

原子核における 陽子・中性子間相互作用の系統性

金子 和 也・長谷川 宗 武

【I】 序論

近年、実験技術の発展により、安定な原子核から離れた不安定原子核の研究が盛んに行われるようになり、 ^{100}Sn に至る陽子数 Z と中性子数 N が等しい ($N=Z$) 重い陽子過剰原子核の実験が可能になってきた。 $N=Z$ 原子核の特徴は、陽子と中性子が同じ量子数の軌道を占有することにある。すなわち、 $N=Z$ 近傍の原子核では、陽子と中性子の1粒子波動関数の空間的重なりが大きくなるため、陽子・中性子間相互作用の強さが増加することが予想される[1]。実際、 $N=Z$ 原子核の結合エネルギー、エネルギーレベル、 $E2$ 遷移、その他の実験値の中に、その特徴的な振る舞いを見ることができる。

我々は、最近、原子核の構造を研究する上で、極めて有力なモデルとして、拡張された $P+QQ$ (EPQ) モデルを提唱した[2, 3]。この EPQ モデルのパラメーターはわずか4つであるにもかかわらず、原子核のスペクトルばかりでなく結合エネルギーも非常に良く再現することが明らかになってきた[4]。このモデルの特徴は、従来の $P+QQ$ モデルにアイソスピン不変性を課すことによる陽子・中性子相互作用の導入である。このため、EPQ モデルは、陽子・中性子間相互作用を研究するための有力なモデルと考えられる。これまでに、我々は、結合エネルギーのような原子核の基本的な物理量における陽子・中性子間相互作用の効果及びその役割を調べてきた。(詳しくは、既に掲載されている論文[3]を参照) その結果、結合エネルギーに関係した物理量の $N \approx Z$ における特徴的な振る舞いは、アイソスピン $T=0$ 及び $T=1$ pairing 型の陽子・中性子相関およびその競合によるものであることが明らかになった[3, 5]。

$N=Z$ 近傍の陽子過剰核から大きく離れた安定核、更には中性子過剰核において、陽子・中性子間相互作用はいかなる働きをしているのであろうか？一般に、これらの原子核では、クーロンエネルギーの効果を考えなければ、陽子と中性子のフェルミエネルギーが大きく異なるため、その近くの陽子と中性子の1粒子波動関数の空間的重なりは非常に小さくなると考えられる。そのため、陽子・中性子間相互作用は、 $N=Z$ から大きく離れた原子核では極めて小さくなると予想される。しかし、実際には、実

験値から得られる陽子・中性子間相互作用は、重い原子核においても、かなり大きな値を持ち広い領域にわたって特徴的な系統性を示している。(次の章で、詳しく述べる)

この論文では、 $N=Z$ 核、及びそこから離れた広い領域の原子核における陽子・中性子間相互作用の系統性を分析し、その起源は何なのか、どのような多体相関によって引き起こされるのかといったことについて調べる。

【II】 実験値から得られる陽子・中性子間相互作用と対称エネルギーの系統性

実験値から、どのような方法で陽子・中性子間相互作用を見積もることができるのであろうか？Zhang と Brenner 達は、結合エネルギーの差の差を取ることによって、次のような式から陽子・中性子間相互作用が得られることを提唱した。[6, 7, 3]

$$\delta V^{(m)}(Z, N) = \delta^{(m)} B(Z, N), \quad (1)$$

$$\delta^{(m)} f(Z, N) = -\frac{1}{m^2} [f(Z, N) - f(Z, N-m) - f(Z-m, N) + f(Z-m, N-m)]. \quad (2)$$

ここで、 $B(Z, N)$ は全結合エネルギーである。又、 $\delta^{(m)}$ は、上式によって定義される演算子である。

図1に $\delta V^{(m)}(Z, N)$ $m=1, 2$ を質量数 $A=N+Z$ の関数として示す。ただし、結合エネルギーの実験値は、論文 [8, 9] から取った。プロットは次のような特徴を持っている。

- (i) $\delta V^{(m)}(Z, N)$ の平均値は $40/A$ 曲線に極めて良く一致する。
- (ii) $\delta V^{(1)}(Z, N)$ の系統的な振る舞いは、近似的に次のように表わされる。

$$\delta V^{(1)}(Z, N) = \frac{40}{A} + (-1)^A I', \quad (3)$$

ここで、 I' は $40/A$ からの差である。

- (iii) $\delta V^{(1)}(Z, N)$, 及び $\delta V^{(2)}(Z, N)$ は、 $N=Z$ において非常に大きな値を示す。

図1に見るように、陽子・中性子間相互作用は、 $N \approx Z$ の軽核ばかりでなく、かなり重い原子核にまでおよんでおり、その重要性を示唆している。(iii)については、VII章で議論する。

後に述べる対称エネルギー $E_{sym} = a_{sym}(N-Z)^2/A$ は、結合エネルギーを現象論的に記述する基本的な物理量の一つとして、良く知られている。この物理量は、安定核の陽子数と中性子数が異なり、中性子数が何故大きくなるかを説明し、陽子・中性子間相互作用と密接な関係を持つ。最近の詳しい実験データの分析は、対称エネルギー

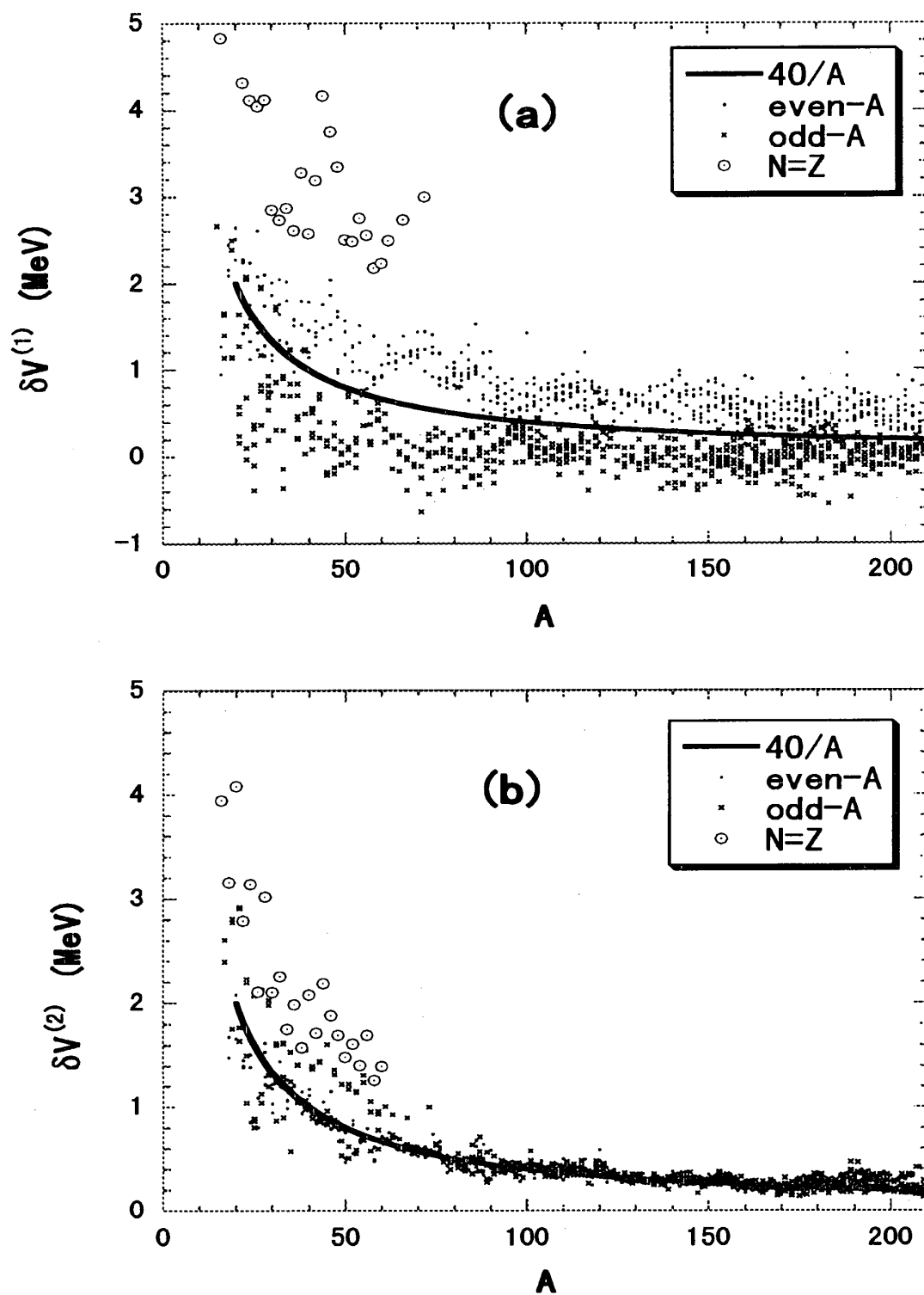


図1 $\delta V^{(m)}(Z, N)$ $m=1, 2$ の実験値

が $E_{sym} = a(A) T_z(T_z + 1)/A$ ($T_z = |N - Z|/2$) のように表わされることを示している。 $|N - Z|$ に比例する頃は、古くから Wigner エネルギーと呼ばれ、 $N = Z$ 核の特異な性質を説明することが良く知られている。

Jänecke と Comay [10] の方法により得られた対称エネルギー係数 $a(A)$ を、質量数 $A(=23\sim 163)$ の関数として図2にプロットする。ここで、同じ major 殻に陽子と中性子があるとき、これを対角領域核としその値を上図、そうでないとき非対角領域核としその値を下図に示す。

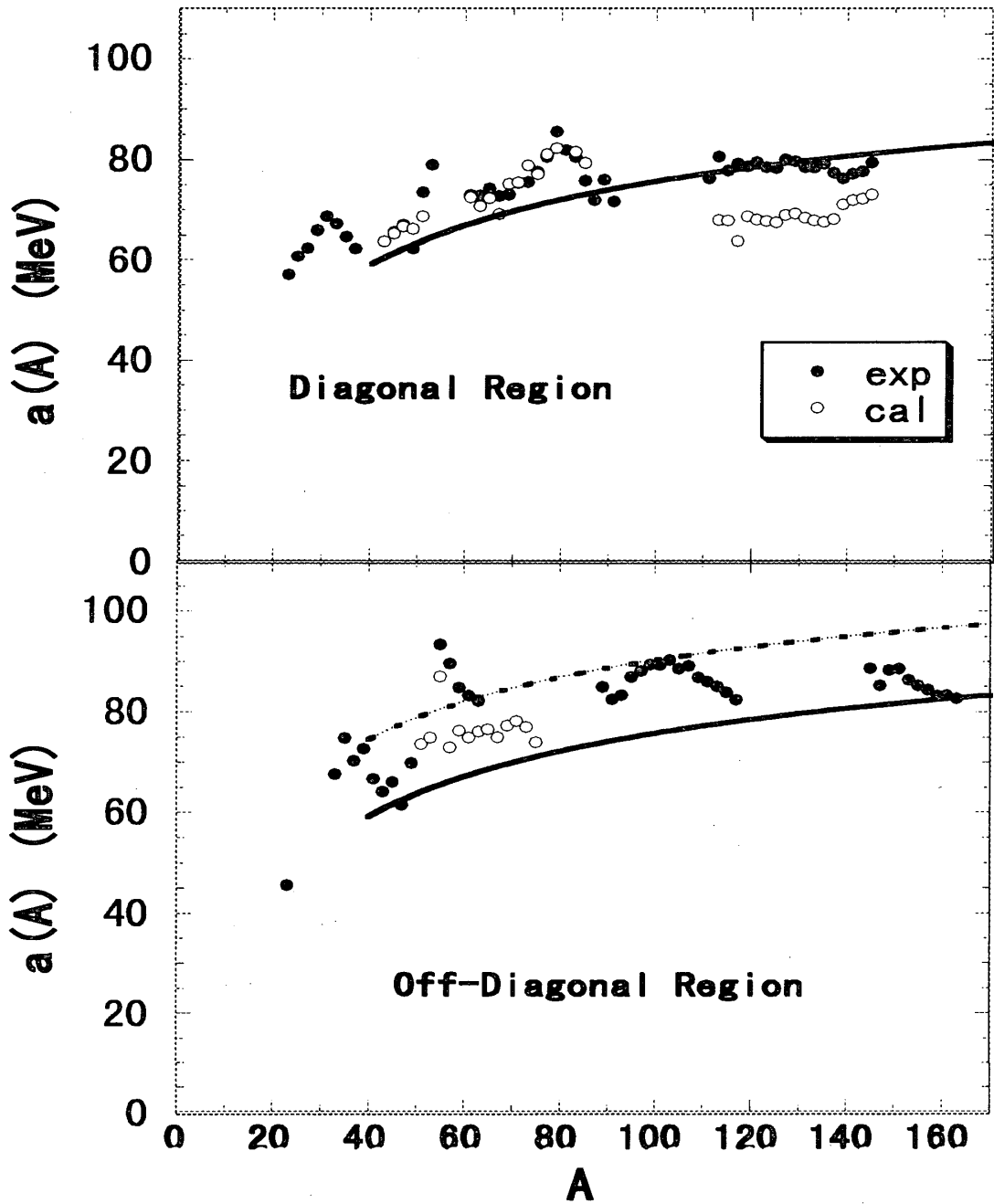


図2 対称エネルギー係数

実験値は、陽子数、及び中性子数がいわゆる魔法数の近くで強く殻構造に依存していることがわかるが、それ以外の原子核ではむしろ滑らかに変化している。その変化の仕方は、質量数が大きくなるとある一定の値に近づくが、質量数が小さくなるにつれて対称エネルギー係数 $a(A)$ は小さくなっている。このことは以前から知られていて、下の表1に見るように、係数 $a(A)$ は次のような質量数依存性を示す。

$$a(A) \propto (1 - \eta/A^{1/3}). \quad (4)$$

図2の中の、実線は Seeger [15]、鎖線は Duflo と Zucker の係数である。

表1 対称エネルギーの係数

a_{sym} (MeV)	References
28.1	Ring and Schuck [11]
23.3	Droplet model by Myers [12]
25.0	Bohr and Mottelson [13]
30.76 (1.0-1.62/ $A^{1/3}$)	FRLDM [14]
30.59 (1.0-1.76/ $A^{1/3}$)	Seeger [15]
33.60 (1.0-1.52/ $A^{1/3}$)	J.Duflo and A.P.Zucker [16]

【III】 経験的質量公式、及び FRLDM による分析

おおざっぱに、原子核の形を球とし、半径を R とすると、 R は近似的に $R = r_0 A^{1/3}$ (r_0 は原子核によらず $r_0 = 1.2 \times 10^{-13}$ (cm)) と表される。 R が $A^{1/3}$ に比例するという事は、原子核の密度がどの原子核でも一定であることを意味し、このような性質を飽和性といっている。この飽和性により、原子核の全結合エネルギーは、質量数 $A = Z + N$ にほぼ比例していて1核子当たり約8 MeV 程度である。このような飽和性は核子が、①短距離力、②芯をもつ、③核子がフェルミ粒子であることによるパウリ原理、から来ていると考えられる。

結合エネルギーを現象論的に表わす標準的な式として、以下のような Bethe-Weizsäcker の質量公式が、良く知られている。(Ring and Schuck の教科書 [11] を参照)

$$B_w(Z, N) = a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_{sym} \frac{(N-Z)^2}{A} - \delta(A), \quad (5)$$

$$a_v = -15.68, \quad a_s = 18.56, \quad a_c = 0.717, \quad a_{sym} = 28.1 \quad (\text{MeV}) \quad (6)$$

第1項は、先に述べた体積エネルギーと呼ばれる項で、結合エネルギーの主要な項である。第2項は原子核の表面に比例しているのが表面エネルギー、第3項は陽子が電気を持っていることによるクーロンエネルギーである。第4項は、対称エネルギー

と呼ばれていて、原子核の同位体 ($A=一定$) の間では $N=Z$ に近いものがより安定であるという経験事実に基づいている。対称エネルギーの存在は、陽子と中性子の間の力が陽子同士または中性子同士の力より平均として強く、陽子・中性子間相互作用と密接な関係を示している。最後の項 $\delta(A)$ は、対エネルギーと呼ばれ、偶々核、奇核、奇々核の結合エネルギーに見られる系統的な差を表わす。質量公式によって、たかだか数MeVの誤差で結合エネルギーの観測値を再現することができる。

II章で述べた現象論的陽子・中性子間相互作用の系統的な振る舞いは、質量公式から説明できるのであろうか？(2)式の $f(Z, N)$ のかわりに質量公式 $B_w(Z, N)$ を代入し得られた結果を図3に示す。図から見るように、計算値 $\delta^{(2)}B_w$ (黒丸) は実験値 $40/A$ に比べかなり大きな値を示している。計算値の大部分は対称エネルギー(白丸)から来ており残りは表面エネルギーからで、その他の項からの寄与は小さい。実験値

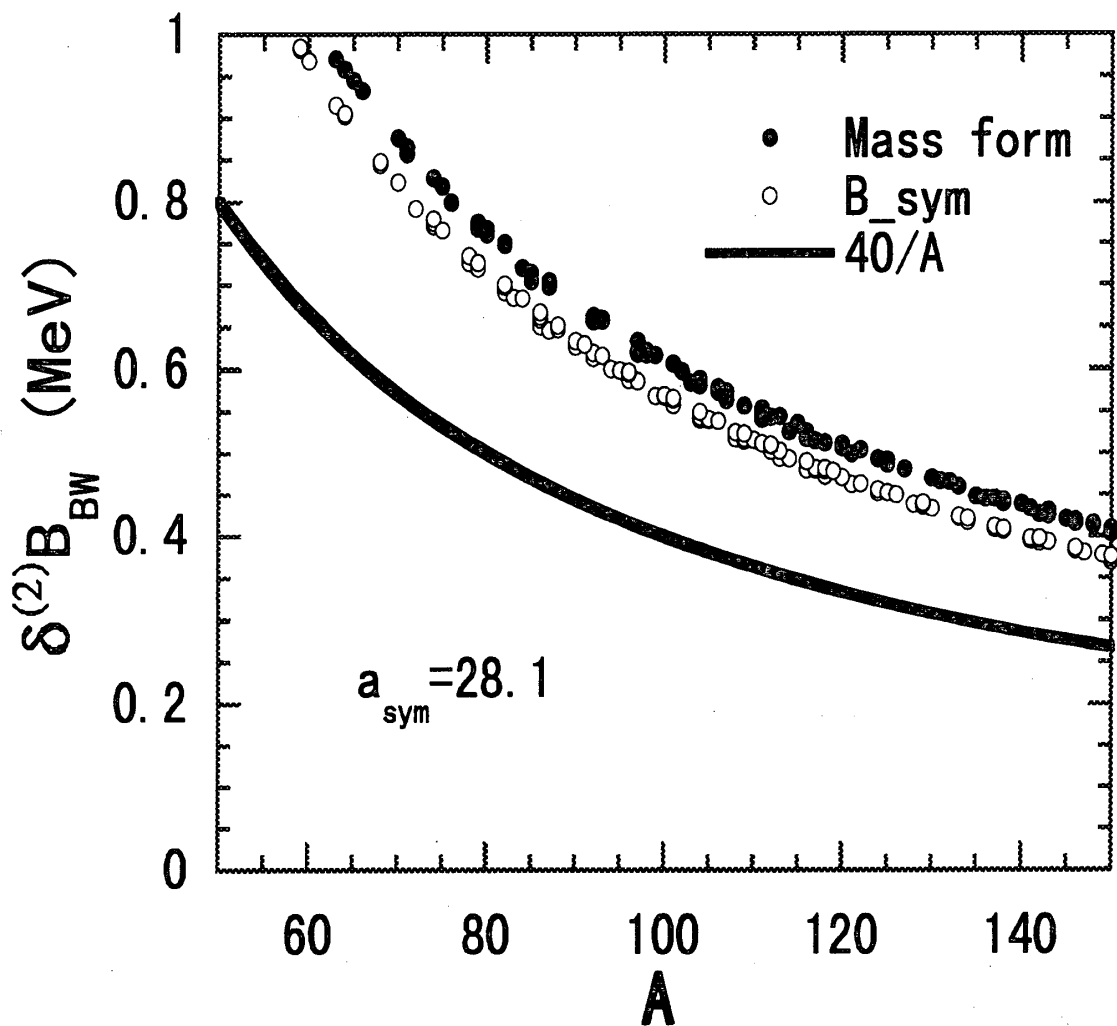


図3 Bethe-Weizsäcker 質量公式による $\delta^{(2)}B_w$

に合うようにするためには、対称エネルギー係数を $a_{\text{sym}} \approx 20 \text{ MeV}$ 以下に小さくしなければならない。また $\delta^{(1)}B_w$ は曲線 $40/A$ からのずれを示さない。

前章でも述べたように、実験値から見積もった対称エネルギー係数は全ての原子核について一定ではなく、質量が小さくなるにつれて減少する傾向を示している。標準的な質量公式をもう少し精しくした半経験的なモデルとして Möller と Nix による FRDM と FRLDM が知られている [14]。これらのモデルには多くの項があるが、ここでの議論に関係する質量公式(5)との大きな違いは、①対称エネルギー係数が質量依存性

$$a_{\text{sym}} = 30.76 (1.0 - 1.62/A^{1/3}) \quad (7)$$

を持っていること、②平均的陽子・中性子エネルギー項 $\delta_{\text{pn}} \propto A^{-2/3} (>0)$ の存在である。図 4 に $\delta^{(m)}B_{\text{FRLDM}}$ (黒丸) を示す。 $\delta^{(1)}B_{\text{FRLDM}}$, $\delta^{(2)}B_{\text{FRLDM}}$ のいずれも実験値の系統性を良く再現している。特に、平均曲線 $40/A$ のほとんどは、対称エネルギー(白丸)によるものであることがわかる。残りは、表面エネルギーによる。図 4(a)における曲線 $40/A$ からの系統的ずれは、平均的陽子・中性子エネルギー δ_{pn} によるものである。このように、 $\delta^{(m)}B$ の系統的振る舞いは、半経験的質量公式の対称エネルギー項と平均的陽子・中性子エネルギー項によって説明できることがわかる。

【IV】 拡張された $P+QQ$ 模型

前章で、半経験的模型 (FRLDM) により、実験から導出された陽子・中性子間相互作用 $\delta^{(m)}B(Z, N)$ を定性的に再現することを示した。 $\delta^{(m)}B(Z, N)$ の系統的曲線 $40/A$ は対称エネルギーにより、また $\delta^{(1)}B(Z, N)$ における $40/A$ からのずれは平均的陽子・中性子エネルギーにより説明することができる。しかしながら、FRLDM は、あくまでも巨視的模型であり、「核子間のどのような多体相関によって、そのような系統性が引き起こされるのか」といったような微視的メカニズムを理解することはできない。

原子核の微視的構造を解明するための有力な方法の 1 つに殻模型がある。核力は固い芯をもつ特異な性質を示しているにもかかわらず、原子の場合のように平均場を形成し、核子はその中を運動しているという見方により、実験値を極めて良く理解できる。平均場中の核子間に働く核力は有効相互作用と呼ばれ、生の核力にくらべ大きく異なっている。

Kuo と Brown [17] は、 ^{40}Ca を core として fpg 殻における有効相互作用を生の核子間相互作用から導いた (KB 相互作用)。後に、Poves と Zucker [18] のグループにより、修正が行われた (KB3 相互作用)。この他に、現象論的相互作用として Richter 達

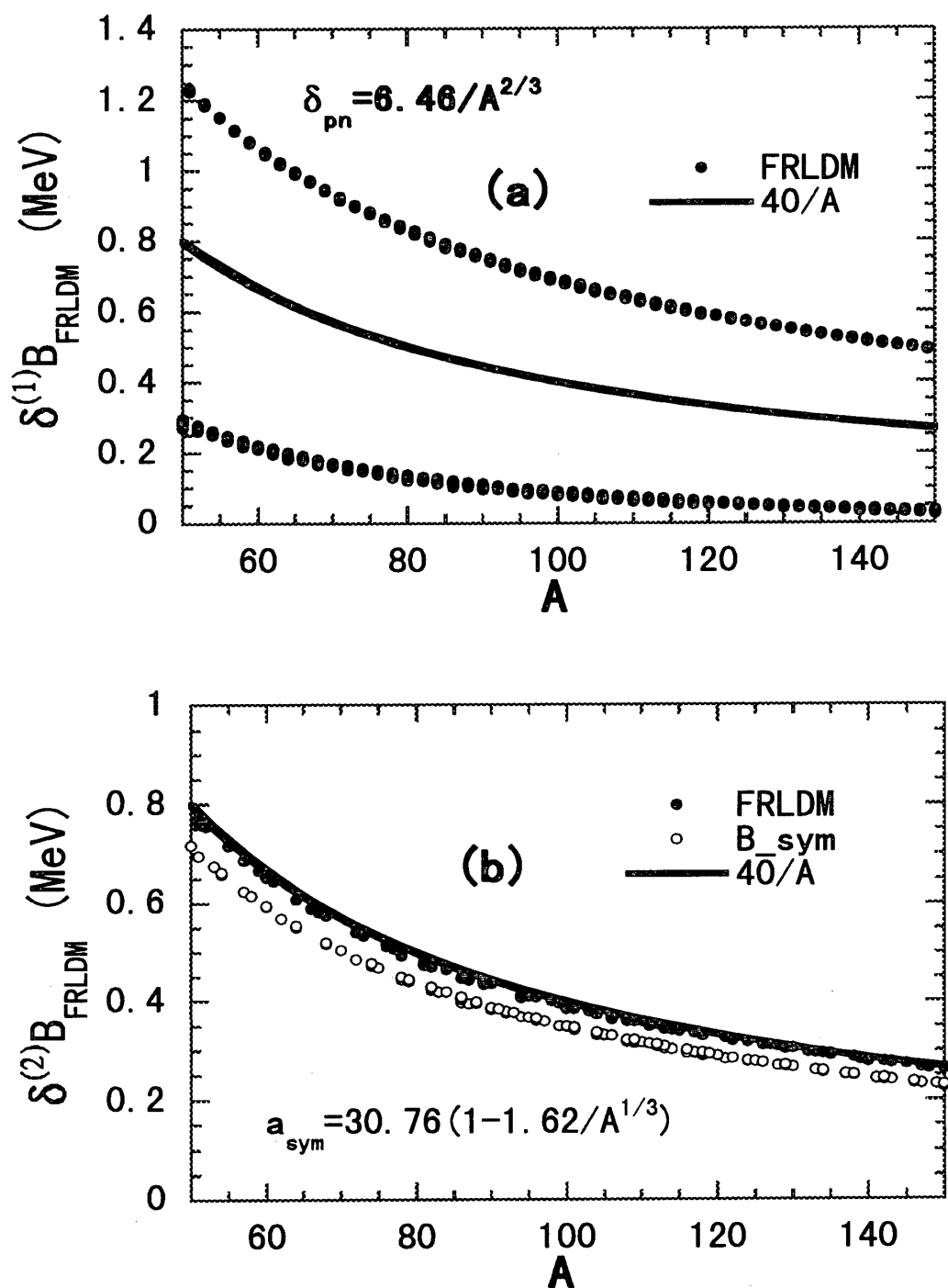


図4 FRLDMによる $\delta^{(m)}B$

[19]による FPD6 相互作用が知られている。しかしながら、いずれの相互作用も fp 殻の特定の原子核については、結合エネルギー、スペクトル、その他の実験値を良く再現するが広範囲の原子核については十分とは言いがたい。また、これらの相互作用は非常に多くの行列要素からできており、微視的多体相関を調べることは極めて困難となる。更に core やモデル空間の選び方により、その有効相互作用は大きく異なってくる。

る。それでは、できるだけ単純で、core とかモデル空間の選び方にあまりよらず実験を良く再現する有効相互作用を作ることができるであろうか？

我々は、最近、現象論的相互作用として、次のような拡張された $P+QQ$ 相互作用を提案した。

$$H = H_0 - \frac{g_0}{2} \sum_{\kappa=\pm 1,0} P_0^\dagger(x) P_0(x) - \frac{\chi}{2} \sum_{\mu} Q_{2\mu}^\dagger Q_{2\mu} - \frac{g_2}{2} \sum_{\mu} \sum_{\kappa=\pm 1,0} P_{2\mu}^\dagger(x) P_{2\mu}(x) - k^0 \sum_{a \leq b} \sum_{JM} A_{JM00}^\dagger(ab) A_{JM00}(ab), \quad (8)$$

ここで、 $A_{JM\tau\kappa}^\dagger(ab)$ は、角運動量 J ，疑スピン τ を持った対演算子、 $Q_{2\mu}^\dagger$ は、四重極演算子である。(8)式右辺の初項 H_0 は、単一粒子ハミルトニアン、第2, 3, 4項はアイソスピン不変な P_0+QQ+P_2 相互作用である。最後の項は、 J に依存しないアイソスカラー陽子・中性子相互作用 ($H_{\pi\nu}^{\tau=0}$) である。このように、単一粒子エネルギーを除けば相互作用のパラメーターは、わずか4つである。いわゆる $P+QQ$ 力は、中重核で広く用いられ、多体相関を調べる上で非常に有力な相互作用であるが、結合エネルギーを再現できない。そこで、我々は、その結合エネルギーを再現するために、(8)式の最後の項のように J に依存しないアイソスカラー陽子・中性子相互作用 ($H_{\pi\nu}^{\tau=0}$) を導入した。この相互作用は、次のように粒子-空孔 (p-h) 表現に表きなおすことができる。

$$H_{\pi\nu}^{\tau=0} = -\frac{1}{2} k^0 \left\{ \frac{\hat{n}}{2} \left(\frac{\hat{n}}{2} + 1 \right) - \hat{T}^2 \right\}. \quad (9)$$

ここで、 \hat{n} は活性軌道粒子演算子、 \hat{T} は全アイソスピン演算子である。アイソスピン不変な系に対しては、活性軌道粒子数 n と全アイソスピン数 T によって表される。つまり、状態の全アイソスピンが同じであれば、結合エネルギーには大きく寄与するが、波動関係には全く影響を及ぼさない。この相互作用は、fp 領域 $N=Z$ 奇々核における $T=1$ 基底状態近くまで $T=0$ 励起状態が低く下がってくることを説明する。

【V】 $N \neq Z$ 核における数値計算と分析

上記の模型を使って数値計算をしてみよう。本来は、広い領域の原子核にわたって殻模型計算をするべきであるが、fp 殻領域の ^{58}Ni でも10億次元以上の対角比を行わなければならない、それより重い原子核の数値計算は絶望的である。そこで、先に述べた陽子・中性子間相互作用の系統性を定性的に調べるため、ここではBCS近似を用いることにする。もちろん、近似計算なので正確な数値を得ることはできないが、系統的振る舞いの本質を理解するためには十分良い近似であると思われる。BCS近似のもと

で、それぞれ偶々核、及びその隣の奇核、奇々核の基底状態は、準粒子についての真空状態、1準粒子状態、陽子・中性子準粒子状態として近似的に表される。

$$|0\rangle, \quad |n\rangle = a_n^\dagger |0\rangle, \quad |p\rangle = a_p^\dagger |0\rangle, \quad |pn\rangle = a_p^\dagger a_n^\dagger |0\rangle. \quad (10)$$

そして、それぞれの基底状態エネルギーは、次のように書かれる。

$$E(e, e) = \langle 0 | H | 0 \rangle = U_0 + U_{\pi\nu}^{\tau=0}, \quad (11)$$

$$E(e, o) = \langle n | H | n \rangle = U_0 + \Delta_n + U_{\pi\nu}^{\tau=0}, \quad (12)$$

$$E(o, e) = \langle p | H | p \rangle = U_0 + \Delta_p + U_{\pi\nu}^{\tau=0}, \quad (13)$$

$$E(o, o) = \langle pn | H | pn \rangle = U_0 + \Delta_p + \Delta_n + \epsilon_{pn} + U_{\pi\nu}^{\tau=0}, \quad (14)$$

ここで、 U_0 は偶々核の基底状態エネルギー、 $U_{\pi\nu}^{\tau=0}$ は $H_{\pi\nu}^{\tau=0}$ の相互作用エネルギー、 Δ_n (Δ_p) は中性子(陽子)ギャップエネルギー、 ϵ_{pn} は残留相互作用 ($H_{QQ} + H_{P2}$) のエネルギーである：

$$U_0 = \langle 0 | H_{sp} + H_{P0} + H_{QQ} + H_{P2} | 0 \rangle, \quad (15)$$

$$U_{\pi\nu}^{\tau=0} = \langle H_{\pi\nu}^{\tau=0} \rangle, \quad (16)$$

$$\epsilon_{pn} = \langle pn | H_{QQ} + H_{P2} | pn \rangle. \quad (17)$$

ϵ_{pn} は、主に QQ 力から来ており、引力的 ($\epsilon_{pn} < 0$) である。

$N, Z=20-50$ 領域の原子核において、 ^{40}Ca を core としモデル空間 ($1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$) を、 $N, Z=50-82$ 領域の原子核において、 ^{100}Sn を core としモデル空間 ($2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 1h_{11/2}$) を考える。それぞれの領域における最低単一粒子エネルギーを、結合エネルギーの実験値から $\epsilon_{f_{7/2}} = B(^{41}\text{Ca}) - B(^{40}\text{Ca}) = -8.3633\text{MeV}$ そして $\epsilon_{d_{5/2}} = B(^{103}\text{Sn}) - B(^{102}\text{Sn}) = -10.265\text{MeV}$ と決める。他の単一粒子エネルギーは、Kisslinger と Sorensen [20] によって使われたものを用いる。対相関のパラメータ g_0 は偶々核と隣の奇核の質量差の実験値に、四重極相関のパラメータ χ は第一励起 $J=2^+$ エネルギーの実験値におおよそ合うように、次のように固定した。

$$g_0 = 24A^{-1}, \quad \chi = 350A^{-5/3}b^{-4} \quad \text{for } N, Z=20-50 \text{ 領域}, \quad (18)$$

$$g_0 = 24A^{-1}, \quad \chi = 450A^{-5/3}b^{-4} \quad \text{for } N, Z=50-82 \text{ 領域}, \quad (19)$$

ここで、 b は調和振動子レンジパラメーターである。四重極対相関のパラメーターは、 $g_2 = 0.2g_0$ とした。 k^0 は、Jänecke と Comay の方法にしたがって結合エネルギーから導出された対称エネルギーを、ほぼ再現するように選んだ。(図 2)

$$k^0 = \frac{\zeta}{A} (1.0 - \eta/A^{1/3}), \quad (20)$$

$$\zeta = 224.0, \quad \eta = 2.2 \quad \text{for } N, Z=20-50 \text{ 領域},$$

$$\zeta = 224.0, \quad \eta = 3.0 \quad \text{for } N, Z=50-82 \text{ 領域}. \quad (21)$$

II章で示したように、標準的質量公式では対称エネルギー係数は(6)式のように定数

であるのに対して、(7)式のような質量数依存性を持っていることがわかる。(9)式を見てわかるように、 $T=0$ 陽子・中性子相互作用は対称エネルギー項を含んでいる。後に示すように、対称エネルギーの大部分はこの項から来ており、 k^0 が同様の質量依存性を持っていると考えられる。以上のようにして決められたパラメーターの下で結合エネルギー E を計算し、(2)式に従って2重結合エネルギー差 $\delta^{(m)}E$ を求め、それを図5

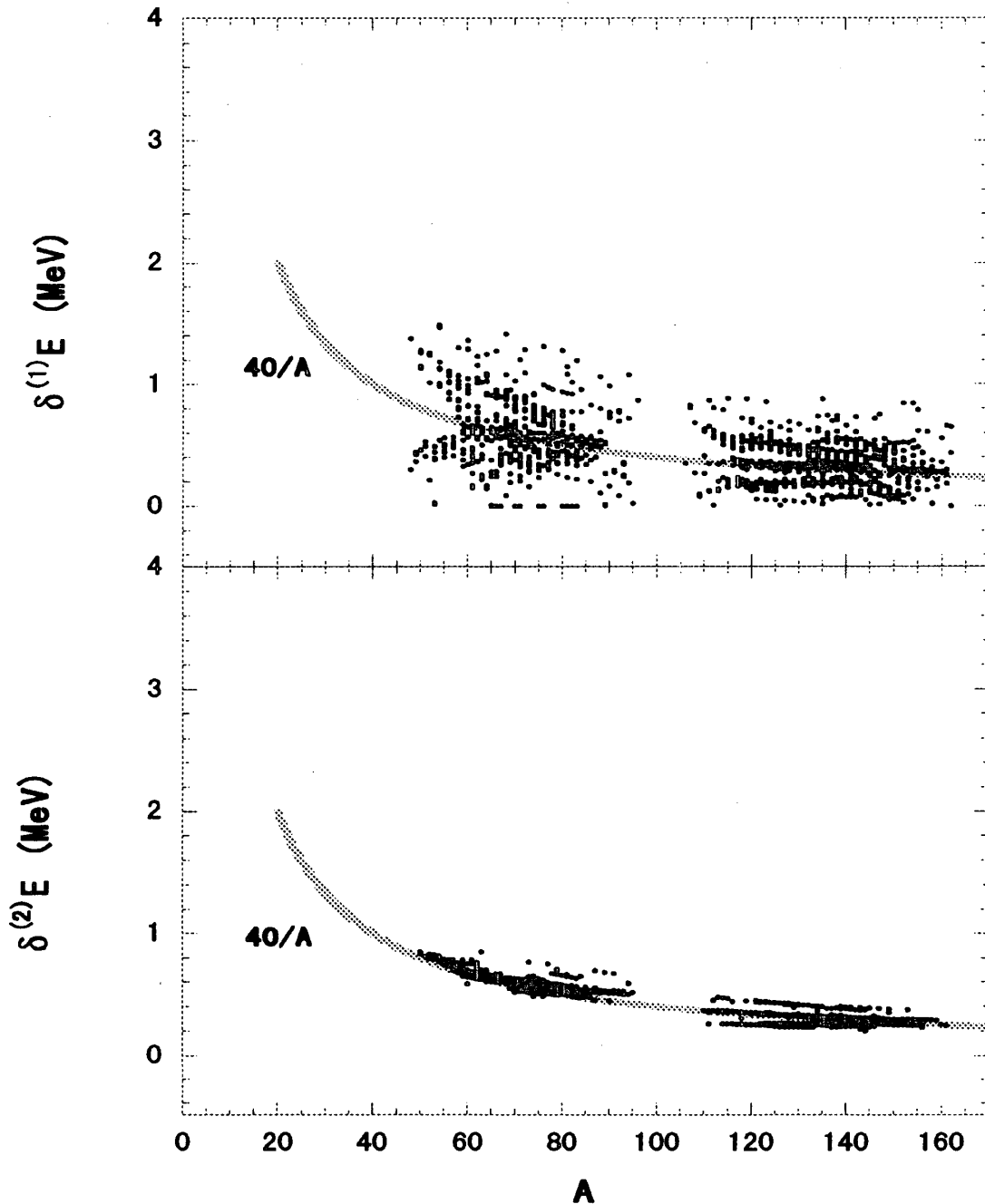


図5 $\delta^{(m)}E$ の計算値

に示す。計算値は、実験値の平均曲線 $40/A$ および $\delta^{(1)}E$ における $40/A$ からのずれを極めて良く再現している。このような系統的振る舞いは BCS 近似における各原子核の基底状態エネルギー(11)-(14)から次のように容易に理解することができる。ギャップエネルギーは、陽子数および中性子数にあまりよらず滑らかに変化するので $\delta^{(m)}E$ にはほとんど寄与しない。主に寄与するのは $U_{\pi\nu}^{\tau=0}$ と ϵ_{pn} の2つの項で、次のように表される。

$$\begin{aligned} \delta^{(1)}E(e, e) &\approx \delta^{(1)}E(o, o) \approx \delta^{(1)}U_{\pi\nu}^{\tau=0} - \epsilon_{pn} && \text{(偶質量核に対して),} \\ \delta^{(1)}E(e, o) &\approx \delta^{(1)}E(o, e) \approx \delta^{(1)}U_{\pi\nu}^{\tau=0} + \epsilon_{pn} && \text{(奇質量核に対して),} \\ \delta^{(2)}E(e, e) &\approx \delta^{(2)}E(o, o) \approx \delta^{(2)}E(e, o) \approx \delta^{(2)}E(o, e) \approx \delta^{(2)}U_{\pi\nu}^{\tau=0} - \epsilon_{pn} && \text{(核種によらない).} \end{aligned} \quad (22)$$

質量依存性を持った k^0 パラメーター(20)-(21)を用いると、図6に示すように $\delta^{(m)}U_{\pi\nu}^{\tau=0}$ は、ほぼ $40/A$ 曲線に極めて良く乗っている。このように、 $\delta^{(m)}E$ の平均曲線 $40/A$ はアイソスカラー陽子・中性子相互作用 $H_{\pi\nu}^{\tau=0}$ によるものであることがわかる。更に、 $\delta^{(1)}E$ における $40/A$ からの系統的ずれは、奇々核におけるフェルミエネルギーに位置

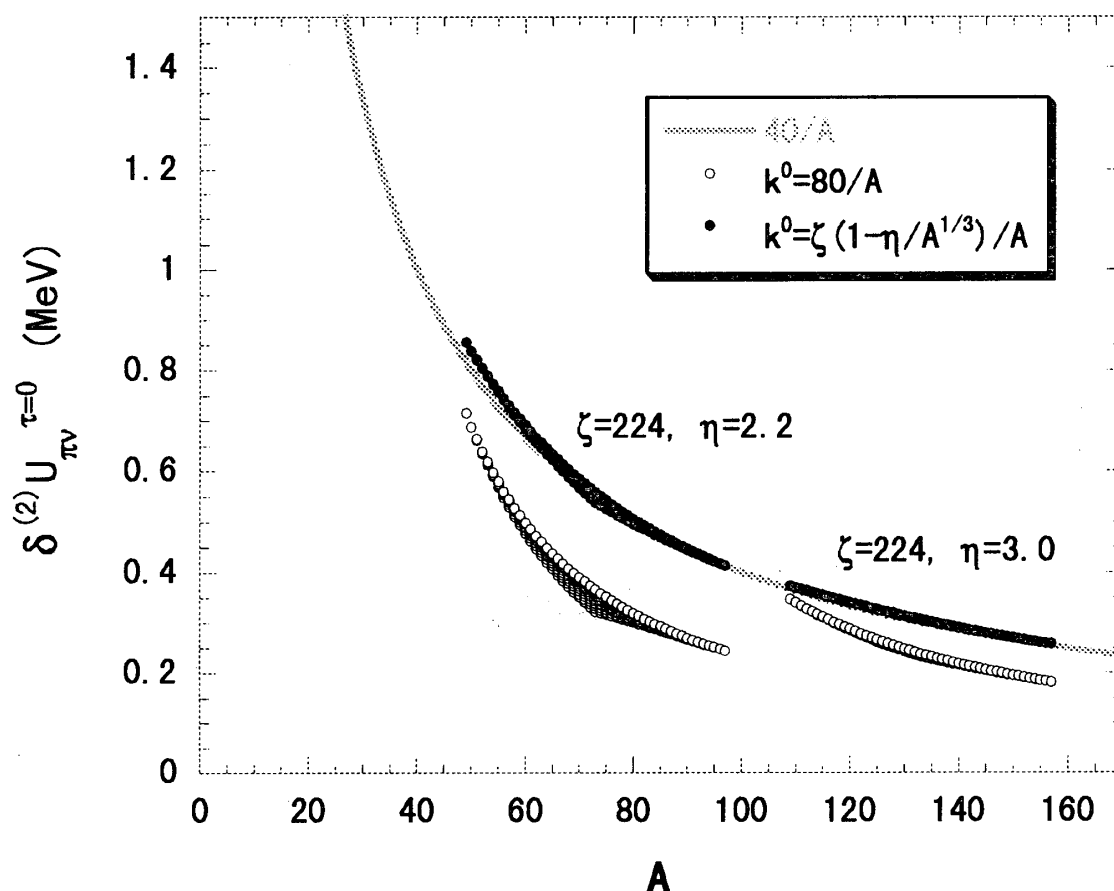


図6 $\delta^{(2)}U_{\pi\nu}^{\tau=0}$ の計算値

する単一粒子軌道の陽子・中性子間エネルギー ϵ_{pn} によって説明できる。これは、半経験的質量公式 (FRLDM) における $-\delta_{pn}$ に他ならない。この陽子・中性子間エネルギーの主要な成分は、四重極相互作用から来ている。したがって、 $\delta^{(1)}E$ における $40/A$ からの系統的ずれは、 $Q_p Q_n$ の良い尺度となっていると考えられる。(変形核との強い相関が予想される)

このように、 $\delta^{(m)}E$ の平均曲線 $40/A$ は、BCS 近似の下で、そのほとんどの寄与は $U_{\pi\nu}^{\tau=0}$ であることがわかる。一方で、半経験的質量公式[14]による分析から、 $40/A$ 曲線は質量依存性(7)をもった対称エネルギーによるものであることがII章で示されている。異なった2つの結果を、どのように理解すれば良いのであろうか？このため、EPQ 模型から QQ 力と P_2 力を取り除き、さらに単一粒子エネルギーを縮退させることによって単純化した $SO(5)$ 模型を考える。このとき、セニヨリティ $\nu=0$ の全エネルギーは、活性軌道粒子数 n と全アイソスピン数 T によって次のように表される。

$$U_{SO(5)} = U(P_0) + U_{\pi\nu}^{\tau=0},$$

$$U(P_0) = V(P_0) + W(P_0), \quad (24)$$

$$U_{\pi\nu}^{\tau=0} = V_{\pi\nu}^{\tau=0} + W_{\pi\nu}^{\tau=0}, \quad (25)$$

$$V(P_0) = -\frac{1}{2}g_0 n \left(\Omega - \frac{n-6}{4} \right), \quad (26)$$

$$W(P_0) = \frac{1}{2}g_0 T(T+1), \quad (27)$$

$$V_{\pi\nu}^{\tau=0} = -\frac{1}{2}k^0 \frac{n}{2} \left(\frac{n}{2} + 1 \right), \quad (28)$$

$$W_{\pi\nu}^{\tau=0} = \frac{1}{2}k^0 T(T+1). \quad (29)$$

ここで、パラメーターは、(18)-(21)を用いる。 $\delta^{(2)}U_{SO(5)}$ の各成分を図7に示す。

$\delta^{(2)}U_{\pi\nu}^{\tau=0}$ は、極めて良く $40/A$ 曲線をなぞっていることがわかる。BCS 近似における結果と同じように、そのほとんどの寄与は $U_{\pi\nu}^{\tau=0}$ からであり、 $U(P_0)$ からの寄与は非常に小さい。

半経験的質量公式との比較をするために、対称エネルギー $W(P_0) + W_{\pi\nu}^{\tau=0}$ とそれ以外の項 $V(P_0) + V_{\pi\nu}^{\tau=0}$ に分けてみる。 $A=50$ 近傍では、対称エネルギーからの寄与が優れているが、それ以外 (n^2 の項) からの寄与もかなり大きいことがわかる。しかし、活性軌道粒子数 n が多くなり、 $A=100$ 近傍になるとそのほとんどの寄与は対称エネルギーからで、半古典的質量公式からの結果と一致する。事実、 $W(P_0) + W_{\pi\nu}^{\tau=0}$ から得られる対称エネルギー係数は $a_{\text{sym}} = 31.0 (1.0 - 1.987/A^{1/3})$ となり、半経験的質量公式で用いられたもの(7)に近い。 n が小さいときの相違は、基本的に殻模型計算が core を前

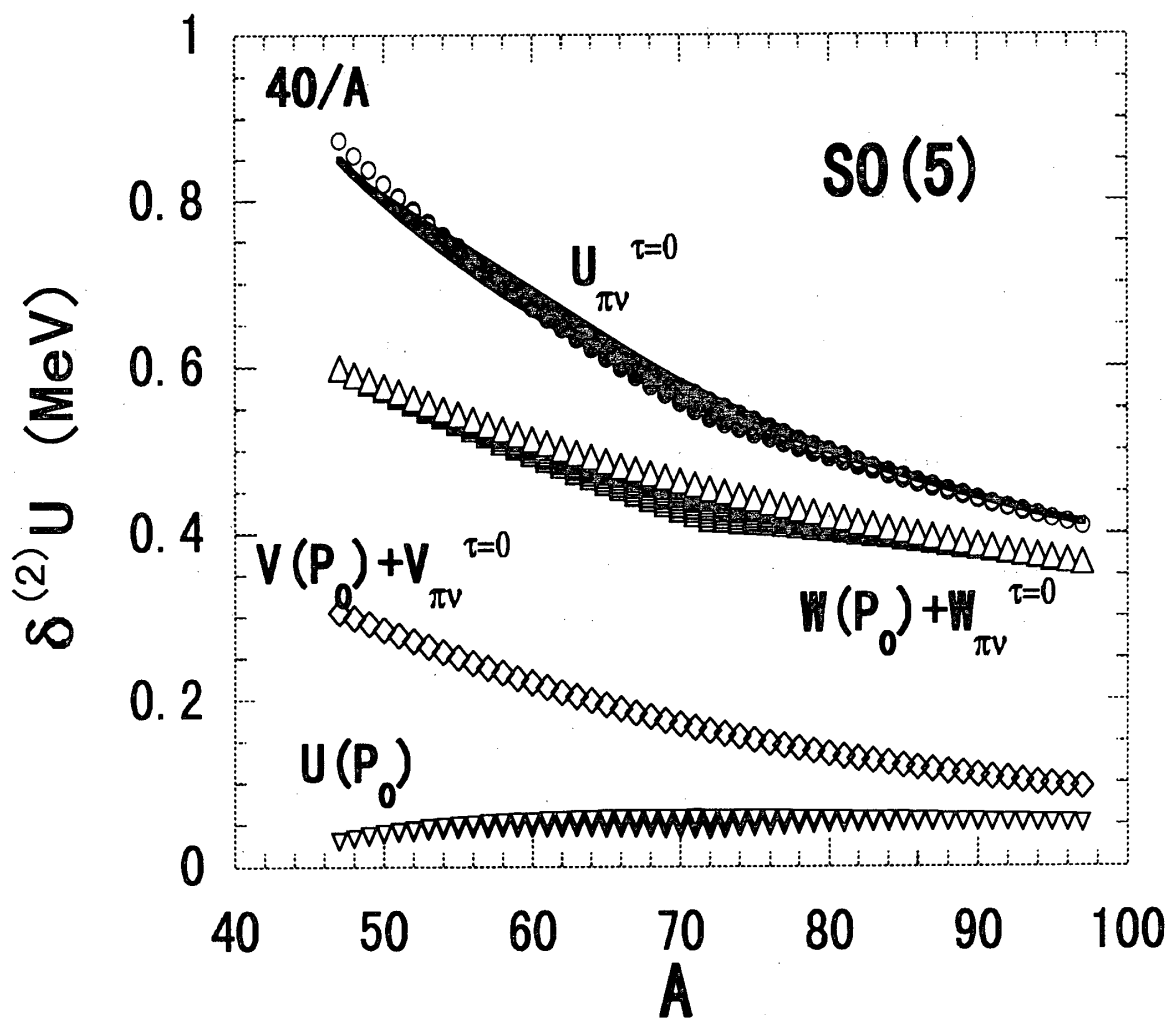


図7 SO(5)模型における $\delta^{(2)}U$ の計算値

提していることによると考えられ、その核子数が多くなると半古典的質量公式に近づくものと思われる。

【VI】 $N=Z$ 近傍核における数値計算と分析

図1に見るように $N=Z$ における $\delta V^{(m)}$ の大きな値は、どのような相関によるのであろうか？陽子・中性子間相互作用が極めて大きいため、通常のBCS近似では取り扱うことはできない。そこで、この章では、単一軌道 ($f_{7/2}$) 殻模型計算を行い、 $N=Z$ 近傍における $\delta^{(m)}E$, Separation energy 及び Odd-even mass difference の実験値の特異な振る舞いを調べる。パラメーターは、 $g_0=0.59$, $\chi q^2=1.20$, $g_2=1.80$, $k^0=1.90$ に選んだ。

図8に、TiとCrアイソトープの $\delta^{(m)}E$ を示す。いずれも、極めて良く(特に $N=Z$

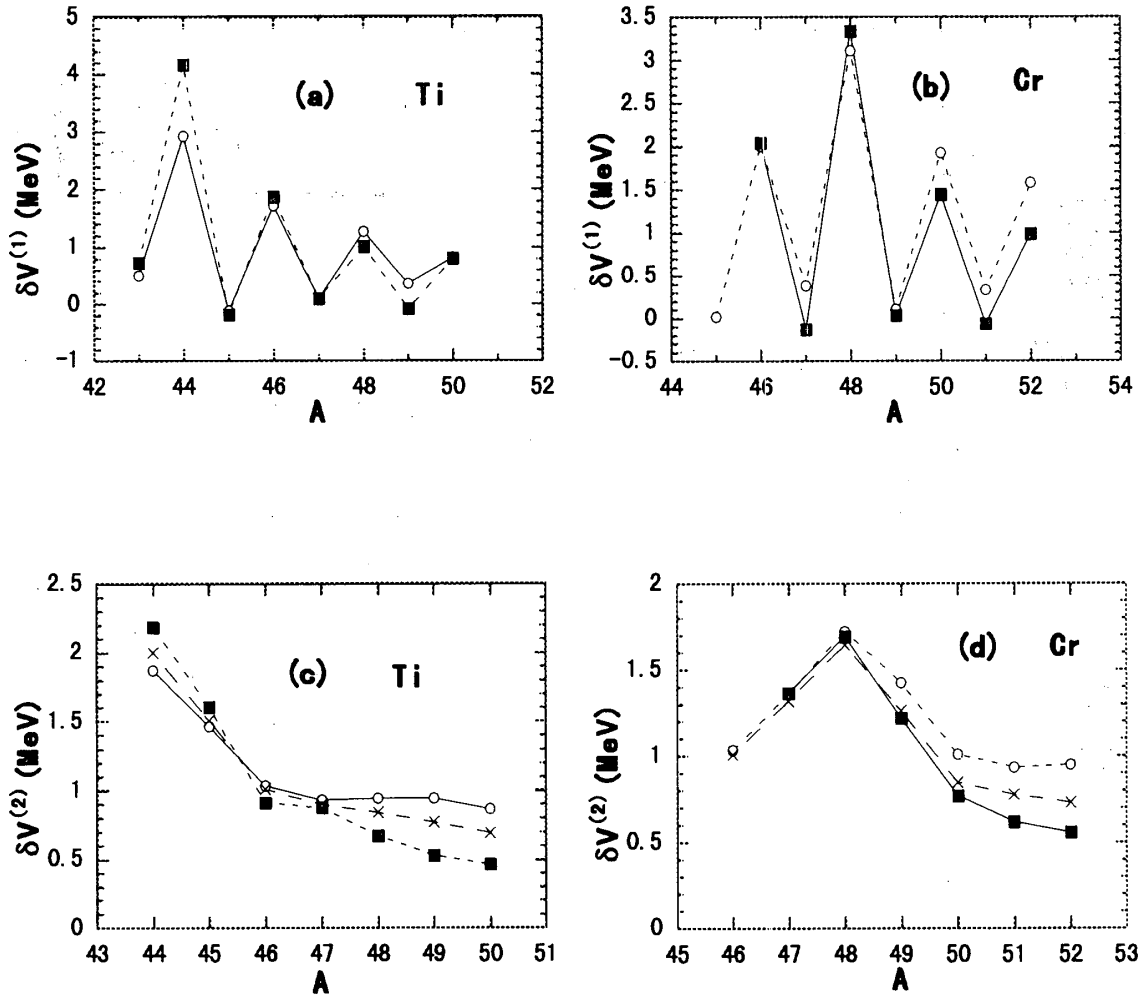


図8 単一般模型計算における $\delta V^{(m)}$

における大きな値を)再現していることがわかる。 $N=Z$ において、 $\delta^{(1)} U_{\pi\nu}^{\tau=0}=0$ なので $\delta V^{(1)}$ の全ての寄与は $P+QQ+P_2$ 相互作用からきている。特に、アイソベクター ($T=1$) 型相互作用からの寄与は極めて大きい。また、 $\delta V^{(2)}$ については、

$$\delta^{(2)} U_{\pi\nu}^{\tau=0} = \frac{3}{4} k^0 \quad (N=Z=\text{偶数}), \quad (30)$$

$$\delta^{(2)} U_{\pi\nu}^{\tau=0} = \frac{k^0}{4} \quad (N=Z=\text{奇数}) \quad (31)$$

なので、 P_0+QQ+P_2 相互作用の寄与が加わった結果、実験値のような大きな値を示している。

図9は、 $N=22, 24$ における Two-proton separation energy S_{2p} の実験値を陽子数の関数として示す。図からわかるように、 $N=Z$ から離れた核では、 S_{2p} の大きさは陽子殻のフェルミエネルギーに比例するため、陽子数が減少するとそれにほぼ比例し

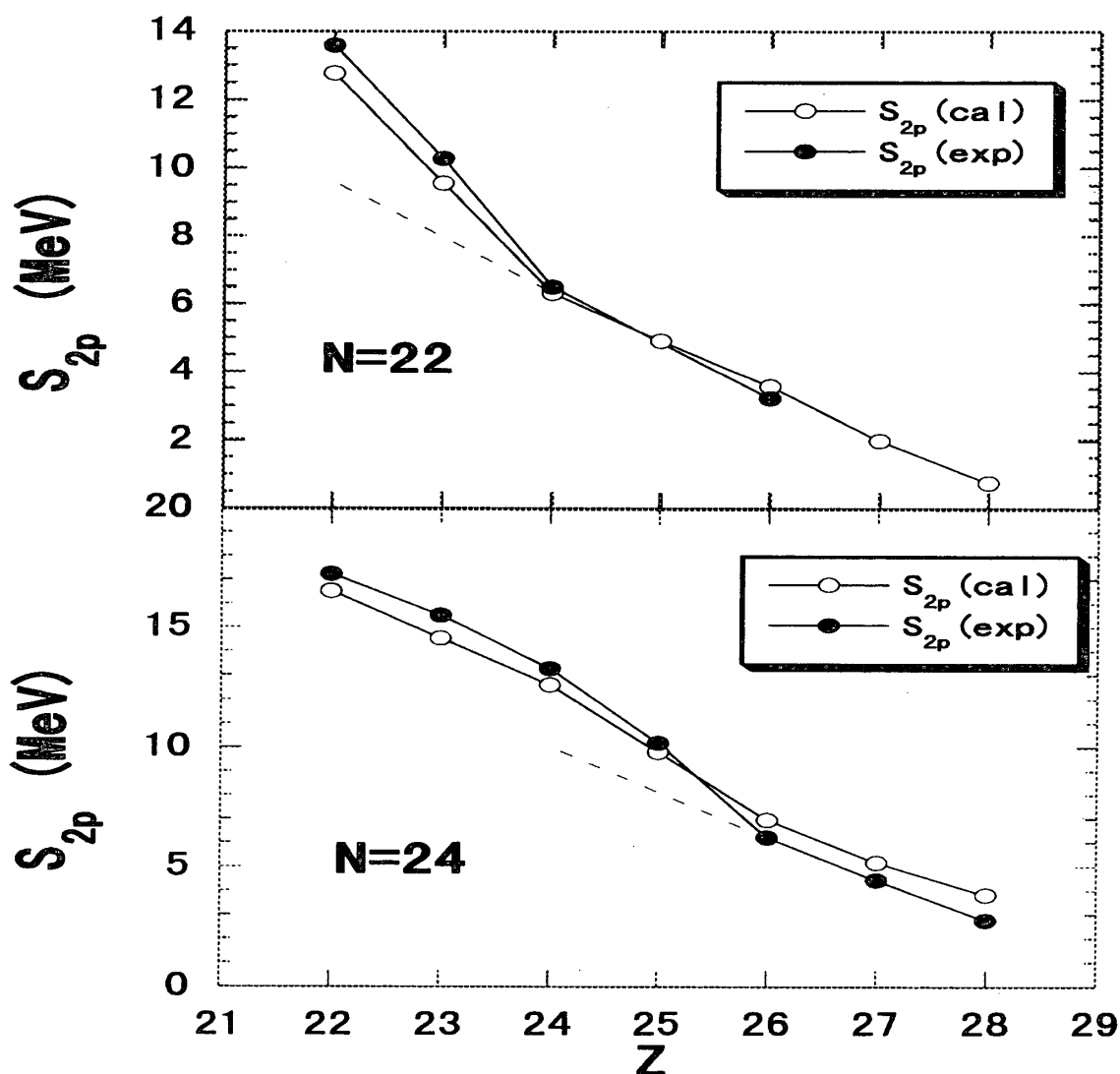


図9 Two-proton separation energies の実験値及び計算値

て増加する。実際、Nazarewicz *et al.* [21] による HFB+(SkP, SIII, SkM, Gogny, SLy4, SkI1, SkI6, SLy4) 計算では、見事にその傾向を再現している。しかしながら、 $N=22$ における $Z=23, 22$, 及び $N=24$ における $Z=25, 24, 23, 22$ について S_{2p} の理論値は、上記 Skyrme 型相互作用に共通して実験値に比較し小さい値を示す。この傾向は、他の N についても同じである。

次に、Odd-even mass difference の実験値を見てみる。図10に、Three-point Δ_3 , 及び Four-point Δ_4 の実験値を $N-Z$ の関数として示す。中性子数が陽子数に比べ大きいところでは、ほぼ 1.5MeV の値であるが、 $N=Z$ 近傍で極めて大きな値を示す。(よく知られているように、 Δ_3 は奇核における値は偶偶核に比較し少し小さい値を示すが、これは blocking effect によるものと考えられる。)この $N=Z$ 近傍で大きな値を示す傾向は、 Δ_4 でも共通している。

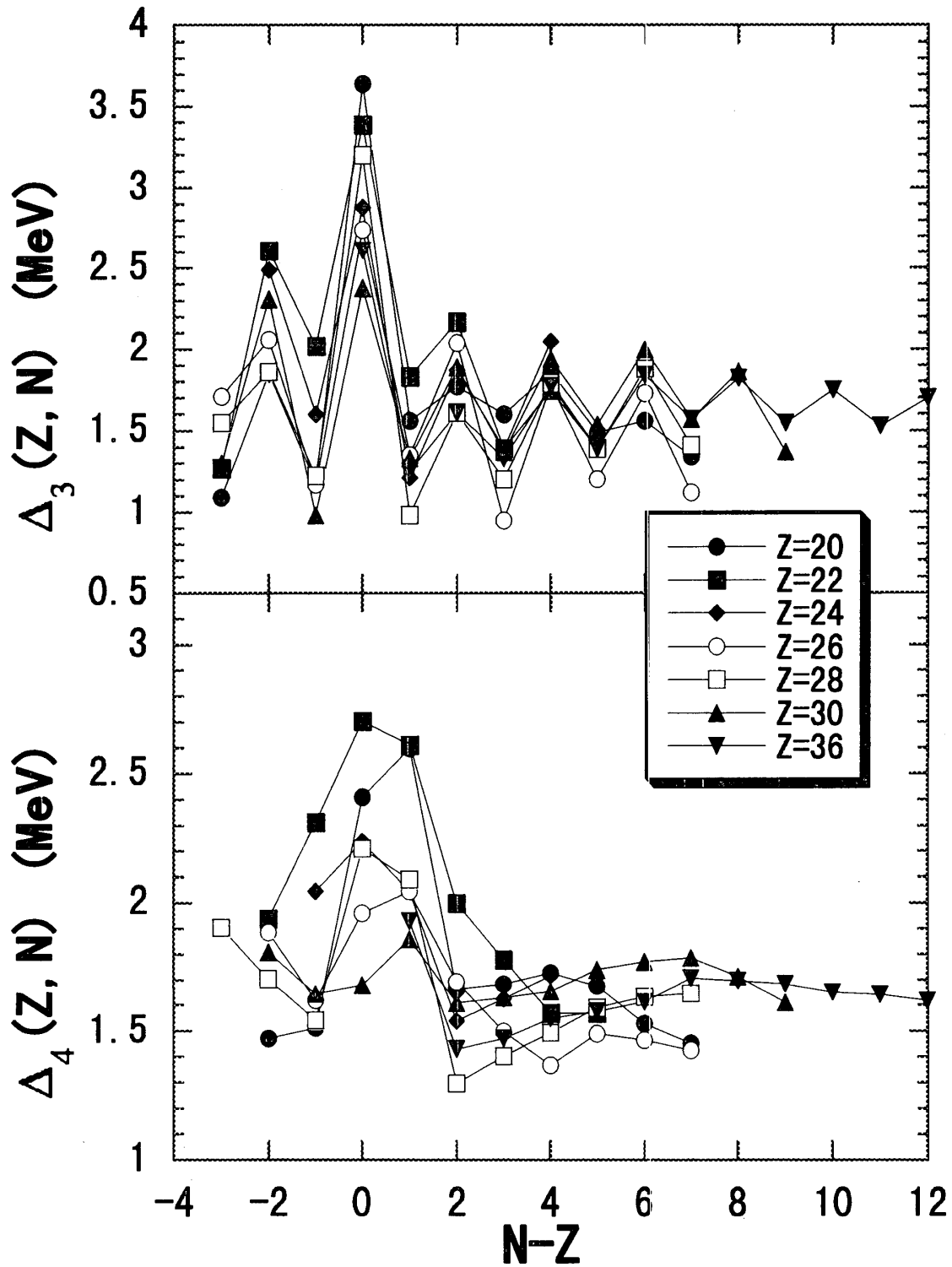


図10 Odd-even mass difference の実験値

上記の特徴を、EPQ模型を使って分析する。図9に、 S_{2p} の計算値を示す。かなり良く実験値を再現していることがわかる。特に、 $N=22$ における $Z=23, 22$, 及び $N=24$ における $Z=25, 24, 23, 22$ について、 S_{2p} の増加を良く記述している。図11に、Crと

Fe の同位体における, Odd-even mass difference Δ_3 , Δ_4 の計算値を示す。 $N=Z$ 近傍核における増加を定性的には再現していることがわかる。図11にみるような $N=Z$ 核における値の増加は, 何故どのようにして起こったのであろうか? また, それはどのような相関によるものであろうか? このことを見るため, 図12に $N=24$ の基底状態エネルギーの各成分を, 陽子数の関数として示す。上図は, P_0+QQ+P_2 基底状態エネルギー成分で, 更にその陽子・陽子 (pp) 成分 $E_{pp}^{P+QQ+P_2}$, 中性子・中性子 (nn) 成分 $E_{nn}^{P+QQ+P_2}$, 陽子・中性子 (pn) 成分 $E_{pn}^{P+QQ+P_2}$ である。下図は基底状態エネルギー成分 $E_{\nu\nu}^{\tau=0}$ である。 $E_{pp+nn}^{P+QQ+P_2} = E_{nn}^{P+QQ+P_2} + E_{pn}^{P+QQ+P_2}$ は, Staggering pattern を示すが, これは Proton gap energy によるものである。この gap energy を除けば, ほぼ直線的に

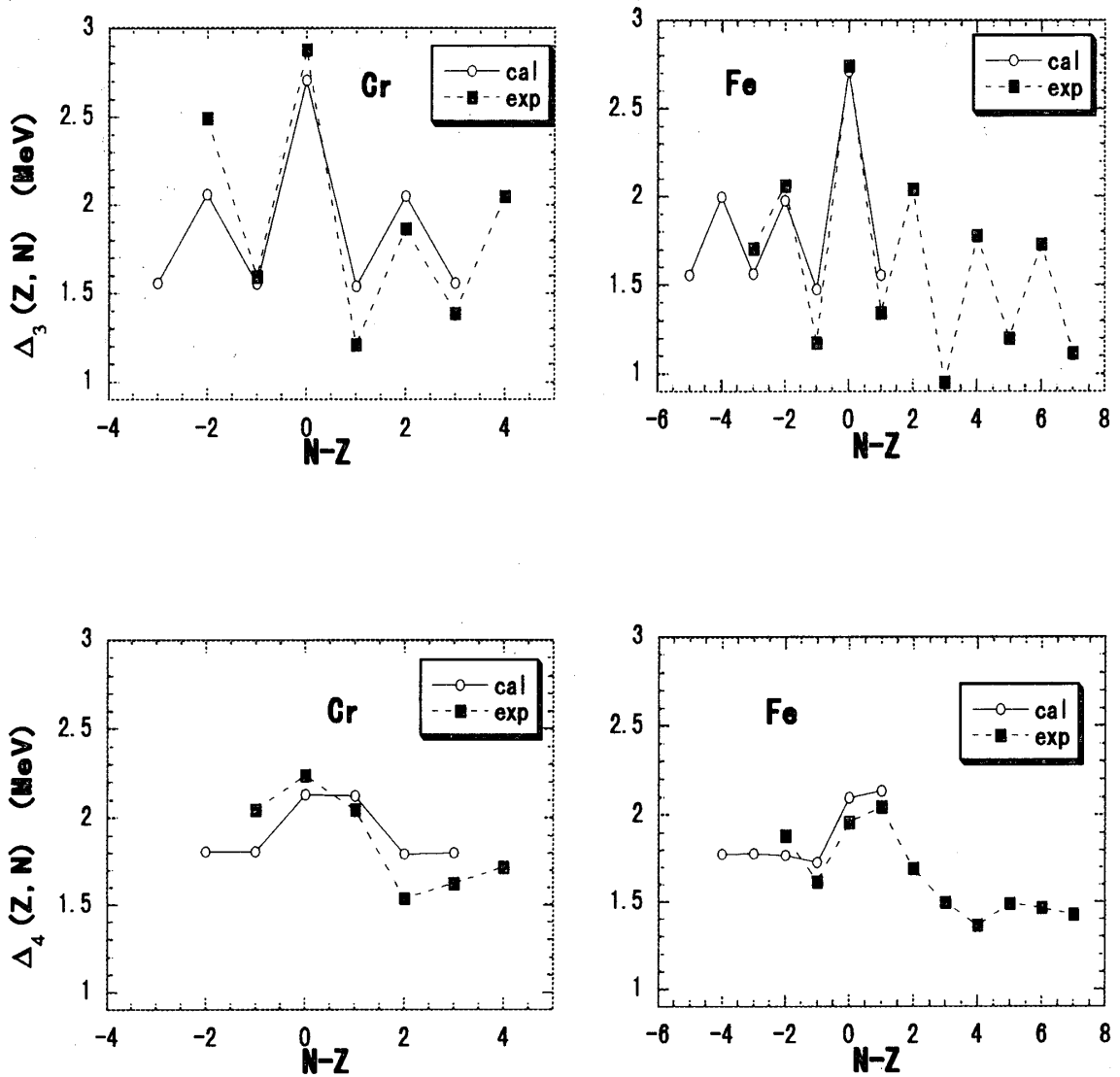


図11 Odd-even mass difference の計算値

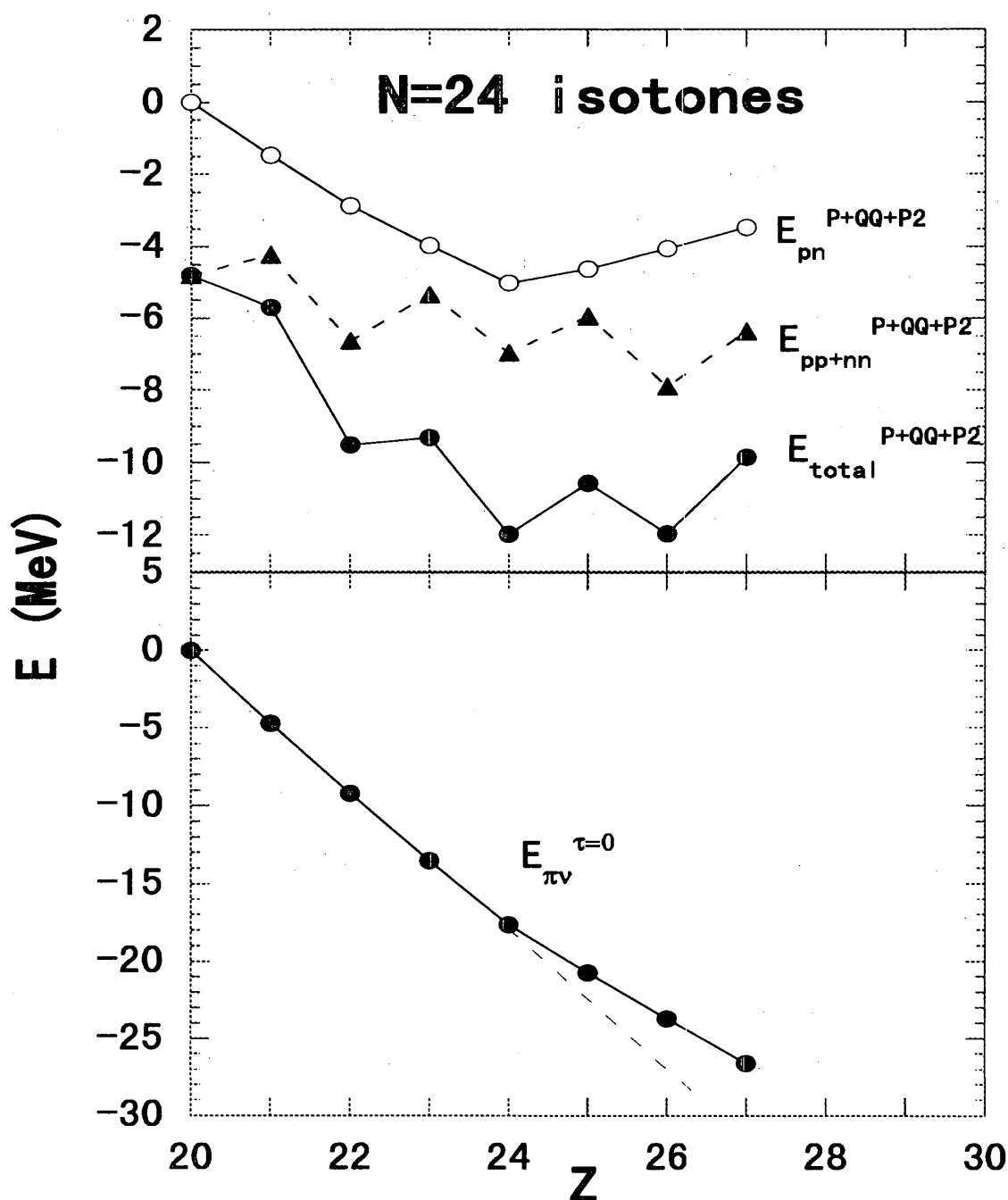


図12 基底状態エネルギーの成分

滑らかに減少している。一方、陽子・中性子成分には、 $E_{pn}^{P+QQ+P2}$ 及び $E_{\pi\nu}^{\tau=0}$ が、 $Z=N$ で折れ曲がるという特徴的な振る舞いが見られる。更に、 $E_{pn}^{P+QQ+P2}$ を調べると、 $Z=N$ における折れ曲がり、アイソベクター ($T=1$) pairing 型の相関によるものであることが分かった。これらの折れ曲がり、よく知られている Wigner energy [22, 23] に他ならない。Satula 達 [24] は、Wigner energy の origin として、アイソスカラー ($T=0$) pairing 型の相関が重要であることを指摘している。確かに、我々の分析

[3]でも彼らが定義した Wigner エネルギー式を用いると、その主要な成分はアイソスカラー pairing で、彼らの結果を支持している。しかし、最近になって他の group 達 [25]が、これとは異なった見解、つまりアイソベクター ($T=1$) pairing 型の相関によるものであることを報告している。上記に示したように、Odd-even mass difference の分析は、Wigner エネルギーの起源が $T=0$ pairing 型の陽子・中性子間相関エネルギーと共に $T=1$ pairing 型の陽子・中性子間相関エネルギーも無視できないことを示している。今後、Wigner の起源については更なる研究が必要であると考えられる。

【VII】 まとめ

結合エネルギーの実験値から導出された陽子・中性子間相互作用の系統的振る舞いを、半経験的質量公式および EPQ 模型を用いて分析した。予想どおり、 $N=Z$ 核における陽子・中性子間相互作用は極めて大きく、これは $|N-Z|$ に比例したいわゆる Wigner エネルギーによって説明される。 $N=Z$ から離れた安定核において、実験から導出された陽子・中性子間相互作用の系統的振る舞いが、半経験的質量公式 FRLDM および EPQ 模型によって分析された。FRLDM は、これらの系統的振る舞いを再現し、平均曲線 $40/A$ は質量依存性をもった対称エネルギー、また $\delta^{(1)}B$ の $40/A$ からのずれは、奇々核の陽子・中性子エネルギーに起因していることがわかった。一方、微視的観点から EPQ 模型に基づいた BCS 近似計算による分析によると、 $40/A$ は $T=0$ 陽子・中性子相互作用によるものである。いずれの結果も、平均曲線 $40/A$ の主要な起源は対称エネルギーであることを示している。また $\delta^{(1)}B$ の $40/A$ からのずれは、主に $Q_p Q_n$ 相互作用によることが明らかになった。 $Q_p Q_n$ 相互作用は、原子核の変形と極めて密接な関係があると考えられる。

参考文献

- [1] A. L. Goodman, in *Advances In Nuclear Physics*, edited by J. Negele and E. Vogt (Plenum, New York, 1979), Vol. 11, Chap. 4.11.
- [2] M. Hasegawa and K. Kaneko, Phys. Rev. C59, 1449 (1999).
- [3] K. Kaneko, and M. Hasegawa, Phys. Rev. C60, 024301 (1999).
- [4] M. Hasegawa, K. Kaneko and S. Tazaki, xxx.lanl.gov archive, nucl-th/9910068 (to be published Nucl. Phys. A).
- [5] K. Kaneko, M. Hasegawa and J. -Y. Zhang, Phys. Rev. C59, 740 (1999).
- [6] J. -Y. Zhang, R. F. Casten, and D. S. Brenner, Phys. Lett. B227, 1 (1989).
- [7] D. S. Brenner, C. Wesselborg, R. F. Casten, D. D. Warner, and J. -Y. Zhang, Phys. Lett. B243, 1

- (1990).
- [8] R. B. Firestone and V. S. Shirley *Table of Isotopes*, 8th ed. (Wiley-Interscience New York, 1996).
 - [9] G. Audi and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.* A595, 409 (1995).
 - [10] J. Jänecke and E. Comay, *Nucl. Phys.* A436, 108 (1985).
 - [11] P. Ring and Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York, 1980.
 - [12] W. D. Myers, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 17, 411 (1976).
 - [13] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. I, Benjamin, New York, 1969.
 - [14] P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers and W. J. Swiatecki, *At. Data and Nucl. Data Tables* 59, 185 (1995).
 - [15] P. A. Seeger, report, Los Alamos Sci. Lab. Univ. California, 1968.
 - [16] J. Duflo and A. P. Zucker, *Phys. Rev.* C52, R23 (1995).
 - [17] T. T. Kuo and G. E. Brown, *Nucl. Phys.* A114, 241 (1968).
 - [18] A. Poves and A. P. Zuker, *Phys. Rep.* 70, 235 (1980).
 - [19] W. A. Richter, M. G. Van der Merwe, R. E. Julies and B. A. Brown, *Nucl. Phys.* A523, 325 (1991).
 - [20] L. S. Kisslinger and R. A. Sorensen, *Rev. Mod. Phys.* 35, 853 (1963).
 - [21] W. Nazarewicz et al., *Phys. Rev.* C53, 740 (1996).
 - [22] E. P. Wigner, *Phys. Rev.* 51, 106 (1937).
 - [23] N. Zeldes, *Phys. Lett.* B429, 20 (1998).
 - [24] W. Satula, D. J. Dean, J. Gary, S. Mizutori, and W. Nazarewicz, *Phys. Lett.* B407 (1997)103.
 - [25] O. Civitarese, M. Reboiro and P. Vogel, *Phys. Rev.* C56, 1840 (1997).