能量區內所完成的重離子對撞實驗，已經清楚的證實，在相同的能量區內，奇異粒子的產生數較質子與原子核的對撞實驗有增強(enhancement)的效應。增強的倍數經預估，



圖三、H 可能衰變的通道和雙重子閾值。

在 BNL(Brookhaven National Laboratory) 的 AGS (Alternating Gradient Synchrotron) 和在 CERN 的 SPS (Super Proton Synchrotron accelerator) 能量區有 3 倍，而在 SIS 能量有 6 倍。許多理論模型陸續提出來解釋這個觀察到的增強現象。大體而言，廣為人接受的奇異單重態產生機制，主要有兩種：夸克膠子電漿態模型和結合模型(coalescence model)。

根據 Hijet<sup>[45]</sup>，RQMD<sup>[46]</sup> 和 ARC<sup>[47]</sup> 等模型的預測，在 AGS 能量區的中心金原子核和金原子核

對撞，會產生為數可觀如  $\Lambda$ 、 $\Sigma$  和  $\Xi$  等超子，這些相當大數量的超子將有很高的機率進行超子-超子和超子-原子核的結合而形成雙奇異數的 H。結合模型已用於計算在 AGS 能量區中每一中心 Au-Au 對撞的 H 產生率。結合模型認為只要重子與重子在相空間中非常接近，就可以耦合成六夸克的雙重子態。這個想法首先由 Dover 等人<sup>[48]</sup> 提出，後來由 Baltz<sup>[49]</sup> 等人應用於重離子對撞中的結合計算，以及 Cole 等人<sup>[50]</sup> 於質子-原子核對撞中的  $\Lambda\Lambda$ 、 $\Lambda p$  和  $\Lambda n$  的結合計算。其主要論點是純六夸克的 H 不同一對重子態，其  $SU(3)_f$  的波函數可寫為重子對的疊加：

$$H = \frac{1}{\sqrt{14}} (\Lambda\Lambda + \Sigma^0\Sigma^0 + 2\Sigma^-\Sigma^- + 2p\Xi^- + 2n\Xi^0)。$$

因此只要兩個重子間的相對動量和相對距離滿足如下的準則，就可以結合成 H：

$$r < r_{\max}, q < q_{\max},$$

$r$  是質心系中的最接近距離， $q$  是相對動量。Dover 所使用的值是： $q_{\max} = 220\text{MeV}$ ， $r_{\max} = 3\text{fm}$ 。

Baltz 團隊預測在 AGS 能量區，每一個中心  $11.6\text{ GeV}/c/\text{nucleon}$  Au-Au 碰撞約有  $0.05H$  產生，而 Dover 團隊則預估有  $0.07H$ 。若過程中有夸克膠子電漿態產生，則至少預估可在增強 10 倍<sup>[48]</sup> 以上。這暗示著 AGS 能量區的 Au-Au 碰撞相較於質子質子<sup>[50]</sup>或質子原子核<sup>[51]</sup> 反應等的預測，具有著可觀的增強，從  $0.01$  到  $0.1H$  的豐碩產生率範圍。對於質子-原子核反應，Cole<sup>[53]</sup> 團隊的估算結果分別是， $p\text{-Au}$  碰撞有  $8 \times 10^{-5}H$ ， $p\text{-Cu}$  有  $3 \times 10^{-5}H$ ， $p\text{-Au}$  有  $7 \times 10^{-6}H$ 。在 AGS 能量區有著如此高的 H 產生率，使得相對論重離子碰撞成為目前找尋 H 最熱門和看好的實驗。

#### 四、實驗物理的找尋

過去二十幾年來，在實驗室內，利用各式各樣產生 H 的機構和反應及偵測方式，陸續被提出來和實現。至少超個三十個實驗，直接或間接地與找尋 H 的存在有關，雖然其中有一些實驗提出可能的事件，然而，至今尚未有令人信服的證據，確認或排除它的存在。實際上，有一組實驗報告，觀測到所謂雙超核 (dilambda hypernuclei) 存在的事件，若此為真，則質量低於  $2m_B$  的 H 束縛態將不可能存在；其中  $B$  是兩個核子在原子核中的束縛能。

在本節中，我們將回顧 H 雙重子實驗尋找的狀況與結果。在表五內，列出所有曾被提議或實現的 H 產生反應和粒子束能量。一般而言，找尋新而不穩定態，吾人可辨認此粒子的產生機構或衰變產物。如果有足夠的理論預測資料，如質量、生命期與衰變通道，衰變實驗較易執行，反之，如已有初態和產生機構等資料，量度末態的消失質量 (missing mass) 或橫向動量亦可間接求的生成粒子的資料。

表六總結了過去二十幾年來所有和 H 相關且已進行的實驗，包含所採用的產生機構，實驗技巧和結果。

表五、H 可能產生的機制和粒子束能量。

粒子束	反應	粒子束能量	偵測方式
強子束	pp K <sup>+</sup> K <sup>-</sup> H	幾個 GeV	消失質量
	pA K <sup>+</sup> K <sup>0</sup> H	幾個 GeV	H 衰變產物
	pA HX	GeV	H 衰變產物
	$\bar{p}$ He K <sup>+</sup> K <sup>0</sup> H	慢 $\bar{p}$ 束	H $\bar{p}$
	$\bar{p}$ Xe K <sup>+</sup> K <sup>0</sup> HX	慢 $\bar{p}$ 束	H $\bar{p}$
	A HX	GeV	H 衰變產物
nA HX	GeV	H 衰變產物	
K 介子束	K <sup>-</sup> He K <sup>-</sup> nH	幾個 GeV	消失質量
	K <sup>-</sup> d K <sup>0</sup> H	幾個 GeV	, $\bar{p}$
	K <sup>-</sup> A K <sup>+</sup> HX	幾個 GeV	消失質量
超子束	$\Xi^-$ p H	慢 $\Xi^-$ 束	超核衰變
	$\Xi^-$ d nH	慢 $\Xi^-$ 束	消失質量
	$\Sigma^-$ A YAH	300GeV	, $\bar{p}$
	$\Sigma^-$ A NAH	300 GeV	, $\bar{p}$
重離子	AA HX	數十 GeV	H 衰變產物

### 早期的相關實驗

確認帶兩個奇異數的雙重子共振態實驗，至今仍是極具挑戰的工作，也和 H 的尋找有相當程度的關聯。在此領域第一個得到正面結果的是 1972 年 V. B. Beilliere<sup>[56]</sup> 等人，利用 2.1 GeV/c 的 K<sup>-</sup> 束曝照一重液態氣泡雲霧室，經由 K<sup>-</sup>d K<sup>0</sup> 反應，尋找  $\Xi^-$  的末態。結果在  $\Xi^-$  不變質量譜 2.37 GeV 處觀測到一增強峰。然而，Wilquet<sup>[57]</sup> 研究團隊(1975 年)以更精緻的數據和超過兩倍的統計分析，重做相同的實驗，卻無法在確認此結構的存在。五年後，Goyal<sup>[58]</sup> 研究團隊在拉塞福高能物理實驗室使用相同的技術，以 1.45 GeV/c 和 1.65GeV/c 動量的 K<sup>-</sup> 束，研究從 K<sup>-</sup>d 氣泡雲霧室

產生的  $\bar{p}$  增強峰。他們提出一組在 2.48 GeV 質量增強峰，並宣稱在考慮實驗的統計和誤差後，此結果和 Aerts<sup>[4]</sup> 等人所預測的  $\Xi^-$  N 系統的共振態一致，屬於色荷單重態的多重態中的一員。此後至今，再也沒有更進一步更高統計的相同型式的事件被發現或證實。

表六、H 找尋實驗的文獻、年份、產生機制與結果。

實驗文獻	年份	機制	結果
Danysz <sup>[54]</sup>	1963	$\Xi^-$ A A	${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$ or ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}Be$
Prowse <sup>[55]</sup>	1966	$\Xi^-$ A A	${}^6_{\Lambda\Lambda}He$
Beilliere <sup>[56]</sup>	1972	$\Xi^-$ A K <sup>+</sup>	$m_{\Xi^-p} = 2370$ MeV
Wilquet <sup>[57]</sup>	1975	$\Xi^-$ A K <sup>+</sup>	No event
Gustafson <sup>[58]</sup>	1976	pA HX	No $m_H > 2$ GeV
Carroll <sup>[59]</sup>	1978	pp K <sup>+</sup> K <sup>+</sup> H	$\sigma_H = 30$ nb – 130 nb
Goyal <sup>[60]</sup>	1980	K <sup>-</sup> d $\Xi^-$ p K <sup>0</sup>	$m_{\Xi^-p} = 2480$ MeV
Agostini <sup>[61]</sup>	1982	K <sup>-</sup> d K <sup>+</sup> X	No Q=-1, S=-2 state
Condo <sup>[62]</sup>	1984	$\bar{p}A \rightarrow HX$	$\sigma_H < 9 \times 10^{-4} \sigma_{\bar{p}A}$
Bawolff <sup>[63]</sup>	1986	$\pi$ A HX	$\sigma_H < 130$ $\mu$ b
Shahbazian <sup>[64]</sup>	1988	pA HX	1 event, H $\Xi^-$ p, $m_H = 2173.93 \pm 1.32$ MeV
Ejiri <sup>[43]</sup>	1989	A ${}_{H}A'$	No event, $m_H = 1875$ MeV
Alekseev <sup>[65]</sup>	1990	nA HX	2 events, H $\bar{p}\pi^-$ , $m_H = 2220.1 \pm 0.7$ MeV
Aoki <sup>[66]</sup>	1990	$\Xi^-$ A A	$1.90 < m_H < 2.16$ GeV
DIANA <sup>[67]</sup>	1991	$\bar{p}Xe \rightarrow HX$	$\sigma_H < 9 \times 10^{-4} \sigma_{\bar{p}A}$
Aoki <sup>[68]</sup>	1991	$\Xi^-$ A A	${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$ or ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}Be$ , $m_H < 2220.1 \pm 0.7$ MeV
Aoki <sup>[69]</sup>	1991	$\Xi^-$ A ${}^4A$	3 * events
Shahbazian <sup>[70]</sup>	1993	pA HX	2 H and H <sup>+</sup> events
DIANA <sup>[71]</sup>	1993	$\bar{p}Xe \rightarrow HX$	Branch ratio $< 2 \times 10^{-5}$
Longacre <sup>[72]</sup>	1995	SiPb HX	22 events, H $\bar{p}\pi^-$ , $m_H = 2.2$ GeV
Belz <sup>[73]</sup>	1996	pPt HA	$d_{H/d} < 1$ mb/str
Belz <sup>[74]</sup>	1996	pPt HA	$d_{H/d} < 6 \times 10^{-6}$ d /d
Ahn <sup>[75]</sup>	1996	K <sup>-</sup> C K <sup>+</sup> HX	$85 < m_H < 2.215$ GeV, $d_{H/d} = 0.04-0.06$ $\mu$ b /str
Stotzer <sup>[76]</sup>	1997	K <sup>-</sup> + <sup>3</sup> He K <sup>+</sup> Hn	$m_H > 2.2$ GeV, $d_{H/d} = 0.02-0.06$ $\mu$ b/str
Yamamoto <sup>[77]</sup>	2000	K <sup>-</sup> C K <sup>+</sup> HX	$m_H < 2.1$ GeV, $d_{H/d} = 1-10$ nb/str

1982 年 Agostini<sup>[54]</sup> 等人應用類似技巧以 K<sup>-</sup>d K<sup>+</sup>X 反應尋找帶電 H 粒子，卻一無所獲。

## 直接找尋 H 的實驗

1976 年, Gustafson<sup>[58]</sup> 等人在費米實驗室以 300 GeV/c p+A 對撞反應, 尋找質量大於 2 GeV 的長生命期中性強子和魅介子。這個和 H 相關的實驗共觀測到 14 個可能事件, 但後來證實都是來自背景的中子。

第一個專為尋找 H 而設計的實驗, 是在 Jaffe 預測 H 粒子一年後的 1978 年, 於美國 BNL 的 AGS 進行的。H. Carroll<sup>[59]</sup> 藉著 p+p K<sup>+</sup>K<sup>+</sup>X 反應產生兩個 K 介子和一個未知的新粒子, 由量測射出的 K 介子動量和計算消失質量譜來尋找 H 粒子。此實驗共利用三種不同的質子入射動量: 5.1, 5.4 和 5.9 GeV/c, 在質量範圍 2.0-2.5 GeV 中尋找狹窄的六夸克共振態。此法之優點是共振態訊號和生命期及分支比無關。雖然獲得若干事件, 但都和所預期的兩種背景來源一致: 即巧合的二次交互作用和誤判的質子與 子。沒有觀測到獨特的狹窄共振態, 所設定和質量有關的 H 產生截面的 90% 信心水準上限為 30-130 nb, 遠高於 1nb 的理論值<sup>[79]</sup>。但理論值太過粗略, 無法據此排除 H 的存在。

兩組蘇聯實驗, 1988 年的 Shahbazian<sup>[58]</sup> 團隊和 1990 年的 Alekseev<sup>[59]</sup> 團隊, 都宣稱發現一些可能的 H 事件(H<sup>-</sup>p, H<sup>-</sup>p<sup>-</sup>), 但由於兩組實驗並不具備粒子辨認的技術, 無法獲得普遍認同。Alekseev<sup>[59]</sup> 所發表的是一組 H 衰變成 p<sup>-</sup> 的事件, 重建後計算之 H 質量為 2.2 GeV。H 是利用中性源和碳靶碰撞而產生, 在靶的下游尋找 H 衰變, 並經由在磁譜儀量測衰變後產物之動量來重建 H 質量。此外, 這個實驗觀測到 67 筆 事件, 但沒有找到任何超過此閾值的狹窄共振態。至於 Shahbazian<sup>[58]</sup> 所發表的是發現一個 H<sup>-</sup>p 事

件, 質量為 2.173 GeV。H 是利用 10 GeV/c 的質子束和丙烷泡沫室作用而成的: pd HpK<sup>+</sup>K<sup>0</sup>。然而, H<sup>-</sup>並不是在其所用的泡沫室內發現的。五年後, Shahbazian<sup>[70]</sup> 再度宣稱發現兩個 H<sup>-</sup>p 事件和一個帶電 H 粒子的弱衰變事件, 兩者質量接近 2.4 GeV。但是, 兩者的不變質量譜皆大於 2m<sub>H</sub>, 弱衰變的可能性微乎其微。

Condo<sup>[62]</sup> 團隊亦曾以泡沫室來搜尋 8 萬筆在複核內反質子湮滅反應  $\bar{p}A \rightarrow HX$  中產生的 H, 結果是否定的, 由於無法同時觀測到簡單的  $\Lambda$  事件, 使得這項發現受到懷疑。

## 雙 超核實驗(Double- hypernuclei)

研究 S = - 2 的超核(hypernuclei)能譜是超核物理最重要的主題之一, 不僅是可以用來了解多奇異數強子系統, 也可以提供重子八重態內重子與重子間交互作用的重要資訊。其物理亦和其他的 S = - 2 系統有關, 如 超荷或 H 雙重子。第一次量測的兩筆雙 超核衰變事件<sup>[54-55]</sup>, 提供了 H 質量的可能下限。在 Jaffe 原來的 H 文章中指出, 雙超核物質(具 S = - 2 的原子核)的存在, 將破壞 H 的可能性。例如, 若雙 超核存在, 是其中兩個而非兩個核子進駐於原子核內, 這將是一項說明質量低於 閾值的 H 不存在的有利證據。

若 H 束縛態真的存在且質量輕於 閾值 ( $m_H < 2m_\Lambda - B_{\Lambda\Lambda}$ ), 一輕核內靜止的 核態將會在強作用時間( $\approx 10^{-20}$  秒)下, 融合成一 H, 遠快於其中之一 的弱作用時間( $\approx 10^{-10}$  秒)。此激發核態, 將會經由強作用優先衰變成一個中性 H 和一個殘餘的原子核,  ${}^A_{\Lambda\Lambda}Z \rightarrow H + A^{-2}Z$ 。在此情況下, 雙 超核的弱衰變分支比會比 H 的分支比少幾個數量

級，且無法觀測到接下來的衰變。Kerbikov<sup>[66]</sup>證明，在 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ 雙超核的H衰變數量級約 $10^{-18} \sim 10^{-20}$ 秒，比弱衰變快，並宣稱若觀測到一系列雙超核的弱衰變，將可排除H存在的可能性。也就是說，若量到雙超核進行弱衰變，將是一項嚴重挑戰H存在的證據。

過去35年來，僅有三個實驗發現了三個不同的雙超核事件。前兩個已知的雙超核事件，是在1960年代由Danysz<sup>[54]</sup>(1960)和Prowse<sup>[55]</sup>(1966)分別發現提出的，遠早於Jaffe的預測。Danysz發現的是 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ 或 ${}_{\Lambda\Lambda}^{11}\text{Be}$ ，而Prowse發表的是 ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ 。這些雙超核係用輕乳膠實驗，由碳核補獲 $\Xi$ 超子產生，然後經由後續的雙超核衰變的來辨認。Danysz和Prowse兩人均宣稱觀測到在輕乳膠核內衰變後的雙超核介子，並相信其是由雙超核衰變後的雙 $\Lambda$ 而來的。在這些實驗中， $\Xi$ 超子不是沒有發現到就是無法辨識，使得這項結果另人懷疑，而後人的分析指出，觀測到此兩個雙超核之機率其實是微乎其微。

第三個超核事件是由日本KEK-E176<sup>[67]</sup>實驗團隊於1991年發表的。Aoki團隊研究證實在核乳膠內的 $\Xi$ 超子補獲反應中，發現了雙超核引起的雙弱衰變。此雙超核是 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ 或 ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ ， $\Xi$ 是用 $(K^+, K^-)$ 反應產生，並用一磁譜儀來辨 $K^+$ 粒子。此項新結果引起很大的迴響，因為這再度確認先前Danysz和Prowse兩人的結果。在美國BNL-AGS的E885<sup>[80]</sup>實驗現正嘗試以 $\Xi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow {}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He} + n$ 反應來確認這項成果。若真的發現此超核，將可設定相對於 ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ 的H質量下限為 $2203.7 \pm 0.7$  MeV或相對於 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ 的H質量下限 $2222.8 \pm 0.7$  MeV。此外，日本的另一組實驗KEK-E373<sup>[81]</sup>正收

集至少十倍的統計，以確認KEK-E176的結論。然而Dover等人指出，Aoki所解釋的衰變鏈，暗示 $\Xi$ 的作用力是互斥的，這和大部分的原子核力模型是不吻合的。KEK結果的確認並無法排除H穩定態或H超核態(H雙重子長駐於核內的束縛態)存在的機率。Kerbikov認為，縱使發現雙超核的存在，並無法排除可能有強束縛的H粒子。

表七、在BNL-AGS進行的H尋找實驗。

實驗	提案名稱	年份
E703	Search for Exotic Six-Quark States	1976
E810	A Search for Quark matter	1985
E813	Search for a Strangeness -2 Dibaryon	1985
E830	A Search for the H particle using the ${}^3\text{He}(K^-, K^+)nH$ reaction	1986
E836	Search for a Strangeness -2 Dibaryon using a ${}^3\text{He}$ target	1986
E864	Production of Rare Composite Objects in Relativistic Heavy Ion Collisions	1990
E888	Search for the Weak Decay of an H Dibaryon	1992
E896	Search for a short-lived H Dibaryon	1993
E910	A Facility to Study Proton-nucleus and Heavy Ion Collisions	1994
E885	Search for Double-Lambda Hypernuclei and Related S=-2 Objects	1995

### BNL-AGS 的 H 尋找實驗

過去二十餘年來，在美國BNL的AGS設施

提供了一系列廣泛而深入的奇異單重態和 H 雙重子尋找計畫。有些已完成數據擷取並發表結果，有些正進行分析中。表七中列出一系列 H 相關實驗，含提案號與年度。這些提議涵蓋了各式不同可能的 H 產生反應和偵測技術，如 E703 的 associated production，E813 和 E836 的雙奇異數交換機構，E888 的自由衰變尋找和 diffraction dissociation，E910 的質子-原子核反應，與 E810，E864 和 E896 的相對論重離子對撞機構。每一個實驗各有其靈敏度和特性，但最被看好的則是重離子對撞。

和其他使用雙奇異數交換反應的實驗一樣，E813、E836<sup>[76]</sup> 和 E885<sup>[77]</sup> 等實驗並無找到任何清楚的訊號。這些實驗已發表他們估算的 H 產生截面上限，作為後續者努力的參考。E910<sup>[78]</sup> 使用 18 GeV/c 高能質子束與原子核(金靶)的對撞，尋找 H 衰變後的末態，如  $\bar{p}$  和  $p$  等產物，一樣沒有找到明顯的訊號。

目前唯一觀察到 H 事件的是使用重離子對撞的 E810 實驗。E810 的主要目標係利用重離子對撞實驗，來尋找夸克膠子電漿態和其他新的物理。1991 年以 14.6 GeV/c/nucleon 重原離子束尋找 A+A 對撞產生的奇異單重態，特別是在  $Si + Pb \rightarrow H \rightarrow \Sigma^- p$  反應中產生的 H 雙重子。以三組 TPC(Time Projection Chamber)紀錄並重建末態的帶電粒子。這個實驗主要是受到當時 Aoki 成果的激勵，即如果 H 真的存在，且生命期為數公分左右，則可能在靶心下流數英尺處觀測到其衰變成  $\bar{p}$ 。接著， $\bar{p}$  會衰變成  $\bar{p}n$ ，並於帶負電粒子軌跡處形成一明顯轉折角。這是第一個在 AGS 能量區內，應用富含奇異數粒子的重離子對撞來尋

找 H。於 1995 年，R. Longacre<sup>[72]</sup> 發表 33 筆 H 事件，質量介於  $\bar{p}$  和  $p$  之間，其中背景預估有 11 件。進一步的圖形辨識分析，找到 20 個可能事件，重建後的質量為 2.18 GeV，生命期為 10 公分，質量分布顯示其 FWHM 為 56 MeV。估計的 H 產生率約為每兩個中心 Si+Pb 事件可產生 1 個 H，約 5 倍於 Baltz 預測值。另人訝異的是，此產生率遠大於得不到任何結果的 E813 或 E836 等 K 介子束實驗。

在背景雜訊方面，E810 需下工夫去了解。此實驗並無任何粒子辨識硬體裝置，而重離子對撞後在偵測器敏感區域範圍內，會產生為數不少的帶電粒子，使得壓抑背景和消除模稜兩可的粒子辨別工作，特別困難。E810 現正重新分析數據，辨識所有可能的背景，尤其是  $p$  後被誤認有轉折角。

至於其他重離子對撞實驗，1995 年，E878 使用 10.8 A GeV/c Au+Au 碰撞進行一種新物質的尋找：奇異單重態(strangelets)。最輕的單重態即 H 雙重子。此實驗並無找到任何生命期大於 100 ns 的新粒子。另外，1998 年，E896 以 11.6 A GeV/c Au+Au 碰撞實驗尋找 H 雙重子和研究超子的產生機制，目前正進行數據分析中。

除了 BNL-AGS 的 H 計畫外，歐洲的 CERN 也進行了一些相關實驗。Bärwolff 團隊<sup>[63]</sup>(1984 年) 在 SPS 使用充入氬氫氣的 streamer chamber 進行  $\bar{p}+A \rightarrow H+X$  的反應，尋找 H  $\bar{p}$  的衰變。沒有任何明顯的 H 訊號，產生截面的上限為 160 nb。WA89 實驗<sup>[82]</sup>是唯一在 CERN-SPS 以超子束找尋質量超過閾質的 H。使用 330 GeV/c 的  $\bar{p}$  超子束撞擊 C/Cu 靶，研究  $\bar{p}$  或  $\bar{p}$  的質量

不變譜，計算出產生上述  $\Lambda$  和  $\Sigma$  共振態的上限分別為 150 nb 和 1330 nb。重離子對撞實驗也在 CERN-SPS 進行過。WA97<sup>[83]</sup> 使用 Pb+Pb 對撞實驗從事  $\Lambda$  質量不變譜的研究，並無發現任何明顯的訊號。

最近的一組實驗結果是在 2000 年由 E885<sup>[77]</sup> 所發表。這個實驗使用高強度 1.8 GeV/c  $K^-$  介子束，利用  $(K^+, K^-)$  在碳靶反應的直接產生，尋找雙超核和 H 雙重子。以消失質量法分析研究這些  $S = -2$  的系統，目前的結果是，沒有明顯的訊號顯示此兩種粒子的存在。對於 H 質量低於 2100 MeV，產生截面的上限為幾個 nb/str 到 10 nb/str。

總之，雖然已有大量的 H 雙重子尋找實驗，至今仍無法斷論其存在性。然而，對於其產生截面和質量，已建立若干限制。特別是，根據重離子對撞和 pA 對撞實驗，不可能有超過幾個 ns 的長生命期 H 雙重子。而短生命期的 H 雙重子則和超子的生命期相當。至於 H 雙重子的質量，由 KEK-E176 所觀測到的雙超核事件，設定了 H 雙重子的質量下限為 2203 MeV。雖然 KEK-E373 正收集更多的統計，以確認 KEK-E176 的結論，找尋低於 2203 MeV 的 H 雙重子仍是很重要的工作。目前在低能量區的 QCD 物理，H 雙重子仍是個未解的問題。

## 五、結論與展望

我們在這篇文章中，簡介了 H 雙重子物理，並回顧找尋 H 雙重子的理論與實驗。雖然已進行了二十幾年無數的理論分析和實驗尋找，對於 H 雙重子是否存在這個問題，至今尚無明確的共識。在理論上，最近的格點色動力學、超對稱和群論的

計算，傾向於 H 雙重子是不穩定的，最可能形成的是  $\Lambda$  或  $\Sigma$  等狹窄共振態。在實驗上，至今亦尚未找到足以令人信服，有關 H 存在或不存在的確切證據。多數完成的找尋實驗，已建立 H 產生截面的上限和質量與生命期的敏感度，並排除大部分不適用的模型。大多數應用強子束對撞反應、超核衰變、 $K$  介子束或超子束捕獲等反應機制的實驗，並無任何斬獲。有些實驗仍在進行中，或嘗試更新穎的反應機制，如透過相對論重離子碰撞或其過程中可能產生的夸克膠子電漿態。

多年的尋找經驗與數據顯示，若 H 真的存在，其生命期應該很短，數量級和  $\Lambda$  的生命期相當，質量約在於  $\Lambda$  閾質下方的數十個 MeV 範圍內，最可能的衰變末態是  $p^-$  或  $\bar{p}$  等兩個重子通道。任何新的實驗，應嘗試在此質量與生命期區內，作最敏感和系統的搜索分析。

無論如何，H 的存在性最後仍必須由實驗來決定，而且可能不只一個實驗。目前正在美國 BNL-RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider)，由一些如 STAR 或 PHENIX 研究團隊所進行的相關重離子對撞實驗，或未來在 CERN 所建構的 LHC(Large Hadron Collider) 實驗，應有機會解開 H 雙重子的疑惑。H 的發現，可再一次驗證 QCD 理論，並提供豐富的低能量區強子內夸克動力學的機制。反之，則必須重新慎重地檢討 QCD 最基本的理論，並質疑詭異粒子態存在的可能性。

## 參考文獻

- [1] R. L. Jaffe, Phys. Rev. Lett. **38**, 195 (1977); **38**, 1617(E) (1977).
- [2] DeGrand *et al.*, Phys. Rev. D**12**, 2060 (1975).
- [3] S. Gasiorowicz and J. L. Rosner, Am. J. Phys, **49**,

- 954 (1981).
- [4] A. Th. M. Aerts, P. J. G. Mulders, and J. J. de Swart, *Phys. Rev.* **D17**, 260 (1978).
- [5] P. J. Mulders, A. Th. M. Aerts, and J. J. de Swart, *Phys. Rev.* **D21**, 2653 (1980).
- [6] A. M. Badalyan and Yu. A. Simonov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 860 (1982).
- [7] K. F. Liu and C. W. Wong, *Phys. Lett.* **113B**, 1 (1982).
- [8] P. J. G. Mulders, and Anthony W Thomas, *J. Phys. G:Nucl. Phys.* **9**, 1159 (1983).
- [9] M. Oka, K. Shimizu, and K. Yazaki, *Phys. Rev.* **B30**, 365 (1983).
- [10] B. O. Kerbikov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **39**, 516 (1984).
- [11] A. Th. M. Aerts, P. J. G. Mulders, and Johann Rafelsi, *Phys. Lett.* **B148**, 337 (1984).
- [12] A. P. Balachandran, A. Barducci, F. Lizzi, V. G. Rogers, and A. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 887 (1984).
- [13] A. P. Balachandran, F. Lizzi, and V. G. Rogers, *Nucl. Phys.* **B256**, 525 (1985).
- [14] R. L. Jaffe and C. L. Corpa, *Nucl. Phys.* **B258**, 468 (1985).
- [15] S. A. Yost and C. R. Nappi, *Phys. Rev.* **D32**, 816 (1985).
- [16] Paul B Mackenzie and H. B. Thacker, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2359 (1985).
- [17] Jonathan L. Rosner, *Phys. Rev.* **D33**, 2043 (1986).
- [18] M. Oka, K. Shimizu, and K. Yazaki, *Nucl. Phys.* **A464**, 700 (1986).
- [19] B. Silvestre-Brac, J. Carbonell, and C. Gignoux, *Phys. Rev.* **D36**, 2083 (1987).
- [20] Y. Iwasaki, T. Yoshie, and Y. Tsuboi, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1371 (1988).
- [21] D. I. Diakonov, V. Yu. Petrov, and P. V. Pobylitsa, *Phys. Rev.* **D39**, 3509 (1989).
- [22] S. Fleck, C. Gignoux, J. M. Richards, and B. Silvestre-Brac, *Phys. Rev.* **B220**, 616 (1989).
- [23] Y. Koike, K. Shimizu, and K. Yazaki, *Nucl. Phys.* **A513**, 653 (1990).
- [24] Ulrich Straub *et al.*, *Nucl. Phys.* **A508**, 385c (1991).
- [25] H. K. Lee and J. H. Kim, *Mod. Phys. Lett.* **A5**, 887 (1990).
- [26] Baurhiko Aizawa and Michiro Hirata, *Progress of Theoretical Physics*, **86**, 429 (1991).
- [27] Sachiko Takeuchi and Makoto Oka, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1271 (1991).
- [28] J. Carlson and V. R. Pandharipande, *Phys. Rev.* **D43**, 1652 (1991).
- [29] K. Nishikawa *et al.*, *Nucl. Phys.* **A534**, 573 (1991).
- [30] D. Pal and J. A. McGover, *Nucl. Phys.* **A18**, 595 (1992).
- [31] F. G. Sholtz, B. Schwesinger, and H. B. Geyer, *Nucl. Phys.* **A561**, 542 (1993).
- [32] Eugene Golowich and Thomas Sotirelis, *Phys. Rev.* **D46**, 354 (1992).
- [33] Gilberto L. Thomas, Norberto N. Scocola, and Andreas Wirzba, HEP-PH reprint server number

- 93112246, 1993.
- [34] N. Kodama, M. Oka and T. Hatsuda, Nucl. Phys. **A580**, 445 (1994).
- [35] I. R. Klebanov and K. M. Westerberg, Princeton PUPT-1555, hep-ph/9508279, 1995.
- [36] F. Wang, J. L. Peng, G. H. Wan, L. J. Teng, and T. Goldman, Phys. Rev. **C51**, 3411 (1995).
- [37] D. B. Lichtenberg, Renato Roncaglia and Enrico Predazzi, J. Phys. G:Nucl. Part. Phys. **23**, 865 (1997).
- [38] T. Goldman, K. Maltman, G. J. Stephenson Jr., J. L. Peng, and F. Wang, nucl-th/9803002.
- [39] J. W. Negele, A. Pochinsky and B. Scarlet, SLAC-SPIRES hep-lat/9809077 (1998).
- [40] I. Wetzorke, F. Karsch and E. Lasermann, hep-lat/9909037, (1999).
- [41] I. Wetzorke and F. Karsch, hep-lat/0208029, (2002).
- [42] De Grand, R. L. Jaffe, K. Johnson, and J. Kiskis, Phys. Rev. **D12**, 2060 (1994).
- [43] H. Fjiri *et al.*, Phys. Rev. **B228**, 24 (1989).
- [44] Donoghue *et al.*, Phys. Rev. **D34**, 3434 (1986).
- [45] A. Shor and R. Long, Phys. Rev. **B218**, 100 (1989).
- [46] H. Sorge *et al.*, Phys. Rev. **B243**, 1356 (1989); *ibid.* **B271**, 37 (1991); Z. Phys. **C59**, 85 (1993).
- [47] S. Kahana *et al.*, Phys. Rev. **C47**, 1356 (1993).
- [48] C. B. Dover *et al.*, Phys. Rev. **C40**, 115 (1989).
- [49] A. J. Baltz *et al.*, Phys. Lett. **B325**, 7 (1990).
- [50] F. S. Rotondo, Phys. Rev. **D47**, 3871 (1993).
- [51] B. A. Cole *et al.*, Phys. Rev. **C40**, 115 (1989).
- [52] A. J. Baltz *et al.*, Phys. Lett. **B325**, 7 (1994).
- [53] B. A. Cole and W. A. Zajc, BNL-AGS Research Proposal E910 (1995).
- [54] M. Danysz *et al.*, Nucl. Phys. **49**, 121 (1963).
- [55] D. Prowse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **17**, 782 (1966).
- [56] P. Beilliere *et al.*, Phys. Lett. **39B**, 671 (1972).
- [57] G. Wilquet *et al.*, Phys. Rev. **57B**, 97 (1975).
- [58] H. R. Gustafson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 474 (1976).
- [59] A. S. Carrol *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41**, 777 (1978).
- [60] D. P. Goyal *et al.*, Phys. Rev. **D21**, 607 (1980).
- [61] Agostini *et al.*, CERN EP/82-68.
- [62] G. T. Condo, W. M. Bugg, T. Handler, and H. O. Cohn, Phys. Rev. Lett. **144B**, 27 (1984).
- [63] H. Bawolff *et al.*, Ann Physik Leipzig **43**, 407 (1990).
- [64] B. A. Shahbazian *et al.*, Z. Phys. **C39**, 151 (1988).
- [65] A. N. Alekseev *et al.*, Yad. Fiz. **52**, 1612 (1990).
- [66] S. Aoki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1729 (1990).
- [67] V. V. Barmin *et al.*, in Hadron 91, ed. S. Oneda and D. C. Peaslee, (World Scientific, Singapore, 1991) p. 748.
- [68] S. Aoki *et al.*, Prog. of Theo. Phys. **85**, 1287 (1991).
- [69] S. Aoki *et al.*, Prog. of Theo. Phys. **85**, 951 (1991).
- [70] B. A. Shahbazian *et al.*, Phys. Rev. **B316**, 593 (1993).
- [71] V. Barmin *et al.*, Nucl. Phys. **A558**, 361 (1993).

- [72] R. Longacre *et al.*, Nucl. Phys. **A590**, 472c (1995).  
 [73] J. Belz *et al.*, Phys. Rev. **D53**, R3487 (1996).  
 [74] J. Belz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3277 (1996).  
 [75] J. K. Ahn *et al.*, Phys. Lett. **B378**, 53 (1996).  
 [76] R. W. Stotzer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3646 (1997).  
 [77] K. Yamamoto *et al.*, Phys. Lett. **B478**, 401 (2000).  
 [78] I. Chemakin *et al.*, Nucl. Phys. **A639**, 407c (1998).  
 [79] F. Stance, S. Pepin, and L. Y. Golzman, Phys. (1999).  
 Rev. **D57**, 4393 (1998).  
 [80] P. Khaustove, Nucl. Phys. **A639**, 375c (1998); P. Khaustov *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 027601 (2000).  
 [81] K. Nakazawa, KEK-PS Research Proposal E373 (1995).  
 [82] M. Godbersen, AIP Conference Proceedings **338**, 5<sup>th</sup> Conference on Intersections between Particle and Nuclear Physics, ed. S.J. Seestrom, p.553 (1995).  
 [83] A. Jacholkowski *et al.*, J. Phys. G **25**, 423

## 中原大學物理系徵聘專任教師

- 一、應徵資格：物理系相關科系並具博士學位者。
- 二、需附資料：(一)履歷表；  
 (二)代表性論著影印本；  
 (三)教學及研究計畫書；  
 (四)推薦信三封；  
 (五)其他有助審查之相關資料等。
- 三、擬聘職級：助理教授(含)以上(如對申請職級有選擇者,請於來函中註明)。
- 四、專長及名額：材料物理一名(奈米科技或半導體物理專長者優先)、光電物理一名(有機光電或光學系統專長者優先)
- 意者請將相關資料寄至：(32023)中壢市普忠里普仁22號中原大學物理系邱寬城主任收。
- 聯絡電話：(三)二六五三二 或二六五三二 一。
- 傳 真：(三)二六五三二九九
- 截止日期：中華民國九十二年二月十八日止(以郵戳為憑)。

中原大學物理系

