

平均場模形による
奇核・奇々核の配位決定

2014年2月

福井大学 工学部 物理工学科
伊藤 研人 杉浦 友章

目次

第 1 章	序論	4
第 2 章	原子核の構造と性質	5
2.1	核子	5
2.2	陽子数と中性子数	6
2.3	結合エネルギー	7
2.4	ベーテ・ワイゼッカーの質量公式	8
第 3 章	殻模型	9
3.1	液滴描像	9
3.2	独立粒子運動の描像	10
第 4 章	原子核の四重極変形とニルソン模型	12
4.1	四重極変形	12
4.2	ニルソン模型	16
第 5 章	Skyrme 有効相互作用を用いた平均場法	20
5.1	平均場法	20
5.2	Hartree-Fock (HF) 法	21
5.3	Hartree-Fock+BCS 法と Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) 法	22
5.4	有効相互作用	23
5.5	Skyrme 力	23
第 6 章	Skyrme HFB 法プログラム HFODD の説明	24
6.1	HFODD	24
6.2	調和振動子基底での対角化	24
6.3	計算による奇核・奇々核の基底状態の配位の求め方	25
第 7 章	計算結果と議論	26
7.1	Skyrme 力に SLy4 を使用した場合	27
7.1.1	奇核	27
7.1.2	奇々核	31
7.2	Skyrme 力に SIII を使用した場合	37
7.2.1	奇核	37
7.2.2	奇々核	41
7.3	スピンとパリティを実験値と計算で求めた理論値の比較	47

第 8 章	まとめ	48
付録 A	プログラム HFODD への入力データの例	49
付録 B	プログラム HFODD の出力の例	53
	謝辞	68

執筆担当者

第1章 伊藤

第2章 伊藤

第3章 杉浦

第4章 伊藤

第5章 杉浦

第6章 伊藤

第7章 杉浦

第8章 伊藤

付録 A,B 杉浦

第1章 序論

原子核は非常に小さな ($10^{-14}[m]$ 程度) 物質であり、日常生活で考えることはあまりないであろう。しかし実際のところ、あらゆる物質は原子核を含むいくつかの微視的な物質から構成されている。たとえば、我々が口する食べ物から日用品、はたまた医療器具や宇宙船までこの世の物質は無数の分子から構成されている。さらに分子は原子から構成されていて、原子の中に原子核がある。我々はこの原子核について着目した。本研究では目に見えない原子核の特性を理論的に決定していく。この特性を語る上で変形というものが重要になってくる。原子核の変形を説明するために様々な模型 (モデル) が考えられてきた。そのモデルの中の一つのニルソン模型に、さらに着目して研究を進めた。

1949年に Mayer [1], Jensen 等 [2] が原子核の独立粒子模型を提唱し、さらに1951年に原子核の変形という描像が確立した。独立粒子模型とは核子が原子核内を独立した一粒子として運動するという模型の総称である。殻模型は独立粒子模型の代表例である。殻模型は球対称で考えられているが、原子核の大部分は変形しており、変形した原子核を説明するために殻模型を変形核に拡張することでニルソン模型が作られた。ニルソン模型を改良し、一粒子ポテンシャルを微視的に決定するようにしたのが平均場法である。

平均場法のなかに Hartree-Fock 法、Hartree-Fock-Bogoliubov 法などがあり、本研究では Hartree-Fock-Bogoliubov 法を用いて計算を行うプログラム HFODD を使用する。HFODD は、1997年に Dobaczewski 氏と Dudek 氏が公開したものであり [3] [4]、現在まで随時アップデートされており、多くの研究者に使用されてきた。本研究で使用したものは最新の2012年度版で、最新のものになるにつれて機能が充実するとともにバグが少なくなってきた。HFODD では HFB 準粒子ハミルトニアンを3軸不等な調和振動子基底で対角化し、得られた準粒子の真空として原子核の基底状態を作る。そしてこれを収束するまで反復し、解を出す。真空の定義をするにあたり、配位 (ブロックする軌道) を指定することができる。対称性は偶奇性と指標量指数を指定することができる。最新版ではすべての対称性を破ることができる。また、時間反転不変性を破ったクランキング模型のためのプログラムを発展させて作られたものなので、奇核の基底状態が正確に求めることができる。

それでは、我々がこの研究を行うにあたっての目的を述べる。目的はおおきく言うと、原子核の構造を平均場模型を使って理論的に調べることであり、Skyrme 相互作用を用いた Hartree-Fock-Bogoliubov 法プログラム HFODD を利用し、変形核の典型的な例として陽子としての魔法数50と82のちょうど中間に位置する ^{164}Dy に隣接した8個の奇核・奇々核の配位を求め、実験値と比べることである。本研究は伊藤と杉浦による共同で行った。

第2章 原子核の構造と性質

この章では原子核の構造と性質のうち、Skyrme HFB 法プログラム HFODD を使用するにあたって知っておくべきものについて説明する。

2.1 核子

原子は中心に陽子と中性子が集まって、電子がその回りを取り囲むようにして構成されている。電子は陽子と中性子に比べて質量が小さく、約 1840 分の 1 の質量しかもっていないそのため、陽子と中性子の集合である原子核が原子の質量の大部分を占める。図 2.1 は原子核の構造を模式的に描いたものである。原子核の直径は約 10^{-14}m 程度であり、原子の大きさと比較すると、 10^{-4} 倍ほどしかない。また陽子と中性子は電荷以外の性質がよく似ているため核子と総称される。陽子、中性子、電子の性質を表 2.1 にまとめておく。

表 2.1: 陽子、中性子、電子の性質

	電荷 (C)	スピン (spin)	質量 (MeV)
陽子	$+1.6021892 \times 10^{-19}$	$\frac{1}{2}$	938.2796
中性子	0	$\frac{1}{2}$	939.5731
電子	$-1.6021892 \times 10^{-19}$	$\frac{1}{2}$	0.5110034

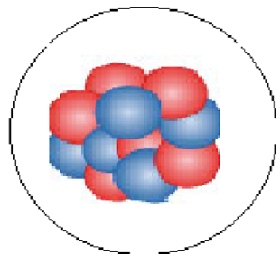


図 2.1: 原子核の構造。陽子（赤い玉で表現した）と中性子（青い玉で表現した）が集まって形造られている。

2.2 陽子数と中性子数

2.1 節で述べたように原子核は陽子と中性子から構成されている。ここからは陽子の個数（原子番号）を Z 、中性子の個数を N と表す。また核子の総数 $N + Z$ を A で表す。 A は質量数と呼ばれる。 Z が同じ原子は化学的に同じような性質をもっている。しかし、同じ原子番号をもっていたとしても N が異なる原子は物理的に異なる振る舞いをする。この Z が同じで N が異なる原子のことを同位体 (isotope) と呼ぶ。同位体という言葉と並んで、 A が同じで Z と N が異なる原子を同重体 (isobar)、 N が同じで、 Z と A が異なる原子を同調体 (isotone) という。例えば、水素 H は、3 個の同位体をもっている。 Z はすべて 1 だが、 N がそれぞれ 0, 1, 2 のものがあり、 $N = 0$ のものを水素、 $N = 1$ のものを重水素、 $N = 2$ のものを三重水素と呼ぶ。水素と重水素は安定だが、三重水素は安定ではなく不安定（放射性）である。

Z と A を与えると核種を指定することができる。核種を示すために、元素記号の左上に A 、左下に Z をつけて記すことになっており、水素の同位体は 1_1H , 2_1H , 3_1H と書き表すことができる。

横軸に N 、縦軸に Z をとり平面上に原子核種を配置した図を核図表という。図 2.2 は核図表上に安定な核種を陽子数と中性子数を軸に取りプロットしたものである。これは陽子と中性子の比率が 1 : 1 の直線に比べてやや右下がりになっている。その原因は、陽子の数が増えるほど、原子核におけるクーロンの反発が大きくなるので、核が不安定になる。それを防ぐために中性子の数が陽子の数より多くなる必要があるためである。

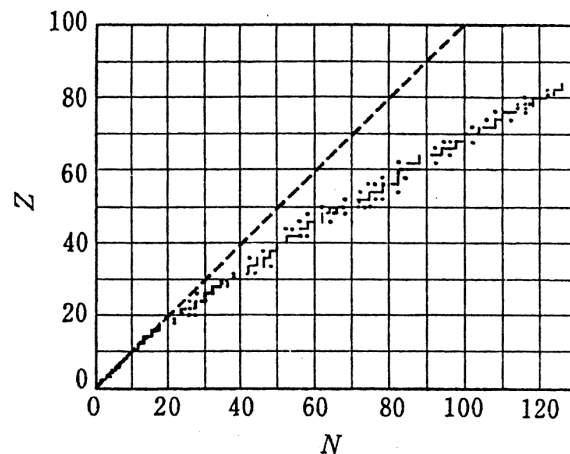


図 2.2: 核図表 (参考文献 [5] の図 1.1 を転載) 破線は $N=Z$ を表し、点は安定核を表す。

2.3 結合エネルギー

ここでは原子核の結合エネルギーについて説明する。ある原子核の質量は、その原子核を構成している粒子の質量の総和には等しくなく、それより小さくなる。この差を質量欠損 (mass defect) という。

なぜこのようなことが起こるのかというと、核子が集まっている方が安定 (エネルギーが低い) だからであり、アインシュタイン (A.Einstein) の相対性理論によれば、ある系の質量 m は、その系のエネルギー E と光速 c で次のような関係にあるからである。

$$E = mc^2 \quad (2.1)$$

質量をエネルギーで表せば、 $m = \frac{E}{c^2}$ となり、したがって

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{c^2} \quad (2.2)$$

と変えられる。つまり質量欠損 Δm は結合エネルギー ΔE に換算できるということがわかる。原子核に質量欠損分のエネルギーを与えれば原子核をすべての核子がばらばらになった状態に分解できる。つまり質量欠損は原子核の結合されている強さを表すものと言い換えることができ、質量欠損に相当するエネルギーを結合エネルギーと呼ぶ。結合エネルギーを核子の個数で割った値、すなわち 1 核子当たりの結合エネルギーはその原子核の安定度をあらわすものである。これを図 2.3 に示す。この図を見てわかるように質量数が小さいところで結合エネルギーが急激に増えており、質量数が 60 程度のところで結合エネルギーが最大になって、さらに質量数が増えると結合エネルギーは減少する。

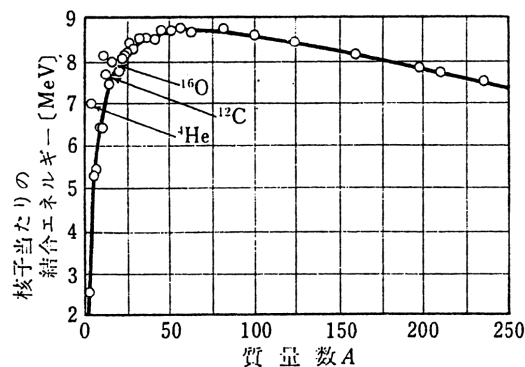


図 2.3: 原子核の安定度 (参考文献 [5] の図 1.2 を転載)

2.4 ベーテ・ワイゼッカーの質量公式

原子核の性質や反応を説明するために、様々なモデルが考えられてきた。その中の代表的なものの一つに液滴模型というものがある。この模型によると2.3節で説明した結合エネルギーを表す次のような半経験式(ベーテ・ワイゼッカーの質量公式)が求められている。

$$E = a_V A - a_S A^{\frac{2}{3}} - a_C Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - a_I (N - Z)^2 A^{-1} + \delta(N, Z) \quad (2.3)$$

a_V, a_S, a_C, a_I は定数である。 E は結合エネルギーをあらわしている。非常に軽い原子核以外は、(2.3)式で極めて精度よく計算できる。クーロン力とは異なり核力は短距離力なので、核子は最も近い核子からしか影響されないと考えられる。そのためある程度以上大きな原子核においては核子あたりの結合エネルギーの大きさはほぼ一定になる。そのことを表しているのが第一項である。この項は、体積項と呼ばれる。

第二項は、表面にある核子は内部にある核子と比べて受ける核力の大きさが弱いため、その補正のための項である。原子核の表面にある核子の分だけ結合エネルギーが損していることを表すので表面項と呼ばれる。

第三項は原子核に含まれる正の電荷どうしの間で生じる反発力に起因する項である。クーロン項と呼ばれる。

第四項は同じ質量数の原子核でも中性子数と陽子数が近いほど安定になることを示している。陽子が多いとクーロン反発力が大きくなるため、重い原子核では中性子数が多い方が安定する。この項は対称項と呼ばれる。

第五項は、 N と Z がどちらも偶数の原子核(偶々核)が他の核に比べて安定であり、陽子、中性子のどちらが奇数の原子核(奇核)ではこの項は零、陽子、中性子が共に奇数の原子核(奇々核)は最も不安定であるということを表す項で、対エネルギー項と呼ばれる。

原子核の結合エネルギーが測定されるようになると、原子核においても魔法数があることが発見され、魔法数を説明するために殻模型が提唱された。その後、殻模型は原子核の微視的模型(量子力学的模型)として確立していった。

第3章 殻模型

3.1 液滴描像

核子間には核力という非常に強い力が働き、核子同士がぶつかりあったりつるので初め原子核の中の核子の運動の軌跡はジグザグに折れ曲がったものであると考えられていた(図 3.1 参照)。その考えに基づいて 1930 年代に N.Bohr は原子核の液滴模型を提唱した。この模型は原子核の大まかな性質を論じるときの基本描像になっている。

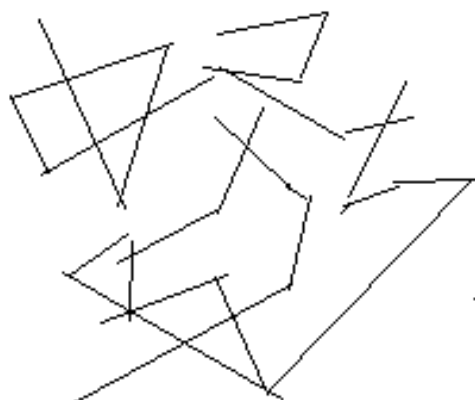


図 3.1: 核子のジグザグ運動の軌跡

3.2 独立粒子運動の描像

原子核の基底状態や比較的低い励起状態では、原子核の運動は前節で述べたジグザグ運動ではない。エネルギーの低い原子核状態では、それぞれの核子は、他の核子と激しい衝突をあまりせず自分自身の軌道をまわろうとする傾向が強い。このような核子が原子核内でそれぞれ独立運動をしている性質に注目したのが独立粒子モデルである。

独立粒子モデルは1949年にM.G.Mayer[1]とHaxel、Jensen、Sussexによって提唱された[2]。彼らは、核子の受けるポテンシャルが核子の位置だけでなく核子の軌道角運動量とスピン角運動量の内積（スピン軌道結合項）にも依存することを発見し、当時理解できなかった原子核の魔法数を説明した。スピン軌道結合項は、核子のスピンと軌道角運動量が同じ向きを向いているときにエネルギーを下げ、逆向きするときエネルギーを上げる。

それぞれの核子には、井戸型球対称ポテンシャルとスピン軌道力のポテンシャルの和が働いている。このポテンシャルの中に捕まえられている核子は、ある決められたエネルギーをもち、それを単一（独立）粒子準位という。ひとつのポテンシャルには多数の単一粒子準位があり、さらに一つ一つの単一粒子準位をとる単一粒子状態は一般に二つ以上ある。このことを準位の縮退という。単一粒子準位は陽子と中性子で異なる。また、核種によっても異なるが、エネルギーを縦軸にとった大体的様子を図3.2に示す。 s, p, d, f, g, h, i, j は核子の軌道角運動量の大きさがそれぞれ $0, 1\hbar, 2\hbar, 3\hbar, 4\hbar, 5\hbar, 6\hbar, 7\hbar$ であることを意味し、その右下の数字は、軌道角運動量とスピンを合成した角運動量の量子数(j)である。また、記号の前の数字は同じ角運動量の準位のうちでエネルギーの低いものから順に $1, 2, 3 \dots$ と番号がつけられる。球形の核では同じ j をもつ $2j + 1$ 個の状態は同一エネルギー準位に縮退している。この状態を単一粒子状態が $2j + 1$ 個ずつひとつの球殻を形成しているととらえて、この模型を殻模型と呼ぶ。次に、準位を示す線の右の括弧内の数字は $2j + 1$ であるが、陽子、中性子それぞれに対して、この数だけの互いに独立な単一粒子状態がその単一粒子準位に属している。左端の点線は、スピン・軌道力で分かれた準位の対を示している。また魔法数から魔法数までの間の集団を主殻といい、一つ一つを副殻という。図3.2には書いていないがパリティは軌道角運動量量子数が偶数のとき正、奇数のとき負である。

図3.2の単一粒子準位の配列を見ると、所々に広い間隔（ギャップ）がみてとれる。丸で囲んだ数字はそのようなギャップより下にある単一粒子準位の総数を表し、これが魔法数にあたる。ギャップの位置がスピン軌道力に大いに依存していることはすぐに分かる。例えば50の魔法数は、 $1g_{\frac{9}{2}}$ 準位と $1g_{\frac{7}{2}}$ 準位が、強いスピン軌道力のために、大きく離れていることによって生じている。

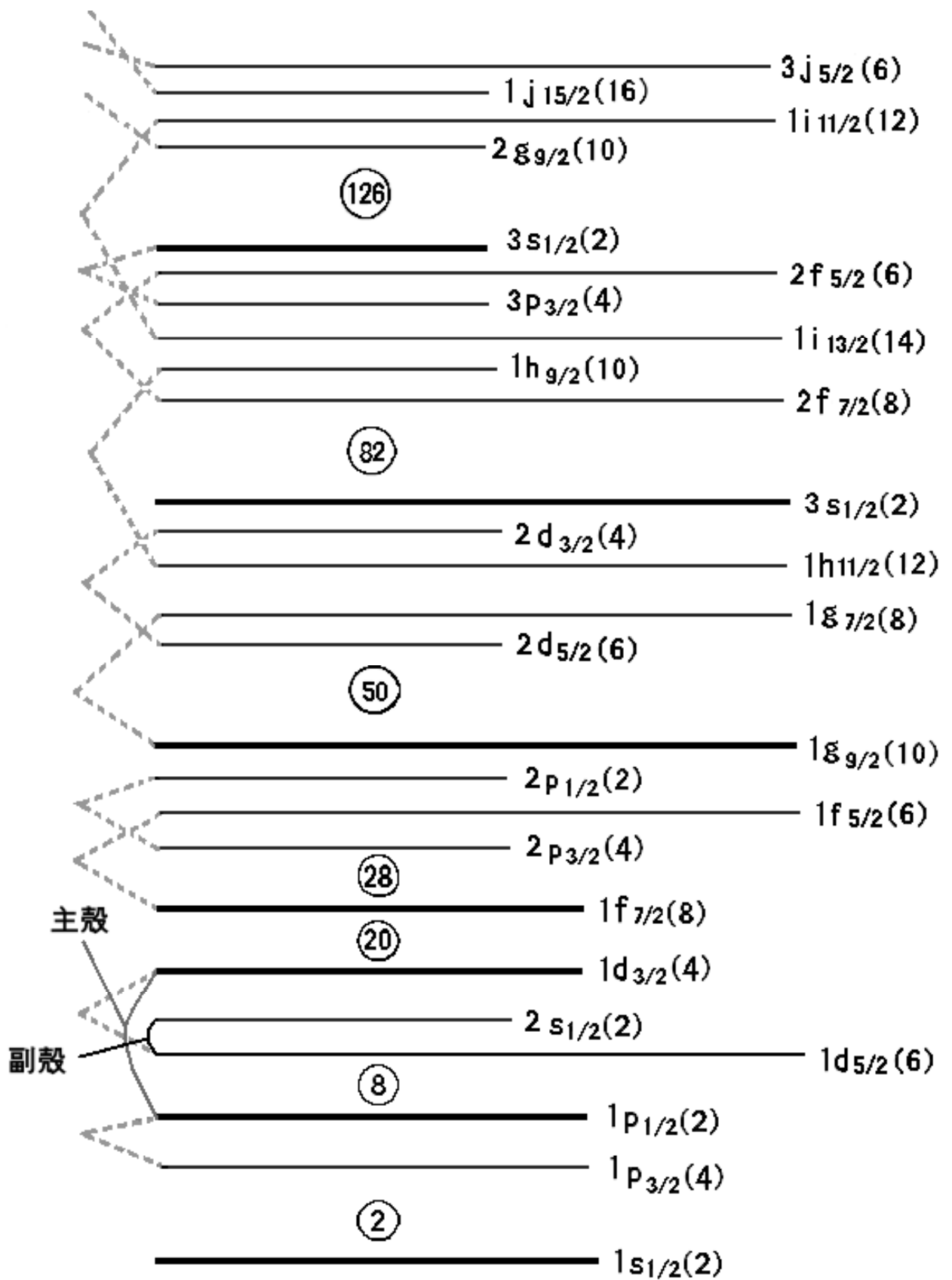


図 3.2: 原子核の単一粒子準位の概略 (参考文献 [6] の図 40 を転載)

第4章 原子核の四重極変形とニルソン模型

4.1 四重極変形

原子核の主たる変形の仕方は四重極変形である。基底状態や低い励起状態で確認されている四重極変形は軸対称で、対称軸方向に細長いプロレート変形（アメフトボール型）が大部分の核の変形である。対称軸方向に短いオブレート変形（パンケーキ型）の変形をした核も少しある。純粋な四重極変形では、原子核の表面を極座標で表すと次のように与えられる。

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (4.1)$$

ここで R_0 は変形する前の原子核の半径である。 θ と ϕ は 3次元極座標の 2つの角度であり、これらの 2角を用いると、方向を表す単位ベクトルのデカルト成分（方向余弦） (ξ, η, ζ) は

$$\xi = \sin \theta \cos \phi \quad (4.2)$$

$$\eta = \sin \theta \sin \phi \quad (4.3)$$

$$\zeta = \cos \theta \quad (4.4)$$

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = 1 \quad (4.5)$$

と表される。関数 Y は球面調和関数であり、下式で与えられる。

$$Y_{20}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (2\zeta^2 - \xi^2 - \eta^2) \quad (4.6)$$

$$Y_{2\pm 1}(\theta, \phi) = \mp \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{\pm i\phi} = \mp \sqrt{\frac{15}{8\pi}} (\xi\eta \pm i\eta\zeta) \quad (4.7)$$

$$Y_{2\pm 2}(\theta, \phi) = \mp \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2 \theta e^{\pm 2i\phi} = \mp \sqrt{\frac{15}{32\pi}} (\xi^2 - \eta^2 \pm 2i\xi\zeta) \quad (4.8)$$

またこれらの式を (4.1) 式に代入することで、 ξ, η, ζ の 2 次式による表示

$$R(\xi, \eta, \zeta) = R_0(1 + \alpha_{\xi\xi}\xi^2 + \alpha_{\eta\eta}\eta^2 + \alpha_{\zeta\zeta}\zeta^2 + 2\alpha_{\xi\eta}\xi\eta + 2\alpha_{\xi\zeta}\xi\zeta + 2\alpha_{\eta\zeta}\eta\zeta) \quad (4.9)$$

を得る。ここで α の極座標の成分とデカルト座標の成分の関係は

$$\alpha_{2\pm 2} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{8\pi}{15}}(\alpha_{\xi\xi} - \alpha_{\eta\eta} \pm 2i\alpha_{\xi\eta}) \quad (4.10)$$

$$\alpha_{2\pm 1} = \sqrt{\frac{8\pi}{15}}(\alpha_{\xi\zeta} \pm i\alpha_{\eta\zeta}) \quad (4.11)$$

$$\alpha_{20} = \sqrt{\frac{8\pi}{15}} \frac{1}{\sqrt{6}}(2\alpha_{\zeta\zeta} - \alpha_{\xi\xi} - \alpha_{\eta\eta}) \quad (4.12)$$

となる。デカルト座標では 6 個のパラメーター $\alpha_{\xi\xi}, \alpha_{\eta\eta}, \alpha_{\zeta\zeta}, \alpha_{\xi\eta}, \alpha_{\eta\zeta}, \alpha_{\xi\zeta}$ の値を自由に選べる 6 自由度があるように見える。しかしながら関数 $R(\theta, \phi)$ は、 (θ, ϕ) を Ω で表し、 $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ として、

$$\int R(\Omega)d\Omega = 4\pi R_0 \quad (4.13)$$

を満たす。なぜならば $R(\Omega)$ は、

$$R(\Omega) = R_0\left(1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} Y_{20}(\Omega)\right) \quad (4.14)$$

であり、 $Y_{2\mu}$ の積分は消えるからである。また、対称性から

$$\int \xi^2 d\Omega = \int \eta^2 d\Omega = \int \zeta^2 d\Omega = a \quad (4.15)$$

$$\int \xi\eta d\Omega = \int \eta\zeta d\Omega = \int \zeta\xi d\Omega = 0 \quad (4.16)$$

となる。ここで a は定数である。これらの等式を利用すると、

$$\int R(\Omega)d\Omega = 4\pi R_0 + a(\alpha_{\xi\xi} + \alpha_{\eta\eta} + \alpha_{\zeta\zeta}) \quad (4.17)$$

を得る。(4.13),(4.17) 式より、デカルト座標系では補助条件

$$\alpha_{\xi\xi} + \alpha_{\eta\eta} + \alpha_{\zeta\zeta} = 0 \quad (4.18)$$

を満たさなければならないことが導かれた。したがってデカルト座標においても、自由度はパラメーターの個数 6 個から条件の数 1 をさしひいた 5 である。

デカルト座標での変形パラメーターは、原子核の伸び縮みに直接関係している。 α_{20} は x 軸、 y 軸に対して z 軸の伸びを表している。 $\alpha_{2\pm 2}$ は x, y 平面でのななめ方向の伸びを説明する。 $\alpha_{2\pm 1}$ は z 軸が傾くような変形を表す。

しかしこれらのパラメーターにはまだ、原子核の形状に関する情報とその方位に関する情報が $\alpha_{2\mu}$ に混在しているという問題が残っている。もしこの方位が主軸系 (x, y, z 軸) に移ることにより分けられるなら、形状だけを取り出して明確に議論できる。ダッシュをつけた量によりこの新しい座標の系を示すなら、

$$\alpha'_{2\pm 1} = 0 \quad (4.19)$$

$$\alpha'_{2\pm 2} = \sqrt{\frac{2\pi}{15}}(\alpha'_{\xi\xi} - \alpha'_{\eta\eta}) \equiv a_2 \quad (4.20)$$

$$\alpha'_{20} = \sqrt{\frac{8\pi}{15}} \frac{1}{\sqrt{6}}(2\alpha'_{\zeta\zeta} - \alpha'_{\xi\xi} - \alpha'_{\eta\eta}) \equiv a_0 \quad (4.21)$$

となる。A.Bohr によって導入されたもう一組のパラメーターもまたあり、次のようなものである。

$$a_0 = \beta \cos \gamma \quad (4.22)$$

$$a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta \sin \gamma \quad (4.23)$$

ここで、(4.18) 式にダッシュをつけたものを式変形すると、

$$\alpha'_{\zeta\zeta} = -\alpha'_{\xi\xi} - \alpha'_{\eta\eta} \quad (4.24)$$

となる。(4.21) 式の a_0 の定義と (4.22) 式を用いると、

$$\alpha'_{\zeta\zeta} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta \cos \gamma \quad (4.25)$$

また、(4.18) 式より

$$\alpha'_{\xi\xi} - \alpha'_{\eta\eta} = 2\alpha'_{\xi\xi} + \alpha'_{\zeta\zeta} \quad (4.26)$$

を得る。また、(4.20) 式の a_2 の定義を用いることで、次式を得る。

$$\alpha'_{\zeta\zeta} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta \left(\frac{1}{2}\sqrt{3} \sin \gamma - \frac{1}{2} \cos \gamma \right) \quad (4.27)$$

これに加法定理を用いて、

$$\alpha'_{\zeta\zeta} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) \quad (4.28)$$

とできる。同様にして

$$\alpha'_{\eta\eta} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta \cos\left(\gamma - \frac{4\pi}{3}\right) \quad (4.29)$$

を得ることができる。

以上結果をまとめて、原子核の中心から表面までの距離を δR_k とすると、

$$\delta R_k = \frac{5}{4\pi}\beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi k}{3}\right) \quad (4.30)$$

を得ることができる。 $k=1,2,3$ は x, y, z 軸を表す。 $\beta\gamma$ 平面でどのように変形しているのかわかりやすく表したものが図 4.1 である。

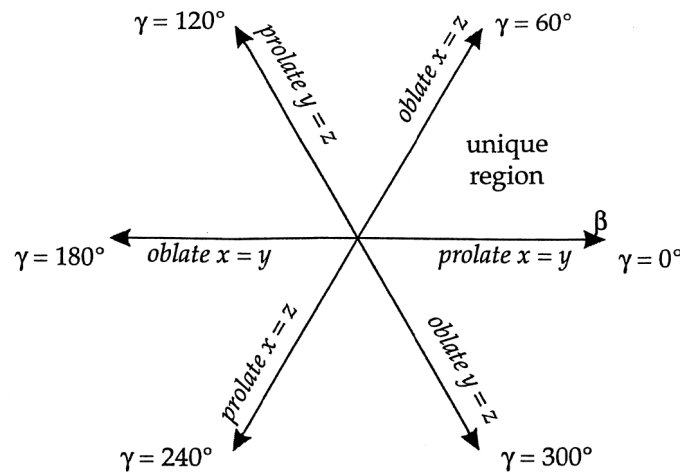


図 4.1: β, γ 平面上で表した原子核の四重極変形 (参考文献 [7] の Fig6.4 を転載)

4.2 ニルソン模型

4.1 節で示したように、原子核の大部分は変形している。それゆえ球形の殻模型を変形核へ拡張する必要がある。その拡張したものをニルソン模型という。ニルソン模型でのハミルトニアン \hat{H} は、スピンを \hat{s} 、軌道角運動量を \hat{l} として、

$$\hat{H} = -\frac{\hbar}{2m}\nabla^2 + V_{\text{h.o.}} - \hbar\omega_0\kappa(2\hat{l}\cdot\hat{s} + \mu\hat{l}^2) \quad (4.31)$$

と表すことができる。ここで $V_{\text{h.o.}}$ は非等方調和振動子で、

$$V_{\text{h.o.}} = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (4.32)$$

である。また $\omega_x = \omega_y$ のとき極座標を使って、四重極変形パラメータ β と Y_{20} で書き表すことができ、

$$V_{\text{h.o.}} = \frac{m\omega_0^2}{2}r^2 - \beta m\omega_0^2 r^2 Y_{20}(\theta, \phi) \quad (4.33)$$

となる。

ニルソン模型のハミルトニアンの固有状態をニルソン軌道といい、ニルソン軌道は $[N, n_z, \Lambda, \Omega^\pi]$ でラベルされる。 N は主量子数を表し、 x, y, z 軸にある振動量子数をそれぞれ n_x, n_y, n_z として、

$$N = n_x + n_y + n_z \quad (4.34)$$

である。 n_z は対称軸方向の振動量子数である。 Λ は軌道角運動量の対称軸方向の成分、 Ω は全角運動量の対称軸方向の成分である。 π は偶奇性を表す。 N, n_z, Λ は近似的な量子数である。即ち、 N は球形のときの量子数であり、 n_z, Λ は $|\beta|$ が大きいときの漸近量子数である。また Ω, π は厳密に保存する量子数である。

横軸に変形度 β をとり、縦軸の単位を主核の間隔 $\hbar\omega$ にとって、ニルソン軌道のエネルギーをプロットしたものをニルソンダイアグラムという。図 4.2 に、その例を示す。2, 8, 20 といった数字は魔法数を表していて、点線が偶奇性 (parity) がマイナス、実線が偶奇性がプラスの軌道を表している。右にある $[110\frac{1}{2}]$ といったものはその軌道の量子数を表している。そして原子核が重くなるにつれて準位の本数が増して図 4.2 参照)、ダイアグラムは複雑になっていく。

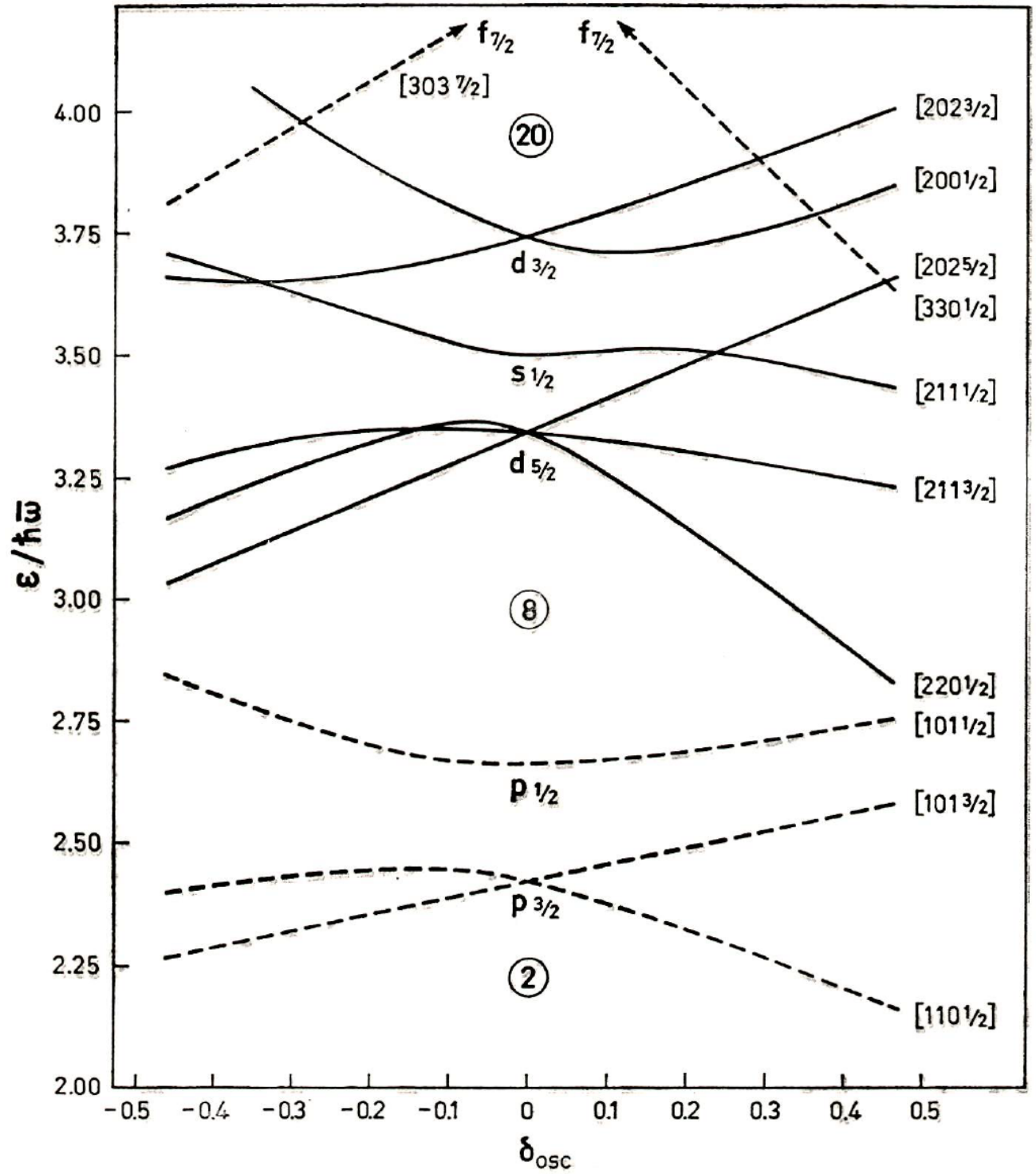


図 4.2: ニルソン模型による一粒子状態のエネルギー準位を変形度の関数として表したグラフ (ニルソン・ダイアグラム) (参考文献 [7] の Figure5-1 を転載)

一個の核子の持つスピンは $\frac{1}{2}$ であり、これは静止した核子の持つ全角運動量である。これにならって原子核全体の角運動量のこととも原子核の「スピン」と呼ぶが、原子核を構成する個々の核子の持つ「大きさ $\frac{1}{2}$ の本来の意味でのスピン（内部スピン）」に加えて軌道運動に起因する角運動量もまたこの原子核の「スピン」に寄与している。このことを踏まえた上で、これ以降は、原子核の全角運動量のことを（鍵括弧で囲まずに、単に）スピンと記すことにする。

原子核のひとつの状態の持つスピンの偶奇性が J 、偶奇性が π のとき、その状態を J^π と書き表す。偶々核の基底状態のスピン、偶奇性は例外なく 0^+ であることが知られている。これは 5.3 節で述べる対相関が原因である。

奇核の場合は、同種核子同士で対を組ませたとき、対を組めずに余る最後の 1 個の核子の入った軌道（以下ではこれを「ブロックされた軌道」と呼ぶ）の偶奇性が原子核全体の偶奇性になる。原子核全体のスピンの決定方法は球形核と変形核とで異なる。球形核では、ブロックされた軌道の持つ角運動量 j が原子核全体のスピンになる。即ち $J = j$ となる。変形核では、ブロックされた軌道の持つ角運動量の対称軸方向の成分 Ω の絶対値が原子核全体のスピンになる。即ち $J = |\Omega|$ となる。

奇々核の場合は、ブロックされた中性子軌道の量子数とブロックされた陽子軌道の量子数とから決定される。原子核全体の偶奇性は中性子軌道の偶奇性 π_n と陽子軌道の偶奇性 π_p の積に等しくなる。即ち $\pi = \pi_p \cdot \pi_n$ となる。原子核全体のスピンは、球形核の場合は、中性子軌道の角運動量 J_n と陽子軌道の角運動量 J_p という 2 つの角運動量のベクトル和として可能な値のいずれかを取る。即ち $J = |J_p - J_n|, |J_p - J_n| + 1, \dots, J_p + J_n$ となる。変形核の場合は、中性子軌道の角運動量の対称軸方向の成分 Ω_n と陽子軌道の角運動量の対称軸方向の成分 Ω_p の和または差のいずれかの絶対値を取る。即ち $J = |\Omega_p \pm \Omega_n|$ となる。

プログラム HFODD の最新のバージョンでは平均場に対称性の要請を全く課さないで計算を行うことができるが、本研究では平均場が偶奇性と指標量指数 (signature) を保存するという要請の下に計算を行った。その理由は、奇核や奇々核でブロックすべき軌道の指定を明確に行うためには、保存量があるほうが望ましいからである。保存量が全く存在しないと、例えば偶奇性の異なる配位の間になぜか混合が起きるので、ある配位に対する自己無撞着解を求めるための反復の結果、解は意図したものとは異なる偶奇性を持った別の配位へと緩慢に変化し続けるため、実際的には収束解を得ることが不可能になる恐れがある。

偶奇性とは空間反転に関する波動関数の偶奇性であり、 \vec{r} を $-\vec{r}$ と取り替えたときに波動関数の符号が変化しない場合を量子数 $\pi = +$ 、逆転する場合を量子数 $\pi = -$ で表す。

指標量子数とは、四重極変形のもつ 3 本の主軸のいずれかのまわりに 180° 回転させたとき、波動関数に生じる位相因子（あるいは、それに結びつけられた量子数）である。プログラム HFODD は、（角運動量やスピンの表現行列として標準的なものを使用する場合に）数式表現が最も簡単になる y 軸まわりの指標量指数だけが保存量として指定できる仕様になっている。この仕様に対応して我々は下記のように計算の設定を変更した。即ち、プログラム HFODD ではデフォルト設定では z 軸を対称軸（量子数 Ω や Λ の期待値を計算する軸）としていたが、我々は y 軸を対称軸となるように反復の初期状

態での原子核の変形を x 軸のまわりに 90 度回転させて計算を行うことにした。このように y 軸を対称軸にとると、縮退した $|\pm m_y\rangle$ 状態が σ_y で分類できるからである。即ち、角運動量の y 軸成分が m_y である軌道 $|m_y\rangle$ の指標量子数を σ_y 、 $-m_y$ である軌道 $| - m_y\rangle$ の指標量子数を σ'_y とすると、

$$e^{-i\pi\hat{J}_y}|m_y\rangle = \sigma_y|m_y\rangle \quad (4.35)$$

$$e^{i\pi\hat{J}_y}| - m_y\rangle = \sigma'_y| - m_y\rangle \quad (4.36)$$

より

$$\sigma_y = e^{-i\pi m_y} \quad (4.37)$$

$$\sigma'_y = e^{i\pi m_y} \quad (4.38)$$

を得て、従って、

$$\sigma_y = e^{-2i\pi m_y} \sigma'_y \quad (4.39)$$

となるが、核子はフェルミ粒子なので（内部スピンの半整数なので） m_y は半整数、 $2m_y$ は奇数、 $e^{-2i\pi m_y} = e^{-i\pi} = -1$ となり、

$$\sigma_y = -\sigma'_y \quad (4.40)$$

となることがわかる。即ち縮退した 2 状態 $|\pm m_y\rangle$ は σ_y で区別できる。

第5章 Skyrme有効相互作用を用いた平均場法

5.1 平均場法

多体系を扱う場合、その多体間の相互作用をともなったハミルトニアン固有値問題をまともに解くことは非常に困難であるため近似解法が必要である。この近似法が平均場法である。平均場法とは相互作用の効果を平均場とよばれる一体ポテンシャルで置き換える方法である。そして、その平均場を定めるときニルソンポテンシャルのように天下りに与えるのではなく核子の分布から自己無撞着に決める。自己無撞着とは図 5.1 のようにポテンシャルから一粒子状態を求めてそこから密度を求めポテンシャルへまた同様のことを繰り返し収束するまでこのサイクルを繰り返すことである。平均場法の中には Hartree-Fock 法、Hartree-Fock+BCS 法、Hartree-Fock-Bogoliubov 法などがある。

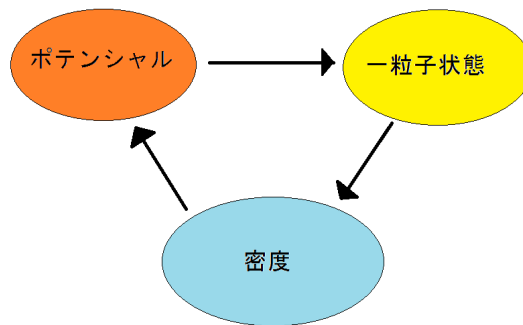


図 5.1: 自己無撞着

5.2 Hartree-Fock (HF) 法

多体系の波動関数を求める代表的な方法の一つである。Single Slater determinant 状態のうちでエネルギー期待値を最小にするものを多体系の近似的基底状態として与えるという手法である。Slater determinant 状態とは N 個の一粒子状態 $\phi_k (1 \leq k \leq N)$ があり、それらは正規直交化されており、それぞれに一個の粒子が入っていて、粒子座標の交換に対して完全反対称化された状態のことである。HF 法では $\phi_k (1 \leq k \leq N)$ には下記の式の解を選ぶ。

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \phi_k(r) + V_D \phi_k(r) - \int dr' V_E(r, r') \phi_k(r') = \varepsilon_k \phi_k(r) \quad (5.1)$$

$$V_D(r) = \int dr' v(r, r') \sum_{j=1}^N \phi_j^*(r') \phi_j(r') \quad (5.2)$$

$$V_E(r, r') = v(r, r') \sum_{j=1}^N \phi_j^*(r') \phi_j(r) \quad (5.3)$$

(5.2) 式は平均場ポテンシャル Direct 項を表し、(5.3) 式は Exchange 項を表している。それぞれの項に対するダイアグラムを図 5.2 に示した。

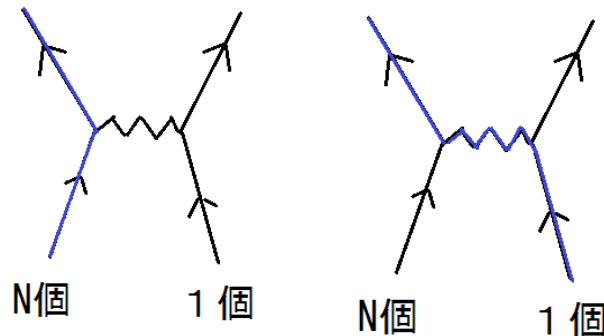


図 5.2: V_D と V_E に寄与する二体相互作用のダイアグラム。左側が Direct 項、右側が Exchange 項を表す。「1 個」と記した線が 5.1 式の波動関数 ϕ_k に入った核子を表している。「N 個」記した線は 5.1 式の波動関数 ϕ_k に入っているもの以外の核子を表している。

5.3 Hartree-Fock+BCS法とHartree-Fock-Bogoliubov (HFB)法

BCS理論とは、1957年にBarden, Cooper, Schriefferによって提唱されたもの [9] で、逆向きのスピンを持つ2個の電子がクーパー対を生成してボーズ粒子のようにふるまい、最低エネルギー状態に凝縮することで超伝導状態が実現することである。HFとの違いは占拠確率が1から0に不連続に変化するフェルミ準位を占拠確率が1から0へ滑らかに減少する対相関（超伝導、超流動と同種の量子状態）をとり入れることである。超伝導は電気抵抗がゼロになることである。超流動についてはそれに起因する巨視的な現象を図5.3に示した。対相関は原子核の質量の偶奇分裂の原因だけでなく、核変形の決定に強く影響するので核構造を論じるのに不可欠である。

BCSではBCS試行関数というものをを用いる。それは一粒子状態を $i = 1, 2, \dots, \infty$ のように番号づけるのではなく、 $i = -\infty, \dots, -2, -1, 1, 2, \dots, \infty$ のように正負の番号を使って状態を対にして並べたとき、次式のように表わされる。

$$|\phi\rangle = \prod_{i>0} (u_i + v_i a_i^\dagger a_{-i}^\dagger) |0\rangle \quad (5.4)$$

ここで、 $|0\rangle$ は粒子ゼロ個の状態を意味し、 $|u_i|^2 + |v_i|^2 = 1$ にとる。 a_i^\dagger は i 番目の一粒子状態に核子を生成する演算子である。

Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)法はBCS理論と同様に原子核の基底状態を核子の対が凝縮した状態とみなすが、より一般性のあるBogoliubov準粒子の概念を導入する。軽い核や閉核近傍を除いて、多くの原子核に対してこのアプローチが有効である。

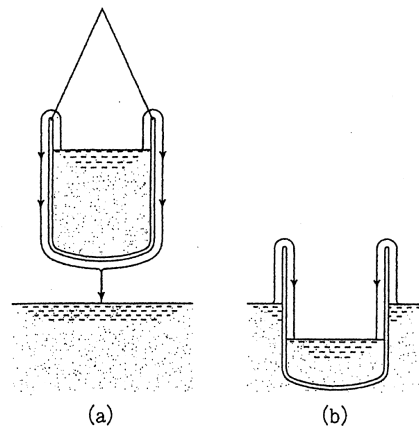


図 5.3: 液体流動 (a) 2.2K 以下の液体ヘリウムは、容器の壁を伝って下に流れ落ちる。(b) 空のビーカーに液体ヘリウムが溜まりだす。(参考文献 [8] の図 1.3 を転載)

5.4 有効相互作用

真の基底状態は single Slater determinant からずれている。そのずれの効果を、相互作用を修正することで取り入れることが近似的になされている。この修正された相互作用を有効相互作用と呼ぶ。なお、仮に真の相互作用がわかっても量子多体系の状態を完全にもとめることは、量子力学的相関を完全に記述するには膨大な情報量が必要となるので実際上は不可能である。

よく使用される有効相互作用はゼロレンジ力の Skyrme 力と有限レンジ力の Gogny 力である。有限レンジ力は計算が大変であるという短所がある。本研究では Skyrme 力を使用する。

5.5 Skyrme 力

Skyrme 力は 1956 年に T.H.R.Skyrme によって提唱された。Skyrme 力は下式のようなもので表される。

$$\begin{aligned}
 V(\vec{r}_1\sigma_1q_1; \vec{r}_2\sigma_2q_2) = & t_0(1 + x_0P_\sigma)\delta \\
 & + t_1(1 + x_1P_\sigma)\frac{1}{2}(\vec{k}^2\delta + \delta\vec{k}^2) \\
 & + t_2(1 + x_2P_\sigma)\vec{k} \cdot \delta\vec{k} \\
 & + \frac{1}{6}t_3\rho^\alpha(1 + x_3P_\sigma)\delta \\
 & + iW(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{k} \times \delta\vec{k}
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

$$\delta = \delta(r_1 - r_2), \vec{k} = \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) \tag{5.6}$$

ここで、 σ はスピン、 q はアイソスピンで陽子か中性子かを表す。Skyrme 力はゼロレンジ力であり、(5.5) 式内の P_σ はスピン交換相互作用を表している。 \vec{k}^2 や $\vec{k} \cdot \delta\vec{k}$ は運動依存項であり有限レンジ効果を含んでいることを表す。(5.5) 式右辺 4 項目は ρ を含んでいるので密度依存項であり、右辺 5 項目はスピン軌道結合を表している。本研究では 10 個のパラメータ ($t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3, \alpha, W$) の値には、よく使用されている SLy4, および SIII パラメータセットを使用した。

第6章 Skyrme HFB法プログラム HFODDの説明

6.1 HFODD

本研究で使用した Skyrme HFB 法プログラム HFODD は Dobaczewski 氏と Dudek 氏によって 1997 年に公開された [3][4]。その後アップデートが繰り返し行われ [11~16]、信頼性の高いバグが少ないものになってきた。2012 年に公開されたもの [15] が高機能化されるとともに最新版であり、本研究で使用したものである。我々以外にも、多くの研究者が使用しているので、我々の研究が将来他の研究者の役にたつ可能性は大きい。

このプログラムでは HFB 準粒子を 3 軸不等な調和振動子基底で対角化し、得られた準粒子の真空として原子核の基底状態をつくる。そしてこれを繰り返し行い、収束させる。本研究では 500 回反復させている。真空の定義に際し、配位を指定することができ、そのため偶々核だけではなく、奇核や奇々核も扱うことができる。

6.2 調和振動子基底での対角化

調和振動子基底はの 0 以上の整数の量子数 n_x, n_y, n_z でラベルされる。この基底で一粒子軌道を展開する。数式で表すと次式のようにになる。

$$|\psi_\mu\rangle = \sum_{n_x} \sum_{n_y} \sum_{n_z} \sum_{s_z = \pm \frac{1}{2}} C_{n_x n_y n_z s_z}^\mu |n_x, n_y, n_z\rangle |s_z\rangle \quad (6.1)$$

係数 $C_{n_x n_y n_z s_z}^\mu$ は HF 一体ハミルトニアン行列の固有ベクトルとして求めることができる。

$C_{n_x n_y n_z s_z}^\mu$ およびエネルギー固有値を決定する固有値方程式を書くと、

$$\hat{H}\psi_n = \epsilon_n \psi_n \quad (6.2)$$

となる。ここで

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots \\ H_{21} & H_{22} & \cdots \\ \cdot & & \\ \cdot & & \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

$$H_{ij} = \langle \psi_i | \hat{H} | \psi_j \rangle \quad (6.4)$$

として、 \hat{H} を行列表示すれば、それを対角化して

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & \epsilon_2 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & \epsilon_3 & \cdots \\ \cdot & & & \\ \cdot & & & \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

とすれば、 ϵ_n および $C_{n_x n_y n_z s_z}^\mu$ を求めることができる。HFB の場合は一粒子状態ではなく、一準粒子状態を求める。一準粒子状態は、(6.1) 式のような波動関数 2 つで表される。

6.3 計算による奇核・奇々核の基底状態の配位の求め方

まず、フェルミエネルギー付近で対を組まない核子が入る軌道を選ぶ。これを配位を選ぶという。この条件のもとで、自己無撞着解を求める。次にその解における原子核の全エネルギーを求める。さまざまな配位についてこの計算を行いエネルギーが最小のものが、その原子核の基底状態だと判断する。

次章で示す計算結果には、エネルギーの他に四重極変形パラメーター β と γ を示した。これは (4.22)、(4.23) 式により導いている。参考のために、入力データと出力データの結果としてどのようなものが出てくるのかを、日本語で説明を付記して付録として載せておく。

第7章 計算結果と議論

変形核の典型的な例として、偶々核 ^{164}Dy をとりあげる。なぜなら、この核の $Z=66$ は魔法数 $Z=50$ と $Z=82$ のちょうど中間にあたり、 $N=98$ ($A=164$) は Dy 同位体中最も多いものである。この偶々核 ^{164}Dy に隣接した8個の奇核・奇々核 (図 7.1 参照) の配位を求め、実験値と比べる。

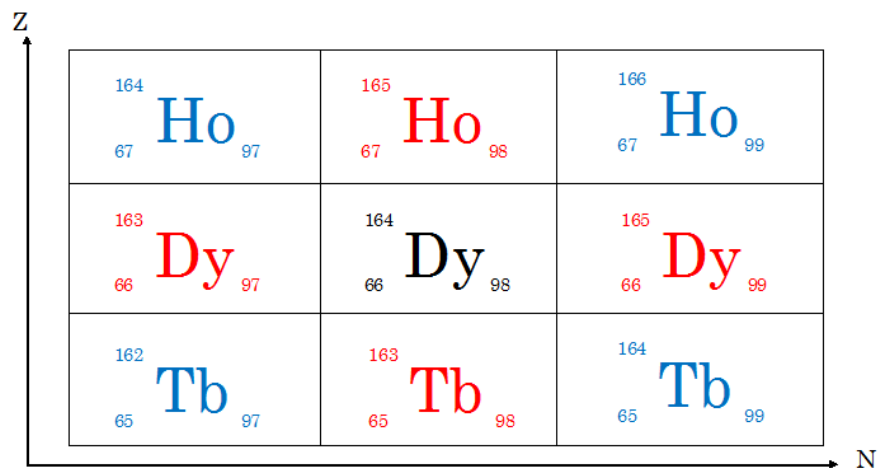


図 7.1: ^{164}Dy に隣接した8個の奇核・奇々核。縦軸に陽子を取り、横軸に中性子をとった。奇核は赤色の文字で示し、奇々核は青色の文字で示した。原子核での習慣に従い元素記号の右下に中性子数を添えた。原子記号の左上と左下に添えた数字はすでに述べたとおり質量数と陽子数 (原子番号) である。

7.1 Skyrme 力に SLy4 を使用した場合

7.1.1 奇核

表 7.1: ^{163}Tb $N=98, Z=65$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 4,1,1, \frac{3}{2}^+\rangle$	-1318.7791	0	0.3435	10.12
$ 4,1,1, \frac{1}{2}^+\rangle$	-1318.7781	0.0009	0.3435	10.12
$ 5,2,3, \frac{7}{2}^+\rangle$	-1318.5377	0.2414	0.3281	9.75

^{163}Tb $N=98, Z=65$ についての計算結果を表 7.1 に示す。陽子の軌道 $|4,1,1, \frac{3}{2}^+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|4,1,1, \frac{3}{2}^+\rangle$ を計算による基底状態の配位とした。実験で観測されたのスピンの偶奇性は $\frac{3}{2}^+$ であるので理論計算と実験値が一致した。

この軌道は図 7.3 の陽子についてのニルソン図で見ると赤で示した準位に当たる。この準位は、変形度 0.3 の付近では陽子数 66 の 1 つ下の準位に来ているため考えられるフェルミ準位と一致している。(図 7.3 中の数字 66 を丸で囲んだものは、その位置で陽子数 66 の核における占拠軌道と非占拠軌道の境目であることを表している。) これは、我々の平均場モデルによる計算にプログラムの誤使用など大きなミスがないことの一つの確認である。(ニルソンモデルはもっともらしいエネルギー準位を与えることと、フェルミ準位に近い軌道の配位が奇核の基底状態の配位になる傾向があることから結論できる。)

ただし、表 7.1 の計算結果からブロックした配位が最もエネルギーが低い $|4,1,1, \frac{3}{2}^+\rangle$ の場合とブロックした配位が 2 番目に低い $|4,1,1, \frac{1}{2}^+\rangle$ である場合とで、エネルギーの差がわずか 0.9 keV しかない。また、二つの解で変形パラメータが 4 桁以上一致しているため、配位を変えて求めたはずの 2 つの平均場解が、実際は同一の状態へ収束しつつあるという可能性を示唆している。そのため、今後詳しく再検討する必要があると考えられる。

表 7.2: ^{165}Dy $N=99, Z=66$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 5,1,2, \frac{5}{2}^- \rangle$	-1333.5446	0	0.3358	3.98
$ 6,3,3, \frac{7}{2}^+ \rangle$	-1333.1870	0.3576	0.3256	0.00
$ 5,1,4, \frac{7}{2}^- \rangle$	-1333.0292	0.5154	0.3298	10.50
$ 6,6,0, \frac{1}{2}^+ \rangle$	-1332.6773	0.8673	0.3393	8.94

^{165}Dy $N=99, Z=66$ についての計算結果を表 7.2 に示す。中性子の軌道 $|5,1,2, \frac{5}{2}^- \rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|5,1,2, \frac{5}{2}^- \rangle$ を計算による基底状態の配位とした。

この軌道は図 7.2 の中性子についてのニルソン図で見ると赤で示した準位に当たる。計算した原子核の中性子の数は 99 であったが計算で求めたこの配位は、変形度 0.3 の付近では中性子数が 107 である原子核のフェルミ準位であり、中性子数にして 8 個の食い違いがある。エネルギーに変換すると、本来のフェルミ準位と比較して約 $0.3\hbar\omega = 2.2 \text{ MeV}$ ($\hbar\omega = 41A^{-\frac{1}{3}} \text{ MeV} = 7.5 \text{ MeV}$) も高いエネルギーを持っている。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $\frac{7}{2}^+$ なのでそれに対応する配位は、表 7.2 で 2 番目にエネルギーが低い $|6,3,3, \frac{7}{2}^+ \rangle$ 軌道をブロックした配位がこの原子核の配位だったと考えられる。また、この準位は $N = 99$ の場合のフェルミ準位と正確に一致している。したがってニルソン模型はこの核の配位を正しく計算できる。

ただし、ニルソン模型では二つの準位のエネルギー差は 2.2MeV もあるが、我々の平均場模型による計算では、その差は 0.35MeV しかないことより、我々の計算結果では正確な配位でなかったが、それはエネルギー差にしてわずか 0.35MeV の精度での間違いであり、平均場模型の精度から判断して間違いが起こってもなんら不思議ではないことが言える。

二つの準位のエネルギー差が約 6.3 倍も異なることは、むしろ、ニルソン模型の側の問題点であると見るべきである。

表 7.3: ^{163}Dy $N=97, Z=66$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 6,3,3, \frac{7}{2}^+\rangle$	-1320.6047	0	0.3320	10.95
$ 5,1,2, \frac{5}{2}^-\rangle$	-1320.2222	0.3825	0.3247	0.10
$ 5,2,3, \frac{5}{2}^-\rangle$	-1319.8711	0.7336	0.3470	8.70
$ 5,1,4, \frac{7}{2}^-\rangle$	-1319.6765	0.9282	0.3290	0.62

^{163}Dy $N=97, Z=66$ についての計算結果を表 7.3 に示す。中性子の軌道 $|6,3,3, \frac{7}{2}^+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|6,3,3, \frac{7}{2}^+\rangle$ を計算による基底状態の配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $\frac{5}{2}^-$ であり、それに対応する配位は、表 7.3 で 2 番目にエネルギーが低い $|5,1,2, \frac{5}{2}^-\rangle$ 軌道をブロックした配位、または、3 番目にエネルギーが低い $|5,2,3, \frac{5}{2}^-\rangle$ 軌道をブロックされた配位である。この計算による配位再現の失敗を、エネルギーで定量的に評価すれば、最も低いものと 2 番目の解のエネルギー差 0.38 MeV が計算の誤差であると言える。この誤差は、1 つ前の ^{165}Dy での中性子配位の再現失敗時のエネルギーの誤差と同程度である。

図 7.2 の中性子についてのニルソン図で見ると、中性子の個数 97 のフェルミ準位は $|5,2,1, \frac{3}{2}^-\rangle$ であり、実験的配位と一致しない。実験値を再現する最もフェルミ準位に近い軌道は $|5,2,3, \frac{5}{2}^-\rangle$ であり、フェルミ準位より約 620keV 低いエネルギーを持っている。次にフェルミ準位に近い軌道は $|5,1,2, \frac{5}{2}^-\rangle$ であり、フェルミ準位より約 2.7MeV 高い。従って、この核についてはニルソン模型も正しい配位を与えないことがわかる。更にエネルギーで定量的に評価すれば、平均場模型より誤差が大きいと言える。

この結果から、ニルソン模型と平均場模型とで一粒子準位のスペクトルが大きく異なっている状況が予測される。将来の研究課題の一つとして、平均場模型の一粒子準位スペクトルを変形度の関数としてダイアグラムに描いてみる事が挙げられる。

表 7.4: ^{165}Ho $N=98, Z=67$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 4,0,2, \frac{5}{2}^+\rangle$	-1334.0602	0	0.3251	1.20
$ 5,4,1, \frac{1}{2}^-\rangle$	-1333.3194	0.7408	0.3568	9.14
$ 4,1,1, \frac{1}{2}^+\rangle$	-1332.9849	1.0753	0.3290	0.62
$ 5,2,3, \frac{7}{2}^-\rangle$	-1332.8444	1.2158	0.3142	0.85

^{165}Ho $N=98, Z=67$ についての計算結果を表 7.4 に示す。陽子の軌道 $b|4,0,2, \frac{5}{2}^+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|4,0,2, \frac{5}{2}^+\rangle$ を計算で求めた配位とした。

この軌道は図 7.3 の陽子についてのニルソン図で見ると青色で示した準位に当たる。計算した原子核の陽子の数は 67 であったが計算で求めた配位は変形度 0.3 の付近では陽子数が 77 である。原子核のフェルミ準位であり、陽子数にして 10 個の食い違いがある。ニルソン模型では基底状態としてありそうもない配位である。しかし、平均場模型では準位図がニルソン模型とは大きく異なっており、この軌道が陽子数 67 のフェルミ準位付近にあることが考えられる。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $\frac{7}{2}^-$ であり、それに対応する配位は、表 7.2 で 4 番目にエネルギーが低い $|5,2,3, \frac{7}{2}^-\rangle$ 軌道をブロックした配位であり、これがこの原子核の配位だったと考えられる。最もエネルギーが低い状態と比較してエネルギー差が 1.2 MeV もあり、誤差がこれまでに見せた計算例より大きくなっている。一方、ニルソン模型ではこの軌道はちょうどフェルミ準位になっている。

7.1.2 奇々核

表 7.5: ^{164}Tb $N=99, Z=65$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1324.0325	0	0.3323	6.87
$p 5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$				
$n 5,2,1, \frac{1}{2}-\rangle$	-1324.0205	0.0120	0.3429	5.23
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1323.9724	0.0601	0.3309	0.61
$p 4,1,1, \frac{1}{2}+\rangle$				
$n 5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$	-1323.8278	0.2047	0.3431	12.86
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				

^{164}Tb $N=99, Z=65$ についての計算結果を表 7.5 に示す。(配位の左側に文字 n を付した軌道はブロックされた中性子の軌道であり、文字 p を付した軌道はブロックされた陽子の軌道である。) 中性子 $|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ と陽子 $|5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ と $|5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $(5+)$ であり(括弧で囲んだ値は、信頼性の低い結果であることを示している)、スピンは陽子と中性子の Ω が同方向を向いた場合の $\frac{7}{2} + \frac{5}{2} = 6$ か、反対方向を向いた場合の $\frac{7}{2} - \frac{5}{2} = 1$ のどちらかであるため実験値とは完全には一致しないが、実験値の信頼性が低いことを考慮すると、実際にスピンは 6 であり、理論と実験が一致しているという可能性も考えられる。

図 7.2 の中性子についてのニルソン図と図 7.3 の陽子についてのニルソン図から、変形度 0.3 の付近では、配位は $n|6, 3, 3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|4, 1, 1, \frac{3}{2}+\rangle$ と予想され、陽子と中性子の Ω が同方向を向いていれば、原子核のスピンは $\frac{7}{2} + \frac{3}{2} = 5$ となり実験値と一致する。しかし、信頼性の低い実験結果からスピンを推定する手段としてニルソン模型が参考とされるので一致しているに過ぎないという推測も可能である。

ニルソン図を基準にして考えれば、平均場計算の与える配位を構成する $n|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ 準位はフェルミ準位より 2.2MeV 高く、 $p|5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$ 準位はフェルミ準位より 1.0MeV 高いが、この差は必ずしも平均場模型の誤差ととらえる必然性はなく、ニルソン模型の誤差のほうが大きい可能性も否定はできない。

表 7.6: ^{162}Tb $N=97, Z=65$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1312.3584	0	0.3371	11.03
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1312.0194	0.3390	0.3269	11.05
$p 5,3,2, \frac{5}{2}-\rangle$				
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1311.8981	0.4603	0.3312	0.02
$p 4,1,1, \frac{1}{2}+\rangle$				
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1311.8427	0.5157	0.3186	3.97
$p 5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$				

^{162}Tb $N=97, Z=65$ についての計算結果を表 7.6 に示す。中性子 $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と陽子 $|4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $(1-)$ である。ただし、 ^{164}Tb $N=99, Z=65$ のときと同様に推定値であり、信頼性は高くないものである。計算結果では偶奇性は $+$ で実験値に一致しない。スピンは、陽子と中性子の Ω が同方向を向いた場合の $\frac{7}{2} + \frac{3}{2} = 5$ か、反対方向を向いた場合の $\frac{7}{2} - \frac{3}{2} = 2$ のどちらかであるため、実験値とは完全には一致しない。

計算で 2 番目に低いエネルギーを持つ解の配位であり、 $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|5,3,2, \frac{5}{2}-\rangle$ については、偶奇性は負で実験値に一致し、スピンも陽子と中性子の Ω が逆方向を向いた場合を考えると $\frac{7}{2} - \frac{5}{2} = 1$ で一致する。したがって、こちらの配位のほうがエネルギーが 0.33MeV 以上低く計算されていれば正しい配位を再現することができたことになる。この 0.33MeV というエネルギーの誤差の大きさは、奇核の場合と同程度である。

一方、ニルソン模型では、ニルソン図で決定した配位は $n|5,2,1, \frac{3}{2}-\rangle$ と $p|4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$ となるので、原子核の基底状態は $3-$ か $0-$ のどちらかとなるので、スピンの実験値と一致しない。

表 7.7: ^{166}Ho $N=99, Z=67$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1340.5853	0	0.3227	0.00
$p 4,1,3, \frac{5}{2}+\rangle$				
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1340.5505	0.0348	0.3304	0.02
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1340.2648	0.3205	0.3361	6.40
$p 5,5,0, \frac{1}{2}-\rangle$				
$n 5,2,1, \frac{1}{2}-\rangle$	-1340.1178	0.4675	0.3462	0.00
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				

^{166}Ho $N=99, Z=67$ についての計算結果を表 7.7 に示す。2 番目の陽子の配位が記入されていないのは計算出力にブロックされた陽子軌道が表示されなかったためであり、その原因は今後究明する予定である。中性子 $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と陽子 $|4,1,3, \frac{5}{2}+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|4,1,3, \frac{5}{2}+\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $0-$ であり、計算結果では偶奇性は $+$ で実験値に一致しない。スピンは、 $\frac{7}{2} + \frac{5}{2} = 6$ または $\frac{7}{2} - \frac{5}{2} = 1$ となり、実験値とは完全には一致しない。3 番目、4 番目にエネルギーの低い配位についても、 $0-$ 状態になるものはない。

一方、ニルソン模型から決定される配位は $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$ であり、陽子と中性子の Ω が逆向きだと考えると、原子核全体のスピンと偶奇性として実験値と同じ $0-$ を得ることができる。平均場模型の計算結果でこの配位にあたる解を得ることができなかった。

表 7.8: ^{164}Ho $N=97, Z=67$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1326.4246	0	0.3245	5.15
$p 4,0,2, \frac{5}{2}+\rangle$				
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1326.4113	0.0133	0.3327	11.95
$p 5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$				
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1326.3361	0.0885	0.3221	0.98
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				
$n 5,2,1, \frac{1}{2}-\rangle$	-1326.1271	0.2975	0.3388	1.60
$p 4,0,2, \frac{7}{2}+\rangle$				

^{164}Ho $N=97, Z=67$ についての計算結果を表 7.8 に示す。中性子 $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と陽子 $|4,0,2, \frac{5}{2}+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|4,0,2, \frac{5}{2}+\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $1+$ であり、計算結果では偶奇性は $+$ で実験値に一致した。スピンは、中性子と陽子の Ω が逆方向を向いた場合を仮定すると $\frac{7}{2} - \frac{5}{2} = 1$ で一致する。

一方、ニルソン模型による配位は $n|5,2,1, \frac{3}{2}-\rangle$ と $p|5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$ であり、スピンと偶奇性は $5+$ または $2+$ となり、実験値と一致しない。ニルソン・ダイアグラムでは、 $n|5,2,1, \frac{3}{2}-\rangle$ と $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ のエネルギー準位は極めて近い (差が 100keV 以下) だが、 $p|5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$ と $p|4,0,2, \frac{5}{2}+\rangle$ のエネルギー準位の差は約 2MeV もある。ニルソン模型と Skyrme 力として SLy4 を使った平均場模型とで、中性子のエネルギースペクトルは似ているが、陽子のエネルギースペクトルはずれが大きいように思われる。

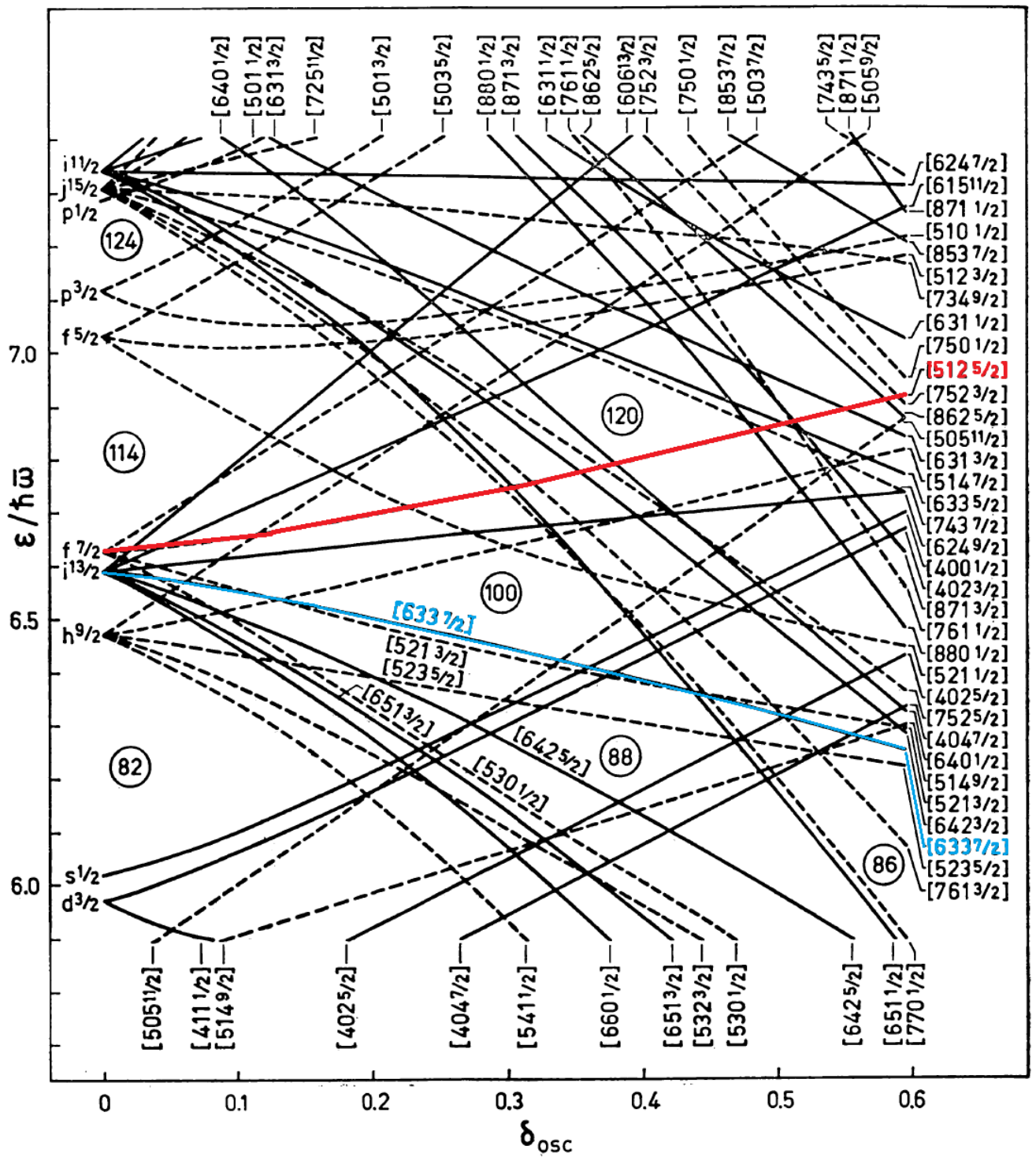


図 7.2: ニルソン模型による中性子の一粒子状態のエネルギー準位を变形度の関数として表したグラフ (ニルソン・ダイアグラム) (参考文献 [7] の図 5-4 を転載)。特に、Skyrme 力として SLy4 を用いた平均場計算で決定された配位に関連した準位については色を付けて示した。

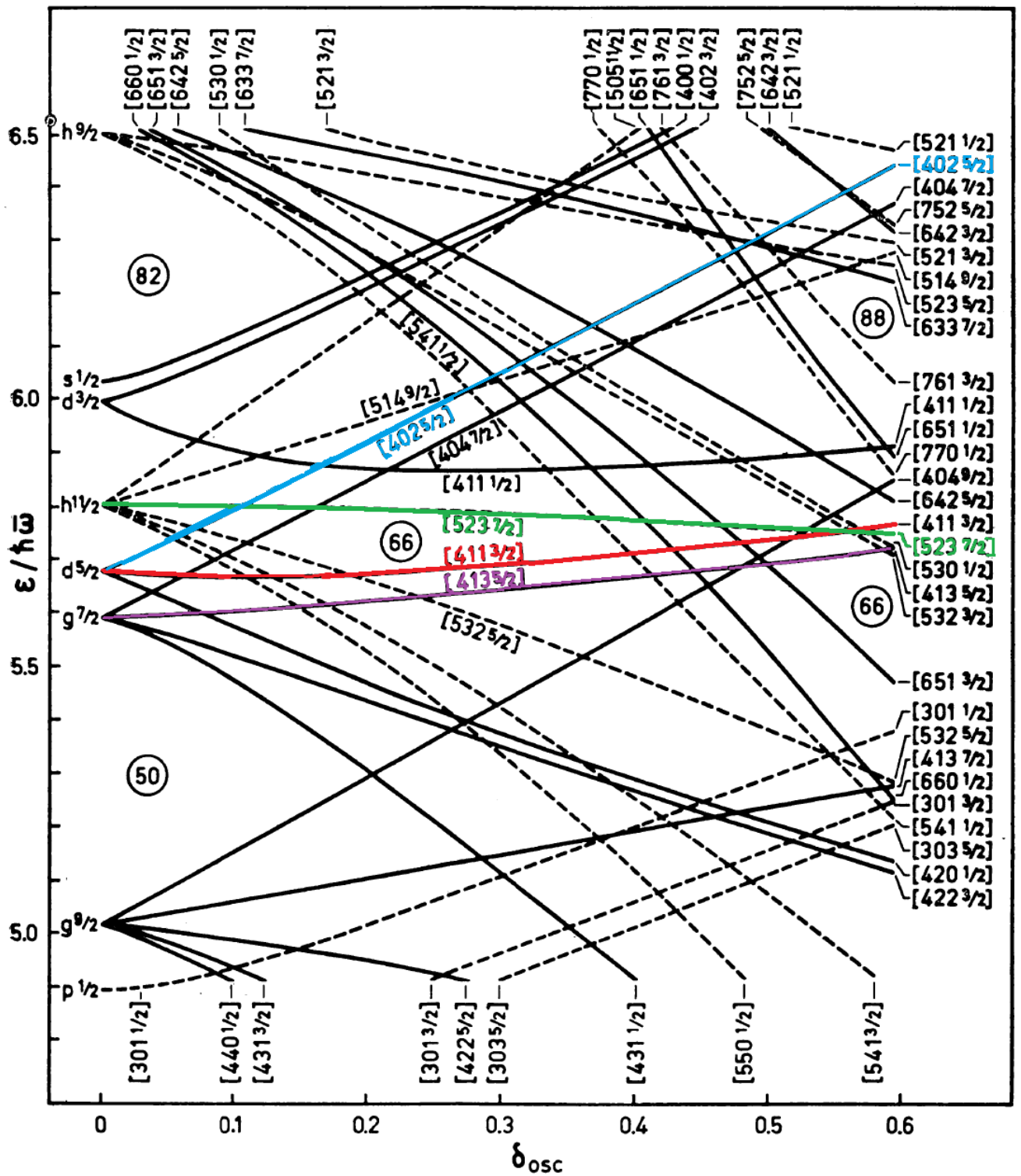


図 7.3: ニルソン模型による陽子の一粒子状態のエネルギー準位を变形度の関数として表したグラフ (ニルソン・ダイアグラム) (参考文献 [7] の図 5-2 を転載)。特に、Skyrme SLy4 力を用いた平均場計算で決定された配位に関連した準位については色を付けて示した。

7.2 Skyrme 力に SIII を使用した場合

7.2.1 奇核

表 7.9: ^{163}Tb $N=98, Z=65$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 4,0,4, \frac{7}{2}^+\rangle$	-1319.4234	0	0.3290	4.54
$ 4,1,1, \frac{1}{2}^+\rangle$	-1319.4216	0.0018	0.3290	10.12
$ 5,2,3, \frac{7}{2}^-\rangle$	-1318.8586	0.5648	0.3156	6.23
$ 5,4,1, \frac{1}{2}^-\rangle$	-1318.3476	1.0758	0.3366	2.89

^{163}Tb $N=98, Z=65$ についての計算結果を表 7.9 に示す。中性子の軌道 $|4,0,4, \frac{7}{2}^+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|4,0,4, \frac{7}{2}^+\rangle$ を計算による基底状態の配位とした。

この軌道は図 7.5 の陽子についてのニルソン図で見ると赤色で示した準位に当たる。計算した原子核の陽子の数は 65 であったが計算で求めた配位は変形度 0.3 の付近では陽子数が 71 である原子核のフェルミ準位であり、陽子数にして 6 個の食い違いがある。エネルギーに変換すると、2.7 MeV も高いエネルギーを持っている。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $\frac{3}{2}^+$ であり、それに対応する配位は、表 7.9 では観受けられなかった。

Skyrme 力に SLy4 を用いたときは、計算で求めた理論値と実験値のスピン、偶奇性が一致したので、Skyrme 力に SLy4 を用いたほうが ^{163}Tb $N=98, Z=65$ に対して正しい値がでると言える。

表 7.10: ^{165}Dy $N=99, Z=66$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1333.5845	0	0.3231	0.01
$ 6,2,4, \frac{9}{2}+\rangle$	-1333.2791	0.3054	0.3239	0.04
$ 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1333.0947	0.4898	0.3145	0.01
$ 5,2,1, \frac{1}{2}-\rangle$	-1332.6942	0.8903	0.3228	0.01

^{165}Dy $N=99, Z=66$ についての計算結果を表 7.10 に示す。中性子の軌道 $|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ を計算による基底状態の配位とした。

この軌道は図 7.4 の中性子についてのニルソン図で見ると赤で示した準位に当たる。計算した原子核の中性子の数は 99 であったが計算で求めたこの配位は、変形度 0.3 の付近では中性子数が 107 である原子核のフェルミ準位であり、中性子数にして 8 個の食い違いがある。エネルギーに変換すると、2.2 MeV も高いエネルギーを持っている。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $\frac{7}{2}+$ なのでそれに対応する配位は、表 7.10 で 2 番目にエネルギーが低い $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ 軌道をブロックした配位がこの原子核の配位だったと考えられる。この準位は $N = 99$ の場合のフェルミ準位と正確に一致している。したがってニルソン模型はこの核の配位を正しく計算できる。

ただし、ニルソン模型では二つの準位のエネルギー差は 2.2MeV もあるが、我々の平均場模型による計算では、その差は 0.49MeV しかない。その原因としては、Skyrme 力に SLy4 を用いたときと同様のこと (p.28) が考えられる。

表 7.11: ^{163}Dy $N=97, Z=66$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1320.0801	0	0.3135	0.23
$ 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1319.9693	0.1108	0.3158	0.31
$ 5,2,1, \frac{1}{2}-\rangle$	-1319.8262	0.2539	0.3182	0.03
$ 5,2,1, \frac{3}{2}-\rangle$	-1319.6362	0.4439	0.3198	0.03

^{163}Dy $N=97, Z=66$ についての計算結果を表 7.11 に示す。中性子の軌道 $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ を計算による基底状態の配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $\frac{5}{2}-$ であり、それに対応する配位は、表 7.11 で 2 番目にエネルギーが低い $|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ 軌道をブロックした配位である。この準位は $N = 97$ の場合のフェルミ準位と一致していないため、スピンと偶奇性が実験値に一致してフェルミ準位を満たす配位は、表 7.11 中では観受けられなかった。

表 7.12: ^{165}Ho $N=98, Z=67$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$ 4,0,4, \frac{7}{2}^+\rangle$	-1333.4617	0	0.3156	1.49
$ 4,1,1, \frac{1}{2}^+\rangle$	-1333.2015	0.2602	0.3197	1.57
$ 5,3,2, \frac{3}{2}^-\rangle$	-1333.1816	0.2801	0.3455	5.80
$ 5,2,3, \frac{7}{2}^-\rangle$	-1332.6535	0.8082	0.3007	3.75

^{165}Ho $N=98, Z=67$ についての計算結果を表 7.12 に示す。陽子の軌道 $|4,0,4, \frac{7}{2}^+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $|4,0,4, \frac{7}{2}^+\rangle$ を計算で求めた配位とした。

この軌道は図 7.5 の陽子についてのニルソン図で見ると赤色で示した準位に当たる。計算した原子核の陽子の数は 67 であったが計算で求めた配位は変形度 0.3 の付近では陽子数が 71 である原子核のフェルミ準位であり、陽子数にして 5 個の食い違いがある。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $\frac{7}{2}^-$ であり、それに対応する配位は、表 7.2 で 4 番目にエネルギーが低い $|5,2,3, \frac{7}{2}^-\rangle$ 軌道をブロックした配位がこの原子核の配位だったと考えられる。最もエネルギーが低い状態と比較してエネルギー差が 0.8MeV あり、平均場模型の精度から判断して間違いが起こってもなんら不思議ではないと言える。一方、ニルソン模型ではこの軌道はちょうどフェルミ準位になっている。

7.2.2 奇々核

表 7.13: ^{164}Tb $N=99, Z=65$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$n 5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$	-1324.1840	0	0.3250	8.36
$p 4,0,4, \frac{7}{2}+\rangle$				
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1324.0837	0.0703	0.32334	2.58
$p 4,0,4, \frac{7}{2}+\rangle$				
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1324.1779	0.1704	0.3188	3.05
$p 5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$				
$n 5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$	-1323.5389	0.6451	0.3137	10.78
$p 5,2,3, \frac{7}{2}-\rangle$				

^{164}Tb $N=99, Z=65$ についての計算結果を表 7.13 に示す。中性子 $|5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$ と陽子 $|4,0,4, \frac{7}{2}+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $n|5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$ と $p|4,0,4, \frac{7}{2}+\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $(5+)$ であり、偶奇性は計算結果では負で実験値に一致しない。スピンは、 $\frac{7}{2} + \frac{7}{2} = 7$ または $\frac{7}{2} - \frac{7}{2} = 0$ となり、実験値とは完全には一致しない。3 番目、4 番目にエネルギーの低い配位についても、 $5+$ 状態ではない。

ニルソン図を基準にして考えれば、平均場計算の与える配位を構成する $n|5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$ 準位はフェルミ準位より 1.6MeV 高く、 $p|4,0,4, \frac{7}{2}+\rangle$ 準位はフェルミ準位より 2.4MeV 高いが、この差は必ずしも平均場モデルの誤差ととらえる必然性はなく、ニルソンモデルの誤差のほうが大きい可能性も否定はできない。

表 7.14: ^{162}Tb $N=97, Z=65$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1312.2843	0	0.3211	0.23
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1312.1946	0.0897	0.3236	0.28
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				
$n 5,2,1, \frac{1}{2}-\rangle$	-1311.9810	0.3033	0.3256	0.15
$p 4,1,1, \frac{1}{2}+\rangle$				
$n 5,2,1, \frac{3}{2}-\rangle$	-1311.9181	0.3662	0.3259	0.03
$p 4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$				

^{162}Tb $N=97, Z=65$ についての計算結果を表 7.14 に示す。中性子 $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と陽子 $|4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $(1-)$ であり、計算結果では偶奇性は $+$ で実験値に一致しない。スピンは、陽子と中性子の Ω が同方向を向いた場合の $\frac{7}{2} + \frac{3}{2} = 5$ か、反対方向を向いた場合の $\frac{7}{2} - \frac{3}{2} = 2$ のどちらかであるため、実験値とは完全には一致しない。

計算で 2 番目に低いエネルギーを持つ解の配位であり、 $n|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ と $p|4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$ については、偶奇性は負で実験値に一致し、スピンも、陽子と中性子の Ω が逆方向を向いた場合を考えると $\frac{5}{2} - \frac{3}{2} = 1$ で一致する。また、計算で 3 番目に低いエネルギーを持つ解の配位であり、 $n|5,2,1, \frac{1}{2}-\rangle$ と $p|4,1,1, \frac{3}{2}+\rangle$ についても、偶奇性は負で実験値に一致し、スピンも、陽子と中性子の Ω が逆方向を向いた場合を考えると $\frac{3}{2} - \frac{1}{2} = 1$ で一致する。

2 番目にエネルギーの低い配位のほうがエネルギーが 0.09MeV 以上低く計算されていれば正しい配位を再現することができたことになる。0.09MeV の精度での間違いは平均場モデルの精度から判断して間違いが起こってもなんら不思議ではないと言える。

表 7.15: ^{166}Ho $N=99, Z=67$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ (°)
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1340.0673	0	0.3220	0.01
$p 5,4,1, \frac{1}{2}-\rangle$				
$n 5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$	-1339.7983	0.2690	0.3180	0.00
$p 4,0,4, \frac{7}{2}+\rangle$				
$n 5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$	-1339.6901	0.3772	0.3222	0.00
$p 4,1,1, \frac{1}{2}+\rangle$				
$n 5,1,4, \frac{7}{2}-\rangle$	-1339.6616	0.4057	0.3064	0.03
$p 4,0,2, \frac{5}{2}+\rangle$				

^{166}Ho $N=99, Z=67$ についての計算結果を表 7.15 に示す。中性子 $|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ と陽子 $|5,4,1, \frac{1}{2}-\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $n|5,1,2, \frac{5}{2}-\rangle$ と $p|5,4,1, \frac{1}{2}-\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $0-$ であり、計算結果ではパリティは $+$ で実験値に一致しない。スピンは、 $\frac{5}{2} + \frac{1}{2} = 3$ または $\frac{5}{2} - \frac{1}{2} = 2$ となり、実験値とは完全には一致しない。ほかのエネルギーの低い配位についても、 $0-$ 状態ではない。

表 7.16: ^{164}Ho $N=97, Z=67$ の計算結果

配位	エネルギー (MeV)	エネルギーの差 (MeV)	β	γ ($^\circ$)
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1325.4422	0	0.3208	9.52
$p 5,4,1, \frac{1}{2}-\rangle$				
$n 6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$	-1325.2209	0.0133	0.3052	10.19
$p 4,1,1, \frac{1}{2}+\rangle$				
$n 5,2,1, \frac{3}{2}-\rangle$	-1325.1082	0.2975	0.3111	1.64
$p 4,1,1, \frac{1}{2}+\rangle$				
$n 5,0,5, \frac{11}{2}-\rangle$	-1325.0535	0.2975	0.3293	7.89
$p 5,4,1, \frac{1}{2}-\rangle$				

^{164}Ho $N=97, Z=67$ についての計算結果を表 7.16 に示す。中性子 $|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と陽子 $|5,4,1, \frac{1}{2}-\rangle$ の場所をブロックしたものが最もエネルギーが低かったため $n|6,3,3, \frac{7}{2}+\rangle$ と $p|5,4,1, \frac{1}{2}-\rangle$ を計算で求めた配位とした。

実験で観測されたスピンと偶奇性は $1+$ であり、計算結果ではパリティは負で実験値に一致しない。スピンは、 $\frac{7}{2} + \frac{1}{2} = 4$ または $\frac{7}{2} - \frac{1}{2} = 3$ となり、実験値とは完全には一致しない。また、表 7.16 中の 2 番目以降の計算結果についてもスピンと偶奇性が実験値に一致する配位は、観受けられなかった。

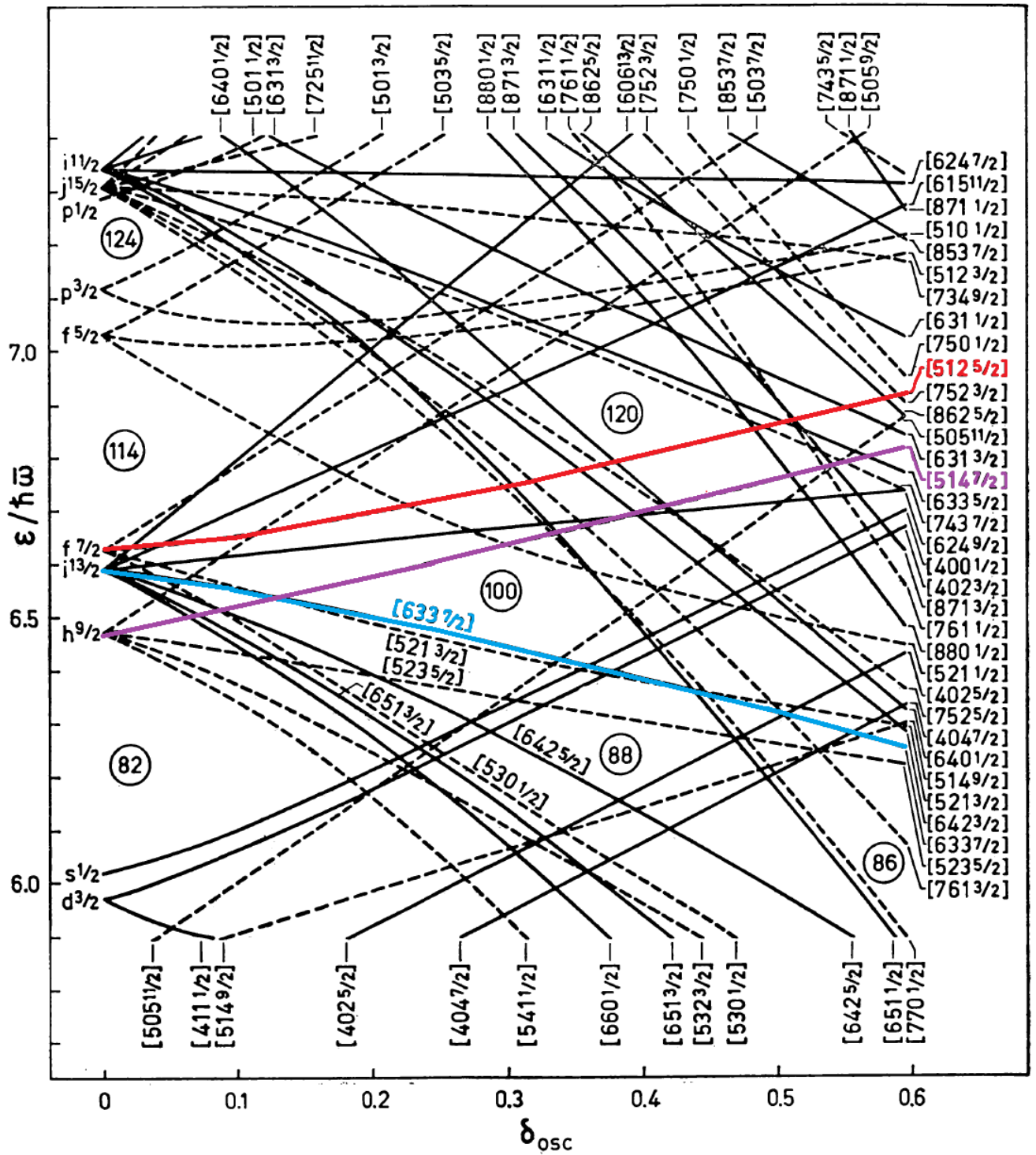


図 7.4: ニルソン模型による中性子の一粒子状態のエネルギー準位を变形度の関数として表したグラフ (ニルソン・ダイアグラム) (参考文献 [7] の図 5-4 を転載)。特に、Skyrme 力に SIII を用いた平均場計算で決定された配位に関連した準位については色を付けて示した。

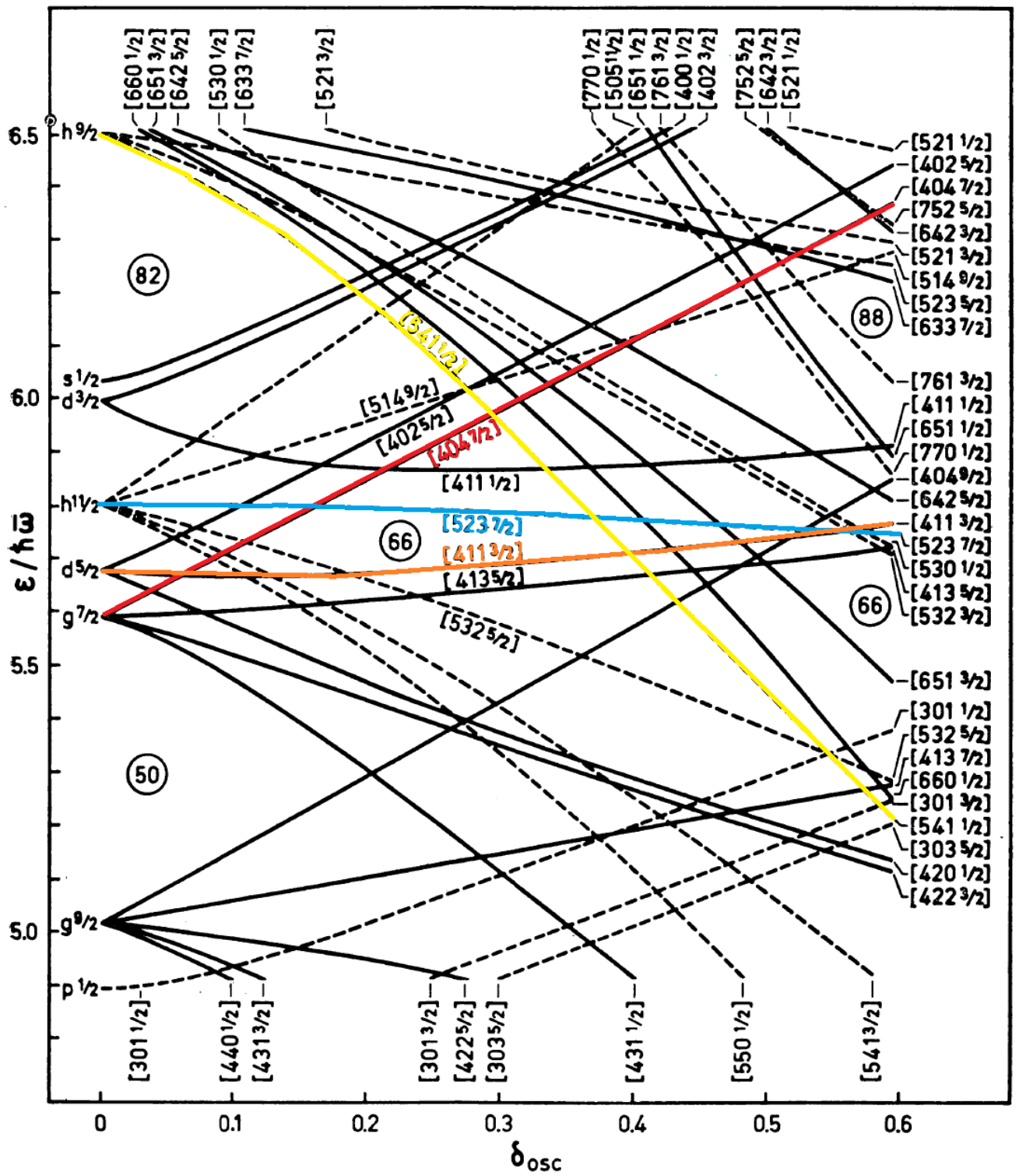


図 7.5: ニルソン模型による陽子の一粒子状態のエネルギー準位を変形度の関数として表したグラフ(ニルソン・ダイアグラム)(参考文献[7]の図5-2を転載)。特に、Skyrme力に SIII を用いた平均場計算で決定された配位に関連した準位については色を付けて示した。

7.3 スピンとパリティを実験値と計算で求めた理論値の比較

表 7.17: スピンと偶奇性の実験値と各種計算値の比較。exp. は実験値、Nil. はニルソン模型、SLy4 と SIII はそれぞれの Skyrme 力を使用した平均場法での計算結果を表す。実験値を赤で示し、実験値と等しいスピンと偶奇性も赤で示した。

$^{164}_{67}\text{Ho}_{97}$				$^{165}_{67}\text{Ho}_{98}$				$^{166}_{67}\text{Ho}_{99}$			
exp.	Nil.	SLy4	SIII	exp.	Nil.	SLy4	SIII	exp.	Nil.	SLy4	SIII
	5+	6+	4-								
1+	1+	1+	3-	$\frac{7}{2}-$	$\frac{7}{2}-$	$\frac{5}{2}+$	$\frac{7}{2}+$	0-	0-	1+	2+

$^{163}_{66}\text{Dy}_{97}$				$^{164}_{66}\text{Dy}_{98}$				$^{165}_{66}\text{Dy}_{99}$			
exp.	Nil.	SLy4	SIII	exp.	Nil.	SLy4	SIII	exp.	Nil.	SLy4	SIII
$\frac{5}{2}-$	$\frac{5}{2}-$	$\frac{7}{2}+$	$\frac{7}{2}+$	0+	0+	0+	0+	$\frac{7}{2}+$	$\frac{7}{2}+$	$\frac{5}{2}-$	$\frac{5}{2}-$

$^{162}_{65}\text{Tb}_{97}$				$^{163}_{65}\text{Tb}_{98}$				$^{164}_{65}\text{Tb}_{99}$			
exp.	Nil.	SLy4	SIII	exp.	Nil.	SLy4	SIII	exp.	Nil.	SLy4	SIII
	3-	5+	5+								
(1-)	0-	2+	2+	$\frac{3}{2}+$	$\frac{3}{2}+$	$\frac{3}{2}+$	$\frac{7}{2}+$	(5+)	5+	6+	7-
									2+	1+	0-

第8章 まとめ

本研究ではまず Skyrme HFB 法プログラム HFODD を使用して原子核の配位を決定するための基礎知識を学び、その後 2 つの Skyrme 力のパラメーターセットを使用して、変形核の典型例としての ^{164}Dy に隣接する 8 個の奇核、奇々核の基底状態の配位を Skyrme HFB コード HFODD で求めた。パラメーターセットは最近導入された SLy4 と古くからある SIII を使用した。設定したパラメーターセットでは基底状態の配位から求まるスピンと偶奇性が実験値と同じものと、異なるものがでた。不一致の場合の主な原因として、使用したパラメーターセットが適切ではなかったことが考えられる。

今後の課題として実験値と計算による理論値が同じ値になるようにモデルを修正していくことが挙げられる。この修正をするには様々な Skyrme 力のパラメーターセットを使用して計算を行い、実験値と同じ値がでるものがないか確認していく。また、対相関力の強度を変えてみることも必要である。そして、計算がうまく行われているか確かめるためにも、調和振動子基底のサイズを拡大してみて、計算結果が変わらないことも確かめるべきである。我々が使用したプログラムでは、人の手でブロックする軌道の組み合わせを指定しなくてはいけなく、欲しい配位がでるまで何回もプログラムを回さなければならない。そこに人為的な間違いが起こる可能性があるので、最終的な目標としては人が打ち込むのは簡単な陽子数と中性子数のみで適切な配位が出力される、HFODD を部品として組み込んだようなプログラムをつくることである。

付録A プログラムHFODDへの入力データの例

以下にHFODDプログラムの標準入力データの例を示す。第1コラムが「!」記号の行はコメント・アウトされた行である。それらの設定項目についてはプログラムのデフォルト値が使われる。デフォルト値はプログラムのバージョンによって異なる場合が見られるので注意が必要である。また、日本語の書き込みは全て我々の注釈であり、実際の入力データには含まれていない。

```
! Tb162 HFB 2014/1/16
! created by modifying ca48_lip.dat
!-----!
! This file is part of the official HFODD v2.49t release and demonstrates !
! the use of the Lipkin translational energy correction. !
!-----!

----- General data -----
NUCLIDE      IN_FIX  IZ_FIX
              97      65
ITERATIONS   NOITER      自己無撞着性を達成するための反復回数の上限值
              1000  200  20
!ITERAT_EPS  EPSITE
!            0.0000001
!SLOW_DOWN   SLOWEV  SLOWOD
!            0.5    0.5
!SLOW_PAIR   SLOWPA
!            0.5
!MAXANTIOSC  NULAST
!            5
!PING-PONG   EPSPNG  NUPING
!            0.01   3
!CHAOTIC     NUCHAO
!            5
!
!
----- Interaction -----
SKYRME-SET   SKYRME
              SLY4      スキルム力のパラメータセットをその名称で指定する。
!SKYRME-STD  ISTDAND  KETA_J  KETA_W  KETACM  KETA_M
!            1      0      1      1      0
!LANDAU      LANODD  XO_LAN  X1_LAN  GO_LAN  GOPLAN  G1_LAN  G1PLAN
!            000    20.73533  0.16   0.896   0.4     1.2     0.0
!EVE_SCA_TS  RHO      RHOD     LPR      TAU      SCU      DIV
!            1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.
```

```

!ODD_SCA_TS   SPI       SPID       LPS       CUR       KIS       ROT
!             1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.
!EVE_SCA_PM   RHO       RHOD      LPR       TAU       SCU       DIV
!             1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.
!ODD_SCA_PM   SPI       SPID       LPS       CUR       KIS       ROT
!             1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.    1.  1.
!
!
!----- Pairing -----
PAIRING       IPAIRI
              1
HFB           IPAHFB
              1
PAIR_FORCE    V0       V1       alpha
              -220.0  0.0    1.0
!
!----- Symmetries -----
ROTATION      IROTAT
              1
!SIMPLEXY     ISIMPY
!             1
!SIGNATUREY   ISIGNY
!             1
!TSIMPLEXES   ISIMTX   ISIMTZ
!             1       1
!
!----- Configurations -----
!PHNONE_NEU   PARTICLES          HOLES
!             1             000          000
!PHNONE_PRO   PARTICLES          HOLES
!             1             000          000
!VACSIM_NEU   SIMP SIMM
!             69  68
!VACSIM_PRO   SIMP SIMM
!             44  44
!PHSIMP_NEU   PARTICLES          HOLES
!             1             00  00          00  00
!PHSIMP_PRO   PARTICLES          HOLES
!             1             00  00          00  00
!VACSIG_NEU   PPSP  PPSM  PMSP  PMSM
!             07   07   07   07
!VACSIG_PRO   PPSP  PPSM  PMSP  PMSM
!             07   07   03   03
!PHSIGN_NEU   PARTICLES          HOLES
!             1             00  00  00  00          00  00  00  00
!PHSIGN_PRO   PARTICLES          HOLES
!             1             00  00  00  00          00  00  00  00
!DIASIM_NEU   PARTICLES          HOLES          TYPE
!             00  00          00  00          0  0
!DIASIM_PRO   PARTICLES          HOLES          TYPE
!             00  00          00  00          0  0

```

```

!DIASIG_NEU          PARTICLES          HOLES          TYPE
!                   00  00  00  00          00  00  00  00          0  0  0  0
!DIASIG_PRO          PARTICLES          HOLES          TYPE
!                   00  00  00  00          00  00  00  00          0  0  0  0
!
!                   ----- Parameters of the HO basis -----
BASIS_SIZE  NOSCIL  NLIMIT  ENECUT
              14    680    800.0
!HOMEGAZERO  FCHOMO
!              1.2
!EPS_HERMIT  EPSHER
!              1.E-14
!OPTI-GAUSS  IOPTGS
!              1
!GAUSHERMIT  NXHERM  NYHERM  NZHERM
!              34     34     34
SURFAC_PAR   INNUMB  IZNUMB  ROPARM
              98     66     1.23
SURFAC_DEF   LAMBDA  MIU     ALPHAR
              2      0     -0.15          20 の値
SURFAC_DEF   LAMBDA  MIU     ALPHAR
              2      2     -0.1837117307  22 の値
SURFAC_DEF   LAMBDA  MIU     ALPHAR
              4      0     0.0           40 の値
!              2      0     0.20
!              4      0     0.0
!
!                   ----- Constraints -----
OMEGAY       OMEGAY
              0.00
!MAX_MULTIP  NMUCON  NMUCOU  NMUPRI
!              3      4      4
!MAX_SCHIFF  NSICON  NSIPRI
!              0      0
MULTCONSTR   LAMBDA  MIU     STIFFQ  QASKED  IFLAGQ
              2      0     0.10    17.0    0
NILSSONLAB   NILXYZ
              2          対称軸を y 軸にしたことを表す
!
!                   ----- Output-file parameters -----
!PRINT-ITER  IPRSTA  IPRMID  IPRSTO
!              1      0      1
!PRINT-MOME  IPRI_N  IPRI_P  IPRI_T
!              1      1      1
!EALLMINMAX  EMINAL  EMAXAL
!              -72.   10.
!EQUASI_MAX  EMAXQU
!              10.
!
!                   ----- Blocking -----

```

```

BLOCKSIG_N    INSIGN IPSIGN  ISSIGN  IDSIGN
              25     0       0       1
BLOCKSIG_P    INSIGP IPSIGP  ISSIGP  IDSIGP
              17     0       0       1
!
!              ----- Files -----
!REVIEWFILE   FILREV
!              ca48_lip.rev
!RECORDFILE   FILREC
!              ca48_lip.rec
!REPLAYFILE   FILREP
!              ca48_lip.rec
!REC_FIELDS   FILREC
!              ca48_lip.fic
!REP_FIELDS   FILREP
!              ca48_lip.fic
!COULOMFILE   FILCOU
!              ca48_lip.cou
!REVIEW       IREVIE
!              1
!RECORDSAVE   IWRIRE
!              1
!COULOMSAVE   ICOULI  ICOULO
!              1      1
!FIELD_SAVE   IWRIFI
!              1
!FIELD_OLD    IWRIOL
!              1
!
!              ----- Starting the iteration -----
!RESTART      ICONTI
!              0
!CONT_PAIRI   IPCONT
!              0
!NILSSONPAR  NILDAT  CNILSN  DNILSN  CNILSP  DNILSP  HBANIX  HBANIY  HBANIZ
!              0      -1.175  -0.247  -1.175  -0.352  11.170  11.170  6.280
!
!              ----- Calculate -----
EXECUTE
!
!              ----- Terminate -----
ALL_DONE

```

付録B プログラムHFODDの出力の例

プログラム HFODD の出力の例を抜粋したものを下記に示す。日本語の記述は、全て我々が説明として書き込んだものである。

```
*****
*
*           S I N G L E - C O R E   V E R S I O N           *
*   ここで用いたプログラムの他に、並列計算のバージョンもパッケージに同梱されている *
*****
*
*   HFODD   HFODD   HFODD   HFODD   HFODD   HFODD   HFODD   HFODD   *
*
*****
*
*           S K Y R M E - H A R T R E E - F O C K - B O G O L Y U B O V   C O D E   V E R S I O N :   2 . 4 9 T   *
*   上の行に、使用したプログラムのバージョン「2.49t」が明記されている *
*           N O   S Y M M E T R Y - P L A N E S   A N D   N O   T I M E - R E V E R S A L   S Y M M E T R Y   *
*
*           D E F O R M E D   C A R T E S I A N   H A R M O N I C - O S C I L L A T O R   B A S I S   *
*
*****
*
*           J . D O B A C Z E W S K I , B . G . C A R L S S O N , J . D U D E K , J . E N G E L   *
*           J . M C D O N N E L L , P . O L B R A T O W S K I , P . P O W A L O W S K I , M . S A D Z I A K   *
*           J . S A R I C H , W . S A T U L A , N . S C H U N C K , J . A . S H E I K H   *
*           A . S T A S Z C Z A K , M . S T O I T S O V , P . T O I V A N E N , M . Z A L E W S K I   *
*           A N D   H . Z D U N C Z U K   *
*
*           I N S T Y T U T   F I Z Y K I   T E O R E T Y C Z N E J ,   W A R S Z A W A   *
*           L A W R E N C E   L I V E R M O R E   N A T I O N A L   L A B O R A T O R Y ,   U S A   *
*
*           1993-2011   *
*
*****
*
*   CODE COMPILED WITH THE FOLLOWING ARRAY DIMENSIONS AND SWITCHES: *
*
*****
*
*   NDBASE = 680   NDSTAT = 680   NDXHRM = 40   NDYHRM = 40   NDZHRM = 40 *
*
*****
```

```

* NDMAIN = 16 NDMULT = 9 NDMULR = 4 NDLAMB = 9 NDITER = 5000 *
*
* NDAKNO = 1 NDBKNO = 1 NDPROI = 20 NDCOUL = 80 NDPOLS = 25 *
*
* NDPROT = 10 NDBTKN = 10 *
*
* IPARAL = 0 I_CRAY = 0 *
*
*
* PRE-PROCESSOR OPTIONS: *
*
*     switch_port = 1     switch_diag = 3     switch_cray = 0 *
*
*     switch_nagl = 0     switch_quad = 0     switch_vect = 1 *
*
*****
* 計算の開始時刻が次行に印字されている。出力の末尾には終了時刻も印字されている。 *
* EXECUTION BEGINS ON 2014.01.21 AT 21:17:34.119 *
*
*****

*****
*
* CLASSICAL NUCLEAR SURFACE DEFINED FOR:           N = 98   Z = 66 *
*
*****
* AL10 = ZERO  AL11 = ZERO  ..... *
*
* AL20 = -0.150  AL21 = ZERO  AL22 = -0.184  ..... *
*
*****
*
*                               HOMEGA= 8.9884  FCHOMO= 1.2000 *
*
* OSCILLATOR FREQUENCIES: HBAROX= 9.8698  HBAROY= 7.4549  HBAROZ= 9.8697 *
*
* MOMENTS OF INERTIA:      XMOMFC= 81.8621  YMOMFC= 59.4753  ZMOMFC= 81.8619 *
*
* CENTERS OF MASS:        CMSXFC= 0.0000  CMSYFC= -0.0000  CMSZFC= 0.0000 *
*
*****

*****
* 用いたSkyrme力のパラメータセット名と、そのパラメータの値が示されている *
* SKYRME FORCE DEFINITION *
*
*****
*
* PARAMETER SET SLY4:  T0= -2488.91  T1= 486.82  T2= -546.39  T3= 13777.00 *

```

```

*
* POWER=1/6 W=123.000 X0= 0.83400 X1= -0.34400 X2= -1.00000 X3= 1.35400 *
*
* ETA_J=0 ETA_W=0 ETACM=0 ETA_M=1 HBM= 20.73553 (SKYRME-FORCE SPIN-ORBIT) *
*
*****

*****

*
* NON-STANDARD TREATMENT OF THE SKYRME FORCE: ETA_J=1 ETA_W=0 ETACM=0 ETA_M=0 *
*
* THIS INCLUDES: *
*
* NON-STANDARD TREATMENT OF THE TENSOR TERMS: THESE TERMS HAVE BEEN INCLUDED *
*
* NON-STANDARD TREATMENT OF THE HBAR^2/2M PARAMETER: *
* VALUE FROM THE PREVIOUS VERSION (v1.75r) HAS BEEN USED: HBMAS= 20.73620941 *
*
*****

*****

*
*
*          COUPLING CONSTANTS DEFINING THE SKYRME FUNCTIONAL *
*
*****

*
*          TOTAL(T)          SUM(S)          ISOSCALAR(P)  ISOVECTOR(M) *
*          -----          - - - - -          - - - - -          - - - - - *
*
*  CRHO_ = -1763.394861  1660.104971  -933.342375  830.052485 *
*  CRHOD =  1925.335750 -2128.546500   861.062500 -1064.273250 *
*  CLPR_ =  -92.653338   31.314270  -76.996203   15.657135 *
*  CTAU_ =   32.471951   49.313473   57.128687   24.656736 *
*  CSCU_ =  -47.366201  129.151625   17.209611   64.575812 *
*  CDIV_ =  -61.500000  -61.500000  -92.250000  -30.750000 *
*
*  CSPI_ =  -518.938360   622.228250  -207.824235   311.114125 *
*  CSPID =   777.252417  -574.041667   490.231583  -287.020833 *
*  CLPS_ =   32.774724   28.564344   47.056896   14.282172 *
*  CCUR_ =  -32.471951  -49.313473  -57.128687  -24.656736 *
*  CKIS_ =   47.366201  -129.151625  -17.209611  -64.575812 *
*  CROT_ =  -61.500000  -61.500000  -92.250000  -30.750000 *
*
*****

*****

* 計算でを使用した物理定数の値が示されている。 *
*  PHYSICAL CONSTANTS:  H_BARC=197.32891000  HBCOE2=137.03602000 *
*
*
*                      XMASSN=938.90590000  XMASSP=938.27231000 *
*

```



```

*          HBMASS= 20.73620941          HBMRPA= 20.60820812 *
*
*          ECHAR2=  1.43997841          COULEX= -1.06350868 *
*
*****
*
*  OSCILLATOR LENGTHS:      X= 2.0498695      Y= 2.3586318      Z= 2.0498730 *
*
*  OSCILLATOR CONSTANTS:   X= 0.4878359      Y= 0.4239746      Z= 0.4878351 *
*
*  OSCILLATOR FREQUENCIES: X= 9.8697674      Y= 7.4548530      Z= 9.8697342 *
*
*****
*
*  BASIS CUT-OFF CONTROL PARAMETERS:  NXMAXX = 13  NYMAXX = 14  NZMAXX = 13 *
*
*  OPTIMUM NUMBERS OF  GAUSS POINTS:  NXHERM = 28  NYHERM = 30  NZHERM = 28 *
*
*                                     NLIMIT= 680  LDBASE= 680  MCOUNT= 3375 *
*
*                                     ENECUT= 800.0000      ELIMIT= 144.5290 *
*
*****
*
*****
*  3次元調和振動子基底の有限次元へのtruncation方法の詳細が記述されている。 *
*  SHAPE OF THE OSCILLATOR-BASIS DIAMOND (THREE CONSECUTIVE PROJECTIONS) *
*
*****
*
*      NX ==>>>  0  1  2  3  4  5  6  7  8  9 10 11 12 13 *
*      MAX.NY => 14 14 14 13 12 10  9  8  6  5  4  2  1  0 *
*
*      ----- *
*  NY= 0 (13) | 13 12 11 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 1 (12) | 12 11 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 2 (11) | 11 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 3 (10) | 11 10  9  8  7  6  5  3  2  1  0 *
*  NY= 4 (10) | 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 5 ( 9) |  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 6 ( 8) |  8  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 7 ( 7) |  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 8 ( 7) |  7  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY= 9 ( 6) |  6  5  4  3  2  1  0 *
*  NY=10 ( 5) |  5  4  3  2  1  0 *
*  NY=11 ( 4) |  4  3  2  1  0 *
*  NY=12 ( 4) |  4  3  2  1  0 *
*  NY=13 ( 3) |  3  2  1  0 *
*  NY=14 ( 2) |  2  1  0 *
*
*
*

```

```

*      NZ ==>>>  0  1  2  3  4  5  6  7  8  9 10 11 12 13
*      MAX.NY => 14 14 14 13 12 10  9  8  6  5  4  3  1  0
*
*      -----
*  NY= 0 (13) | 13 12 11 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 1 (12) | 12 11 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 2 (11) | 11 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 3 (11) | 10  9  8  7  6  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 4 (10) | 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 5 ( 9) |  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 6 ( 8) |  8  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 7 ( 7) |  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 8 ( 7) |  7  6  5  4  3  2  1  0
*  NY= 9 ( 6) |  6  5  4  3  2  1  0
*  NY=10 ( 5) |  5  4  3  2  1  0
*  NY=11 ( 4) |  4  3  2  1  0
*  NY=12 ( 4) |  4  3  2  1  0
*  NY=13 ( 3) |  3  2  1  0
*  NY=14 ( 2) |  2  1  0

```

```

*      NZ ==>>>  0  1  2  3  4  5  6  7  8  9 10 11 12 13
*      MAX.NX => 13 12 11 10  9  8  7  6  5  4  3  2  1  0
*
*      -----
*  NX= 0 (13) | 14 14 14 13 12 10  9  8  6  5  4  3  1  0
*  NX= 1 (12) | 14 14 13 12 10  9  8  6  5  4  3  1  0
*  NX= 2 (11) | 14 13 12 10  9  8  6  5  4  3  1  0
*  NX= 3 (10) | 13 12 10  9  8  6  5  4  3  1  0
*  NX= 4 ( 9) | 12 10  9  8  6  5  4  3  1  0
*  NX= 5 ( 8) | 10  9  8  6  5  4  3  1  0
*  NX= 6 ( 7) |  9  8  6  5  4  3  1  0
*  NX= 7 ( 6) |  8  6  5  4  2  1  0
*  NX= 8 ( 5) |  6  5  4  2  1  0
*  NX= 9 ( 4) |  5  4  2  1  0
*  NX=10 ( 3) |  4  2  1  0
*  NX=11 ( 2) |  2  1  0
*  NX=12 ( 1) |  1  0
*  NX=13 ( 0) |  0

```

* 計算した原子核は中性子数 97 個、陽子数 65 個であり、反復回数が最大 1000 回である。

* NUCLIDE: N = 97 Z = 65 NUMBER OF ITERATIONS = 1000 CONTINUATION? = 0 *

* *****

* 自己無撞着解へ収束させるための手法に関するパラメータの値が記されている。 *

* SLOW-DOWN PARAMETERS: *

* TIME-EVEN = 0.50 TIME-ODD = 0.50 PAIRING = 0.50 LIPKIN-NOGAMI = 0.50 *

* *****

```

*****
* 解への収束を速くするブroyデン法を使うこともできるが、この計算では使わない。 *
* BROYDEN METHOD IS: OFF *
*
* ITERATIONS WILL PROCEED BY STANDARD LINEAR MIXING WITH SLOWING FACTORS *
* DISPLAYED EARLIER *
*
*****
* 陽子間に働くクーロン力の直接項を計算する方法が記されている。 *
* DIRECT COULOMB TERMS SOLVED BY GREEN FUNCTION AND FOURIER TRANSFORM METHOD *
* COULOMB PARAMETERS: NUMCOU = 80 NUMETA = 79 BOUCOU = 20.0 FURMAX =0.25 *
*
*****
* 陽子間に働くクーロン力の交換項はスレーター近似で扱うと記されている。 *
* EXCHANGE COULOMB TERMS TREATED BY THE SLATER APPROXIMATION *
*
*****
*
* MAXIMUM NUMBERS OF MULTIPOLE MOMENTS USED FOR THE CONSTRAINTS, NMUCON=2 *
* FOR THE COULOMB FIELD, NMUCOU=4 *
* FOR THE OUTPUT INFO, NMUPRI=4 *
*
*****
*
* PRINTING THE RESULTS FOR THE FOLLOWING ITERATIONS: THE FIRST: YES *
* THE MIDDLE: NO *
* AND/OR THE LAST: YES *
*
*****
*
* PRINTING THE MOMENTS, RADII, AND DEFORMATIONS FOR: NEUTRONS: YES *
* PROTONS : YES *
* MASS : YES *
*
*****
*
* PRINTING THE MOMENTS, MOMENTA AND DEFORMATIONS IN THE INTRINSIC FRAME: YES *
*
*****
*
* NILSSON LABELS OF SINGLE-PARTICLE STATES SHOWN WITH RESPECT TO THE: Y-AXIS *
*
*****
*
* CALCULATIONS WITH THE HFB PAIRING CORRELATIONS *
*
*****
*
* INITIAL VALUES OF PAIRING PROPERTIES: FERMI ENERGY PAIRING GAP *
* NEUTRONS: -8.0000 1.0000 *

```

```

*
*          PROTONS:          -8.0000          1.0000          *
*
*****
*
* CONTACT PAIRING INTERACTION:      V0          V1          RHO-SAT          POWER          *
*          NEUTRONS:  -220.000          0.000          1.000          1.0000000          *
*          PROTONS:   -220.000          0.000          1.000          1.0000000          *
*
*****
*
* BLOCKING OF QUASIPARTICLES THAT HAVE LARGEST OVERLAP WITH PARTICLE STATES: *
*          NUMBER PARITY SIGNATURE          *
*          NEUTRONS:    25          0          0          YES          *
*          PROTONS:    17          0          0          YES          *
*
*****
*
* CUTOFF ENERGY DEFINING THE ACTIVE HFB PAIRING SPACE=          60.000          *
*
*****
*
* CALCULATIONS WITH PARITY/SIGNATURE SYMMETRY          *
*
*****
*
* CALCULATIONS WITH TIME-ODD SYMMETRIES:          T*SIMPLEX_X =>          CONSERVED          *
*          T*SIMPLEX_Y =>          NON CONSERVED          *
*          T*SIMPLEX_Z =>          CONSERVED          *
*
*****
*
* CALCULATIONS WITH BROKEN TIME-REVERSAL SYMMETRY          *
*
*****
*
* CALCULATIONS WITH ONE-DIMENSIONAL CRANKING FOR THE ROTATIONAL FREQUENCIES: *
*
* OMEGAY = 0.000000 (ISOSCALAR)          AND          OMISOY = 0.000000 (ISOVECTOR)          *
*
*****
*
* PARAMETERS OF THE NILSSON MODEL          NEUTRONS          *
*
*****
*
*          ESCALE =68.531          KAPPA = 0.064          MIU = 0.420          *
*
*          HOMEGA = 8.988          CNILSS =-1.145          DNILSS =-0.240          *
*
* OSCILLATOR FREQUENCIES:  X= 9.869767418          Y= 7.454852997          Z= 9.869734217          *

```

*

以下 752 行を省略する。省略された行では、
 反復の初期状態での個々の一準粒子状態の性質と、一粒子軌道 (HFB canonical basis) の
 性質、
 原子核全体の各種モーメントの値等が出力されている。

 *
 * CONVERGENCE REPORT
 *

ITER	ENERGY	STABILITY	Q_2	GAMMA	SPIN	OMEGA	ANGLE	EPAIR
0	-1009.969706	-342.058189	19.338	0.00	-5.00	0.000	0.000	-16.49
1	-1381.533181	139.257418	18.640	0.00	6.65	0.000	0.000	-79.23
2	-1289.924881	40.468157	18.688	0.01	4.74	0.000	0.000	-28.49
3	-1295.177821	28.851211	18.703	0.01	5.28	0.000	0.000	-25.02
4	-1300.381052	17.434919	18.779	0.00	5.09	0.000	0.000	-22.50
5	-1304.885917	10.981678	18.762	0.00	5.22	0.000	0.000	-20.94

以下 990 行を省略する。

995	-1312.634458	0.000085	18.679	5.69	1.95	0.000	0.000	-10.01
996	-1312.634458	0.000084	18.679	5.69	1.95	0.000	0.000	-10.01
997	-1312.634457	0.000083	18.679	5.69	1.95	0.000	0.000	-10.01
998	-1312.634457	0.000081	18.679	5.69	1.95	0.000	0.000	-10.01
999	-1312.634456	0.000080	18.679	5.69	1.95	0.000	0.000	-10.01

以下から 1000 回の反復を完了した後の最終的な状態についての記述が始まる。

 * まず、中性子の一準粒子状態の性質が印字される
 * SINGLE-QUASIPARTICLE PROPERTIES: NEUTRONS
 *

NO	ENERGY (++,+,-,+,-)	PARITY	V2QUAP	EEQUIV	DEQUIV	V_CORR
90)	1.829 (0, 0,22, 0)	-1.000	0.92740	-7.973	0.949	1.00000
91)	1.784 (23, 0, 0, 0)	1.000	0.92497	-7.926	0.940	1.00000
92)	2.756 (24, 0, 0, 0)	1.000	0.72712	-7.662	2.456	1.00000
93)	1.507 (0, 0,23, 0)	-1.000	0.89566	-7.603	0.922	1.00000
94)	1.446 (0, 0, 0,23)	-1.000	0.89521	-7.553	0.886	1.00000
95)	1.095 (0, 0,24, 0)	-1.000	0.79080	-7.047	0.891	1.00000
96)	1.328 (0, 0, 0,24)	-1.000	0.73113	-7.024	1.178	1.00000

以下、30 行省略する。

```

* 97) 1.013 ( 0,25, 0, 0) 1.000 0.64692 -6.708 0.969 1.00000 *
* 98) 0.839 ( 0, 0, 0, 0) BLO 1.000 0.64698 -6.657 0.802 1.00000 *
* 99) 0.839 ( 0,26, 0, 0) ADD 1.000 0.35302 -6.657 0.802 0.99999 *

```

上記で「BLO」と印字された行は、ブロックされた準粒子状態を表す。
「ADD」と印字された行は、代わりに HFB 真空で占拠されているとされた逆符号のエネルギーを持つ準粒子状態である。

```

* 100) 1.007 ( 0, 0,25, 0) -1.000 0.26700 -5.941 0.891 1.00001 *
* 101) 1.083 ( 0, 0, 0,25) -1.000 0.26511 -5.901 0.956 1.00001 *
* 102) 1.547 ( 0, 0, 0,26) -1.000 0.13993 -5.296 1.073 1.00001 *
* 103) 2.723 (25, 0, 0, 0) 1.000 0.26638 -5.138 2.408 1.00000 *
* 104) 1.614 ( 0, 0,26, 0) -1.000 0.08440 -5.069 0.897 1.00001 *
* 105) 1.840 (26, 0, 0, 0) 1.000 0.07440 -4.844 0.965 1.00000 *
* 106) 1.863 ( 0,27, 0, 0) 1.000 0.06574 -4.792 0.923 1.00000 *
* 107) 2.868 ( 0,28, 0, 0) 1.000 0.19565 -4.664 2.275 1.00000 *
* 108) 2.627 ( 0, 0, 0,27) -1.000 0.02799 -3.930 0.867 1.00000 *
* 109) 7.633 ( 0,29, 0, 0) 1.000 0.33464 -3.886 7.203 1.00000 *
* 110) 2.714 ( 0, 0,27, 0) -1.000 0.02671 -3.841 0.875 1.00000 *

```

以下 46 行省略する。

```

*****
* 次に、中性子の HFB 正準基底状態の性質が印字される *
* SINGLE-PARTICLE PROPERTIES: CANONICAL NEUTRONS *
* *
*****
* NO) ENERGY (++,+,-,+,-) | N,ny,ly,OMEy> <P> <JY> <SY> GFACT *

```

以下 14 行省略する。

```

* 90) -8.067 ( 0,24, 0, 0) | 6, 5, 1, 3/2> 100 -1.316 -0.218 0.166 *
* 91) -8.011 ( 0, 0,22, 0) | 5, 2, 1, 3/2> -100 0.948 0.319 0.337 *
* 92) -7.968 (24, 0, 0, 0) | 6, 5, 1, 3/2> 100 1.317 0.211 0.160 *
* 93) -7.613 ( 0, 0,23, 0) | 5, 0, 5,11/2> -100 5.479 0.500 0.091 *
* 94) -7.551 ( 0, 0, 0,23) | 5, 0, 5,11/2> -100 -5.480 -0.500 0.091 *
* 95) -7.284 ( 0, 0, 0,24) | 5, 2, 3, 5/2> -100 1.703 -0.315 -0.185 *
* 96) -7.039 ( 0, 0,24, 0) | 5, 2, 3, 5/2> -100 -1.678 0.311 -0.186 *
* 97) -6.951 ( 0,25, 0, 0) | 6, 4, 2, 5/2> 100 2.449 0.340 0.139 *
* 98) -5.917 ( 0, 0, 0,25) | 5, 2, 1, 1/2> -100 0.710 -0.333 -0.469 *
* 99) -5.838 ( 0, 0,25, 0) | 5, 2, 1, 1/2> -100 -0.735 0.335 -0.455 *
* 100) -5.062 ( 0, 0,26, 0) | 5, 1, 2, 5/2> -100 -2.187 -0.386 0.176 *
* 101) -4.972 ( 0, 0, 0,26) | 5, 1, 2, 5/2> -100 2.187 0.391 0.179 *
* 102) -4.768 ( 0,26, 0, 0) | 6, 3, 3, 7/2> 100 -3.467 -0.398 0.115 *
* 103) -4.744 (25, 0, 0, 0) | 6, 3, 3, 7/2> 100 3.466 0.398 0.115 *
* 104) -3.808 ( 0, 0,27, 0) | 5, 1, 4, 7/2> -100 2.878 -0.402 -0.140 *
* 105) -3.647 ( 0, 0, 0,27) | 5, 1, 4, 7/2> -100 -2.868 0.402 -0.140 *
* 106) -3.560 ( 0,27, 0, 0) | 6, 6, 0, 1/2> 100 0.495 0.174 0.351 *

```

以下 263 行省略する。省略箇所では下記の情報が印字されている。

1. 残りの中性子の HFB 正準基底状態の性質
2. 全中性子についての各種モーメントの値
3. 陽子の各一準粒子状態の性質
4. 陽子の HFB 正準基底状態の性質
5. 全陽子についての各種モーメントの値

```
*****
*
*          DENSITY INTEGRALS IN THE SKYRME FUNCTIONAL
*
*****
*
*          TOTAL(T)          SUM(S)          ISOSCALAR(P)  ISOVECTOR(M)
*          -----          -
*
*  DRHO_ =    18.921395      9.761580      18.921395      0.601765
*  DRHOD =    13.460416      6.939912      13.460416      0.419409
*  DLPR_ =    -3.671018     -1.898538     -3.671018     -0.126058
*  DTAU_ =    17.040377      8.939715      17.040377      0.839053
*  DSCU_ =     0.117695      0.061407      0.117695      0.005119
*  DDIV_ =     0.810158      0.414935      0.810158      0.019712
*
*  DSPI_ =     0.002476      0.002319      0.002476      0.002162
*  DSPID =     0.001705      0.001602      0.001705      0.001498
*  DLPS_ =    -0.008064     -0.005069     -0.008064     -0.002074
*  DCUR_ =     0.001098      0.000944      0.001098      0.000790
*  DKIS_ =    -0.000036      0.001049     -0.000036      0.002133
*  DROT_ =     0.001134      0.000711      0.001134      0.000287
*
*****
```

```
*****
*
*          CONTRIBUTIONS TO ENERGY IN THE SKYRME FUNCTIONAL
*
*****
*
*          TOTAL(T)          SUM(S)          ISOSCALAR(P)  ISOVECTOR(M)
*          -----          -
*
*  ERHO_ =  -33365.891081  16205.247669  -17660.139951  499.496539
*  ERHOD =   25915.819603 -14771.926146  11590.259214  -446.365757
*  ELPR_ =    340.132117   -59.451341    282.654485   -1.973709
*  ETAU_ =   553.334283   440.848381    973.494366   20.688298
*  ESCU_ =    -5.574745     7.930777     2.025478     0.330554
*  EDIV_ =   -49.824708   -25.518498   -74.737062   -0.606144
*
*  =====
*  SUM EVEN: -6612.004530  1797.130842  -4886.443469  71.569781
*
*
*  ESPI_ =    -1.284974     1.442950    -0.514606     0.672582
*  ESPID =     1.325077    -0.919382     0.835758    -0.430062
*  ELPS_ =    -0.264294    -0.144793    -0.379465    -0.029623
*
*****
```

```

*   ECUR_ =      -0.035665      -0.046557      -0.062746      -0.019476      *
*   EKIS_ =      -0.001704      -0.135442      0.000619      -0.137765      *
*   EROT_ =      -0.069758      -0.043711      -0.104638      -0.008832      *
*   =====
*   SUM  ODD:      -0.331318      0.153065      -0.225077      0.046824      *
*
*****
*
*   EULER ANGLES OF THE PRINCIPAL-AXES FRAME IN DEGREES      TOTAL      *
*
*   ALPHA =270.00000  BETA = 90.00000  GAMMA = 0.00000      *
*
*****
*
*   ROOT-MEAN-SQUARE AND GEOMETRIC SIZES IN FERMIS      TOTAL      *
*
*   R_RMS = 5.2540      X_RMS = 2.6380      Y_RMS = 3.6091      Z_RMS = 2.7604      *
*
*   R_GEO = 6.7829      X_GEO = 5.8988      Y_GEO = 8.0703      Z_GEO = 6.1723      *
*
*****
*
*   MULTIPOLE MOMENTS [UNITS: (10 FERMI)^LAMBDA]      TOTAL      *
*
*   Q00 =162.0000      .....      .....      .....      .....      *
*
*   Q10 =  ZERO  Q11 =  ZERO      .....      .....      .....      *
*
*   Q20 = -7.6884  Q21 =  ZERO  Q22 =-17.0230      .....      .....      *
*
*   Q30 =  ZERO  Q31 =  ZERO  Q32 =  ZERO  Q33 =  ZERO      .....      *
*
*   Q40 = 0.2228  Q41 =  ZERO  Q42 = 0.2711  Q43 =  ZERO  Q44 = 0.6114      *
*
*****
*
*   BOHR DEFORMATIONS (FIRST-ORDER APPROXIMATION)      TOTAL      *
*
*   B10 =  ZERO  B11 =  ZERO      .....      .....      .....      *

```



```

*
* B20 = -0.1363 B21 = ZERO B22 = -0.3017 ..... *
*
* B30 = ZERO B31 = ZERO B32 = ZERO B33 = ZERO ..... *
*
* B40 = 0.0272 B41 = ZERO B42 = 0.0468 B43 = ZERO B44 = 0.1056 *
*
*****
*
* BOHR DENSITY = 0.1239 FM(-3) BOHR RADIUS = 6.7829 FM *
*
*****

*****
* 近似的対象軸 (y 軸) を角運動量の量子化軸にとった場合のモーメント) *
* MULTIPOLE MOMENTS [UNITS: (10 FERMI)ΛLAMBDA] [INTRINSIC FRAME] TOTAL *
*
* REAL PART FOR A NON-NEGATIVE PROJECTION *
* IMAGINARY PART FOR A NEGATIVE PROJECTION *
*
*****
*
* Q00 =162.0000 ..... *
*
*
* Q10 = ZERO Q1+1= ZERO ..... *
* Q1-1= ZERO ..... *
*
* Q20 = 18.5866 Q2+1= ZERO Q2+2= 1.8532 ..... *
* Q2-1= ZERO Q2-2= ZERO ..... *
*
* Q30 = ZERO Q3+1= ZERO Q3+2= ZERO Q3+3= ZERO ..... *
* Q3-1= ZERO Q3-2= ZERO Q3-3= ZERO ..... *
*
* Q40 = 0.9374 Q4+1= ZERO Q4+2= 0.1808 Q4+3= ZERO Q4+4= 0.0136 *
* Q4-1= ZERO Q4-2= ZERO Q4-3= ZERO Q4-4= ZERO *
*
*****

*****
* 内部座標系でのモーメントから決定した変形パラメータ (4章1節参照) *
* BOHR DEFORMATIONS (FIRST-ORDER APPROXIMATION) [INTRINSIC FRAME] TOTAL *
*
* REAL PART FOR A NON-NEGATIVE PROJECTION *
* IMAGINARY PART FOR A NEGATIVE PROJECTION *
*
*****
*
* B10 = ZERO B1+1= ZERO ..... *
* B1-1= ZERO ..... *

```

```

*
* B20 = 0.3295 B2+1= ZERO B2+2= 0.0328 ..... *
* B2-1= ZERO B2-2= ZERO ..... *
*
* B30 = ZERO B3+1= ZERO B3+2= ZERO B3+3= ZERO ..... *
* B3-1= ZERO B3-2= ZERO B3-3= ZERO ..... *
*
* B40 = 0.1145 B4+1= ZERO B4+2= 0.0312 B4+3= ZERO B4+4= 0.0024 *
* B4-1= ZERO B4-2= ZERO B4-3= ZERO B4-4= ZERO *
*
*****
*
* BOHR DENSITY = 0.1239 FM-3 BOHR RADIUS = 6.7829 FM *
*
*****

*****
*
* ANGULAR MOMENTA AND THE FIRST MOMENTS OF INERTIA *
*
*****
*
* SPINS J(1) *
* ----- *
* ORBITAL INTRINSIC TOTAL ORBITAL INTRINSIC TOTAL *
*
* NEUTRONS 2.14567 0.32172 2.46739 *
* PROTONS -0.10296 -0.41317 -0.51613 *
* ----- *
* TOTAL 2.04271 -0.09145 1.95126 *
*
*****
*
* ANGULAR MOMENTA IN THE INTRINSIC REFERENCE FRAME *
*
*****
* 角運動量の期待値 *
* SPIN IN X-DIRECTION SPIN IN Y-DIRECTION SPIN IN Z-DIRECTION *
* ----- *
* INTRI ORBIT TOTAL INTRI ORBIT TOTAL INTRI ORBIT TOTAL *
*
* NEUTRONS -0.000 -0.000 -0.000 -0.000 -0.000 -0.000 -0.322 -2.146 -2.467 *
* PROTONS 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.000 0.413 0.103 0.516 *
* ----- *
* TOTAL 0.000 -0.000 -0.000 0.000 -0.000 -0.000 0.091 -2.043 -1.951 *
*
*****
*
*****

```

```

*                               ENERGIES (MEV)                               *
STOP  ALL DONE
*
*****
*
* KINETIC: (NEU)= 1913.830325      (PRO)= 1066.018835      (TOT)= 2979.849160 *
* SUM EPS: (NEU)= -2288.958418     (PRO)= -1422.280371     (TOT)= -3711.238790 *
* PAIRING: (NEU)= -7.350837        (PRO)= -2.656516       (TOT)= -10.007352 *
* P-REARR: (NEU)= 0.000000         (PRO)= 0.000000        (TOT)= 0.000000 *
*
* PAIRGAP: (NEU)= 1.004542         (PRO)= 0.636730        THIS SPACE IS EMPTY *
* E-FERMI: (NEU)= -6.409890        (PRO)= -7.795008       AND AWAITS YOUR AD *
*
* COULOMB: (DIR)= 557.297519       (EXC)= -24.721842      (TOT)= 532.575677 *
*
* CONSTR. (MULT)= 0.000000         SLOPE= 0.000000        CORR.= 0.000000 *
* CONSTR. (SURF)= 0.000000         SLOPE= 0.000000        CORR.= 0.000000 *
* CONSTR. (SPIN)= -0.000000        SLOPE= 0.000000        CORR.= -0.000000 *
*
* REARRANGEMENT ENERGY FROM THE SKYRME DENSITY-DEPENDENT TERMS= 928.691596 *
* ROUTHIAN (TOTAL ENERGY PLUS MULTIPOLE AND SPIN CONSTRAINTS)= -1312.634456 *
*
* SPIN-ORB (EVE)= -75.343206       (ODD)= -0.113470       (TOT)= -75.456676 *
* SKYRME: (EVE)= -4814.873688      (ODD)= -0.178253       (TOT)= -4815.051941 *
*
* TOTAL: (STAB)= 0.000079          (SP)= -1312.634377     (FUN)= -1312.634456 *
      (FUN) が全体のエネルギー
*
*****

```

以下 69 行を省略する。省略された行では
標準出力以外の出力ファイルの名称
各サブルーチンが計算の実行のために消費した時間、および、call された回数

```

*****
* 57 行目の開始時刻と次行の終了時刻から計算にに要した時間がわかる *
* EXECUTION ENDS ON 2014.01.22 AT 06:06:31.749 *
*
*****

```

参考文献

- [1] M. G. Mayer and R. G. Sachs, On closed shells in nuclei II, Phys. Rev. **74**, 235-239 (1948) ; M. G. Mayer, On closed shells in nuclei II, Phys. Rev. **75**, 1969-1970 (1949)
- [2] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, On the ‘‘magic numbers’’ in nuclear structure, Phys. Rev. **75**, 1766-1766 (1949)
- [3] J. Dobaczewski, J. Dudek, et al., Comp. Phys. Comm., **102**, 166 (1997).
- [4] J. Dobaczewski, J. Dudek, et al., Comp. Phys. Comm., **102**, 183 (1997).
- [5] 安 成弘、若林 宏明, 基礎原子力工学, 電気学会, 1995
- [6] 山田 勝美, 原子核はなぜ壊れるのか, 丸善株式会社, 1987
- [7] A. Bohr and B.R. Mottelson , *Nuclear Structure*, Vol.2, Benjamin(London),1975
- [8] 新井 朝雄, 多体系と量子場, 岩波書店, 2002
- [9] J. Bardeen, L. Cooper and J. R. Schrieffer: Phys. Rev. **108**, 1175 (1949)
- [10] J. Dobaczewski, J. Dudek, et al., Comp. Phys. Comm., **102**, 166 (1997).
- [11] J. Dobaczewski, J. Dudek, et al., Comp. Phys. Comm., **131**, 164 (2000).
- [12] J. Dobaczewski, P. Olbratowski, et al., Comp. Phys. Comm., **158**, 158 (2004).
- [13] J. Dobaczewski, P. Olbratowski, et al., Comp. Phys. Comm., **167**, 214 (2005).
- [14] J. Dobaczewski, W. Satula, B.G. Carlsson, et al., Comp. Phys. Comm., **180**, 2361 (2009).
- [15] N. Schunck, J. Dobaczewski, J. McDonnell, et al., Comp. Phys. Comm., **183**, 166 (2012).
- [16] J. Dobaczewski, B.G. Carlsson, J. Dudek, J. Engel, P. Olbratowski, et al., *HFODD (v.2.40h): User’s Guide*, arXiv0909.3626v1 (2009).
- [17] L. Bonneau et al., Phys. Rev. C, **76**, 024320 (2007).

謝辞

本論文を作成するにあたり、田嶋直樹先生には終始丁寧なご指導をしていただいたことに感謝し、お礼申し上げます。また林明久先生にも本研究及び日常的事務においても、実に丁寧な指導、お世話をしていただきました。同じ研究室の大旗陽平先輩にも大変為になる助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。