

核子結構模型簡介

郭榮升
國立高雄師範大學物理系
e-mail: t1953@nknucc.nknu.edu.tw

摘要

本文介紹近代核子物理學家在核子結構基本模型上的研究概況。

一、前言：

原子核物理學應追溯至 Rutherford 著名的散射實驗之後開始，人們便對這種有核的原子模型結構進行一系列的探索與研究。到 1932 Chadwick 發現中子後，原子核的基本組成（質子與中子）問題便已獲得解決，而接下來的是原子核結構的探討。原子核中有多至上百個單獨的質子和中子，被庫侖力和核力拘限在一個直徑大約 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ cm 的範圍內，這一個複雜的多粒子體系，無法以一種簡單的方式來詳細描述其結構。因此，人們期望從核結構和核反應的研究中，可以得到有關核與組成核的粒子間之密切交互作用的重要訊息。近幾十年來，核子物理研究者對於核結構的認知雖還稱不上非常透徹，但從大量的實驗數據分析結果，我們已經可以大致瞭解單一核子如何在原子核中作用，及其如何影響目前所觀察到的核子現象。如何這些特殊核子現象會因不同原子核而改變，以及為何一些特殊核子在核中之相互作用會改變核的特性。而所有用來瞭解核結構的唯象基本理論中，以幾何學為基礎的球殼模型(Shell Model)及以代數學為基礎的集合模型(Collective Model)為最具代表性，他們雖

然簡單但是可以提供我們用來瞭解核結構的基本架構。我們可以將這些模型當成一種已知的基礎，然後在經過一連串的驗證、修正、及精緻化後，便可以做為用來解決每一階段所面對的未知之引導圖。本文將對近代在對核子結構研究中較具代表性的理論，按年代遠近作一概論性的介紹。

二、核結構理論研究：

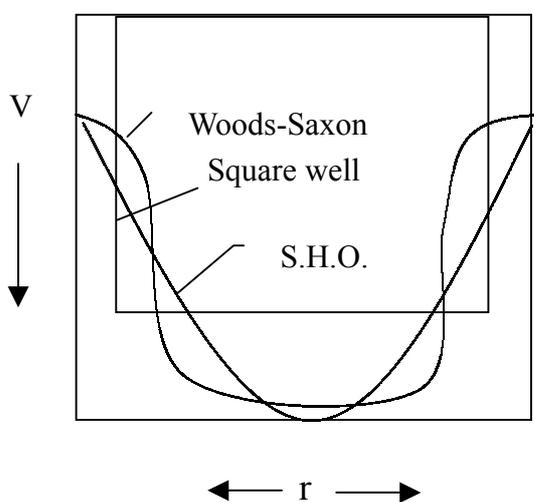
從 1940 年代末期至今，人們對於核結構的瞭解有非常巨大的進展，而其中較具代表性的里程碑可以概述如下：

- (一) 初始的球殼模型(shell model)是把核子視為獨立的粒子，且每一個核子繞一個由其他核子所組成的中心力場運動，類似於原子中之電子繞核運動，其中不同點為眾電子（全同粒子）繞單一由核子所供應的長程庫侖力場運動，而原子核則是由若干質子和中子組成的一個體系，其所繞的中心力場為由此體系中的短程強相互作用力所組成，增加了殼模型的複雜性及計算的困難度。因此研究者們便選取了以唯象的方式來探討何種單粒子位勢(potential)較能解釋實驗觀測到的現象。其中以 Fermi 電荷

分佈為基底，再以 Woods-Saxon 位勢即

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-c)/a'}}, (V_0, c', a' > 0)$$

來描述核內的平均吸引位勢最具代表，但因在此位勢下無法得到其相對應的 Schrodinger 方程之解析解。因此常以有限深球方位阱(square well)及諧振子位勢 (simple harmonic oscillator)等有解析解之近似位勢取代。如圖一所示：



圖一、Woods-Saxon, 有限方位阱、及諧振子位勢

但無論是以無限方位勢、諧振子位勢、或是類似於 Woods-Saxon 的有限方位阱位勢，都僅能正確的描述出前三個實驗觀察到的魔幻數(Magic number)。而當大家一直圍繞著位勢形式來探討此問題時，Mayer & Jensen [1,2]在 1949 年提出具有強自旋軌道耦合的球殼模型，類比於原子中電子自旋軌道耦合的概念，他們假設在中心力場的核子也應感受此一自旋軌道耦合的作用，而一旦加入此作用在吸引力

場時，則將會導致由原來有限深方位阱位勢所產生的之

$j = l + 1/2$ 能階會下移 $lCh^2/4$ 而

$j = l - 1/2$ 能階會上升 $(l + 1)Ch^2/4$

之現象，其中 $C > 0$ 為作用強度參數。而因其兩能階分裂的間距正比於 $(2l + 1)$ ，因此當軌道角動量 l 越大時，其較高總角動量的能態，($j=l+1/2$)，會以較大的幅度下降，甚至於與低一主殼層的各能態靠近，而形成一個新殼層。例如像屬於 $N=4$ 主殼層的 $1g$ 能階 ($l=4$)，其分裂後的 $1g_{9/2}$ 殼層能階 (可容納 10 個核子) 將會下降至靠近原來 $N=3$ 主殼層的諸能階，因而形成 50 這個魔幻數。如此類推，便成功的解釋了當時實驗所觀測到原子核所具有的魔幻數現象(magic number)，也就是說核子數 (質子數或中子數) 在 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.. 等數時具有特別高的束縛能。此一模型說明了儘管核子間具有很強的交互作用力，但每一粒子在球型對稱的位勢 (symmetrical spherical potential) 下仍具有如電子在原子中般之獨立運動的特性 (independent particle)，而此球殼模型便成了往後原子核模型微觀理論的基石。

(二) 上述的球殼模型可說是最基本的核模型，而且在輕核的範圍內它可說是非常的適合，但在其計算的過程中，獨立粒子們的運動僅侷限於單一的總角動量殼層(single j shell)，然而在較重且遠離魔幻數閉殼 (close shell) 的核子體系下，這些價核子 (valence nucleons) 是被允許同時存在幾個

總角動量殼層中。雖然球殼模型也可以計算這種多重 j 殼的核子，但其所需的計算量將會非常的巨大，就算用現在的高速電腦來計算，其所得的結果也不容易去表現出真正的物理。所以在核結構的研發中，尤其在中、重核的範圍，便以非對稱球型核為主的兩種路線為主。其一為以此非對稱球型核的位勢來討論單一粒子的運動情形，另一則注重在非對稱球型下核之宏觀運動(macroscopic motion)現象。也可以說前一方式(稱為變形球殼模型, 或 Nilsson model) 為後者(稱為集合模型, Collective model) 的微觀性微調, 而且兩者的配合對往後的核結構模型有舉足輕重的影響。Bohr & Mottelson [3, 4]於1952年發現原子核的低激發能譜中有極規律性的集體運動現象, 而此現象和當核產生變形時所發生的集體轉動和振動結果非常符合, 於是提出原子核的集合模型(collective model)。集體運動起因於大量的核子之間的相干運動(coherent motion), 而在量子力學的架構下, 集體運動需在具有變形的量子體系中相對於非對稱軸的運動方具意義。如果我們把原子核當成一個液滴, 而此液滴以球諧函數作多極展開(multipole expansion)後, 其單極(monopole)形變所代表的為液滴本身的脹縮, 而由實驗證實原子核的抗壓縮性很強, 所以單極形變對核低激發態貢獻極低。而雙極(dipole)形變, 以幾何形式來看只是質心位置的平移(質子部分和中子部分沿相反方向做相對運動), 並不

涉及核內構造, 所以影響也不大。因此四極(quadrupole)形變即成為影響低激發態的主要成因。我們可以以電四極矩(quadrupole moment)的方式來描述四極形變度, 如考慮電荷(Ze)均勻分佈於軸對稱的橢球上, 則其內稟(intrinsic)電四極矩可表示為;

$$Q_0 = \frac{2Ze}{5}(c^2 - a^2)$$

其中 c 為半長軸(對稱軸), 而 a 半短軸。如再以

$$R(\theta) = R_0(1 + \beta Y_{20}(\theta))$$

來表示橢球表面, 其中 β 為四極形變度, $\beta = 0$ 代表球型, $\beta > 0$ 代表長橢球(prolate)而 $\beta < 0$ 代表扁橢球(oblate)變形。如將上兩式展開及比較後將可得電四極矩的近似式;

$$Q_0 \approx \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZeR_0^2 \beta(1 + 0.158\beta)$$

如以球張量(tensor)形式來表示則為

$$Q_{lm} = \sum_k e_k r_k^l Y_{lm}(\theta_k, \phi_k)$$

其中當 $l = 2$ 時即為四極張量, 因此人們便基於此變形核的形式開始討論核的集體運動現象。當一個球對稱的剛性核繞任一軸轉動時, 其轉動能階為

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I(I + 1)$$

其中 I 為轉動角動量而 J 為轉動慣量(moment of inertia), 而如為一剛性變形核繞垂直於對稱軸(設為 z 軸)之任一軸(y

或 x 軸) 轉動時, 其轉動慣量則變為

$$J \approx \frac{2}{5}MR^2(1 + 0.31\beta)。$$

然而由實驗觀測得知, 當轉動角動量增大時(即轉動增快時), 其轉動慣量也隨著增加, 也就是說核的形狀隨著轉動而改變, 因此 Bohr and Mottelson 把原子核轉動能譜修正為

$$E_I = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2, (B < 0)$$

其第二項可以看成振動對轉動能譜的影響。從古典力學觀點, 當轉速增加時科氏力(Coriolis)使形變增大, 轉動慣量亦增大, 因而 E_I 比 $I(I+1)$ 之規律小。此公式在角動量較小的情況下($I < 0$), 與實驗數據符合得很好, 但當角動量越大時其與實驗值的偏離也就越遠。因此往後的核子結構研究便注重於中、高轉動態上。

- (三) 1958 年 Bohr, Mottelson, and Pines 根據原子核的低激發能譜以及上述兩種模型對於一些實驗結果(尤其在偶偶核與奇偶核之間的差異), 並無法完全解釋, 於是在對原子核內對關連(pairing correlation)之特性, 經過一系列系統性的分析後, 提出原子核內有“超導性”的概念[5], 接著金屬超導理論中的 BCS 方法便被引進到核結構理論中[6,7], 而且得到很大的成功。在實驗資料分析中, 奇偶核低激發能譜可以用球型或變形殼模型的粒子激發來說明, 而偶偶核的低激發能譜中則出現能隙(energy gap)的現象, 而此能隙比殼模型所得的能階間距大很多, 且和超導金屬間的

能譜相似, 表示著核內的核子有所謂的配對關連, 而這個由核子之間存在強短程吸引力, 造成核子間的相干性對關連(coherent pairing correlation), 而展現出原子核的超導性。

- (四) 在前兩節中曾提到的變形殼模型(deformed shell model)或稱為 Nilsson Model, 可說是到目前為止最成功的一種模型, 它對於大部分實驗上所測得的變形核的單粒子能態均可適用, 同時也可作為一個用來連接集合模型中轉動、振動現象及球殼模型之間的微觀基礎。而且只要在此模型的基礎下, 作一些微調、修正、或延伸則將可以作更廣泛的應用。其基本構思為, 當滿殼核時其基態是球型對稱的, 但其激發態則可能具某種穩定形變, 而非滿殼核的基態則具有形變, 但其激發態也可能成球型分佈, 此現象稱為形狀共存(shape coexistence)。而在此情形下, 描述核子單粒子運動的殼模型位勢就應具有形變。而在軸對稱變形下(設 z 軸為對稱軸)其殼模型之位勢(potential)可取為;

$$V = \frac{1}{2}M\omega_{\perp}(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}M\omega_z^2 - C\vec{s} \cdot \vec{l} - D(I^2 - \langle l^2 \rangle)$$

此即為 Nilsson potential [8,9]。其中為便於描述形變, 我們可以定

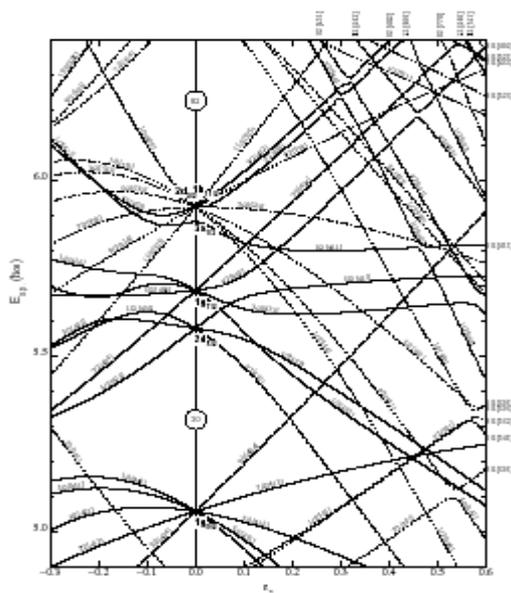
$$\bar{\omega} = \frac{1}{3}(\omega_x + \omega_y + \omega_z) = \frac{1}{3}(2\omega_{\perp} + \omega_z)$$

表示平均值, 而形變度

$$\varepsilon = \frac{\omega_{\perp} - \omega_z}{\bar{\omega}}$$

當 $\varepsilon > 0$ 表示長橢球形變, $\varepsilon < 0$ 代表扁橢球形變, $\varepsilon = 0$ 代表球型。而當一個價核

子(valence nucleon)環繞一個長橢球形變位勢下運動，其能階高低取決於距集體核的遠近，越靠近則能量越低。如以其總角動量 j 投影到對稱軸 z 上的分量值 K 來表示，則越小 K 值則相對應於越靠近赤道軌道，也就是說其能量越低。而每個 K 值間的能量差異，會隨著形變度的增加而加大。圖二為 Nilsson 能階圖，其表現在不同的形變度下，相同 j 值之各投影 K 值有不同的能階，且形變度越大，能量差也越大。



圖二、 Nilsson Diagram for the Z=50-82 regions.

採用適當形變下的 Nilsson 能階，除了對變形核的基態自旋和宇稱給予適當的解釋外，還可以在此為計算的基礎上再加入對力(pairing force)等其他之相互作用因素，便可以對其低內部激發態做出適當的解釋。這也就是 Nilsson Model 經常被使用為其他計算變形核微觀理論的基礎。

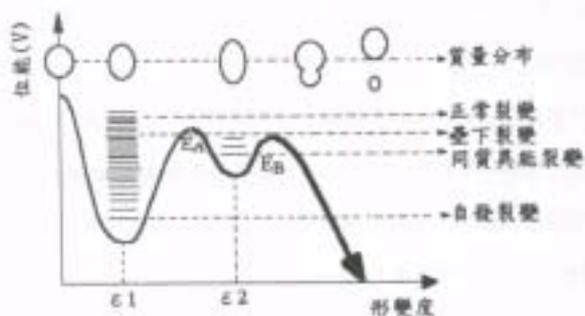
(五)在核子低激發集體運動的研究中，除了上述的集合模型外，Arima and Iachello 在 1970 年代提出了相互作用玻色子模型 (Interacting Boson Approximation Model, IBM)[10,11]，其基本概念為，利用一個有相互作用的 s 和 d 玻色子(boson)之體系來描述原子核的四極集體激發態。因原子核中存有許多奇偶差及超導的特性，而顯現出核子內相同核子有較強的配對特性，這些在滿殼層之外的核子可配對耦合成 $J=0^+$ 的基態(s)和 2^+ 的激發態(d)[12]，因此分析偶偶核能譜時中，便可把這些核子對看成是玻色子，而玻色子與玻色子之間的相互作用即是用來研究核子能譜的哈密頓(Hamiltonian)。從理論方法上來說，IBM 利用玻色子體系中的動力學為對稱的特性，並藉助代數和群論的方法來找出哈密頓的本徵值(能量)及其態的量子數，和 Bohr & Mottelson 利用幾何模型的方式不同。最初的 IBM 模型中，並未區分中子或質子之玻色子，後來在 IBM-2 模型中[13]就把中子和質子之玻色子分別計算，並且包含中子玻色子和質子玻色子之間的交互作用於哈密頓中，也因此更接近觀測到的實際情況。到 1980 年附近，IBM 模型被推廣到奇偶和奇奇核上[14,15] (The Interacting Boson-Fermion Approx. Model, IBFA-1)。在 IBFA-1 模型中，把偶偶核外多餘的單一核子以費米子(fermion)型態加入原來的玻色子體系，然後在哈密頓中加入費米子和玻色子間的交互作用，而此改良模型很成功

的被運用在奇偶核的高自旋激發能譜上的計算 [16,17,18]。

[六] 在 1970 年後，由於實驗技術及探測儀器的精進，因此高自旋態原子核的製備及其性質研究漸漸吸引學者們的注意，而在回彎現象(backbending)發現後[19]，高速旋轉下核性質的變化成了核結構研究的重點。一般來說，原子核的轉動慣量會隨著角動量的增大而變大，而 A. Johnson [19]等人在分析 ^{160}Dy 轉動慣量(J)隨角頻率($\omega(I)$)的變化時發現，在 $I=14$ 的地方出現異常的回彎現象。而此現象形成的微觀機制為，核子內部中兩個結構不同的轉動帶產生了帶交叉(bandcrossing)的情形[20]。其中，所有核子處於配對狀態的基帶(ground band)，因其轉動慣量較小，以至於其能量 $E(I)$ 隨轉動角動量 I 的增大而快速增加，而另一個由高 j 闖入軌道之粒子對所形成的激發帶(excited band)，因受到科氏力(Coriolis)的影響而被拆散，並且沿著集體轉動軸方向順排，而展現很大的轉動慣量，所以其能量 $E(I)$ 隨轉動角動量 I 的增大上升較慢，以致在在回彎處之後激發帶能量反而比基帶能量低，而成為暈帶(Yrast band)。而此回彎現象的發生時間和回彎角度，則取決於科氏力和對力的競爭以及基帶和激發帶相互作用的強度。當科氏力愈大時回彎將提前在小角動量時發生，因此和費米面(Fermi surface)附近的單粒子能階以及分布情形有關。當基帶和激發帶之間的交互作用較弱時，則在帶交叉附近兩個帶才突然交換性質，回彎

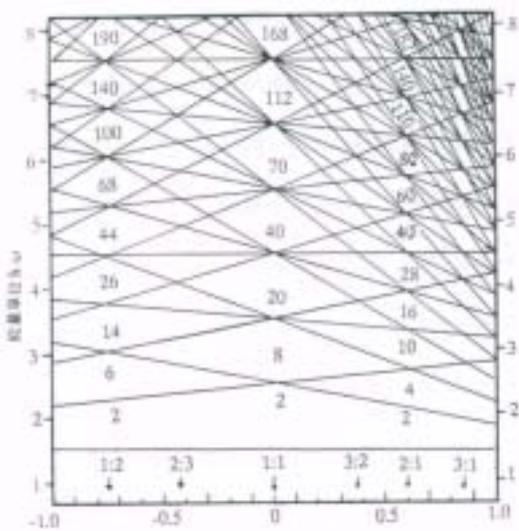
角度非常尖銳，反之則兩個帶在離開較遠時便有微弱的交互作用，因而使得帶交叉為一緩慢的過程，回彎角度很小甚至於很難觀察到。而近期的大量實驗數據顯示，回彎是變形核在高自旋下相當普遍的現象，不只在偶偶核中，在奇偶核中也被觀測到[21]，甚至於有二次回彎現象的產生[22]，而在較輕的變形核中也逐漸的被觀測到[23]。

[七] 近十幾年來，超形變(superdeformed, SD)原子核型態的研究發展非常迅速，漸漸的成為核結構研究的重心。在幾個新型實驗室、如 GAMMASPHERE[24]、EUROGAM[25]、EOROBAL[26]等的大量投入下，超形變核的特性從 $A\sim 190, 150, 130$ 的重核[27,28]到 $A\sim 30$ 的輕核[29]都一一的被觀測。而在超形變唯象理論則大多是以 Nilsson 的變形核位勢為主，加上粒子間之不同作用方式去擬合，而探討出超形變核之構成機制及核子間的交互作用現象[30]。而超形變核存在的原因則可以圖三來說明；當原子核如處於形變



圖三、原子核形變度與位能關係圖

度為(β_1)的位勢時，其為一穩定的形變基態，不需藉助外能即可以自發裂變形式，轉化成另一種核，在此位勢中核子可建立其轉動基態和其他激發能帶。但當原子核因轉動殼效應的影響，形變度會漸增，而當形變度增至某一特定比率時(長短軸比為 2:1 或其他簡單整數比)，可能出現第二位能穩定谷，如在圖中形變度為(β_2)之處，原子核在此也可能發生像自發方式一樣的裂變，也可以建立其轉動基態和其他激發能帶，而此種狀態稱為裂變同質異能態(fission isomeric state)，如以軸對稱的變形諧振子位勢的能階分佈圖(圖四)來看，在長



圖四、軸對稱諧振子勢中單粒子能階與形變關係圖

短軸比為 2:1 的形變度時，出現與球型位勢(長短軸比為 1:1)時相似的大能隙(energy gap)，只是具體的殼結構和魔幻數有不同的分佈，如長短軸比為 2:1 時，在核子數為 2, 4, 10, 16, 28, 40, 60,....等存在有大能隙，而

在 1:1 時大能隙存在核子數為 2, 8, 20, 40, 70.等。當能隙之下的單粒子能階被填滿或接近填滿時，就是一個穩定的原子核，這就是超形變原子核存在的微觀機制。單然、Woods-Saxon 或 Nilsson 等位勢比簡單的諧振子勢更接近實際單粒子位勢，但是其超形變性質依然仍須存在，只是魔幻數的分佈略有不同而已。較早理論上預測在中子數及質子數為 $N, Z \sim 116, 86, 64, 44$ 應有較大能隙的存在[31]，而近年來由於實驗技術的突破，已經一一的被觀測到，其中困難度較高的較輕核範圍， $N \sim 44$ 及 $Z \sim 38-40$ ，亦在最近被證實有較大的能隙的存在[32]，而利用投影殼模型(Projected Shell Model)對 $A \sim 80$ 附近的超形變同位素核的計算結果亦發現有此現象[33]。由於近十年來，超形變核轉動帶的探討成為原子核結構研究的主流之一，而其中以研究運動學轉動慣量($J^{(1)}$)和動力學轉動慣量($J^{(2)}$)隨著角頻率之變化規律為主流，因為轉動慣量的貢獻主要來自填在高 N 闖入軌道 (high N intruder orbital) 的粒子，由轉動慣量的變化，可以推算 SD 核的高 N 組態及粒子間的對立作用之貢獻度 [34]。而近年來主要應用於 SD 研究的理論模型大致上有 Cranked Nilsson Strutinsky、Woods Saxon Strutinsky、Cranked Hartree-Fock、Cranked Fock Bogoliubov、以及 Cranked Relativistic Mean Field model 等，此類以推轉殼模型為主的計算模式，非常成功的被應用在某些特定質量範圍的原子核，而另外一種以量子力學投影方式的計

算模型、投影殼模型(Projected Shell Model,PSM)於 90 年代被提出並成功的運用在研究原子核的高自旋態[35,36], 而近幾年來此 PSM 很成功的被運用在 A~190, 150, 130, 80, 60, 30 等超形變核的研究上[37,38,39,40,41]。在近十年來、超形變原子核的研究,無論在實驗上或唯象理論上已獲得很大的進展,而其中有關核子間的對力對核結構的影響,將是理論學家最感興趣的未來話題之一。

三、結語：

經過大約 70 年的努力,物理學家對於原子核這個複雜的多粒子體系總算有了較具體的認識。而對於原子核的組成份子,核子的結構,以及核子與核子間的交互作用,在各階段理論模型的架構下,無論在微觀的唯象描述或宏觀之下的集體運動描述,均合理的解釋了實驗的觀測。當然,隨著實驗技術的進步,很多以往未曾注意的有趣現象也逐漸的展現出來,而為了更完整的解釋這些現象,則更嚴謹的模型架構也因應而生。且為了能延展模型架構的適用性,更新的實驗技術及更高的實驗精確度,變成了不可或缺的條件。從我們對於原子核的好奇到認識,均是在一連串的交互循環追求下而得到的結晶。雖然近年來中、高能核子物理實驗和理論有了巨大的進展,尤其在高能重離子碰撞的研究中,將為我們帶來更多有趣的訊息,但是要達到像認識原子一般的認識原子核,尚有待大家共同的努力。由於篇幅的關係,沒有機會一一的介紹製備研究原子核的實驗,讀者若有興趣可以參考相關的書籍。本文中的圖部分來自鄭素敏之碩士論文[33]。

參考文獻

- [1] M. G. Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969, 78 (1950);
O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, Phys. Rev. 75 (1949) 1766.
- [2] M. G. Mayer and J. H. D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, (1995, Wiley)
- [3] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26, no14 (1952)
- [4] A. Bohr and B. R. Motteelson, Mat. Fys, Medd. Dan. Vid. Selsk. 27 no. 16, (1953)
- [5] A. Bohr, B. R. Mottelson, and D. Pines, Phys. Rev. 110 (1958) 936.
- [6] S. T. Belyaev, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 31, no 11 (1959)
S. G. Nilsson and O. Prior, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 32, no 16 (1960)
- [7] L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 32 no 12 (1960)
- [8] S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 29, no 16 (1955)
- [9] S. G. Nilsson, et al. Nucl. Phys. A131 (1969) 1.
- [10] A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1069.
- [11] A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. 99 (1976) 253, 111 (1978) 201.
- [12] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello and I. Talmi, Phys. Lett. 76B (1978) 139.
- [13] A. Arima and F. Iachello, Phys. Rev. C16 (1977) 2085.
- [14] F. Iachello and O. Scholten, Phys. Rev. Lett. 43

- (1979) 679.
- [15] Van Isacker, P. J. Jolie, K. Heyde, and A. Frank, Phys. Rev. Lett. 54 (1985), 653.
讀者若要瞭解 IBFA, 可參考 F. Iachello and Van Isacker, The Interacting Boson-Fermion Model, Cambridge University Press (1991).
- [16] S. T. Hsieh and H. C. Chiang, Phys. Rev. C 39, (1989), 1204.
- [17] L. M. Chan, Chinese. J. Phys. 36, (1998), 13.
- [18] R. S Guo and L. M. Chen, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 26 (2000), 1775.
- [19] A. Johnson, H. Ryde, and J. Sztarkier, Phys. Lett. B34, (1971) 605.
- [20] F. S. Stephens and R. S. Simon, Nucl. Phys. A183 (1972) 257.
- [21] E. Crosse, F. S. Stephens and R. H. Diamond, Phys. Rev. Lett. 31 (1974) 840; 32 (1974) 74.
- [22] J. Y. Lee, et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1454.
- [23] H. G. Price, et al. Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1842.
- [24] I. Y. Lee et al., Nucl. Phys. A520 (1990) 641c
- [25] P. J. Nolan et al., Nucl. Phys. A 520 (1990) 657c
- [26] J. Eberth et al., Nucl. Phys. A520 (1990) 669c.
- [27] P. J. Nolan and P. J. Twin, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 38, 533 (1988).
- [28] R. V. F. Janssens and T. L. Khoo, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 41, 321 (1991)
- [29] C. E. Svensson et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2693.
- [30] S. Aberg, Nucl. Phys. A 520 (1990) 35c.
- [31] I. Ragnarson et al., Phys. Rep. 45 (1978) 1.
- [32] C.-H Yu et al., Phys. Rev. C57, 113 (1998).
- [33] 鄭素敏, 高雄師大碩士論文, (2001)
- [34] T. Bengtsson, I. Ragnarsson, and S. Aberg, Phys. Lett. B208 (1988) 39.
- [35] K. Hara and Y. Sun, Nucl. Phys. A529, 445 (1991)
- [36] K. Hara and S. Iwasaki, Nucl. Phys. A537, 77 (1992)
- [37] Y. Sun, J.-y Zhang, M. Guidry, and C. -L Wu, Phys. Rev. Lett. 83, 686, (1999)
- [38] Y. Sun, J.-y Zhang, and M. Guidry, Phys. Rev. Lett. 78, 2321, (1997).
- [39] R. Palit, J. A. Sheikh, Y. Sun, and H. C. Jain, Nucl. Phys. A686, 141, (2001)
- [40] R. S. Guo and L. M. Chen, Chin. J. of Phys. Vol. 40, NO 6. (2002).