

解 説 (II)

安定領域から離れた原子核の研究

(関東学院大学工学部) 小川 建吾

1. まえがき

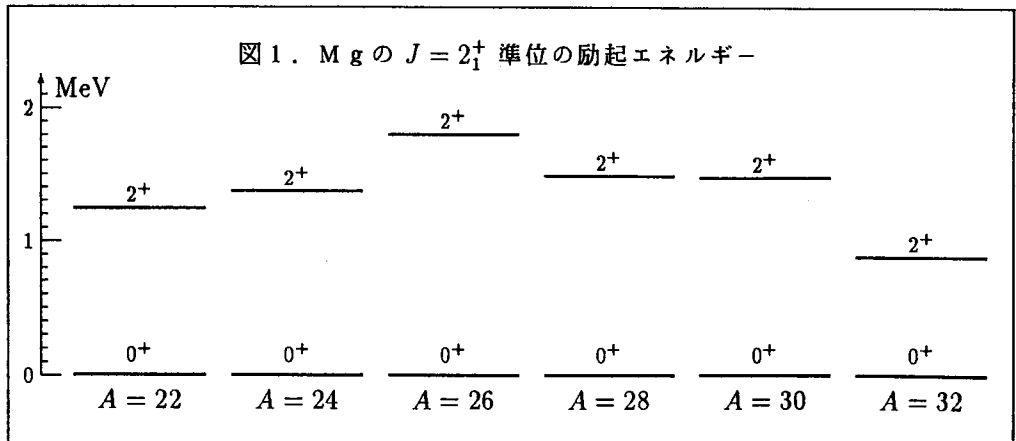
安定曲線から大きく離れた中性子過剰核あるいは陽子過剰核の研究は、最近の測定技術の進歩とあいまって急速に進展した。それらの核のなかには安定領域核には見られない特徴を示すものも多く、原子核に関する新たな知見を得ることができる。本稿ではこれらのうち、軽い中性子過剰核における  $N = 8$  や  $20$  の魔法数の問題、陽子過剰核における Isospin multiplets に関する研究を紹介しよう。

2. 殻構造の変化と魔法数の消滅

(i) 魔法数  $N = 20$  の再検討

原子核殻模型の成立に重要な役割を果たしたのは、二重閉殻核の存在、すなわち魔法数であった。通常  $Z$  または  $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$  がその魔法数として見なされている。これらの数は安定領域核の性質の分析から得られたものであるので、不安定領域を含めた  $N-Z$  平面内でどこでもその“魔法性”を保持しているか否かは検証されるべき事柄である。また逆に、“陽子過剰核や中性子過剰核に新たな魔法数が見い出せないか?” という問いも成立する。このように魔法数の発生、消滅といった問題は、不安定領域まで対象を広げることによって初めて提起される核物理の問題である。

この観点から興味深いのは  $N = 20$  の中性子過剰核の構造である<sup>1)</sup>。まず Mg の even- $N$  アイソトープの第一  $2^+$  準位を図1に示した。



この図は  $N = 20$  である  $^{32}\text{Mg}$  において  $E = 0.89$  (MeV) であることを示している。この値は  $N = 16$  や  $18$  の  $^{28}\text{Mg}$  や  $^{30}\text{Mg}$  での  $E$  の値に比べ著しく小さい。もし  $N = 20$  が  $^{40}\text{Ca}$  や他の安定核が示すように  $sd$ -殻の閉殻を形成しているなら  $^{32}\text{Mg}$  は中性子閉殻核であり、 $J = 2^+$  準位のエネルギーは当然のことながら  $^{28}\text{Mg}$  や  $^{30}\text{Mg}$  の励起エネルギーよりもはるかに高いと予測される。従ってこの予測に反するデータは  $^{32}\text{Mg}$  における  $N = 20$  の非閉殻性を、すなわち  $N = 20$  の魔法性の消失を示しているといえよう。この事実は結合エネルギーにも現れており、閉殻性の重要なチェックとなる、2 中性子の分離エネルギー  $S_{2n}$  のシステムティクスにおいても、中性子過剰核における  $N = 20$  の魔法性の喪失が示される。当然のことながら、安定領域核に対してきわめて有効だった  $(sd)^n$  殻模型<sup>2)</sup> も、これらの核へ単純延長適用は出来ない。そこでなんらかの理由で  $sd$  殻と  $fp$  殻とが接近したと考えざるをえない。

このような観点から、すでにいくつかの殻模型による試みが行われている。例えば Glasgow の Whitehead のグループ<sup>3)</sup> は、 $(sd + f_{7/2})$  配位での計算を行っている。

またより拡大した計算が最近 Poves<sup>4)</sup> らによって行われた。彼らは

$$(sd)^n + (sd)^{n-2}(f_{7/2}p_{3/2})^2$$

配位を仮定し、 $fp$  と  $sd$  殻との一粒子エネルギーを約 1.5 MeV まで接近させることにより、実験で得られた  $^{32}\text{Mg}$  の傾向を再現することが出来た。その結果によれば、基底状態では中性子はもはや閉殻を形成せず励起配位である  $(sd)^{10}(fp)^2$  が 80% 程度をしめて主成分になっており、低い  $J = 2^+$  の励起エネルギーが得られている。この研究ではどのようなメカニズムでエネルギーギャップが小さくなるのかは明らかにされてはおらず、今後の重要な課題として残されているように思えるが、すくなくとも  $sd$  殻と  $fp$  殻がある程度接近すれば、たとえ逆転していなくとも  $fp$  殻成分の強い混ざりが、多分

$$|(sd)^{10}[0^+](fp)^2[0^+]: J = 0^+ > \quad \text{と} \quad |(sd)^{10}[2^+](fp)^2[2^+]: J = 0^+ >$$

との間の強い相関に起因して、起こり得ることを示している。これには陽子-中性子相互作用が重要な役割を果している。さらに得られたスペクトルが回転的であったことは、 $N = 20$  の直線上に新たな変形領域の存在すら示している。新たな変形領域の探索も不安定領域での重要な課題の一つである。しかしながら Poves らの計算結果ではこのような傾向が、さらに中性子過剰になった状況で、必ずしも助長されていないもようである。これは仮定された陽子配位にもよると思われるが、実験的にも今後詳しく調べられるべき課題であろう。

さらに最近大塚・福西らの東大グループも配位空間を広げた殻模型計算を行い、励起エネルギーの再現に成功している<sup>5)</sup>。

(ii)  $^{11}\text{Li}$  の異常核半径と魔法数

最近 LBL で谷畑らによって行われた短寿命核ビームを用いた Li の核半径の測定は、 $^{11}\text{Li}$  の核半径の異常な広がりを示し、大きな問題を提示した<sup>6)</sup>。

従来  $^{16}\text{O}$  などの安定領域核の性質から知れているように  $N = 8$  の中性子系では、 $p$ -殻が閉殻を形成し、充分堅いと見なされていた。しかし今回、異常な核半径の広がりを示す  $^{11}\text{Li}$  のデータから、 $^{11}\text{Li}$  においては 8 個の中性子系は閉殻を形成しているとは考えにくい。なんらかの理由で  $N = 8$  の魔法性が消滅していると考えざるを得ない。これを裏付けるデータとして、すでに  $N = 7$  核のスペクトルが存在している。

$^{13}\text{C}$ - $^{12}\text{B}$ - $^{11}\text{Be}$  を比較してみると (図 2),  $^{13}\text{C}$  では  $J = 1/2^-$  が基底状態であるが、同じ  $N = 7$  の  $^{11}\text{Be}$  では  $J = 1/2^+$  が基底状態となり、 $J = 1/2^-$  は励起状態となってしまう。これを単純に解釈すれば、陽子数  $Z$  が減少するにともない、 $2s_{1/2}$ -軌道が  $1p_{1/2}$ -軌道とエネルギー的にほとんど縮退ないし、より低い状態にあることを意味している。実際 Talmi らはこの 3 つの核が、 $(p_{3/2})^{Z-2} \times (s_{1/2}, p_{1/2})^1$  配位模型で矛盾なく説明できることを示していた<sup>7)</sup>。

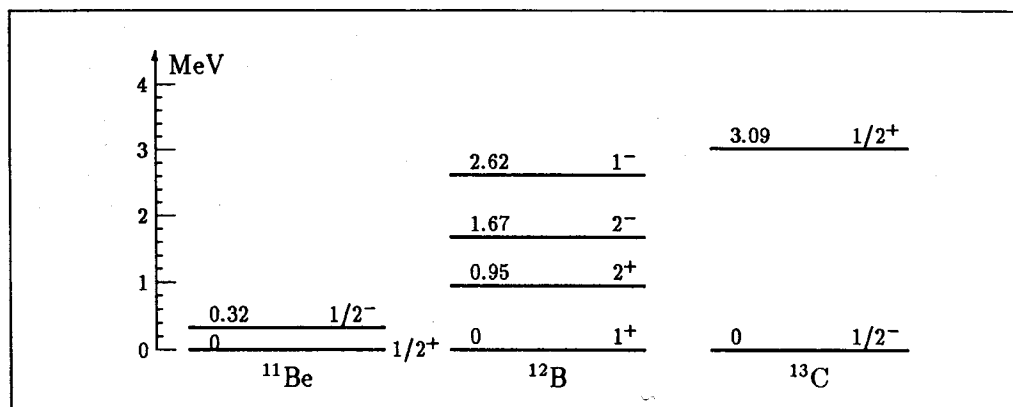


図 2.  $N = 7$  核のスペクトル

このことから安定領域ではっきり示されていた  $p$ - と  $sd$ -殻との間のエネルギーギャップは、中性子過剰になることにより消滅し、もはや  $N = 8$  は、その魔法数としての意味を失ってしまっている。

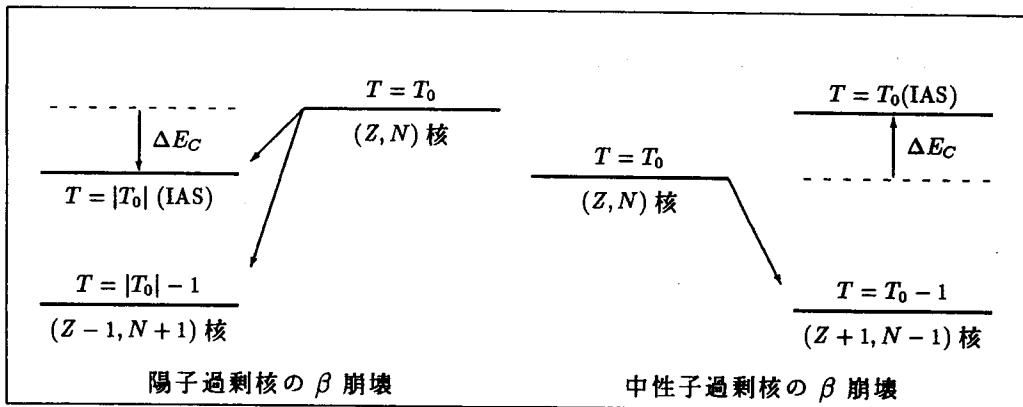
したがって  $^{11}\text{Li}$  の解釈に当たってもこの事実をその背景として考慮して置くことが重要である。

このように我々が知っている魔法数は、あくまで安定曲線領域での性質で、これから大きく離れた領域では、魔法性が必ずしも保持されていないことがある点に注意しなくてはならない。  $N = 8$  や  $N = 20$  の問題とは逆に、  $Z = 64$  の閉殻性が  $^{146}\text{Gd}$  などの陽子過剰核の性質から指摘されている<sup>8)</sup>。

### 3. 陽子過剰核と Isospin multiplets

$^{11}\text{Li}$  に代表される中性子過剰核と較べて陽子過剰核の研究はいくつかの異なる特徴をもっている。その一つが isospin multiplets の研究である。

下の略図に示すようにある陽子過剰核  $(Z, N)$  が  $(Z-1, N+1)$  核に崩壊するとき始状態と isobaric analogous な状態への  $\beta^+$  崩壊がエネルギー的に可能になる（厳密にいえば Coulomb displacement energy  $\Delta E_c > M_n - M_p$  のとき）。



図が示すように、このような isobaric state への崩壊は、中性子過剰核では娘核においてクーロンエネルギーが増大するため、期待できない。実際、sd-殻核などにおいて  $Z > N$  すなわち  $T_Z < 0$  の陽子過剰核が生成されることにより  $T = |T_Z|$  の Isospin multiplet が多く完成している。例えば  $T = 2$  の multiplet として

$$T_Z = \begin{matrix} & {}^{36}_{20}\text{Ca}_{16} & {}^{36}_{19}\text{K}_{17}^* & {}^{36}_{18}\text{Ar}_{18}^* & {}^{36}_{17}\text{Cl}_{19}^* & {}^{36}_{16}\text{S}_{20} \\ & -2 & -1 & 0 & 1 & 2 \end{matrix}$$

の  $J = 0^+$  状態などが見いだされている。これにより  $M(T, T_Z)$  に対する質量公式のチェックが行える。例えば、Isobaric Multiplet Mass Equation [IMME] とよばれる質量公式、

$$M(A, T, T_Z) = a(A, T) + b(A, T)T_Z + c(A, T)T_Z^2 \quad (1)$$

でどの程度合わすことができるかは興味深い問題である。もしクーロン力の高次効果があった場合は、IMME に  $T_Z$  の高次項を付加した

$$M(T_Z) = a + bT_Z + cT_Z^2 + dT_Z^3 + eT_Z^4 \quad (2)$$

で合わすことが必要となる。実際いくつかの試みが行われており、 $d$ -項、 $e$ -項の効果は  $T = 3/2$  の quartets (15 個見つかった)、 $T = 2$  の quintets (9 個見つかった) を対象に調べられている<sup>9)</sup>。それを通して核内でのクーロン力の 2 次効果に関する情報が得られる。

不安定核に対する質量公式には、液滴模型、殻模型、Hartree-Fock 模型などにもとづく種々の公式があるが、陽子過剰核に対しては殻模型を基礎とした mass relation が使われることが多い<sup>10)</sup>。具体的には charge - symmetric Kelson - Garvey mass relation とよばれる公式で、例えば  $T_Z = -2$  の  $^{36}\text{Ca}$  の質量を、それと荷電対称な  $T_Z = 2$  の  $^{36}\text{S}$  の質量から導き出すものである。一般に  $(A, T_Z = -T)$  核と  $(A, T_Z = T)$  核の質量差

$$\Delta E = M(A, T_Z = -T) - M(A, T_Z = T)$$

を次の式で予測する。

$$\Delta E = \Delta E_c - 2T \times (M_n - M_H) \quad (3)$$

$$\simeq \sum_{A'=A-(2T-1)}^{A+(2T-1)} M(A', T_Z = -\frac{1}{2}) - M(A', T_Z = \frac{1}{2}) \quad (4)$$

この関係式により、おおよそ 100 keV の精度で陽子過剰核の質量が予言できると考えられている<sup>11)</sup>。

さらに Gamow-Teller Resonance 状態が IAS の近くに出現すると考えられることから、不安定性の増した陽子過剰核では GTR 領域への  $\beta^+$  崩壊が研究対象になる。ここでよく知られた  $\beta^-$  崩壊における quenching の問題がある。この quenching の問題は低い励起状態への  $\beta$  崩壊にその端を發し、その後 (p,n) 反応による GTR の励起実験により新たな局面を迎えた。陽子過剰核の崩壊は GTR を含めた高い励起状態へ起り、しかも  $\beta$ -delayed proton の観測により各励起状態への遷移確率が実験的に定められる可能性があるところから、新たな注目をあびている。

あとがき

以上、非常に簡単であるが軽い不安定核に関する2・3の話題にふれてみた。本稿では紙面の都合で割愛したが、このほか陽子過剰核のもつ重要な性質として、 $\beta$ -delayed proton emission や proton radio activity などがある。陽子過剰核は陽子数：中性子数はせいぜい1:1と、中性子過剰核のようにエキゾチックではないが、中性子過剰核には見られないこのような独特の現象がある。多くの実験が国内外で活発に行われており興味深いデータを提供している。

(なおこの原稿は、1990年5月29日にシグマ研究委員会 ENSDF グループ会合で行った講演の前半部分を、編集委員会の要望でまとめたものです。)

#### 参考文献

- 1) D. Guillemaud-Mueller et al., Nucl. Phys. A426 (1984) 37
- 2) For example, B. A. Brown, Proceedings of the International Nuclear Physics Conference(Harrogate,1987)
- 3) M. H. Storm, A. Watt and R. R. Whitehead, J. Phys. G9(1983) L165
- 4) A. Poves et al., Phys. Letters B184(1987) 4
- 5) N. Fukunishi and T. Ohtsuka, private communication
- 6) I. Tanihata, Treatise on Heavy-Ion Science vol 8(Plenum,1989) 443
- 7) I. Talmi and I. Unna, Phys. Rev. Letters 9 (1960) 469
- 8) P. Kleinheins et al., Phys. Rev. Letters 48(1982) 1457
- 9) M. S. Antony; Atomic data and Nuclear Data Table 34 (1986) 279
- 10) J. Jänecke and E. Comoy, Nucl. Phys. A436 (1985) 108
- 11) J. Äystö and J. Cerny, Treatise on Heavy-Ion Science vol 8 (Plenum,1989)207