

# 原子核のモデルと表象の多様性

佐 藤 均

Recherche sur la variété et l'expression des modèles  
des noyaux atomiques

(1989 ans : Bicentenaire de la R. F.)

par Hitoshi Satoh

(Wie sehen doch die Atomkerne aus?)

## はじめに

万物は幾何学に帰する (プラトン)

本年はウランがドイツの化学者クラプロート (M. H. Klaproth) により発見されて200年にも  
も当り又原子核が有限多体系で核子から構成されているアンサンブルであるとの認識が確立さ  
れて早や50年以上になるがその今日的意義は少しも薄れてはいない。そればかりか原子核が極  
度に基本的な性質を有する為そのもたらす理論的実用的効用は多大なものがある。物質階層の  
原理の考えから原子核も一つの中心的階層に属しそこでも対称性、不変性の原理が成立してい  
ると考えられる。それと同時にこれ程小さなサイズにも拘わらず多くの種類の力、相互作用に  
かかわっており、又 $\beta$ 崩壊との関連で例えばニュートリノ質量の決定とか時間反転対称性<sup>註6)</sup>がど  
の程度破れているかといったきわめて基本的な問題に対する無二の実験所を原子核と放射化学  
は提供しつづけてきた。その応用は無数にある。(\*ごく最近13.4eVの値が報告された)

更にモデルが無数に提示されて来た様にその Black box 性は極度に強くそれだけに仲々手  
に負えない対象でもあり続けて来た。原子核には「集団と個」といった一見相反する性質が共  
存している様に思われる。この事は所謂統一モデルに於いて何故殻モデルと液滴モデルが融合  
し得るかといった大変むつかしく興味深い疑問を我々に投げかけるのである。更に散乱問題で

の核の光学モデルの妥当範囲がどの位広いかも関心の持たれるものであろう。一番不幸なことは強い相互作用の完成された理論が存在しないここではないだろうか。この事はハドロンレベルをこえてクォーク・グルオンレベルでの核力の議論へ進むことを許容するのだろうか。更に一体超短寿命の核種も含めていくつの核種（現在では5000種以上の存在が予想されている様ではある）が存在し得るのだろうか又その指針はあるのだろうか。又いわゆる巨大な核物質ほどの程度原子核のモデルとなり得るのか。中性子星ハイペロン星は現存する唯一の核物質的天体と見なされている縮退星であろう。核力はごく中心付近を除けばいわゆる OPEP ( $\pi$ 中間子の交換) と見なされるにもかかわらず不思議な程密度が半径に対し一様でありこれは例えば  $C \rightarrow Cu \rightarrow In \rightarrow Au$  のそれぞれの核において一般に  $A$  が高い程密度の一様性は著しくなる様に見える。核の中心には構造的芯があると考えられるが例えば核子散乱実験でそのエネルギーが核子当たり何故  $1 \text{ GeV}$  では芯がみとめられるのに  $10 \text{ GeV}$  では斥力芯が溶けてなくなる様つまりエネルギーが高まると「透明」になる事実も興味深く教訓的であろう。現代宇宙論は又何時原子核が誕生したかも明解に教えてくれる。強い相互作用でどの程度時間反転対称性が維持されているかも結局原子核研究が答えてくれるであろう。又核力が本質的に交換力である事は50年代のアメリカで高エネルギーの中性子の核子による散乱実験でも確証されたのだった。最近重イオン加速器タンデムにより  $Si$  イオンを  $Ni$  や  $Fe$  に衝突させて  $^{83}Nb$ ,  $^{85}Nb$ ,  $^{79}Y$  といった新しい核種が日本で発見されている。(九大理学部)

一方 shell モデルの平均場の近似は約70%程度で正しいことが最近判明した。data は70%の一核子軌道占有確率を与えれば最も合理的に説明されるのだという。不確実性原理から70%の核子滞在時間だけ正しいのであろう。この事は多分励起準粒子の有効質量が核子のその7割位である事と関係があるのだろうか。ごく最近  $\beta$  崩壊いで荷電空間のパリティ ( $G$ パリティ) が保存されることが実験的に阪大で確認された。

## 対称性の原理と保存則 (原子核での)

### 1. 弱い相互作用、 $\beta$ 崩壊の問題点

古くから  $\beta$  崩壊の理論は弱い相互作用との関連で大変手強い対象と考えられている。しかもこのケース程基本的な物理学的原理の理解に対して大きな貢献をもたらした自然現象もめずらしいのではないだろうか。加速器や原子炉中で作られるアイソトープの放射性崩壊の際に陽電子も得られることが判った。

明らかに  $\beta$  崩壊は通常の電子  $e^-$  から又その反粒子  $e^+$  から成り立ってなくてはならない。

原子核がいずれの型の崩壊を選ぶかは、不安定な元の核と様々な考え得る多少とも安定な娘核との間のエネルギー状況に依存する。 $\beta$  崩壊は核がより安定な配列へ遷移するように働

き、或る種の例外のケースでは競合的崩壊プロセスとして事実通常の  $e^-$  放射も  $e^+$  放射も共に起こるのである。電子や陽電子が原子核のなかにフリーな粒子として存在するかもしれないという考えは Heisenberg の不確定性原理の考えと一致しないことを我々は知っている。これら電子は核の中にあってはならない。ニュートリノも同様である。

この事ははじめのうちは大きなつまづきであったが中性子の発見やとりわけ放射性崩壊の発見はこの間に回答を与えた。つまりこれらの電子は崩壊前には核の中に存ってはならない。電子はそれ自身この崩壊の瞬間に中性子が陽子へ変わる事によって創られることは疑えない。それと逆に陽電子は陽子が中性子へ変わる時に創られる。これもまた勿論その崩壊の際に起る。これによって一応この問題は解決された。ところが又別の問題があった。 $\beta^-$ 崩壊の研究においてこのスペクトルが完全に連続的な可視光線のスペクトルと著しい対比を示すものである。可視光線の場合は各元素に特異的なスペクトル線から成るし又 $\alpha$ -線や $\gamma$ -線においても不連続なスペクトルを示すのがわかった。これらは光やX-線と同様不連続な特異的なスペクトル線を示す。元素に対して特異的という意味では勿論ないが、その中から放射される原子核にたいして特異的なのである。すでに述べた様に $\beta^-$ 線のスペクトルは連続的である。すべての $\beta^-$ スペクトルは一つの上限つまり最高値のエネルギーによって特徴づけられる。いかなる電子もこの上限に対応するよりもより高いエネルギーでは原子核を離脱できない。そして更にこのマキシマルなエネルギーは正に放射性 $\beta^-$ 崩壊の際にフリーになったエネルギーに正確に対応する。このマキシマルなエネルギーはつまり質量欠損に対し  $E=mc^2$  の関係式により、母核と娘核の間の質量差に相当するエネルギー尺度に対応している。この事は勿論すばらしいことであったが、しかしこのエネルギー収支は明らかに最高エネルギーをもつ原子核から放出される電子にたいしてのみ妥当する。大半の電子はより低いエネルギーで放出され恐らくほぼ最高エネルギーの半分に相当するであろう。ごく一部の電子は事実上ゼロに等しいエネルギーで放出される。結局最高エネルギーより低いエネルギーでもって放出されるすべての電子に対してこのエネルギー収支はあてはまらない。 $\beta^-$ 崩壊の際電子により放出されないエネルギーはエネルギー過剰になるがこのエネルギーは何処へ行ったのだろうか。この場合はアインシュタインの関係式は妥当しないのか。エネルギー保存則はどうなるのか。 $\beta^-$ 崩壊は一種の可逆的な永久機関なのだろうか。更に $\beta^-$ 崩壊は角運動量保存則というもう一つの物理学の主要原理とも合致しない様に思われる。この法則は何を意味するのだろうか。空間の左右対称性の破れの発見程センセーショナルなものはなかったであろう。これは時空が決して単純な先験的なものでないことを我々に悟らしめたのであった。 $\beta^-$ 崩壊に伴う原子核のスピン、アイソスピン振動モードすら見出されている。これは巨大共鳴と似ている。他方一連の同重核種郡例えば  $A=105$  には  $^{105}\text{Tc} \rightarrow ^{105}\text{Ru} \rightarrow ^{105}\text{Rh} \rightarrow ^{105}\text{Pd}$  へと  $\beta^-$ 崩壊で安定化へと進み他方  $^{105}\text{Cd}$  は  $^{105}\text{Ag}$  へと  $\beta^+$ 崩壊をし  $^{105}\text{A}$  は K捕かくにより先刻の  $^{105}\text{Pd}$  へと安定化していくであろう。横軸に Z を縦軸に  $m^a - m^a$ 。(MeV) をとれば  $^{105}\text{Pd}$  の所にエネルギーの谷が形成される。更に

$\beta$ 崩壊には Fermi 型と Gamov 型の区別があるという事実は原子核モデルの究明にも大いに役立つ筈である。ニュートリ、問題と弱い相互作用は文献 1), 2) 中でも扱った。原子核も素粒子におとらず不変性, ゲージ対称性の概念の担体であろう。

図 1

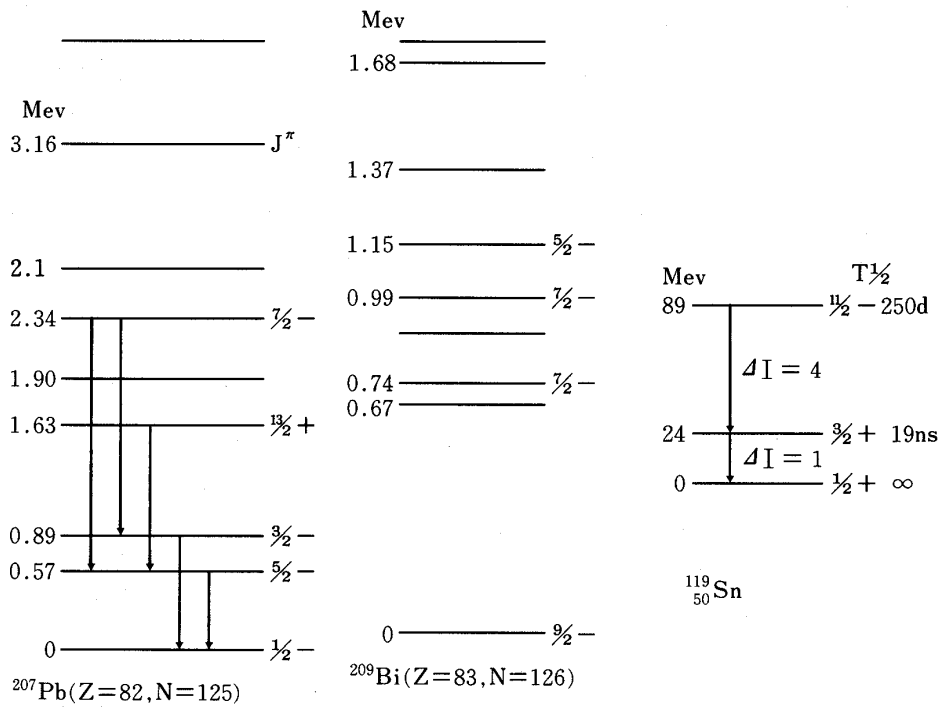
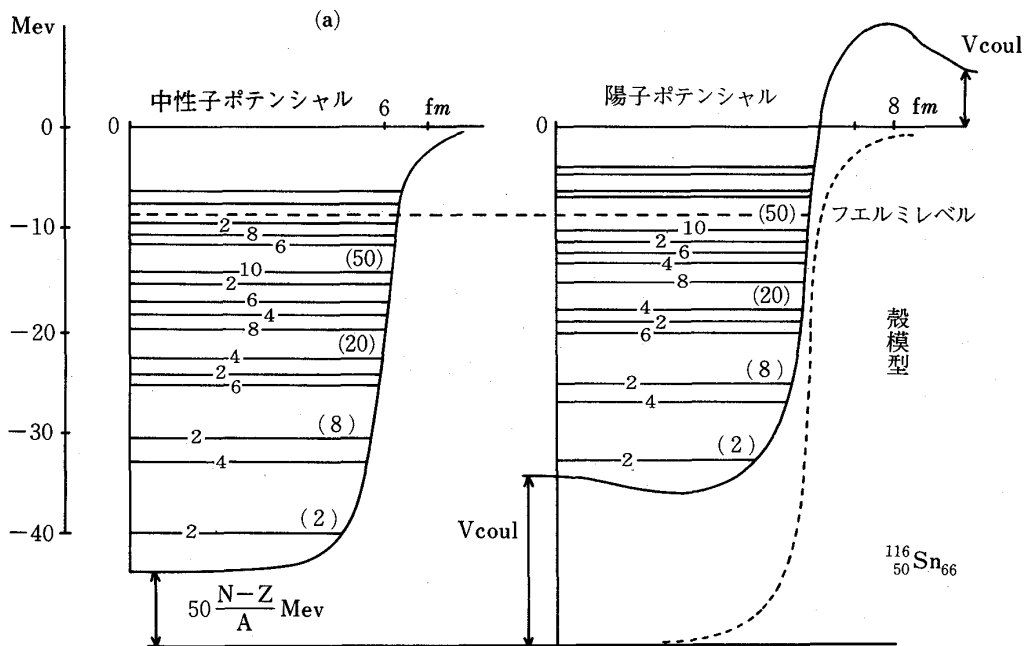
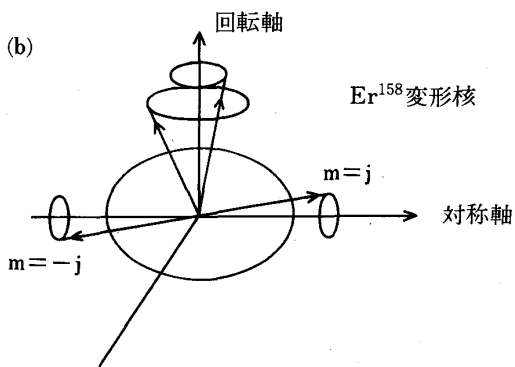


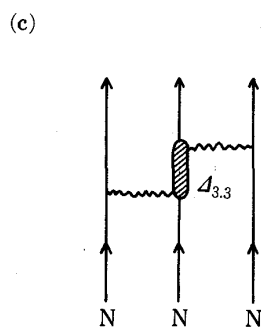
図 2



球形の平衡形窓の典型例  $^{116}\text{Sn}$  ( $Z=55, N=66$ ) における  $n$  と  $p$  がつくる平均ポテンシャル曲線を示す。可能な運動状態をあらわす量子数  $j = 1 + s$  は各エネルギーレベルでの数を決める。 $50(N-Z)/A$  はパウリー原理の一つの効果を示す。右の  $n$  でのエネルギーレベルは 11 段で  $1s < 1p^{3/2} < 1p^{1/2} < 1d^{5/2} < 2s < 1d^{3/2} < 1f^{7/2} < 2p^{3/2} < 1f^{5/2} < 2p^{1/2} < 1g^{9/2}$  に相当する。(11)



桐子対の離対とコリオリ力による  
回転整列のベクトルモデル(8-d)



三体力の例<sup>(5)</sup>  
Nは核子  
 $\Delta$  (1236 Mev)

## 本 論

かつて J. C. Maxwell や Lord Kelvin は或る物理的対象が理解出来るかどうかはその力学的モデルが構成できるか否かにかかっていると述べた。一般にモデルは理論の前段階とも見られ又理論が完成したあかつきにはちょうど建造物の足場の様に取りこわされるのである。従って或る物理的対象に対しそれはしばしば Black box 的な性格の対象物に対しモデルを色々考案する作業は疑いもなく真理探究の為の具体的な手だてと見られて来た。光や電子等の「素粒子」に対し波動とか粒子のイメージを与えるのはすでにレッキとしたモデルであった。原子に対しては1925年以降は力学的乃至は幾何学的モデルのイメージを与えることがきわめて不適當であることが認識されるに致った。つまりオービタル波動関数 $\Psi$ を介して数学的にのみ原子を再現し解釈できることがすなわち後期量子論的モデルのみが原子に対して許容されるものである事がはっきりしたのである。

古典的なオービットが廢立され代ってオービタル波動関数が登上し同時に因果律に変更が生じた事はよく知られる所であろう。それでは原子核に対してはどうか。原子核の概念は1932年にW. ハイゼンベルクにより歴史に登上したがこれはプロの研究者にとっても明らかに最も手に負えないとつきにくいものの一つであるに違いない、というのは原子にもまして Black box 性が強いからである。原子核が核子のアンサンブルであることは疑念の余地はないのだがその核力を媒介する中間子が基底状態でも仮想的のみならず少量は顕在的にも存在するかどうかについては興味のある所であり更に $\pi$ 中間子以外にももっと重い数種のベクトル中間子が働いているのかも又しかりであろう。原子核の中心附近の強力な斥力芯の存在や何故に核があれ程迄に密度が一様であるかの説明は $\pi$ 中間子だけでは説明が困難であるに違いない。強い斥力芯の存在は核力が100%引力的であるのではないとの見解をもたらすだろう。核子や中間子は勿論ハドロンレベルの概念だがこれらをクォーク-グルオンレベルで核力を再解釈できるかどうかそして斥力芯もクォークの効果で解釈し直せるのかも興味があろう。それによるとグルオンのきわめてわずかな浸出効果と解釈される様である。特に現代物理学では万物を粒子の場と相互作用つまり力から成ると主張しており周知の通り四種の相互作用しかなくその内原子核は強、弱、電磁相互作用に密接に関係し又いわゆる巨大「核物質」これは仮想的なものに過ぎないが中性子星（その主成分の95%以上は中性子からなる極度に縮退した星で1932年にソ連の L. D. Landau, 1938年には米国の R. Oppenheimer により 予言されて居たが今日パルサーとして実在が確認されている）やハイペロン星では重力つまり一般相対性理論の対象にもなりすなわち全部の相互作用とかかわりを持つと云う点でもきわめて意義深いものである。従って若し我々が望むなら原子核は物質層階の考えではその中心的立場を占めさせる事も可能であろう。ついでにいえば仮想的巨大「核物質」それ自体がすでに原子核に対しモデルの

一つになり得る。そこでは準粒子（素励起）の概念もはぐくまれ又原子核での最大運動量および核子の最高速度が見積られ、Landau によれば光速の  $1/4$  の理論値<sup>7)</sup>が求められた。故に本質的には原子核が非相対論的波動力学でまがりなりにも近似表現出来ることが判明したのである。原子にしる原子核にしるその内部構造は様々な粒子の Scattering 散乱実験によってのみ解明されこれは1911年頃の Rutherford の散乱実験以来その考え方は不変である。尤も技術面ではここ数十年で検出器の精度等当時とは比べものにならない程の進歩をとげたのは当然である。従って弾性散乱も非弾性散乱も両者含めてこの現象を解析的に記述され得る複素ポテンシャルを用いた光学モデルなるものは最も成功した原子核のモデルである事が判りその結果ごくわずかな例外を除いて原子核が黒色球ではなく半透明の球体として促えられるに致ったのである。これは光や電磁波の反射、回折を首尾よく記述するモデルであった。だから光学モデルは展型的な「運力学的モデル」であるといえる。しかし一方30年代の終り頃遅速中性子による<sup>ウラン</sup>U の fission 問題が当時の科学者に最大の関心呼びおこした為であろうが N. Bohr や Frenkel 等は核の液滴モデルを早くに提示し又 Heisenberg の高弟たる C.F. von Weizsäcker は液滴モデルに立脚した名高い彼の名で呼ばれる質量公式を案出したがこれは相当定量性の良い又実用性の高い式であった。しかし現在では原子核を単なる帯電液滴とする考えは決して本質的類似ではなくむしろ見掛けの類似に過ぎないことが判って来た。しかし Bohr のするどい直観つまり原子核の分裂直前にクーロン反発力で液滴が強く変形するとの示唆は今日でも大いに評価される。というのは最近しきりに回転する変形核や超変形核（例えば  $^{152}\text{Dy}$  等）が話題にのぼっているからである。確かに多くの場合原子核は真球そのものではなさそうである。変形度と関係深い電気4重極モーメントが多くの場合ゼロとは異なるからである。しかしこの問題は後まわしにしよう。更に液滴の蒸発モデルはある種の核反応を統計的に上手に記述する。

クラシカルではあるが原子核の統計モデルもあらわれた。これは核が統計熱力学的にマクスウエル分布によって状態密度が記述できる為に古典的モデルとあって良いだろう。そこでは波動関数の形を知る必要がないからである。そこでは一見意外だが重い原子核の温度  $T$  更にはエントロピー  $S$  が定義できる。統計モデルはしかし実用性が高く現実的である。

さて先刻の液滴モデルは核の集団性を強調したもので集団モデル、強相関のモデルに属するといえる。これに著しく対立するものとしてやや遅れて shell (殻) モデルがドイツを中心にして登場したが今から見れば意外にも学会にすぐには受け入れられなかった。現在では量子論的観点からして殻モデルは最も成功したものであることが認識されてるにも拘わらずである。一口に殻モデルといっても今では無論色々な変種がありその中にはスウェーデンの S.G. ニルソンの変形ポテンシャルと回転効果<sup>5)</sup>を入れた一粒子モデル等が名高い。殻モデルは故は独立モデル或いは弱相関（核子間の）モデルに属するといえる。

尚後述される様に中程度の核子間相関モデルとしては重陽子やとりわけヘリウムのクラスターモデルをあげなくてはならないだろう。

特に偶偶核で $\beta$ 崩壊安定な多くの原子核ではいわゆる「ヘリウム周期性」が実際みとめられるからである。又核のスペクトルを理論的に算出するのに C.C.M. つまり結合クラスター法が優れた近似法であることも認識される様になったことを附言しよう。

尚ヘリウム周期性は軽核で目立ち重核では次第に目だたなくなることからクラスターは多分核の表面部に有勢であることが示唆されよう。軽核のはじめの部分は  ${}^4\text{He}(2p2n)$  を順に加えて行けばよいが、中重核以降は時と  ${}^6\text{He}(2p4n)$  場合によっては  $n$  を余分に加えて行かないと He 周期性は再現できない所から者えるとクラスターモデルは魅力的ではあるが多少問題なしとしない。

しかし量子力学の創始者等が重陽子や He 核を精力的に研究したのには大いに意義がありそれにより核力がスピンとアイソスピンの両方に依存するものであることを認識させたからでありそこが原子価力やクーロン力と大いに異なる所でもある。さて今日 80年代迄には無数の核 data が蓄積されたお蔭で系統的なまとめが出来る様になった。それ等はほぼ以下の如くまとめられるであろう。

- I a) 密度  $\rho$  はすべての核でほぼ同じ  $\rho = 0.18/\text{fm}^3$  である。比結合エネルギー  $B/A$  は 7~8 MeV 位だが軽核ではその数分の一位である、b) 核子一ケ当りの分離エネルギーも 15.5 MeV 位でほぼ一定である。核力の飽和性とも関係する。軽核でも He は 7 MeV 位。
- II 偶数ケの陽子及び偶数ケの中性を有するすべての核は基底状態では全角運動量  $J = 0$ 、でありその様な偶々核は同一の質量数  $A$  をもつ奇々核よりも系統的に大きな結合エネルギーを有するのみならず存在頻度が高い。(地球科学的及び宇宙論的分布頻度)
- III 安定核種の存在頻度は  $Z$  と  $N$  の特定の値に対して著しく大きい。その様な数は核種地図と比べてわかる様に 20、28、50、82 等である (magic number) の一般式:  $\frac{1}{3}m(m+5)^2$  がかなりよく合う)
- IV いわゆる Weizsäcker の質量公式から予測される核の質量の理論値と実測値とを比較するとその差は小さいけれども系統的な偏差は明らかにみとめられる。この事は原子物理学でのイオン化エネルギーの変動とよく似た傾向のあることに気付かしめる。一方液滴モデルからは予言されない様な一つの効果は 28、50、82、126 の数で出現する。これは形状が真球に近い様な安定核種の存在と関係がある。
- V 第一励起状態に対する励起エネルギーも同様な系統的特徴を示す。偶々核に対しては中性子数  $N$  の変動は一つの曲線を示している (山と谷が交互に生ずる)。その他にも  $N$  が 90 と 120 の間にある偶々核はとりわけ容易に励起されわずか 100 KeV でも十分である。そのカーブのピークが magic number を示している。
- VI 範囲にして  $90 \leq N \leq 120$ , すなわち  $55 \leq Z \leq 75$  を有する上述の偶々核、及び  $N > 130$ ,  $Z \geq 90$  を有する核種 (普通これらは rare earth 族だが) 他の二つの特性をも示す。つまり電気 4 重極能率  $Q$  と磁気能率  $\mu$  である。それらの電気 4 重極能率  $Q$  は球形の平衡形態では



なく伸張回転楕円体か又はその逆に扁平回転楕円体形であることを示唆する。一般に上述の  $Q$  値の実測値は理論値よりはるかに大きい。更にそれらの最低励起状態はスペクトル線上で高い規則性を示す。スピン角運動量  $I$  が  $I = 0, 2, 4, 6 \dots 20$  迄の序列が偶々核でしばしば観測された。 $A \approx 155 \sim 190$  の系列では例えば  $^{180}\text{Hf}$  核がきれいな規則性を示した。他方磁気能率  $\mu$  は原子核研究では最も精度の高い信頼性のある data を出すことで知られている, いわゆる Schmidt 線の存在は思いがけず多くの知識を提供した。

又核種チャートの或る特定の範囲において異常に高いスピン  $I$  の値をもつ長い寿命の核異性体の状態が存在する。(yrast 分光学、beam in  $\gamma$  線分光学は特にストックホルムで研究されて来た)。尚二重魔法数の核種が今迄五つ知られておりこれらは  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  である。これらは殆んど変形を受けてないと考えられる。

さて、いわゆる液滴モデル(集団性)では今述べた II, III, IV, V, VI の諸性質を首尾良く説明できないであろう。このモデルに依ればこれらのすべての性質は質量数  $A$  の増加と共に連続的に変化してもよい筈だが、現実にはそうなっていない。ここに特に殻モデル(一粒子エネルギーギャップを強調)の必然性が生じるのである。液滴モデルは殻モデルとするとく対立し矛盾的であると長い間考えられたが(Niels Bohr の四男の) Aage Bohr 等はその両者を融合調和せしめた統一モデル註8)を創造したがこれは数学的に至難であり最もわかりにくいモデルの一つである。それにより彼は液滴モデルの元来持っていた定量性の悪さを改善したのである。それにも拘わらず今の所完全な原子核の理論モデルなるものは存在しない、言う迄もなく数学的困難性の為である。それではどうゆう点であるのか、これはおよそ次の通りである。

1) 核力は強い相互作用により核子が集合しているがこの理論自体がクオーク場が定義できても QCD が未完成であり又何より相互作用が強過ぎてとても解析的な記述ができない, 2) 核子系に対する多体問題の数学的処理が原理的に出来ない, 3) 電子殻の様な明瞭な中心体がないそして摂動近似が使用できない, 等々である。特に 2) の所は原子核に限らず量子化学でもその例外ではないだろう。いはば宿命的困難である。

原子核モデルのこれ程迄の多様性は正にこれらの数学的困難性を埋合わせる為に登場したし、核力自体にしてもやはり Blackbox 中の blackbox に違いないのである。それでは次にやはり現存する data から核力はどの様に把握されているかを考察することにしよう。難いもなく核力の到達距離 range は広義、狭義共に短くそれは  $1.5 \text{ fm} (=10^{-15} \text{ m})$  位であり又化学の共有結合を思わせる交換力成分註5)が重要でしかも「マヨナラ型の交換力」成分を抜きにすることができない。その上に  $r \approx 0.5 \text{ fm}$  程の強い斥力芯と引力の裾野から成る為 100% 引力的ではあり得ない。中心力以外に Tensor テンソル力成分が存在し、又速度に依存するいわゆる s-l スピン、軌道の interaction も存在するが s-l interaction は多分核の表面に多くあるであろう等々である。そもそも核力は単一のものではなく複数的なものである、もう一度 data からの諸結論を統合してみよう。

- I' 核力は絶対的意味でも相対的意味でも至近距離性を有し、通常の  $1/r^2$  力よりもはるかに距離に対し急激に減少すると見られるがこの結論は Ia の性質から引き出せる。従って核力の二体ポテンシャル曲線は多分、適当にスケーリングを施せば分子間力のそれと似てくるに違いない。
- II' 核力は「飽和性」を有し、つまり一個の核子はすぐ隣接した核子とだけ相互作用をししかも決まったエネルギーでのみ結合できるかこれは Ib の性質に由来する。「すぐ隣接の…」と云う点では接着力や分子間力を連想せしめる。
- III' 核力は、ちょうど二つの核子が同じ運動オービットで反対の方向にある状態のとき（すなわち量子数が  $+m$  と  $-m$ ）特に強く引き合う様になっているがこの結論は II の性質からひき出すことが可能である。更に核子系はフェルミオンで Pauli の禁律が働くがペアになればボゾンと見做せる。従ってこの考えをおし進めればいわゆる物性論で知られる超流動や超伝導の考えに達し、結局原子核や中性子星の様な核物質に対し「超流動モデル」が案出されることになった。この対相関の考えは殻モデル（一粒子のエネルギーギャップの考え）をも改良するのに役立つ。
- IV' 核力は荷電独立性を有しつまり、 $p-p$  間、 $p-n$  間、 $n-n$  間の間はほぼ同じ強度で作用する。その事に対する證據はクーロンエネルギーの低い軽核においていずれのものも同数の核子があること、つまりエネルギー的にはさしたる好みや相異が認められないと云う事実である。従って核ではアイソスピン（荷電空間の一種のスピン）が「良い量子数」となり得る。同じ事が結合エネルギーの data にも妥当し、そこでは  $p-p$ 、 $n-p$ 、 $n-n$  間の結合の間のすべての違いは純粋に静電的效果として説明できる。故にポテンシャル  $V$  曲線の形状は  $V_{nn}$  と  $V_{pn}$  は同じになるが  $V_{pp}$  とは若干異なることになり  $V_{pp}$  は不安定化し  $V_{nn}$  等より上方へと押し上げられる筈である。重要なことは荷電独立性は実はより深遠なアイソ（又はアイソバル）不変性の一つのあらわれであることだ。
- V' 先述の如く核力はきわめて小さな距離では引力ではなく斥力的になる（強い斥力芯の存在）。さもなければ核の平均距離や平均密度をも早維持できなくなろう。これと似た事情は共有結合、分子間力にもすでにあった。
- VI' 核は極度に非圧縮性である点では剛体を連想せしめる。しかし他方変形核が少なくない。この事は恐らく原子核には重力は無視できるが古典的な遠心力やコリオリの加速度が利いてくる事を暗示している。二原子分子等でもそういう事情がすでにあった。
- VII' 原子物理学と全く同様に原子核にも全角運動量を考慮した「ベクトルモデル」が考えられるが data の示す所によればおしなべて  $j-j$  結合は広く妥当するが軽核では  $L-S$  結合が又は  $j-j$  との中間型がよく data を説明する。付言すれば原子核の核スピンのエントロピー表示が可能である。それはとりも直さず原子核をあたかも一種の素粒子であるかの様に扱う立場で「素粒子モデル」と呼んでも良いだろう。更に核力は一般に加算的でない。

さて原子核のサイエンスは極度に経験に立脚するもので絶えず経験から生じた知識は又経験により修正され付け加わるべき性質のものであり、又 W. Heisenberg によればこのミクロの世界では特に「自然」という意味が変遷をとげたのであった。つまり研究の対象は「も早、自然自身ではなく自然に対する人間の認識や経験のみが知覚の対象である」。確かに原子核のモデルは人間に既知のあらゆる物質やその状態に部分的に似ているものを考察することが出来るがしかしいずれとも全く別物であると云う点で真に独得なものであると思う。(……den Gegenstand der Physik bildet nicht die Natur an sich sondern die Natur in der Beschaffenheit, in der sie sich unserer Beobachtung darstellt……)

そこで再度経験的現存データからの推論をまとめて見よう。

- a) 核の半径は数  $fm$  ( $=10^{-15}m$ ) 程度,
- b) 核密度  $\rho$  は少くとも中央部分ではすべての核に対し一定で、原子密度の一兆倍、従って  $1\text{ cm}^3$  当り 100 億トン位となる。密度分布は Fermi 関数で記述できる。ポテンシャルの形は井戸型よりも Cage 型がよい。
- c) 核内では  $p$  と  $n$  は類似の密度分布をもつが厳密にはよくわからない。 $\pi^-$  中間子の散乱では  $p$  と  $n$  の挙動は同一ではない。中性子の halo があるかも知れない。
- d) 核を入射粒子とする散乱はある回折角迄は Rutherford の断面積を与え、それ以上の角  $\theta$  では急激する。 $30^\circ$  あたりで変化する。
- e) 鏡核 (鏡映\*) 間の静電エネルギーの差を上手く解析出来たがその基礎は核力の荷電対称であることすなわち  $pp=nn\approx pn$  が成立する。(鏡核以外にアイソバールアナログ状態も重要である) \* 例えば  $^{169}_{70}\text{Yb}$  と  $^{169}_{69}\text{Tm}$  の関係
- f) 核の周辺部では  $1\text{ fm}$  の範囲で密度が減少する点で b) の cage 状ポテンシャルが適切となる。
- g) Weizsäcker の公式中の結合エネルギーの寄与は大きい方から体積エネルギー、表面エネルギー、対称エネルギー、クーロンエネルギー。核子 1 ケ当りの結合エネルギーの各項を評価できるが結合エネルギーの主要タームは  $\alpha A - \beta A^{2/3}$  である。同時に公式中の「対称項」 $\gamma(A-2Z)^2/A$  の存在意義は大きい。
- h) 対相関項の重要さ及び偶質量核では常に合成角運動量  $J=0$ , 奇数核では Schmidt 線のグラフに配列される。
- i)  $\alpha$  粒子は重核と同程度の結合エネルギーを有する ( $7\text{ MeV}$ 位)。これは Cluster の最有力候補たり得る。 $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ , ( $^8\text{He}$ ) 等
- j) rare earth 等ある種の重核は大きな電気四重極能率  $Q$  値を与え回轉楕円体の形をとる。<sup>註4)</sup>
- k) 重陽子  $d$  も  $\alpha$  に次ぎクラスターとなり得るがこれですら  $Q\approx 0$  であった。 $d$  の結合エネルギーは  $2.22\text{ MeV}$  と低目な為直接反応に参加できる。(pick up や stripping の反応)
- l) 核子たる  $p$  と  $n$  は Dirac の電子論では予言出来なかった異常磁気能率を有し少くともフリーの状態ではひろがりのある粒子である。
- m) 重陽子の磁気能率  $\mu$  は  $p$  と  $n$  のその和に近いが完全には同じにはならない。自由核子との

ちがい。

- n) 変形核は一般に高速回転をし、いわゆる遷移領域核が系統的に存在するがそこでは振動と回転のスペクトルが混合している。
- o) 自然放射能には $\alpha$ 崩壊以外に炭素核もある重核で見つかったがこれはクラスター説を支持すると思われる( $^{12}\text{C} \equiv 3\ ^4\text{He}$ ?)
- p) 非常に複雑で多様な集団振動モードが見つけれつつある。巨大双極子共鳴や呼吸モード、 $^{164}\text{Dy}$ で顕著なはさみ型M1振動、剛体回転子を思わせる $^{152}\text{Dy}$ 変形核等々…が見つかった。

#### ◇様々な模型に対する簡潔化した数学的表現

原子核のモデル作成の必要性は唯単に数学的困難性を回避するといった消極的な意味だけではなくもっと本質的な理由によることはいふ迄もない。ごく一般的にいえば原子核のモデルは少なくとも半経験的な類推モデルといった性格が強いであろう。現象論的ポテンシャルを用いた調整可能なパラメーターを含む理論式はしばしば必要になろう。量子化学の時と同様に一応究極の目標は理論値と測定値(特にエネルギーレベル等に関し)のできる丈良い一致を求めることにあると思われる。非常に異った前提が実験結果を同じ様に説明することがある様である。するとそれらの前提が物理的に正しいという保障は必ずしも得られない。モデルには特にエネルギーに関して当然適用限界がなくはならないだろう。ごく一般的にいって普通の核に井戸ポテンシャル  $V_0=40\text{MeV}$  位で一粒子のエネルギー巾は  $1\sim 2\text{MeV}$  位と考えられる。それでここではごく簡易化された数学的表徴を各モデルに与えてみようと思う。核モデルでは古典的表現と量子力学的表現の両方がぜひ必要である。液滴という概念自体がすでに古典的イメージであり Von Weizsäcker の質量公式での結合エネルギー  $E_b$  と mass defect  $\Delta M$  は  $E_b = \Delta MC^2$  となる。尚核子1ヶ当りの平均エネルギーは  $7\sim 8\text{MeV}$  と一定だが分離エネルギーは  $4\sim 14\text{MeV}$  と変動する。Aを質量数、MeVをエネルギーの単位とすれば

$$E_b = A[-15.75 + 17.8A^{-1/3} + 23.7(A-2Z)^2/A^2 + 0.71Z^2/A^{4/3}] + \epsilon \dots\dots(1)$$

第三項が対称エネルギーだがこれは滴定モデルでは説明出来ないことはすでにのべた。

次に単純殻モデルに対し特に全エネルギーやポテンシャルの表象はどうなるだろうか。

ポテンシャルの形は井戸型でなくパラボラをとってもエネルギーレベルの論議には大した影響はないだろう。しかしスピン・軌道 inter action 項は不可欠である。ハミルトニアン

$$H = \frac{p^2}{2m} + Ep^1(r) + \zeta(r)\ell \cdot s \dots\dots(2)$$

球対称の shell potential つまり実効ポテンシャルを  $V$ ,  $(s \cdot \ell)$  をスカラー積とすれば

$$V = V(r) + U(r)(s \cdot l) \dots\dots(3)$$

尚スウェーデンの S. G. Nilsson は一粒子ポテンシャルに対し調和振動子の考えから補正式

$$H = H_0 + cl \cdot s + D\ell^2 \dots\dots(4) \quad \text{ここで}$$

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + \frac{m}{2}(\omega_1^2 x_1^2 + \omega_2^2 x_2^2 + \omega_3^2 x_3^2) \dots\dots(4)'$$

を提示している<sup>5)</sup>。しかし単純な一粒子殻モデルでは data の再現は一般に良くない。核子の対相関を考慮しなければならないだろう。

一方、動力学的な半経験モデルたる光学モデルではどんな表象が可能なのだろうか。特に核子散乱に対する Schrödinger 方程式等はどう表わせるか。今核場を $\psi(r)$ 、 $k$ を核子の波数、 $U(r)$ を複素ポテンシャル  $U(r) = -V(r) - iW(r)$ 、但し  $V, W$  は正とする。

$$\left[ \nabla^2 + k^2 - \frac{2m}{\hbar^2} U(r) \right] \psi(r) = 0 \dots\dots(5)$$

$$\text{ここで } k = \sqrt{2mE/\hbar^2} \dots\dots(5')$$

(5)式の解は普通の散乱を表わす式と同様、平面波と球面波の和と表わせる、(f:散乱振巾)

$$\psi(r) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(k, k') e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{r}} / r \dots\dots(6)$$

又核子ポテンシャル  $U(r)$  を  $V_0$  を井戸の深さとして書き換えが出来る。

$$U(r) = -V(r)(1 + i\xi), \quad \xi = W/V_0 \dots\dots(7)$$

$$V(r) \text{ は } \begin{cases} V_0 & r < R \\ 0 & r > R \end{cases} \dots\dots(7')$$

実際例えば  $3 \text{ MeV}$  の中性子  $n$  に対し  $V_0 \approx 42 \text{ MeV}$ 、 $\xi = 0.03$ 、 $R = 1.45 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$  位にとると data がよく再現できる。尚切立った井戸型ポテンシャルのへりに丸味をつけると光学モデルをより良く現実に近いものにできその工夫の一つとして以前から Fermi 関数つまり Wood-Saxon ポテンシャルが有望視された。

$$\text{すなわち } V = V_0 f(r), f(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \dots\dots(6) \quad e \text{ は指数関数}$$

$a \approx 0.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ 、 $R = 1.27 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$  とすればよく合うものに再現できる。ポテンシャルの虚数部は吸収にあたるがこれにも核内吸収と表面での吸収の二つのモデルがあるが一般に後者の方が  $W(r)$  が軽核から重核へ移行してもあまり変わらない等の理由から優れている。F, Björklund は  $W(r)$  に Gauss 曲線の形を与えた。

$$W = W_0 e^{-(r-R)/b^2} \text{ (中性子では } b \approx 1 \cdot 10^{-13} \text{ cm)} \dots\dots(9)$$

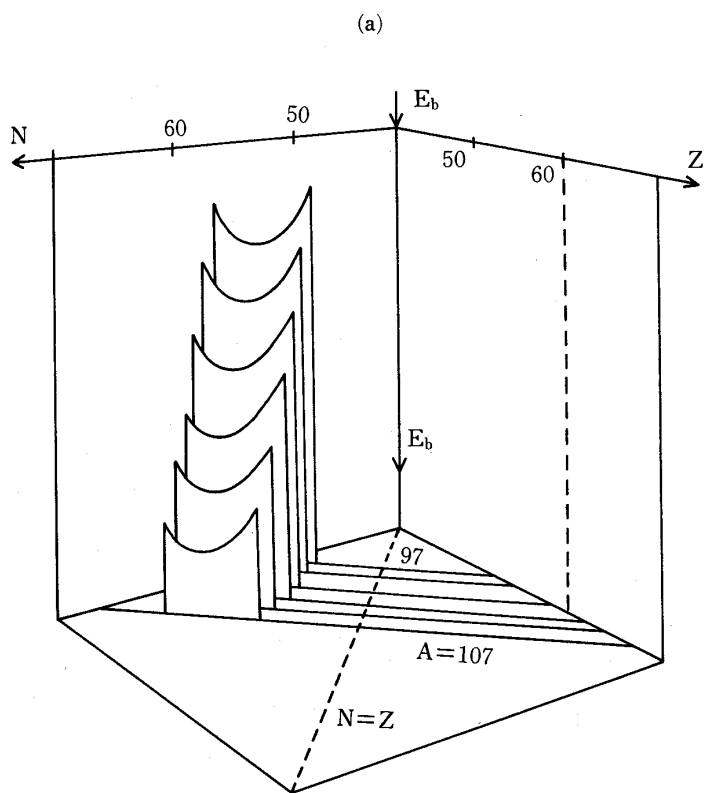
散乱核子のエネルギーが増すと  $V_0$  は減少し又  $W_0$  は上昇することが多くの data からわかる。このように光学モデル(複素ポテンシャルを用いた)は  $a, b$  等の調整可能な parameter を含む適用範囲の広い半経験的数学的モデルといえる。その結果原子核は半透明の球というイメージがきわめて適切である。半古典的光学定理つまり全断面積  $\sigma_i = \sigma_r + \sigma_s$  が散乱振巾  $f(k, k')$  の虚部 ( $\theta = 0$ ) により

$$\sigma_i = (4\pi/k) \text{Im} f(\theta=0) \dots\dots(10)$$

に基づくと考えられる。エネルギーが  $1 \text{ MeV}$  から  $50 \sim 60 \text{ MeV}$  の範囲で核子だけでなく複合粒子 ( $\alpha, d$  等) や多電荷の重イオン散乱に正しく適用できると考えられている。確か反陽子  $\bar{p}$  のみが核に対し「黒色球」としてふる舞いとされている<sup>註3</sup>。

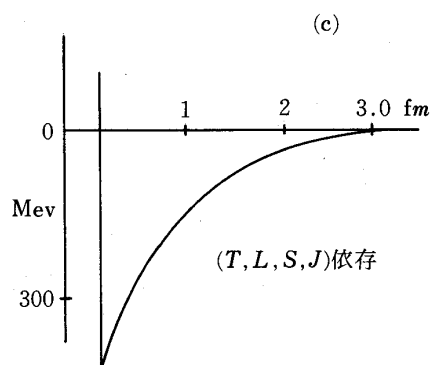
さて次に古典的モデルの典型として統計モデルがあったがこれはフェルミガスのモデルでもある。原子核は強く励起されると準位密度が急速に増加する。

図3



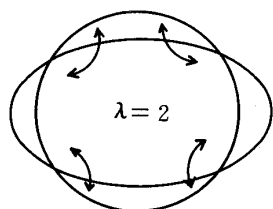
三次元的 Ségre chart

A = 100 附近のエネルギー谷  
の断面図<sup>11)</sup>



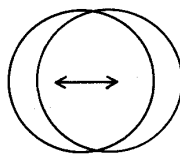
斥力芯と $\pi$ 中間子交換力をもつ  
ポテンシャルの重要な部分(引力)

(b)



モード:  $\exp[i(q \cdot r - \omega t)]$

アイソスカラー四重極子振動



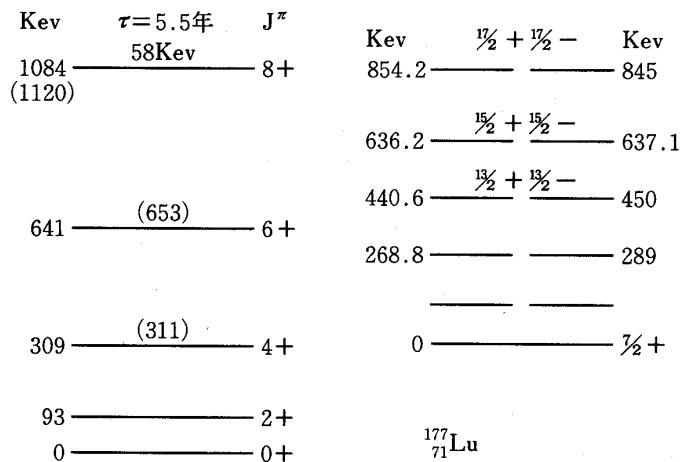
n球 p球

モード:  $\tau \exp[i(q \cdot r - \omega t)]$

アイソベクトル双極子振動

集団運動モデルの例

図4



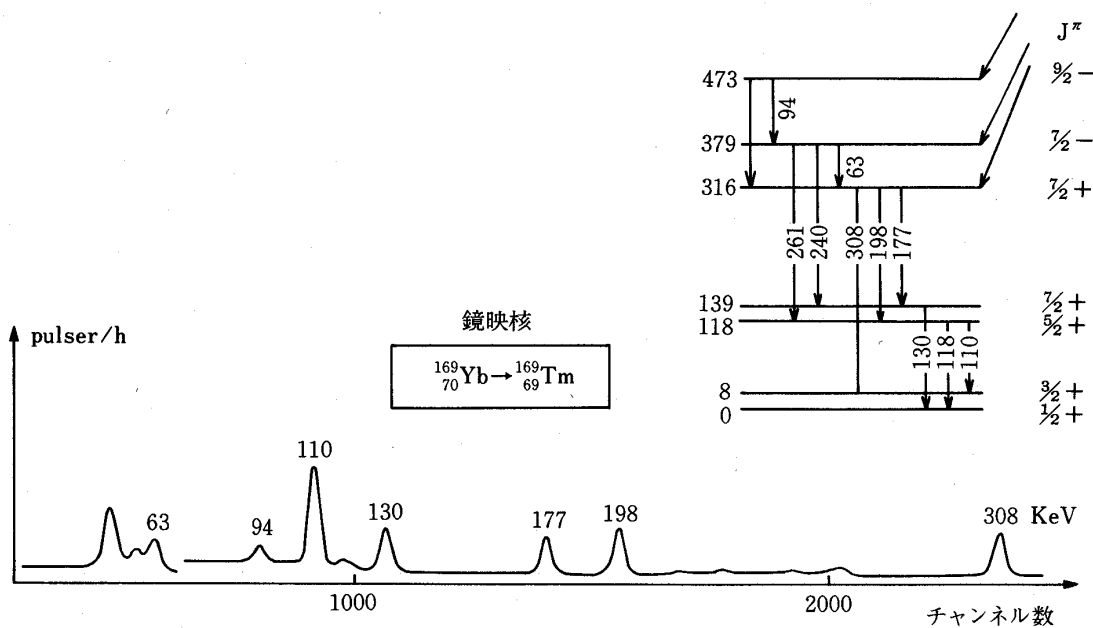
$^{180}_{71}\text{Hf}$  典型的寄々核のスペクトル

(a) 回転バンドの例

( ) は理論値

(b) 偶奇核  $^{169}\text{Yb}$  の  $\gamma$  崩壊

原子核の励起状態  $^{169}_{70}\text{Yb}$  の  $\gamma$  崩壊様式 Ge (Li) 検出器による  $\gamma$  スペクトル



今原子核の全準位密度を  $\rho(E)$ ,  $S$  をエントロピー,  $T$  を熱力学的温度とすれば統計力学の教えによれば次の様な表象ができよう。<sup>4)</sup>

$$\begin{cases} \rho(E, j) = \sum_v \delta(E_v - E) \delta(j_v - j) \\ \rho(E) = \sum_j (2j+1) \rho(E, j) = \frac{\sqrt{\pi}}{12}^{-1/4} E^{-5/4} \overline{\exp S(E)} \dots \dots (11) \\ S(E) = 2\sqrt{aE} = 2E/T(E) \end{cases}$$

ここで  $T(E)$  は核の温度であり,  $j$  は角運動量,  $E$  は励起エネルギーである。(12) は強く縮退したフェルミーガスでのエントロピーである。これとは別だが原子核を一種の素粒子と見立てたモデルでは核のエントロピー  $S$  を次式で表現することもできる  $S = R \ln(2J+1) \dots \dots (13)$

次にこれは筆者が当面最も魅力を感じているのもあるが原子核の集団運動モデルでの振動に対する励起準位スペクトルに Landau 準位を思わせる素式が存在する。今  $n_L$  を励起子フォノンの個数そして  $\omega_L$  を振動数  $L=L(\lambda, \mu)$  で角運動量  $\lambda$  とその射影  $\mu$  とすれば次の様になる。  $E = E_0 + \sum_L (n_L + 1/2) \hbar \omega_L \dots \dots (14)$

そこではとりわけ核が変形を呈するがその表面の形状は球座標と球関数  $Y$  で示せば, 又  $R_0$  を  $\alpha_{00}$  の時の値とすれば

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi) \right] \dots \dots (15)$$

ここで  $\lambda = 2, 3$  では夫々 4 重極振動, 8 重極振動を意味するが前者が特にひんぱんに出現する。この数学的表現は実は 2 粒子間の相互作用 potential  $V(r_1, r_2)$  が問題にする核の超流動モデルと深くかかわる。そこで  $r_1$  と  $r_2$  の成す角度を  $\theta_{1,2}$  とすればその 2 体ポテンシャルは解析的に次の表現を与える。

$$V(r_1, r_2) = \sum_l V_l(r_1, r_2) Y_{l0}(\theta_{1,2}) = \sum_l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} V_l(r_1, r_2) \sum_m Y_{lm}(\theta_1, \varphi_1) Y_{lm}(\theta_2, \varphi_2) \dots (16)$$

ここで  $\ell = 0$  はいわゆる Hartree の自己無撞着場で球対称のポテンシャルを与え,  $\ell = 1$  は単に重心の移動を,  $\ell = 2$  が先刻の 4 重極振動を又  $\ell = 3$  が 8 重極振動, 更に  $\ell = 4$  は 16 重極振動を夫々意味している。魔法の数を含む  $Sn$  や二重魔法の数  $^{282}Pb$  は球形, 多くの希土類核は  $\ell = 2$  で伸張回転楕円体か扁平回転楕円形を又  $Th$  や  $Ra$  は 8 重極振動の為にいびつな形を又更に 16 重極子の  $Hf$  も三角おむすび状の形状を呈することが知られている<sup>8-c)</sup>。原子核は疑いもなく量子力学的対象であるが量子力学では真球の回転という考えはナンセンスであり, 変形核の副軸のまわりの回転のみが意味があるのは当然である。しかも多数の遷移領域核が系統的に存在しているがその様に振動と回転は常に明瞭に区別できるとは限らないであろう<sup>7)</sup>。球形からのひずみは変形パラメーター  $\alpha_i$  を用いて  $R = R_0(1 + \sum_i \alpha_i Y_{i0})$ , 或いは Legendre の関数  $R(\theta) = R_0 \{ 1 + \alpha_2 P_2(\cos\theta) + \alpha_3 P_3(\cos\theta) + \dots \}$  のいずれかで表わされるであろう。そして  $\alpha_i$  と  $Q$  つまり 4 重極能率はストレートに比例している。4 重極動は  $\mu = 0, \pm 1, \pm 2$ , に対応し五ヶ存在する。近ごろエキゾチック atom 例えば  $\mu$  原子の X-線によって実際に核の形の変形具合が具体的にしらべられているし又いわゆる中間子工場で大量生産され



る  $\pi, \kappa, \mu$  等の中間子ビームによっても原子核の表面状態を探ることすら出来る様になって来た。更に昨年西ドイツで加速器を用いて  $Nb$  イオンを  $Nb$  原子に衝突させてごく微量ながら核物質らしきものが合成されたとも聞いている。勿論その寿命は超短時間ではあるが、高スピンでの  $^{152}Dy$  の超変形核のリポートも大変意義深い<sup>8-d</sup>。現在は重イオンと大型加速器が核研究に不可欠になりつつある。又極端に大きなエネルギーの核衝突では原子核は「透明」になる。そこでは長年の夢たるクォーク・グルオンのプラズマも実現されこれは宇宙のごく初期の状態に似たものをつくることを目標とする。この観点からは原子核はクォークグルオンから成る「分子」と見做せる。一方核子を  $\pi$  中間子場が励起されてできたソリトン（孤立波）と見做す立場もある。更に  $p-p$  対を6ケのクォークがひもで連結されたものとも解釈できよう。さて話しをモデル問題へもどすことにしよう。あるエネルギー範囲例えば  $10 \sim 20 MeV$  程度では光学モデルと一粒子殻モデルを統一した形のポテンシャルを表現することもできる。例えば

$$U_E(r) = U_0(r) + \frac{E-\lambda}{\epsilon_0} \ell(r) + iW_0(r) \frac{(E-\lambda)^2}{\epsilon_0^2} \dots\dots(17) \quad (\lambda \text{ はフェルミ面での準粒子のエネルギー})$$

(17)式にはすでに準粒子（の生成消滅）の概念<sup>4)</sup>ももり込まれていることに注目すべきである。

更に光学モデルを用いて核子散乱の為の全ポテンシャルは例えば、四つの項から成る。

$$U = U_E^0 + (\tau_1 T_2) U_E^1(r) + (\sigma_1, \ell) \lambda \frac{\partial U_E^0}{\partial r} + iW_E(r) \dots\dots(18) \quad \text{但し } E \text{ は小である。}$$

初項は弾性散乱、第2項は荷電スピンの変化を伴った弾性散乱をそして終項は非弾性散乱ポテンシャルを表わしている。  $E < 0$  では殻モデルのポテンシャルとなる

図2②にはスズの一つの核種に対する殻モデルのつくる平均ポテンシャルとエネルギー準位を画いてある。又図2③にはエルビウム  $E^{158}$  の高速変形核と Back Bending 現象に伴う、コリオリ力による回転整列のベクトルモデルを画いてある。

又写真1は CERN にある原子核破かい用の巨大なサイクロシンクロトロンで 2,500トンのマグネットが後背にみられる。陽子なら  $600 MeV$  迄又その他  $C, He, S$  その他の重イオンも加速できる。これと SPS シンクロトロンを連結すれば重イオン衝突反応やクォーク・グルオン相を作り出すことすら目標にしている。さし当り不安定短寿命の新核種を創ったり hot な高スピンの核を創ろうとしている様だ。単に高エネルギーであるのみならず素性の知られた低エントロピーとも云うべき衝撃用粒子ビームを利用できる様になった。その中には偏極実験がきわめてオーソドックス的である。

さて、核の Potential の一般形  $V$  は第一近似として

$$\begin{cases} V = V(r) + V_S(r)(\sigma_1 \sigma_2) + V_T(r) S_{1,2} \\ S_{1,2} = 3 \frac{(\sigma_1 r)(\sigma_2 r)}{r^2} - (\sigma_1 \sigma_2) \end{cases}$$

の様にテンソル力の様な非中心力が大きなウエートを占め 更に

$V = V_C + V_T + V_{LS} + V_L^2 + V_{(LS)^2}$  と表わすことも又可能である。一方中心力  $V_C$  は核力を各種の交換演算子の形で分けることを可能にする。すなわち 現象論的には

$$V_C = V_W + W_B p^\sigma + V_H p^r + V_M P^S (= V_M p^\sigma p^r)$$

Pauli の原理は  $p^S = -p^\sigma p^r$  を要求する。  $V_W$  のみ離交換的である。

Hamada-Johnston の potential  $V$  は

$$V = V_C + V_T S_{1,2} + V_{LS}(\ell, s) + V_{L2} L_{1,2} \text{ を要請し}$$

$$\begin{aligned} \text{ここで } L_{1,2} &= (\sigma_1 \sigma_2) \ell^2 - \frac{1}{2} \{ \sigma_1, \ell \} (\sigma_2, \ell) + (\sigma_2, \ell) + (\sigma_1 \ell) \} \\ &= \{ \delta_{LJ} + (\sigma_1 \sigma_2) \} \ell^2 - (\ell S)^2 \end{aligned}$$

となり大變現実性のある  $V$  をあらわす。

尚現象論的ポテンシャルとして  $150 \text{ MeV}$  迄の現象を十分良く記述するものに Gammel, Thaler の potential が有力であった。

これは

$$V(r) = V_0(r) + V_1(r) [(\sigma_1 n)(\sigma_2 n) - 1/3(\sigma_1 \sigma_2)] + V_2(r)(\ell, s)$$

$$V_i(r) = \begin{cases} \infty & r < 0.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \\ -V_i^0(b_i/r) \exp(-r/b_i) & r < 0.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \end{cases}$$

$i = 0, 1, 2, (S = 1.0, T = 1.0 \text{ の四通りの組合せがある})$

このポテンシャルは又斥力芯をも説明する。

核力は 2 体ポテンシャルが確かにその基礎になっており その全相互作用の演算子  $\hat{U}_{ST}$  は次の様に第六項から成り立つと考えられる： $U_{ST} = U_1(r) + U_2(r)(s_1 s_2) + U_3(r)[3(s_1 n)(s_2 n) - s_1 s_2] + \{ U_4(r) + U_5(r)(s_1 s_2) + U_6(r)[3(s_1 n)(s_2 n) - s_1 s_2] \} p$

ここで  $ns$  はギスカラーを、又  $p = 1 - T^2$  ではじめの 3 項は operator が核子の荷電を不変に保ち残りの 3 項は荷電の交換をあらわす。へは演算子を強調する。

先述の如く核力は一般に単なる加算性的なものではなく 2 体 potential のみでは記述できないはるかに複雑なものである。多体 potential の存在を無視できないからである。図 2 C には  $\Delta_{3,3}$  共鳴粒子による三体力のモデルを画いてある。

さて先述の如く原子核のモデルには理論も含めてきわめて多数現存し一概にそれらの間の優劣を論ずるものはおろかしいかも知れない。

けれども例えば核分光学に限ればモデルの方法が広く用いられ原子核の基底準位や励起準位の特性を予言するという観点から見れば最も有用で有効なのは殻モデル、それも出来る丈理論修正を受けた殻モデル及び集団運動モデルであるという事は出来るであろう。(いずれのモデルも力学に基礎を置くのであるからこれは帰納的というよりは演繹的であるとした方が正しいだろう。)原子核の半径に対する密度の均一性は我々に液体モデルを連想させるし又ハードな  $\gamma$  線や  $\pi$  メソンの吸収から核の内部で大きな至近距離力が核子間に働いていることを示すデータが存在するがこれは正しく液滴モデルと合致していないだろうか。

各々のモデルにはそれぞれの適用範囲と目的が存在する。今日ではますます巨大な実験デー

ターとの対照による助けなしには精密な経験式又は半経験式を得ることは不可能に近いであろう。それらの理論式も先述の如く実験 data と合致すさすべく調整可能なパラメーターを含んでいる筈であり例えば集団モデルに対しては核の変形度や慣性モーメント  $I$  が又滴滴モデルに対しては表面張力とか圧縮率  $k = d\rho/d\rho$  がパラメーターとなり得る。更に殻モデルに関してはパラメーターはポテンシャル穴の深さ (MeV にて) や表面のぼやけの巾 (Wood saxon potential にて) とか  $l.s$  分裂の大きさつまりスピン軌道の分裂の程度といったものが該当する筈である。これらのパラメーターは出来る丈物理的に意味のあるものでなくてはならないだろう。光学モデルにも少なくとも二つ以上のパラメーターが含まれていることはすでに述べた。しかし原子核のモデル形成の困難さは実験 data と一致させる為のフリーなパラメーターが存在する為に物理的な描写が必ず正しいと云う保障がない点であろう。クラスターモデルは歴史的には一番古いと思われるが長い間中断され最近見直された様である。特に  $\alpha$  つまり He クラスタは魅力に富んでおり再考がせまられるが周知の如く  $A$  の増加と共に目だたなくなるがこの事とテンソル力がやはり  $A$  の増加に従ってその寄与の比率が減ることとは深い関係があるに違いない。いずれにせよ長時間にわたり安定なクラスターがあるとは思えない。

(超短寿命のクラスター)

昔から指適された如く放射性的の元素系列に  $4n+2$ ,  $4n+3$ ,  $4n+1$ , 等が存在することは確かに  ${}^4_2\text{He}$  cluster モデルを支えて来たのである。しかし  $2\beta$  安定な偶数はともかくそれ以外の奇核にクラスターモデルを適用し切れるかどうかは疑問なしとしない。さて原子核中の核子も Fermion であるので対称性ととりわけ Dirac 方程式の回転対称性を有し 結局魔法数もこれから導かれるのである。

以前からこれは軽核以外は  $m$  を整数として  $1/3\{m(m+5)\}^2$  の数列でかなりよく表わすことが指適されて来た。しかし  $\alpha$ -クラスターモデルは現実には予想外にむつかしく樂觀は許されない。スペクトル準位がきわめて複雑だからである。

更に想像をたくましくするなら、ともかく電子殻ほど明瞭でないにせよ、「ペアリング効果を入れた核の殻モデル」は確立したものと見做せるが他方原子には明確な中心力があるのに核にはその様な中心が無いとされているが、何らかの意味で「中心統合子 (ホロン)」が存在するのではないだろうかと云うのが筆者の考えでもある。核はきわめて非圧縮性なのだが 50MeV 位のエネルギーをもった呼吸モードがあることが知られているがやはりその中心となるホロンがほしい所である。しかしこれは単なる想像に過ぎない。

自然はかくれており決して全体の姿を見せてはくれない。ともかく原子核はやたらに複雑でありどうしてもモデルの設定は不可欠であり続けている。異なるモデル間の統一例えば光学モデルと直接反応のそれはとりわけ熱心に研究されて来たし相当な程度その統一は達成されていると云うことが出来る。C.I.\* や CCM の近似は原子分子にも核にも共通に有力な概念である。

(\*配置間相互作用)

統計モデルから見た原子核の独特で変わった特徴の一つとして温度のゆらぎ  $\Delta T/T$  とエントロピーのゆらぎ  $\Delta S/S$  の式が偶然にも一致する事実は大変興味深い。

すなわち  $\Delta S/S = \Delta T/T = \sqrt{2MeV/NU} = \sqrt{C_v}$  ここで  $C_v$  は定容比熱を、 $N$ 、 $U$  は核子の個数と内部エネルギーを示す。(→核反応の統計モデルの考え又はフェルミ気体のモデル)。さて  $Lu$  原子核に代表される様な変形核における大きな4重極モーメント  $Q$  及び磁気能率の実測値の説明は集団運動モデルによってしか説明できないことも知られている。A. Bohr と B. Mottelson は核の内部の中心核に滴滴の性質をもたせその外側に一粒子的殻モデルをもたせることによって多くの実験 data をよりよく説明する所謂統一モデル<sup>註8</sup>を創り上げた。従って統一モデルではハミルトニアン  $H$  はきわめて複雑な形から成る筈である。核力の飽和性これは元来質量数  $A (=N+Z)$  に比例し  $A^2$  に比例するのではないことの認識からもたらされたがこれは結局 Pauli の原理つまり Pauli 原理の回復力と強い斥力芯の存在(構造芯ともいう)の二つから出来上るといふ認識へと我々を導くのであった。元来液体それ自身のモデルを創ることすらすでに大変困難であり普通気体と固体の間としての統計力学的モデルが案出されて来たか完全なモデルからは残念ながら程遠い。又例えば液体チッ素の滴が激しく蒸発する際の瞬間写真では丸味を帯びた三角形、五角形のりんかくが、振動運動の結果観察されるがこれもある程度は原子核の液体類推モデルになり得るであろう。(我々は表面に一様に帯電した液滴は作れても内部又一様なそれを作ることは不可能であろう。)かつてソ連の  $L. D.$  ランダウは原子核の統計的理論<sup>12)</sup>という論文の中で「核における粒子の相互作用を考慮するならば核を固体や結晶とする根拠は全くなくそれを核子の液滴と見なければならぬ、もっともこの液体は普通のそれではなくその中で本質的な役をはたしているのはパウリの原理や量子効果である。なぜなら核内での粒子の位置の量子的不確定性はそれら相互の間隙よりもはるかに大きいからである。我々は未だ量子液体を理論的に研究する方法に欠けてはいるがそれに統計的見地を応用して原子核の若干の特性を引き出すことはできる筈である」と述べている。原子核のおどろくべき多面性は我々に何か多数の相の共存物(混合物)のイメージを与えないであろうか。様々に修正されたシェルモデルとりわけペアリングの効果や  $QQ$  力(四重極同志)あるいは準粒子概念をとり入れた殻モデルは最も我々にわかり易く有効なモデルと筆者には思われてならない。我々は原子核モデルの多様性を研究する際に考えさせられるのは現代物理学の様々な分野の一つの総合と総動員をしなくてはならない事であろう。核物質は真にユニークな存在でありいかなる類推もそれ自身は完全と云うには程遠いのである。そこでは先述の如く個と全体の根本的問題が横たわっている。対立と統合問題である。

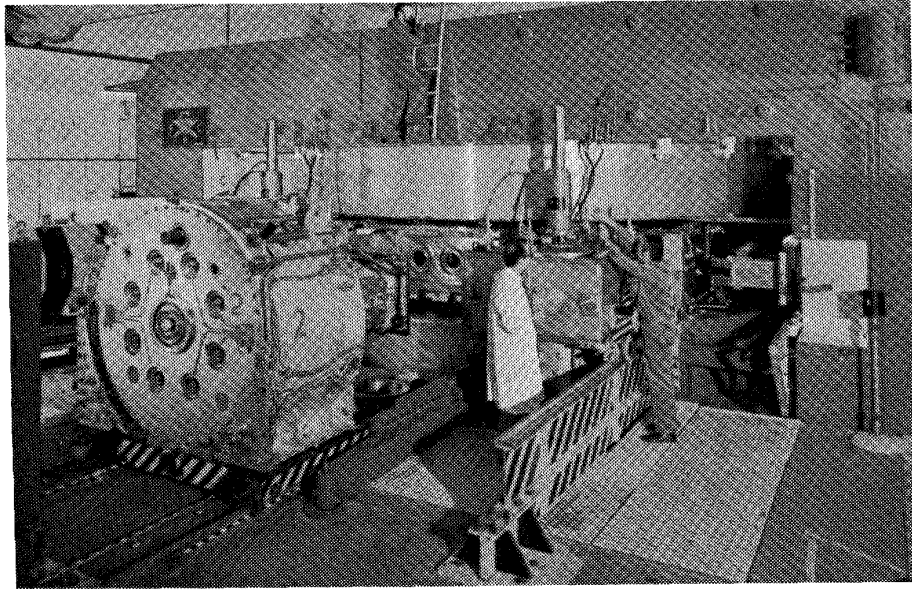
## 総 論

原子核物理 data の多くにおいて我々はいくつかの系統的特徴を識別することが出来るがそ

れ等から原子核構造についての結論が引き出せる。すでに液滴モデルの枠内で論じそして解釈された様な核物質の密度や結合エネルギー以外に、項度電子雲に対応する原子核の「核子雲」の概念が成立つ様に殻効果を示唆する所の一連の data が検とうされ、いわゆる magic の核子数、50, 82, 126 に於いては結合エネルギーの不連続的変動があらわれ又その様な数をもつ核種はそれ以外のものに比べて放射性崩壊に対し高い安全性を示す。二つのその様なマジックナンバーの間にある原子核の或る群は真球ではなく回転楕円の平衡形態をもち少なからず大きなQ値を持つ。そこでは分子スペクトルでの回転励起を思わせる様なエネルギー順位をもつ状態に原子核が励起される。真球の回転というのは量子力学的には無意味である。核の data から間接的に現われるか或いは散乱の際個々の核子間の力の作用を伴う動力学的実験から直接求められる様な核力の性質はおおよそ五つの点に絞ることが出来る、すなわち到達距離、結合の性格、スピン角運動量依存性、(荷電的)アイソスピン依存性そして極めて至近距離での挙動である。核力及び核の多体問題に関する知識は現時点では頂度原子物理学で行われている様にその基礎から一つの理論を形成させ得るには不十分である。(それに対し例えばトリトン  ${}^3\text{H}$  の様な三体問題はファデーフ方程式やコンピューターの進歩で解ける様になった。)ここに原子核のモデル作成の意義がうかび上って来る。モデルは古典的にも又量子力学的にも記述され得る。原子核中で核子が比輕的互いに自由に動きまわり、特定の軌道角運動量、スピン、主量子数  $n$  を有する量子化された運動状態に配置される事実に基づいた一つのモデルをも扱ったがこの shell モデルは最も成功したモデルと云えるだろう。ポテンシャルの形態やスピン-軌道結合に対する合理的な仮定によりこのいわゆる殻モデルはマジックナンバーの出現に正当な説明を与えることができた。そうすると Pauli の原理は原子の電子殻における様に、どの様にこれらの核子が利用可能なエネルギーレベルにおいて配列するかを規制するものとして重要になる。この殻モデルは更に多数の odd 核の角運動量や基底状態でのパリティすらも予言することが出来た。帯電した液滴モデルも信頼すべきモデルではあるが特に粒子の挙動に関し、殻モデルと統一することの数学的困難性をも論じた。我々はこれ等の核子が個々の軌道運動以外に集団運動をも示すがこのことが核全体の振動又は回転をもたらす事実も考えなくてはならない。古典的モデルとしてフェルミの気体モデルにもふれた。しかし核の状態の大半は十分満足な理論的記述からは程遠いものであることを認識しなくてはならない。

これに対しクラスターモデル特に  $\alpha$  クラスターモデルはたとえ  ${}^8\text{Be}$  の様な  $\alpha$ -核<sup>10)</sup> に対してもそう単純ではなくそれ程有望なモデルとは云えないであろう。核反応には複合核過程と直接反応過程それにその中間型のものが昔から知られているが媒質としての核の熱伝導度や粘性の相異<sup>註2</sup>によっていわばクラシカルな考えでも複合核と直接反応過程のちがいを説明できることはすばらしいことであろう。原子核の問題は古いと同時に今も尚重要で興味つきない問題を提供し続けている。例えば従来原子核崩壊に五つの様式があったがそれ以外に  $\text{C}^{6+}$  を出す崩壊も見つかった。ごく最近では低温核融合つまり電気化学的手法で多分中性子の殆んど出な

い  $D+D \rightarrow {}^4\text{He}(\text{?})$  と思われる融合の型が見出されて大変なセンセーションを巻きおこしつつある、触媒を入れた  $\text{D}_2\text{O}$  の電解で、陰極でD同志がトンネル効果で核融合が可能と見られているが予断を許さないものがある。<sup>註7)</sup> 現在原子核の完全なモデルは勿論存在しない。しかしその完成のあかつきには例えばアイソ空間（荷電）の物理的正体が判かることであろうがその様な事はとても望めそうもない。



電磁石2500トンで直径は5 m, 1957に始動し陽子なら600MeV程迄加速できる。SCシンクロサイクロトロンは勿論地下で他の大型加速器と連続されている。重イオン衝突実験に転用できるとされる。これと別にSPS加速器では ${}^{16}\text{O}$ 又は ${}^{32}\text{S}$ を60~225GeV/核子迄に加速できる。<sup>9)</sup>当初は世界最大のスケールであった。ジュネーヴ郊外、つまりスイスとフランスの国境の上に存在する。又LEPが始動した。

- 註1. 近似式11, 12は  $T < \Delta'$  の条件下で成立つ  $\Delta'$  は一粒子密度の量子的ゆらぎが生じるエネルギー間隔である。
- 註2. 突入粒子のエネルギーの大小, 核媒質の粘性が大で熱伝導度が小のときと粘性が小で熱伝導度が大きいときで, 複合核反応や直接反応（ピックアップ, ストリッピング）の差がクラシカルに説明できる。
- 註3. 光学モデルで原子核は突入反陽子線に対してだけは「黒色球」としてふるまうだろう。しかし“反原子核”そのものは宇宙に存在しそりにない様に思われる。
- 註4.  $Q_0 = (2/5)Z(a^2 - b^2) \approx (4/5)ZR^2(\Delta R/R)$ ,  $\Delta R = a - b$ ,  $Q_0$  は内部四重極能率を示す。
- 註5. 核子・核子ポテンシャルの詳細は T, L, S, J の組合わせによる 図3(C)
- 註6. 時間反転により生ずる状態の変換演算子を  $T$  とすると  $TrT^{-1} = r$ ,  $TpT^{-1} = -p$   
 $TsT^{-1} = -s$  (Sはスピン変数)
- 註7. これに対する反論は例えば L. Pauling によれば重水素化パラジウムが徐々に熱分解するであろうと主張している。或いは  $\text{D}_2\text{O}$  の解離による発熱反応かも知れない。ともかく中性子の正確な検出はきわめてむづかしい。しかし英のネチャー誌では早くもネガティブな結論を

出しはじめている。

註8. 「統一モデル」よりも「一般化核モデル」の方がより現実的な表現であろう, 小振巾の振動に対しハミルトニアン  $H_{coll}$  は

$\sum_{\lambda\mu} \left( \frac{1}{2} B_{\lambda} \alpha_{\lambda} \mu^2 + \frac{1}{2} C_{\lambda} \alpha_{\lambda} \mu^2 \right)$  で表現できフォノンのエネルギーは  $\hbar\omega_{\lambda} = \hbar\sqrt{C_{\lambda}/B_{\lambda}}$  に等しい。核の構造によって質量係数  $B_{\lambda}$  と硬さ  $C_{\lambda}$  は決まる  $\lambda$  は角運動量,  $(-1)^{\lambda}$  がパリティ,  $\mu$  は角運動量成分。

#### 参 考 文 献

1. 論文集 *Natura Archiv*, 1983 佐藤 均
2. 論文集 *Physikalische Anschauung*, 1987 佐藤 均
3. 岩波, 理化学辞典 第4版
4. 物理学事典 ソ連科学アカデミア版(明治図書)日本語訳
5. 原子核論 岩波講座 第7, 第11章.
6. 素粒子 第二版 岩波新書 710.
7. 量子力学2 ランダウ, リフシッツ 東京図書
8. Parity, *Physical Science magazine* シリーズ
  - a 87-40 熱い原子核の巨大共鳴 *Physics today* Vol 39
  - b 87-12 CCM 法の有効性 *Physics today* vol 40. No3
  - c 87-02 原子核の形 P.4
  - d 88-09 超変形核の超高速回転, B.G Levi
  - e 86-01 新しい核物質 P.18
  - f 86-10 原子核物理 B.シエヒター
  - g 86-05 ハイパー原子核 P.54
9. Le CERN en images 1980, 12月
10. 量子力学と私, 朝永振一郎 全集11巻
11. 量子物理学 (*Kvant fysik*), Stockholm. A&W
12. ランダウの素顔 リフノーワ 東京図書