

# 超重元素はどこまで存在するか

## ——質量公式からみた重・超重核領域の原子核崩壊——

小浦寛之  
橘孝博

〈日本原子力研究所先端基礎研究センター 319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根 2-4 e-mail: koura@popsvr.tokai.jaeri.go.jp〉

〈早稲田大学高等学院 177-0044 東京都練馬区上石神井 3-31-1 e-mail: ttachi@waseda.jp〉

近年盛んになっている超重元素合成実験において、より大きい原子番号の元素が発見されるに伴い、原子核は一体どこまで存在するのであるかという疑問が生じるのは自然なことであろう。軽・中重核領域の基底状態にある原子核の崩壊は $\beta$ 崩壊が主であるのに比べて、重・超重核領域では $\alpha$ 崩壊や自発核分裂に代表されるような多様な崩壊様式が重要になってくる。つまり、原子核の存在領域の理解の鍵を握るのは超重核領域における核分裂であり、現在、原子核の微視的および巨視的な研究が進められている。本解説において重・超重核領域の崩壊様式についての全体像を示し、その存在領域についての一つの見解を示す。

### 1. はじめに

これまで多数の研究者の努力によって、天然に存在する原子核だけでなく、人工的に作られたものも含めて3,000種近い原子核が実験的に確認されてきた。ところが理論的には、それ以外に何千種類もの原子核が存在するという予測がある。こうした原子核の性質を知ろうとする場合、まず問題にしなければならない基本的な量は原子核質量である。というのは原子核質量が、 $E=mc^2$ という質量とエネルギーの同等性のために静止状態の原子核の全エネルギーでもあり、そのために原子核の安定性を決定し、その崩壊を支配し、反応の起こりやすさに決定的な影響を持っているからである。そしてそれを理論的に予測する手段として、原子核質量公式は重要な役割を果たしている。近年特に重要視されている点は、未知中性子過剰核種や未知超重核領域に対する定量的な予測であり、実験の著しい発展に伴って質量予測研究も精力的に進められている。さらに天体におけるr過程元素合成(後出)の研究においては、理論計算に必要な未知中性子過剰核の質量値は質量公式に頼らざるを得ない状況である。

本稿では、我々の開発した原子核質量公式を中心に、原子核の崩壊現象についての解説を行う。崩壊現象が原子核の質量と密接な関係を持つことを中心に述べていき、そして質量公式の持つ質量予測値の系統性を利用して、未知超重核の崩壊様式がどのように予想されるのか、その結果を示しながら議論を進めていく。同時に超重核の存在領域について一つの見解を与えてみたい。

### 2. 既知原子核の現況

まず、原子核の合成および同定に関する近年の実験的現状について簡単に触れておこう。図1は近年核種が同定された領域を、横軸を中性子数、縦軸を陽子数(原子番号)にとった核図表に示したもので、この領域の変化を見ることでその推移がわかる。たとえば1984年の時点では2,204の核

種が同定されていたが、その後2004年10月時点では2,900核種が確認されている。この20年で約700核種増え、現在3,000近い原子核を我々は把握しているということになる。1984年以降の8年間は中性子数100以下の中性子過剰核および中性子不足核の合成・発見が顕著であった。中性子過剰(不足)核とは安定核と比べたとき、中性子数/陽子数の値が大きい(小さい)核のことである。実験装置の点からいえば1980年以前までは迅速化学分離法やCERNのISOLDEに代表されるオンライン同位体分離器(ISOL)が中心であった同位体合成が、1980年中頃から始まった高エネルギー重イオンを用いた核破砕法などを用いることにより中性子過剰核・不足核を従来に比べて多量に合成することが可能になったのである。現在では軽い核では、フッ素同位体は $^{31}\text{F}$ まで、<sup>4)</sup>ネオンは $^{34}\text{Ne}$ まで発見され、<sup>5)</sup>ほぼ中性子過剰の限界まで到達したとされている。<sup>6)</sup>また、陽子過剰核側ではクーロン障壁のため、陽子分離エネルギーが

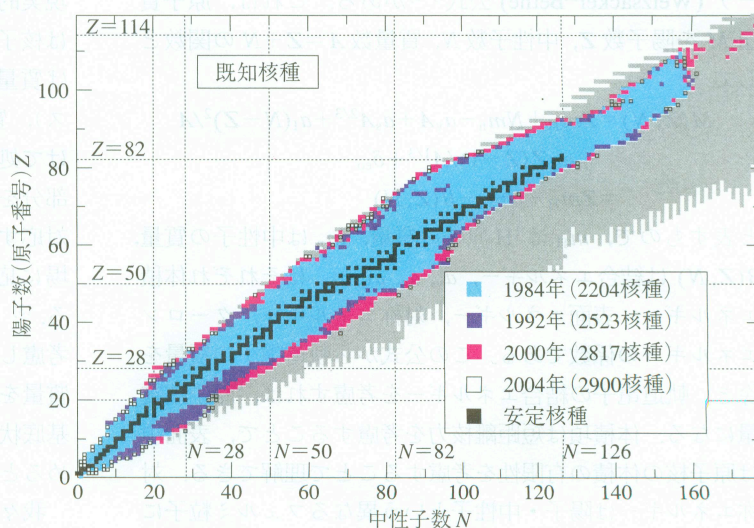


図1 最近20年の既知核種領域の移り変わり。1984, 1992, 2000年については日本原子力研究所作成の核図表<sup>1)</sup>のデータを用いた。2004年については評価済み核構造ファイル(ENSDF)の2004年10月版のデータを用いた。<sup>2)</sup>8年毎に約300核種増えている(最後の2004年は2000年以後約80核種増加)。なお、ENSDFは評価の手続きに多少時間を要するのでその時点での実験データを十分網羅しているわけではない。超重核領域新同位体合成の最近についてはたとえば本特集の森田氏の記事<sup>3)</sup>を参照。参考のため、我々が作成した質量公式が予測する陽子・中性子ドリップ線(本文参照)までの領域についても灰色で示した。

ゼロとなる陽子ドリップ線を超えても短寿命核が存在し、この領域の主な崩壊様式である陽子放出核が継続的に観測されている。2002年には $^{45}\text{Fe}$ の基底状態からの2陽子放出が初めて観測されている。<sup>7)</sup>

次に1992年以後の8年間を見ると、さらに質量数を大きくした中性子過剰・不足核領域に加え、中性子数150以上の超重核領域の新同位体合成が顕著になっていることがわかる。これは主に1980–1990年中頃から重イオン融合核反応の反跳核直接分離装置が活躍し始め、重・超重核領域の原子核合成を可能にしたためと見ることができる。この領域の実験は主にドイツ、ロシア、米国、中国、そして日本などの各研究機関で精力的に進められている。

一方、質量測定核に関しては2003年までに2,228核種が評価済み実験データとして整理され、まとめられている。<sup>8)</sup> こちらは超重核領域に関するデータがあまり増えていない。これは後述するようにこの領域の核種の質量値を主に $\alpha$ 崩壊 $Q$ 値の観測値から求めることによる。 $\alpha$ 崩壊は偶陽子数・偶中性子数核(偶偶核)の場合、おおむね基底状態と基底状態の間の崩壊なので基底状態質量の情報を取り出せるが、それ以外の奇質量核種や奇奇核種の場合は励起状態が主要に関わってくるため、基底状態であることの判定が難しい。さらに偶偶核であっても、 $\alpha$ 崩壊連鎖の途中に自発核分裂が起こって質量が既知の核種まで到達できず、基底状態質量の情報が得られない場合もあり、結局この領域の基底状態質量は現時点ではあまり得られていない。

### 3. 質量公式

さて、崩壊に話を進める前に、原子核質量公式について簡単に説明しておく。最も簡単な質量公式の一つとして、原子核を球形液滴と見なして得られたワイツゼッカー・ベータ(Weizsäcker-Bethe)公式<sup>9,10)</sup>がある。これは、原子質量 $M$ を陽子数 $Z$ 、中性子数 $N$ 、質量数 $A=Z+N$ の関数として

$$\begin{aligned} M(Z, N) &= Zm_{\text{H}} + Nm_{\text{n}} - a_{\text{v}}A + a_{\text{s}}A^{2/3} + a_{\text{I}}(N-Z)^2/A \\ &\quad + a_{\text{C}}Z(Z-1)/A^{1/3} + \delta_{\text{eo}} \\ &= Zm_{\text{H}} + Nm_{\text{n}} - B(Z, N) \end{aligned}$$

と表すもので、 $m_{\text{H}}$ は $^1\text{H}$ 原子の質量、 $m_{\text{n}}$ は中性子の質量、 $B(Z, N)$ は結合エネルギー、 $a_{\text{v}}$ 、 $a_{\text{s}}$ 、 $a_{\text{I}}$ 、 $a_{\text{C}}$ はそれぞれ体積エネルギー、表面エネルギー、対称エネルギー、クーロンエネルギーの係数である。この公式から軌道電子の質量を除き、軌道電子の結合エネルギーを考慮すれば、原子核質量になる。体積項は短距離核力を考慮することで、表面項は原子核の体積の有限性を考慮することで理解できる。対称エネルギーは陽子・中性子という異なるフェルミ粒子における運動エネルギーの考察から、そして2体の核力による陽子・陽子間、中性子・中性子間、中性子・陽子間のポテンシャルエネルギーの和の考察から理解される。 $\delta_{\text{eo}}$ は平均的偶奇項で、陽子数、中性子数がそれぞれ偶数の場合が奇数の場合に比べて質量が小さい効果を表し、これは陽

子および中性子がフェルミ粒子であることから現れる二重縮退からや、核力がアイソスピン三重状態・スピン一重状態で強い引力の中心力を持つことから理解されている。現象論的には、たとえば偶偶核に対して $\delta_{\text{eo}} = -a_{\text{eo}}\sqrt{A}$ 、奇質量核に対して0、奇奇核に対して $a_{\text{eo}}\sqrt{A}$ などととる。各係数は実験質量値を良く再現するように決めればよいが、たとえば2003年の実験質量値<sup>8)</sup>を用いると $Z, N \geq 8$ の2,149核種に対して $a_{\text{v}} = 15.66275$  MeV、 $a_{\text{s}} = 17.68343$  MeV、 $a_{\text{I}} = 23.04812$  MeV、 $a_{\text{C}} = 0.71076$  MeV、 $a_{\text{eo}} = 12.72548$  MeVの値を得、それによる実験値に対する2乗平均誤差は2.93 MeVとなる。この誤差は原子質量値に対して1%以下であり、原子核の質量の大局的部分に関して良い見通しを与えてくれる。

“大局的”といったのは、この公式には原子核の微視的描像が含まれていないためである。その微視的効果には大きく二つの要素が考えられる。一つは原子核の閉殻構造に起因する殻エネルギーと呼ばれる部分で、たとえば実験的に陽子数、中性子数がそれぞれ20, 28, 50, 82, 126(中性子のみ)の原子核の質量が他に比べて小さいことなどで現れている。これらの数のことを魔法数と呼ぶ。もう一つは原子核の変形で、たとえば希土類領域の原子核は他に比べてよく変形しており、その質量も球形と見なした予想よりも小さい値が測定されている。これらの効果は原子核の安定性を考慮する際に大きく影響を与え、重・超重核の安定性に重要な役割をすることになる。

さて、原子核の質量をワイツゼッカー・ベータ公式から発展させたモデルで理論的に計算する方法についてはいくつか考えられているが、この問題の難しさは核子数が数個~数百個の原子核を現実的な核力(テンソル力や3体力などの多体力を含む)から第一原理的多体計算で解くことが、現実的にほとんど困難な点にある(量子色力学的立場からは核子1個の定量的扱いさえ難しい)。そのため、たとえば質量の測定値から関係式を導く方法(システマティクス)、質量を巨視的部分と量子力学的微視的部分とに分けて処理する方法(液滴模型、巨視的微視的模型<sup>11)</sup>)、核力部分を計算しやすいようにデルタ関数などの簡略化により対応する方法(スキーム相互作用<sup>12)</sup>)など、それぞれの立場に応じて手法を工夫して研究しているのが現状である。<sup>13)</sup> ただし、最近の質量公式については原子核の変形を考慮して変形度をパラメータ空間で扱い、その形状ごとの質量を計算して、質量値が最小となる形状をその原子核の基底状態の形状と見なし、その基底状態のエネルギーを求めるという立場は共通している。

我々のグループでは、実験質量値の再現性と未知核種への予測の適用を重視し、実験質量値が示す大局的な系統性を重視しつつ、微視的部分を一体平均場ポテンシャルを用いて計算をする方法により研究を進めている。<sup>6,14)</sup> 我々はこの手法を著者たちの頭文字からKTUY質量公式と呼んでいる。これは巨視的微視的模型の一つであり、原子核の

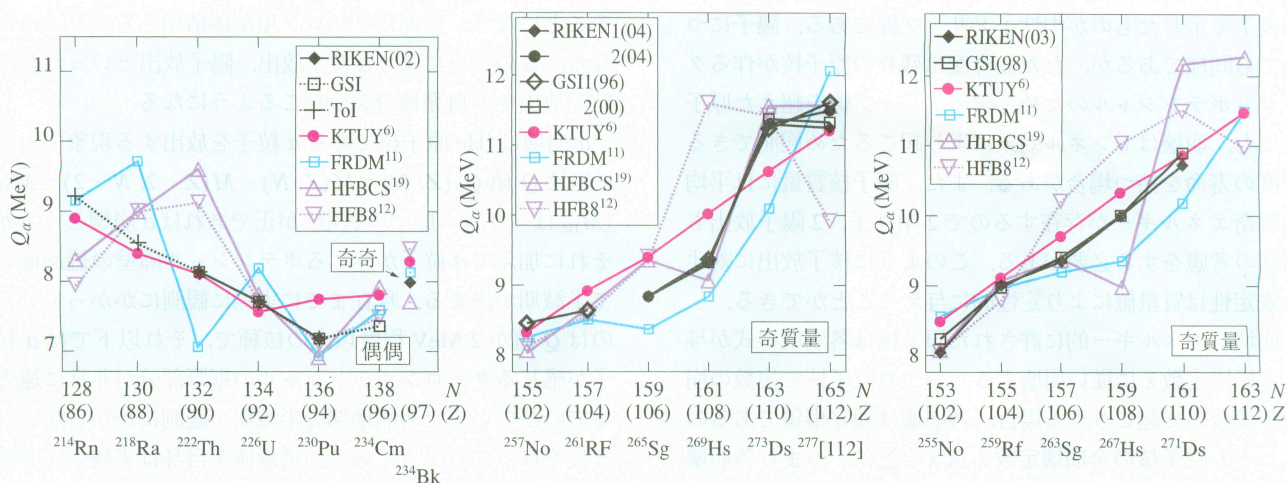


図2 いくつかの核種領域における $\alpha$ 崩壊連鎖。左から $^{234}\text{Bk}$ 近傍,  $^{277}[112]$ 近傍,  $^{275}[112]$ 近傍(実験値は $^{271}\text{Ds}$ から)。 $\alpha$ 崩壊は図中の右から左へ進む。 $Q$ 値の絶対値としては取り上げた質量公式はおおむね実験値(黒線)と同程度の値を示している。左図の $^{234}\text{Bk}$ からの連鎖線のみ偶偶核である。偶偶核では基底状態間の崩壊である可能性が高い。中央と右図はすべて奇質量核であり、実験値は励起状態間またはどちらかが励起状態である崩壊 $Q$ 値である可能性が高い。

大局的様相を示す部分を、陽子数、中性子数、質量数の滑らかな関数として表し、残りの殻エネルギーと呼ばれる部分がある程度微視的な立場から求めたものである。

原子核の殻エネルギーを計算するために、我々は球形単一粒子準位の実験値を良く再現するような平均場ポテンシャルを導入している。<sup>15)</sup> 動径関数としてよく使われるウッズ・サクソン(Woods-Saxon)型に、表面付近の改良を施したもので、単一粒子波動関数が比較的表面付近にとどまる傾向を与えるのがその主な特徴である。これを $^4\text{He}$ から $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ までの15個の魔法数核種の単一粒子準位について決定した。このポテンシャルは球形原子核に対するものであるが、 $Z, N, A$ の関数となっており、任意の原子核に対して適用可能である。変形によるエネルギーの変化分に関する詳細は文献14にゆずるが、原子核の仮想的な形状を仮定し、その形状を定めるごとに配位の変化および変形液滴エネルギーの変化を考慮した計算を行う。そして考え得る形状の中でエネルギーが最小となる形状がその原子核の形状であり、そのエネルギーが原子核のエネルギーとなるのである。

このような方法で計算した質量値は原子核が示す $Z, N$ に対する滑らかな性質を良く表し、他の模型においてしばしば問題となる異常性を起こさない。また実験値との2乗平均誤差が約 $0.65\text{ MeV}$ であり、特に付随して得られる中性子・陽子分離エネルギー、 $\alpha$ 崩壊 $Q$ 値などといった、前後の原子質量差である偏微係数に対応する量については、2乗平均誤差が約 $0.30\sim 0.55\text{ MeV}$ となり、他の同程度の計算可能核種領域を持つ質量公式と比べて $10\sim 30\%$ 再現性が良い結果となっている。<sup>6)</sup>

各質量公式の超重核領域の性質を見る一例として、 $\alpha$ 崩壊 $Q$ 値の最近の重・超重核実験結果との比較を図2に示す。<sup>16)</sup> 図2左は $^{234}\text{Bk}$ 原子核の合成に伴う $\alpha$ 崩壊連鎖の実験値<sup>17)</sup>といくつかの質量公式を比較したものである。線で結んでいるのは $^{230}\text{Pu}$ からの $\alpha$ 崩壊連鎖である。 $^{230}\text{Pu}$ は偶

偶核であるのでこの核種からの崩壊はほぼ基底状態と基底状態の間の $\alpha$ 崩壊と見てよく、質量公式から得られる $Q$ 値と比較できる。図から各理論値の値はおおむね実験値の示す $7\sim 9\text{ MeV}$ の範囲程度で再現しているが、KTUY公式以外のいくつかの計算値では、実験が示している直線的な傾向から大きく外れるものがあることがわかる。一方、図2中では $^{277}[112]$ からの $\alpha$ 崩壊連鎖である。これは奇質量核であり、基底状態と基底状態の間の $\alpha$ 崩壊ではない可能性が高いので、質量公式から得られる $Q$ 値と直接比較できないが、実験値<sup>18)</sup>が示すような、急に値が立ち上がる傾向をKTUY公式では良く表していない。他の公式の中では微視的效果がよく出るHFBCS公式(スキーム相互作用による<sup>19)</sup>)がこの傾向を与えている。しかし図2右に示した奇質量核 $^{275}[112]$ ( $^{277}[112]$ から2個中性子を減らした核種)からの $\alpha$ 崩壊連鎖では、HFBCS公式は実験値(この場合 $^{271}\text{Ds}$ からのもの<sup>20)</sup>)が示す直線性から著しく外れてしまっている。このように、各質量公式にも一長一短があり、各公式の特徴に注意しながら利用する必要がある。

#### 4. 原子核の崩壊様式

さて、これから原子核の崩壊様式について見ていこう。まず原子核が崩壊するかどうかの必要条件として崩壊前の原子核の質量よりも崩壊後の原子核と放出粒子の総質量が小さくなければならないことが挙げられる。質量は静止状態の全エネルギーなのでその差額、つまり $Q$ 値が生じ、放出粒子の運動エネルギーおよび残留核の反跳エネルギーに割り振られる。さらに各粒子が励起している場合は励起エネルギーにも割り振られる。例として静止している基底状態の原子核の中性子放出について見てみる。中性子放出 $Q$ 値 $Q_n(Z, N) = M(Z, N) - (M(Z, N-1) + m_n)$ が負であれば放出は起きないが、中性子過剰にしていくとこれが正となってエネルギー的に放出を許し、強い相互作用により $10^{-15}\text{ s}$ 程度以下の寿命で中性子を放出する。この限界を核

図表上で示したものが中性子ドリップ線である。陽子についても同様であるが、ただし今度は残りの原子核が作るクーロンポテンシャルのため、陽子ドリップ線を越えた原子核でも、崩壊はトンネル効果により起こるため観測できる程度の寿命を持つ場合がある。また、原子核質量には平均的偶奇エネルギーが存在するので2中性子、2陽子放出も同様の考慮をする必要がある。このように核子放出に対する安定性は質量値により定性的に与えることができる。

崩壊がエネルギー的に許された原子核は各崩壊様式を与える崩壊定数 $\lambda$ に従い崩壊する。一つの原子核で複数の崩壊が競合して起こりうる場合、各崩壊は独立事象であるので、その原子核の全崩壊定数 $\lambda$ は $\lambda = \sum_i \lambda_i$ 、つまり各崩壊定数 $\lambda_i$ の和として与えれば良い。この場合全半減期 $T_{1/2}$ は $\log_e 2/\lambda$ となり、部分半減期 $T_{1/2i}$ は $\log_e 2/\lambda_i$ となる。以下、重・超重核領域で主要な崩壊様式について簡単に述べる。

### (1) $\beta$ 崩壊

原子核の質量数 $A$ が同じ原子核の間で、 $Q_{\beta^-} = M(Z, N) - M(Z+1, N-1)$ が正の場合には中性子が陽子に変わる $\beta^-$ 崩壊が起こる。一方、 $Q_{\beta^+} = M(Z, N) - M(Z-1, N+1)$ が正の場合には、陽子が中性子に変わる $\beta^+$ 崩壊や軌道電子が原子核に捕獲される軌道電子捕獲が起きる。これらの $\beta$ 崩壊と軌道電子捕獲の諸性質は $\beta$ 崩壊強度関数から考察することができる。この強度関数は $\beta$ 崩壊相互作用ハミルトニアンから求まる核行列要素の絶対値2乗が、崩壊後の原子核の終状態の上にもどのように分布するかを示したものとイえる。具体的な崩壊定数は、たとえばガモフ・テラー (Gamow-Teller) 遷移の場合、強度関数 $|M_{GT}(E)|^2$ を用いて

$$\lambda_{GT} = \frac{m^5 c^4}{2\pi h^7} |g_A|^2 \times 3 \int_{-Q}^0 |M_{GT}(E)|^2 f(-E) dE$$

となる。ここで $f$ は積分されたフェルミ関数である。

$\beta$ 崩壊強度関数の理論的な研究は古くから行われていて、システマティクスの手法や巨視的手法、殻モデル計算や準粒子RPA計算などの微視的手法がある。それぞれの方法には一長一短があるが、核図表上で広範な領域の原子核に対して統一的に半減期を計算しているのは、現在のところ大局的理論と準粒子RPA計算である。 $\beta$ 崩壊では崩壊後の原子核の基底状態だけでなく高い励起状態まで考慮する必要があり、半減期の推定は簡単ではない。どちらの方法でも、 $\beta$ 崩壊の半減期の推定は、 $Q$ 値が小さい場合は約1/100から100倍の精度であり、 $Q$ 値が大きい場合は約1/10から10倍の精度になる。 $\beta$ 崩壊と軌道電子捕獲は質量数の大小によらず、全核種領域で起こる崩壊様式である。次節では、我々が行った大局的理論<sup>21)</sup>での結果を用いて議論を進めていくことにする。また、以下では $\beta^-$ 崩壊、 $\beta^+$ 崩壊、軌道電子捕獲を総称して $\beta$ 崩壊と呼ぶ。

### (2) $\alpha$ 崩壊

原子核の結合エネルギーの主要な部分は中重核では質量数 $A$ に比例する体積項であるが、 $A$ を増やすと $Z^2$ も増え

ることになり、徐々にクーロン項が体積項をしのぐようになる。このことにより $\alpha$ 粒子放出、陽子放出といった荷電粒子放出や、自発核分裂が起こるようになる。

$\alpha$ 崩壊は ${}^4\text{He}$ 原子核である $\alpha$ 粒子を放出する現象である。 $\alpha$ 崩壊 $Q$ 値 $Q_\alpha(Z, N) = M(Z, N) - M(Z-2, N-2) - M_{\text{He}}$  ( $M_{\text{He}}$ はヘリウム原子の質量)が正であれば $\alpha$ 崩壊しうるが、それに加えて $\alpha$ 粒子が感じるポテンシャル障壁の透過確率で半減期が決まる。現在までに実際に観測にかかっているのは $Q$ 値が2 MeV程度以上の核種で、それ以下では $\alpha$ 粒子が感じるクーロンポテンシャルの裾野部分が非常に遠方までのびているため崩壊部分半減期が観測にかからないほど長くなってしまっている。透過確率自身は実験の $\alpha$ 崩壊 $Q$ 値が与えられていれば、 $Z-2$ 電荷の原子核が与えるクーロンポテンシャルの透過率でかなり良い精度、たとえば1/10~10倍程度で求めることができる。この方面での推定式としてはガイガー・ヌッタ (Geiger-Nuttal) の実験経験式やビオラ・シーボルグ (Viola-Seaborg) の現象論式<sup>22)</sup>などがよく用いられるが、次節では、我々が作成した現象論式<sup>23)</sup>を用いて議論を進めていくことにする。これは透過ポテンシャルを球形クーロンポテンシャルとし、透過係数の展開項を3次まで取り、それに平均的偶奇因子項を付加したものである。

### (3) 陽子放出

陽子放出は、 $\alpha$ 崩壊などに比べて崩壊 $Q$ 値の大きさや、原子核の単一陽子構造に敏感である。実験の $Q$ 値およびスピン・パリティが与えられていない場合、その予測の精度はあまり期待できない。ただし、核図表上における系統性を調べる目的であれば、質量公式で求めた $Q$ 値と単一粒子ポテンシャルを用いて、ある程度推定可能である。次節では、ポテンシャル部分としてKTUY質量公式に用いられた改良ウッズ・サクソン型単一陽子ポテンシャル<sup>15)</sup>を用い、同ポテンシャルの単一粒子準位を解くことによって、透過確率を計算していく。スピン・パリティの情報および透過障壁はこのポテンシャルから求めることにする。ただし、このポテンシャルから得られるエネルギー固有値を単純に用いても精度の良い原子核のエネルギーは求まらないので、 $Q$ 値としては質量公式から求める。

### (4) 自発核分裂

原子番号がおおよそ90以下程度の核種なら $\alpha$ 崩壊および $\beta$ 崩壊を考えれば、基底状態の主要な崩壊としてはほぼ十分と言えるが、原子番号が大きくなるにつれ、陽子同士によるクーロン反発力が増し、原子核を大きく二つに壊そうという働きが強くなり、核分裂が起きるようになる。液滴模型で見れば、これは変形に対する表面エネルギーの増加分とクーロンエネルギーの減少分との釣り合いと見ることができる。比較的原子番号の小さい核種ではクーロンエネルギーも小さいので、変形を与えてもそのポテンシャルエネルギーが表面エネルギーの増加により大きくなる一方だが、原子番号が大きくなるとクーロンエネルギーが大きくなり、

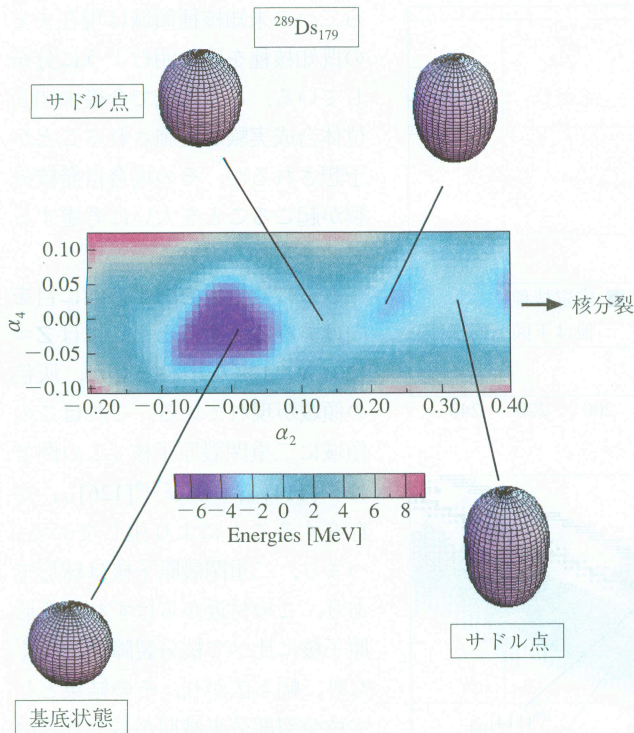


図3 変形空間におけるポテンシャルエネルギー表面の例。図は $^{289}\text{Ds}_{179}$ のもので、軸対称・反転対称を仮定して変形度 $\alpha_2, \alpha_4, \alpha_6$ までを考慮し、各 $\alpha_2, \alpha_4$ に対するエネルギーを描いた。なお、 $\alpha_2, \alpha_4$ のそれぞれの値に対して最小エネルギーを与える $\alpha_6$ を採った。変形度はそれぞれ $2^2, 2^4, 2^6$ 重極変形に対応する。 $\alpha_2$ が正に増える方向に進むのがプロレイト変形(ラグビーボール型)であり、この方向に変形が進み、核分裂が起こる。

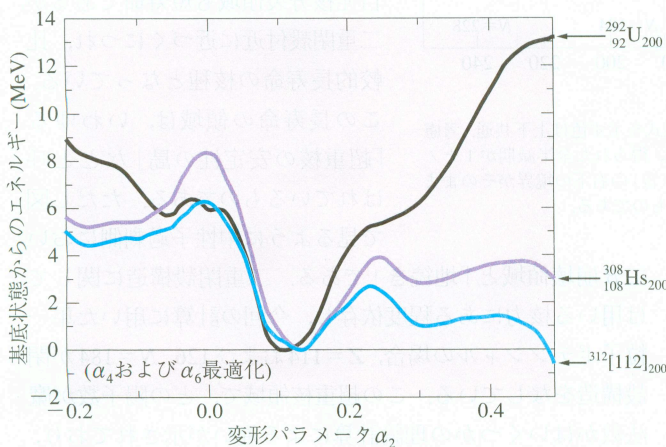


図4 変形空間におけるポテンシャルエネルギー表面の陽子数依存性。中性子数を200で一定にしてある。陽子数が大きくなるにつれて核分裂障壁が低くなっている。

大きい変形ではそれによりポテンシャルエネルギーを下げる。以下では2体対称分裂を仮定して議論を進める。

図3はKTUY質量公式を作るときに用いた方法で計算した、原子核の形状に対するポテンシャルエネルギー表面の例である。この原子核では球形の基底状態から形状をプロレイト変形(ラグビーボール型)に変えていくに従ってポテンシャルエネルギーの山を越えていき、核分裂を起こしていくと見ることができる。ポテンシャルエネルギーの原子番号に対する変化の例を図4に示す。陽子数が大きくなるにつれてポテンシャル障壁が小さくなっていることがわかる。

さて、図3で見たように、核分裂は一種のトンネル効果と見ることができ、その場合、WKB法による遅延因子

$$\exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_{V>E} \sqrt{2M(V(\xi)-E)} d\xi\right]$$

を与えて崩壊確率を推定することができる。ここで $\xi$ は原子核が基底状態から核分裂に至る経路を表し、 $M$ は質量パラメータで、運動エネルギーを $(1/2)M\dot{\xi}^2$ と表すときの係数である。 $M$ は、一般に核が変形を増していくとき核物質がどのような運動をするかに依存する。一番簡単な方法では $M$ の値として、原子核が渦なし流体であるとして与えることになるが、実際には核の表面振動や回転における質量パラメータの実験値などを考慮して渦なし流体よりかなり大きめの値を取るのが普通である。核の状態変化を指定したときの質量パラメータの計算には克蘭キング・モデルがよく用いられ、ある程度の成功を収めている。ただし、それでも主要な問題は残る。それは $V(\xi)$ の経路を求める問題で、核分裂は $(V(\xi)-E)$ の最小値を通るというよりも、上式中の積分値の最小値を取るとすべきだからである。このようにいくつかの問題があるが、次節ではポテンシャルとして上述のものを用い、 $M$ として粗い近似ではあるが、定数×換算質量とし、1次元WKB近似を用いた。ただしその定数値は実験の自発核分裂部分半減期を再現できるように最適化して求めた。<sup>16)</sup>これに平均的偶奇因子項を加えたものを用いる。この場合、部分半減期の推定値はおおむね1/1,000から1,000倍の精度であり、他のものに比べて多少大きい。

## 5. 重・超重核領域の崩壊様式

さて、これまでの知識を基にして、重・超重核領域の崩壊様式について調べてみる。重・超重核領域の崩壊様式や安定性を問題にする場合、上記の三つの崩壊(陽子ドリップ線外でなら四つの崩壊)の競合を扱う必要がある。我々は、KTUY質量公式をもとにして、各原子核崩壊の部分半減期の計算を行い、どの崩壊様式が優勢になるかを調べ、全半減期を求めた。ただし、部分半減期を計算するときに必要な原子核質量は、実験質量値があるところでは実験質量値を用い、ないところでは質量公式を用いた。そして実験値がある領域と公式で推定する領域の間を滑らかにつなぐために境界付近の質量公式値を我々が開発した方法<sup>24)</sup>で補正し、不連続性が生じないようにした。そして各崩壊モデルは前章で説明したものをを用いた。ところでこれらを用いて半減期を計算する際に一つ問題になるのは中性子不足側の扱いである。前述したように中性子過剰側では、中性子ドリップ線外の核種は強い相互作用による極めて短寿命な中性子放出を起こすのでその境界はほぼ明確に決まる。しかし中性子不足側は、陽子放出、 $\alpha$ 崩壊、自発核分裂がいずれもトンネル透過現象であり、存在領域の境界線がはっきり決められない。今回は半減期が1ナノ秒( $10^{-9}$  s)以上の原子核を対象として計算を行った。

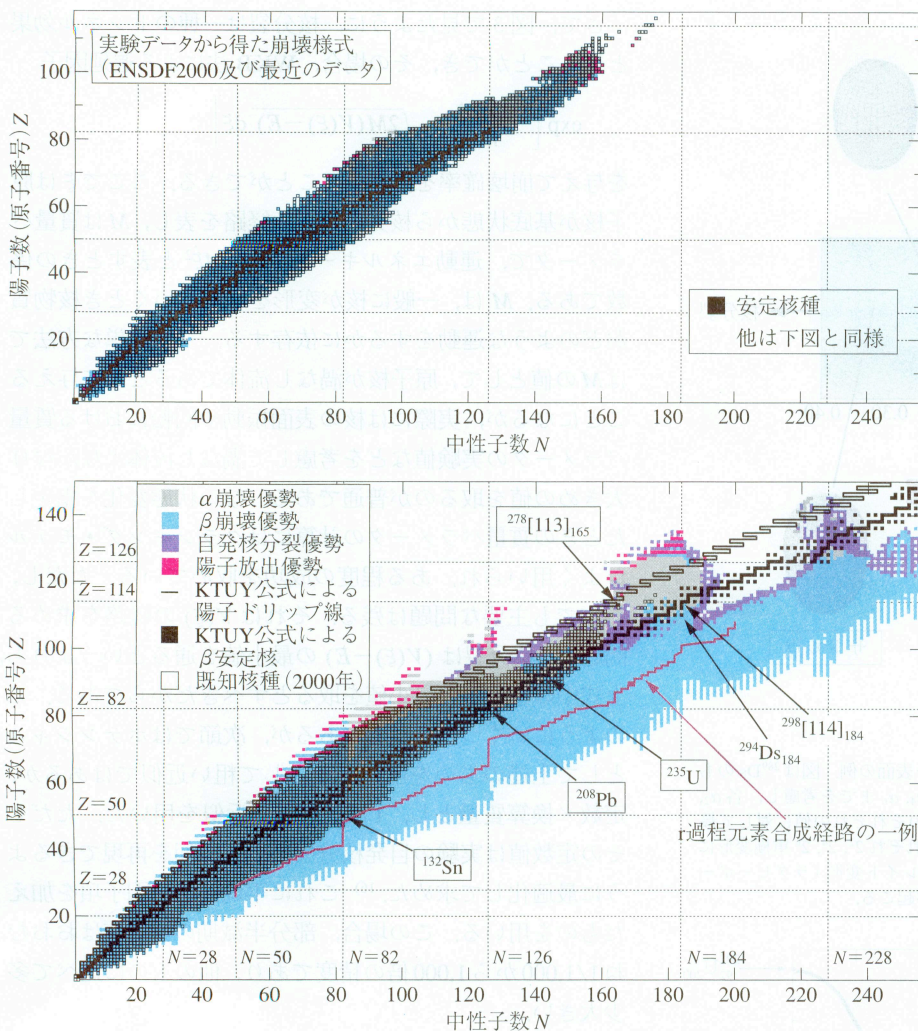


図5 実験データによる崩壊様式(上图)および崩壊様式の予想図(下图)。崩壊様式を示す色は上下共通。考慮した崩壊は $\alpha$ 崩壊,  $\beta$ 崩壊, 陽子放出および自発核分裂。四つの崩壊の理論計算を行い, 得られた全半減期が1ナノ秒( $10^{-9}$ s)以上の核種について描いた。中性子ドリップ線は図中の $\beta$ 崩壊優勢核(青)の右下の境界がそのまま対応する。r過程元素合成経路はKTUY質量公式を用いたカノニカル計算によるものである。

以上によって得られたのが図5である。下图は計算を行った各崩壊様式のうち部分半減期が一番短いものを示したものである。上图は既知核種領域でのもので、比較のため描いた。計算結果がおおむね実験の傾向を再現していることがわかる。関心を未知核種に移してみよう。下图を見ると、 $126 < N < 160$  の中性子不足側(図の上部)に自発核分裂優勢領域(紫)が広がっていることがわかる。図6は陽子数101における各部分半減期を示したものであるが、これを用いてこの様子を説明する。先ほどの自発核分裂優勢領域(紫)に対応する $N \sim 139-142$ の領域は陽子ドリップ線の内側であり、 $\beta$ 崩壊および $\alpha$ 崩壊の部分半減期としてはそれなりの寿命を持つのであるが、自発核分裂部分半減期がより短寿命であるため自発核分裂優勢となっている。陽子ドリップ線外である $N \sim 128-137$ の領域では自発核分裂部分半減期が1ナノ秒以下となっている。このため図5において対応する領域は空白となっている。このようにこの付近では自発核分裂が崩壊様式に強く影響していることがわかる。図5には $Z \sim 106, N \sim 168$ を中心とした領域にも自発核分裂優勢の核種が広がっていることがわかる。これ

ら二つの未知核種領域は現在までの既知核種を取り囲むように分布している。この領域で今後未知同位体合成実験が実施されることが予想されるが、その場合自発核分裂が起こることを大いに考慮する必要を示唆している。

さらに質量数を増す方向に目を向けてみる。するとそこには $Z \sim 120, N \sim 178$ を中心とした、灰色の領域が現れている。これはこの領域に二重閉殻原子核(この例では $^{298}[114]_{184}$ および $^{310}[126]_{184}$ )が存在することにより生じている。つまり、二重閉殻原子核は球形であり、この付近からはずれた変形原子核に比べて核分裂障壁が高くなり、幅も広がり、その結果として核分裂部分半減期が長くなるのである。この領域の上部と右部(主に自発核分裂、紫)はナノ秒の境界となっており、また、先に見た $Z \sim 106, N \sim 168$ を中心とした自発核分裂領域も短寿命であるが、二重閉殻付近に近づくにつれ、比較的長寿命の核種となっている。この長寿命の領域は、いわゆる「超重核の安定性の島」と呼ばれているものである。ただし図で見るように中性子過剰側において $\beta$ 崩壊領域と「地続き」である。二重閉殻構造に関しては用いる核力にある程度依存し、今回の計算に用いた単一粒子ポテンシャルの場合、 $Z=114$ および $126, N=184$ が閉殻構造をなしている。この超重核領域で、どの陽子数が魔法数かはいくつかの理論計算による違いが示されており、確定したことはまだ言えない。しかし少なくとも寿命に関していえば、年単位あるいはそれ以上の寿命を期待するのであれば、 $\beta$ 安定線が貫く線上にある核種を考えればよからう。 $\beta$ 安定線とは $\beta^-$ 崩壊 $Q$ 値および $\beta^+$ 崩壊 $Q$ 値がともに負である原子核を核図表上で結んだもので、該当する原子核は両 $\beta$ 崩壊に対して安定である。そして未知核領域での $\beta$ 安定線の推定は質量公式間でありあまり違わない。KTUY質量公式が示す $\beta$ 安定線が貫く核種は、図中に示してあるとおり $Z=114, N=184$ 付近であり、 $^{298}[114]$ またはその近傍核種がこの島での中心となる核種である。実際四つの部分半減期から得られた全半減期を計算すると、今回示した計算では最も寿命が長い超重核は $^{294}\text{Ds}_{184}$ で、崩壊様式は $\alpha$ 崩壊優勢で、計算した全半減期はおおよそ300年となった。ただしこの予測は主に $Q$ 値の予測精度により、

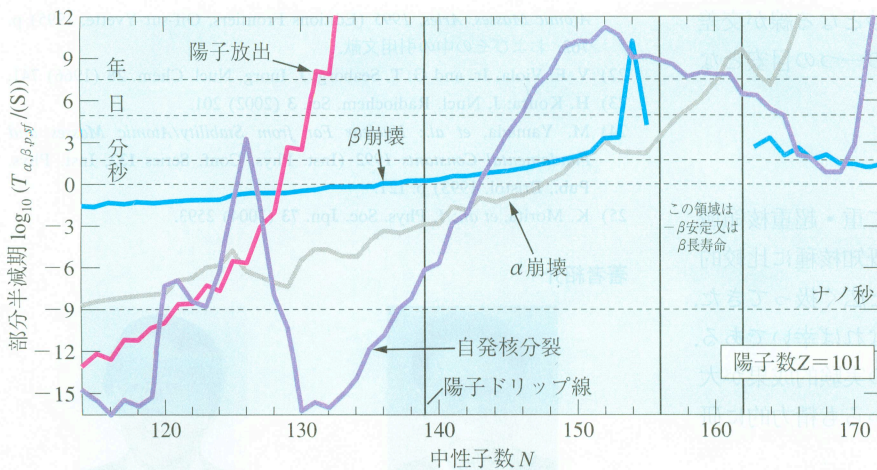


図6 部分半減期の推移。陽子数101原子核の例。部分半減期間で最も短いものが優勢な崩壊様式となる。図中の陽子ドリップ線は1陽子または2陽子分離エネルギーが0となる線である。陽子放出(赤)と $\alpha$ 崩壊(灰色)の部分半減期は中性子不足(図の左)側から $\beta$ 安定側に向かうにつれて比較的単調に増加する。両者では陽子放出のほうが変化は急である。一方、自発核分裂部分半減期(紫)は核構造に非常に敏感に影響を受けている。 $\beta$ 崩壊(青)は弱い相互作用による崩壊であり、短くてもせいぜい0.1ミリ秒程度である。中性子数126近辺で自発核分裂部分半減期が急に大きくなっているが、これは中性子閉殻構造によるもので、この核種領域で核分裂障壁が高くなっている。このため図5の対応する領域では“岬”形状の核種領域を形成している。

$10^{-2}$ – $10^2$ 程度で外れることは大いにあり、数万年程度かもしれない数年程度かもしれないので、あくまで目安としてとらえていただきたい。2004年に理化学研究所で合成の報告がなされた<sup>278</sup>[113]は0.00034秒の寿命であったが、<sup>25</sup>ロシアのドブナ(Dubna)のグループが実施している一連の実験<sup>3)</sup>からも示唆されるように、現況より中性子が過剰な原子核を合成すれば、より寿命の長い核種が合成できると期待できる。

さて、ここで天体核物理が関わる超重元素について一言しておこう。太陽系に存在している元素はいろいろな過程で合成されたと考えられているが、そのうち、超新星爆発の際に起こるとされているr過程は中性子捕獲率が $\beta$ 崩壊率より極めて大きい状況で起こる。この過程で多くの中性子過剰核が合成され、中性子捕獲反応終了後、それらの核が $\beta$ 崩壊を続けて安定核になる。図5にr過程元素合成経路の例を示した。ところで、このr過程において超重核が合成された可能性はないだろうかという議論が以前からある。図5下図を用いてこの点を考えてみると、ちょうど $Z \approx 106$ ,  $N \approx 184$ 付近に自発核分裂優勢核が存在していることがわかる。計算した全半減期も極めて短寿命である。たとえばr過程で中性子過剰核が中性子数200付近まで作られたとしても、その後の $\beta$ 崩壊でこれらの自発核分裂領域に捕まってしまう、<sup>298</sup>[114]近辺にはたどり着けず、生成を期待できないという結論になる。実際には $\beta$ 遅発中性子放出を考慮する必要があるが、この場合はますますたどり着けない方向に働く。また、この領域で起こりうる $\beta$ 遅発核分裂も $\beta$ 安定核へ $\beta$ 崩壊を進めるのを妨げる方向に働く。ただし、r過程経路が中性子数200以上に至るとして、今議論した核分裂核種の痕跡を、たとえば隕石中の核分裂トラッキング測定などから見出そうということであれば、見出す可能性はないとは言えない。

## 6. 超重核の島の向こうは

ここまでは、実験値の存在する領域または比較的既知核種に近い未知核種の性質について述べてきた。ここからはかなり思い切った大胆な仮定となるが、ここまで用いてきた理論やモデルを超重核の島の先の、さらに広い核種領域に外挿した場合、どのようなことが言えそうかという点に触れておく。

図5にはこれらの領域についても予想図が描いてある。まず中性子ドリップ線について見る。KTUY公式は対称項として $N-Z$ の2次の項および $A$ の展開項を採ったものであるが、今回の場合、おおむね $Z=0.45N$ の直線付近を通る結果となっている。また、原子質量の平均的偶奇エネルギーのため、中性子ドリップ線は楕状となっている。

ドリップ近辺核の $\beta$ 崩壊半減期は短いものでもせいぜい0.1ミリ秒程度である。

次に、陽子ドリップ線側について見る。超重核領域における中性子不足側の場合、陽子ドリップ線よりも自発核分裂半減期による推定が重要といえる。図5を見ると $N \approx 200$ 以降では核種領域が大きくえぐれていることがわかる。これは自発核分裂半減期がこの領域で急激に短くなり、1ナノ秒以下となったことによる。さらに中性子過剰側に目を向けると、 $Z=114$ ,  $N=184$ の超重核の安定性の島の向こうにも比較的寿命の長い“安定性の岬”が現れていることがわかる。これは我々の用いた核力ポテンシャルが与える $Z=126$ ,  $N=228$ の二重閉殻構造によるものである。縦に伸びた形状は、陽子魔法数が中性子魔法数より弱いことを示す。この領域では二重閉殻における殻エネルギーにより核分裂障壁が生じて、自発核分裂部分半減期が比較的長い核種を与えていると考えられる。類似した傾向は $N=126$ 付近の陽子ドリップ線付近にも見受けられる。なお、 $N=228$ の左側に島のような領域(灰色等)が描かれているが、これはさらに詳細な計算を行い、今後検討したい。

このように考えてみると、我々が見てきた“超重核の安定性の島”は、島の周囲の核分裂障壁が低くなったことによって相対的に現れた山の頂きを見ているのだという見方もできる。たとえば<sup>132</sup>Snや<sup>208</sup>Pbも同様に考えることが可能で、この二つの核を中心とした周辺領域では核分裂障壁が高い。<sup>132</sup>Snは核分裂半減期が $\beta$ 崩壊などの崩壊半減期を下回るに至っていないだけであり、<sup>208</sup>Pbについてはエネルギー的にも $\beta$ 崩壊をしないというわけである。なお、図5の下図では示していないが、この先“岬”の向こうにも同じような、比較的長寿命の島構造が1領域現れていることを付記しておく。それは $Z=164$ ,  $N=308$ の二重閉殻構造によるものである。その領域を過ぎると、 $N \approx 340$ 付近で

中性子ドリップ線と自発核分裂が1ナノ秒となる線が交差しており、この辺りまでが存在領域予想の一つの目安となるであろうと考えている。

## 7. おわりに

以上、我々が開発した質量公式を用いて重・超重核領域の崩壊様式について示してきた。現在の既知核種に比較的近い領域から極めて遠い領域のものまでと広く扱ってきた。本稿が超重核領域に対する理解の助けになれば幸いである。超重核領域の研究は現在およびここ数年の実験的成果が大いに期待される分野であり、理論的立場からも精力的に研究を進めていきたい。

本研究の一部は、早稲田大学特定課題研究助成費(2003A-118, 原子核質量公式とベータ崩壊の理論的研究とr過程元素合成への応用)の補助を受けて行われた。

## 参考文献

- 1) 核図表 1988, 1992, 2000, 日本原子力研究所核データセンター。
- 2) Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF), 2004年10月版, 日本原子力研究所核データセンターより入手。1999年に報告された<sup>293</sup>[118]からの $\alpha$ 崩壊については後に取り下げがあったため除いてある。
- 3) 森田浩介: 日本物理学会誌 **60** (2005) 698.
- 4) A. Ozawa, *et al.*: Nucl. Phys. A **673** (2000) 411.
- 5) M. Notani, *et al.*: Phys. Lett. B **542** (2002) 49.
- 6) H. Koura, T. Tachibana, M. Uno and M. Yamada: Prog. Theor. Phys. **113** (2005) 305.
- 7) J. Giovinazzo, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 102501.
- 8) G. Audi, A. H. Wapstra and C. Thibault: Nucl. Phys. A **729** (2003) 337.
- 9) C. F. von Weizsäcker: Z. Phys. **96** (1935) 431.
- 10) H. A. Bethe and R. F. Bacher: Rev. Mod. Phys. **8** (1936) 829.
- 11) P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers and W. J. Swiatecki: Atomic Data and Nuclear Data Tables **59** (1995) 185.
- 12) M. Samyn, S. Goriely, M. Bender and J. M. Pearson: Phys. Rev. C **70** (2004) 044309.
- 13) D. Lunney, J. M. Pearson and C. Thibault: Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 1021.
- 14) H. Koura, M. Uno, T. Tachibana and M. Yamada: Nucl. Phys. A **674** (2000) 47.
- 15) H. Koura and M. Yamada: Nucl. Phys. A **671** (2000) 96.
- 16) H. Koura: TOURS Symposium on Nuclear Physics V (TOURS2003) (AIP Proceedings **704**, 2004) p. 60.
- 17) K. Morimoto, *et al.*: RIKEN Accel. Prog. Rep. **36** (2003) 89, およびその中の引用文献。
- 18) K. Morita, *et al.*: RIKEN Accel. Prog. Rep. **38** (2005) に掲載予定。
- 19) S. Goriely, F. Tondeur and J. M. Pearson: Atomic Data and Nuclear Data Tables **77** (2001) 311.
- 20) K. Morita, *et al.*: Eur. Phys. J. **21** (2004) 257.
- 21) T. Tachibana and M. Yamada: Proc. Int. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, 1995 (Editions Frontiers, Gif-sur-Yvette, 1995) p. 763, およびその中の引用文献。
- 22) V. E. Viola, Jr. and G. T. Seaborg: J. Inorg. Nucl. Chem. **28** (1966) 741.
- 23) H. Koura: J. Nucl. Radiochem. Sci. **3** (2002) 201.
- 24) M. Yamada, *et al.*: Nuclear Far from Stability/Atomic Masses and Fundamental Constants 1992 (Inst. Phys. Conf. Series **132**, Inst. Phys. Pub., Bristol, 1993) p. 121.
- 25) K. Morita, *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. **73** (2004) 2593.

## 著者紹介



小浦寛之氏: 専門は原子核理論。主な興味は原子核質量と原子核崩壊。超重元素合成(理論・実験とも)。r過程元素合成。



橘孝博氏: 専門は理論原子核物理。特にベータ崩壊、質量公式、天体における元素合成に興味があり、核データ整備にも関わっている。また、情報リテラシー、メディアリテラシーなどの情報学にも関心がある。

(2005年2月10日原稿受付)

## How Far does the Area of Superheavy Elements Extend?

### —Decay Modes of Heavy and Superheavy Nuclei

### Predicted by a Mass Formula—

Hiroyuki Koura and Takahiro Tachibana

abstract: Nuclear decay modes for heavy and superheavy nuclei are discussed with the use of a nuclear mass formula and some decay models. This mass formula, which we refer to as the KTUY formula, is composed of a gross part expressed as a smooth function of proton number and neutron number and a shell part calculated from single-particle potentials. On estimations of decay modes excluding spontaneous-fission, we use  $Q$ -values of the KTUY mass formula. The spontaneous fission half-lives are estimated from penetrability on a potential energy surface derived from a method of calculating shell energies of the KTUY mass formula. We indicate some regions of unknown nuclei with spontaneous-fission dominance and show the “island of stability” in the region of superheavy nuclei. We also point out a possibility of existence of another region of the island of stability beyond the superheavy region. In these regions, spontaneous-fission is very important to determine the border of existence of nuclei.