

希土類元素の太陽系存在度：核種の安定性と起源

名古屋大学大学院・環境学研究科
名古屋大学理学部・地球惑星科学科

教授 川邊 岩夫

(2014/10/14)

目次

- A-1. Oddo-Harkins の規則と希土類元素の太陽系存在度
- A-2. 原子番号の奇・偶と安定同位体, 質量数の奇・偶と安定同重体
- A-3. Pm と Tc にはなぜ安定同位体が存在しないのか?
- A-4. 重元素核種の起源と希土類元素
- A-5. 希土類元素の (r, s), r-only, s-only, p 核種とその存在度の違い
- A-6. 「p 過程核種」としては異常な ^{164}Er の存在度
- A-7. 銀河ハローにおける重元素存在度と r 過程
- A-8. 鉄の存在度の問題と超新星爆発 (SN1987A) の観測
文献
- 附録 (核化学の基礎事項)
- B-0. 核化学：放射性元素と核分裂の発見からオクロ現象まで
- B-1. 質量欠損, 核子の結合エネルギー, 原子質量単位
- B-2. 「原子核の液滴モデル」と対効果 (pairing energy)
- B-3. 半経験的な質量式と質量放物線
- B-4. β^\pm 壊変における対効果
- B-5. $E(\beta^\pm)$ 測定値の取り扱い方
- B-6. 中性子捕獲反応の断面積と中性子の密度と流束
- 附録 参考文献
- 1. 核化学・宇宙化学に関連するテキスト
- 2. 核分裂研究と原爆開発に関った科学者の伝記や証言など

この講義メモは、筆者が準備してきた「希土類の化学 - 量子論・熱力学・地球科学 - 」と題する著書原稿の附録A, Bとしてまとめられた。しかし、原稿全体の頁数が大きくなったので、何らかの形で縮約する必要が生じた。その結果として、この附録A, Bは著書自体からは分離することとし、もとの形に近い状態で、名古屋大学中央図書館 Nagoya Repository の Open file に登録・公開することとした。

「希土類元素の太陽系存在度：核種の安定性と起源（附録A）」は、希土類元素の太陽系存在度の問題を核種の安定性と起源から議論している。希土類元素だけにとどまらず、元素の存在度、核種の安定性、起源を出来るだけ一般的に議論する事に留意した。また、希土類元素の一つ Pm ($Z=61$) に安定同位体が存在しない理由についても丁寧に論じた。そして、論述内容の理解を助けるために、核化学の基礎事項（附録B）も付け加えた。記述中に、§5, §18 などのように、§番号が現れるが、これらは上記の著書原稿の§番号を意味する。

この講義メモの題材の多くは、筆者が2012年度まで10年余りの期間にわたって担当した名古屋大学理学部・地球惑星科学科での3年生向け講義「地球惑星化学」で取り上げたものでもある。ただし、上記の著書の附録とする際に加筆・改訂した。学部・大学院前期課程の「地球化学」、「宇宙化学」、などの講義での一教材として利用して頂ければ幸いである。

附録 A 希土類元素の太陽系存在度：核種の安定性と起源

地球物質や地球外物質における希土類元素(Rare earth elements, REE)の存在度を考える時、始源的なコンドライト隕石の REE 存在度を比較基準に採用し、各試料の REE 濃度がこの種の隕石の何倍であるかを常用対数スケールで表現する。この REE 存在度パターンが「増田-コリエル プロット」と呼ばれ (§ 5-6), その意味は § 18 と § 19 で述べた。始源的隕石で規格化した地球化学・宇宙化学試料の REE 存在度パターンの議論では、隕石自体の REE 存在度は問題にされないが、始源的隕石自体の REE 存在度は、元素の太陽系存在度の問題として、やはり考えねばならない。この存在度が Oddo-Harkins の規則を如実に示す事実、REE の一つの Pm には安定同位体がない事実、などをどう理解したら良いか？ ここでは、核種の安定性と化学元素の起源を念頭に置き、始源的隕石の REE 存在度、即ち、希土類元素の太陽系存在度を考える。議論に必要な「核化学の基礎事項」は附録 B にまとめた。

A-1. Oddo-Harkins の規則と希土類元素の太陽系存在度

地球物質・地球外物質の REE 存在度データは、Oddo-Harkins の規則を端的に示す例である (Kuroda,1982)。図 A-1 は、Anders and Grevesse (1989) による Si=10⁶ 原子とした時の、各元素の太陽系存在度を示したものである。これらの値は、基本的には CI コンドライトの分析値に基づいているが、揮発性元素 (H, C, N, O および希ガス) の存在度は、太陽大気分光分析値などに依る。太陽大気元素存在度は、通常、H=10¹² 原子とした時の各元素の原子数として得られているので、これを Si=10⁶ 原子の存在度スケールに換算したものである。詳しくは、Anders and Grevesse (1989) を参照されたい。Oddo-Harkins の規則、「原子番号が奇数の元素の存在度は、隣り合う原子番号が偶数である元素の存在度より低い。ただし、Li, Be, B の部分は例外である」、を図 A-1 に見ることができる。希土類元素存在度もこの規則を満足している。ただし、Pm (Z=61) に安定同位体が存在しないので、その存在度は 0 である。Bi に到る前の通常の原子番号の範囲で Pm と同じ事情にある元素は、Tc (Z=43) である。

元素存在度は、原子番号の偶奇に対応して「のこぎり刃様」の変化を示す(図 A-1)。この事実は核種の Z, N の奇偶が核種の安定性に関連しており、偶数の Z, N を持つ核種がより安定であることに結び付くと指摘されることが多い。(例え

ば, Henderson, 1984). しかし, 核種の存在度と安定性の問題は, 相互に

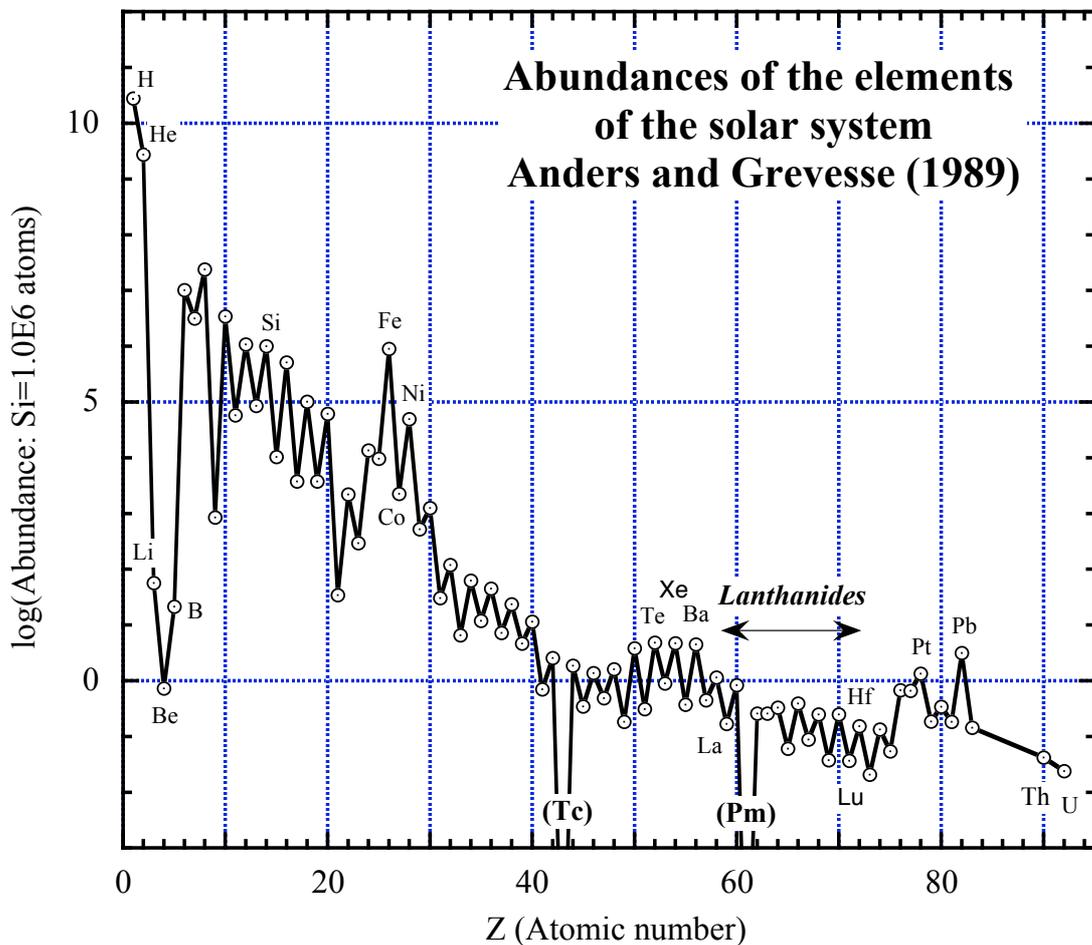


図 A-1. Anders and Grevesse (1989) による $\text{Si}=10^6$ 原子とした時の, 各元素の太陽系存在度. Pb, Bi($Z=82, 83$)と Th($Z=90$)の間には, Po, At, Rn, Fr, Ra, Ac($Z=84\sim 89$)が位置し, Th($Z=90$)と U($Z=92$)の間に Pa が位置する. いずれも, $^{238}, ^{235}\text{U}$, ^{232}Th を親とする壊変系列を構成する放射性元素で, 自然界には放射平衡に相当する極微量存在するが, ここでは図示していない. これは図 A-2a, b でも同様である.

連関するが, 本来は両者を分けて議論すべきである. 核種の存在度を核種の安定性だけに直結させて良いかどうかは大いに問題である. 本田 (1977) は, 「同位体の存在度は天然現象であるのに反し, 安定度は物理量であり, 両者は必ずしも平行していない」と指摘している. 物理量と天然現象の結果は峻別されるべきだが, では両者はどのように繋がるのだろうか? この点が問題である.

Anders and Grevesse (1989) には, $\text{Si}=10^6$ 原子とした場合の元素存在度のみならず, $\text{Si}=10^6$ 原子を基準とした各元素の同位体存在度もまとめられている. 図

A-2a は, Anders and Grevesse (1989) による太陽系元素存在度を基に, 質量数 (A) が同じである同重体の存在度の和を求め, これを質量数 (A) に対してプロットした結果である. 殆どの元素の核種存在度は, 原子量を算定する際の同位体存在度に対応しているが, 希ガス同位体存在度は太陽風の値が採用されている. $^{238}, ^{235}\text{U}$, ^{232}Th の壊変系列核種は, 図 A-1 の場合と同様には省かれている.

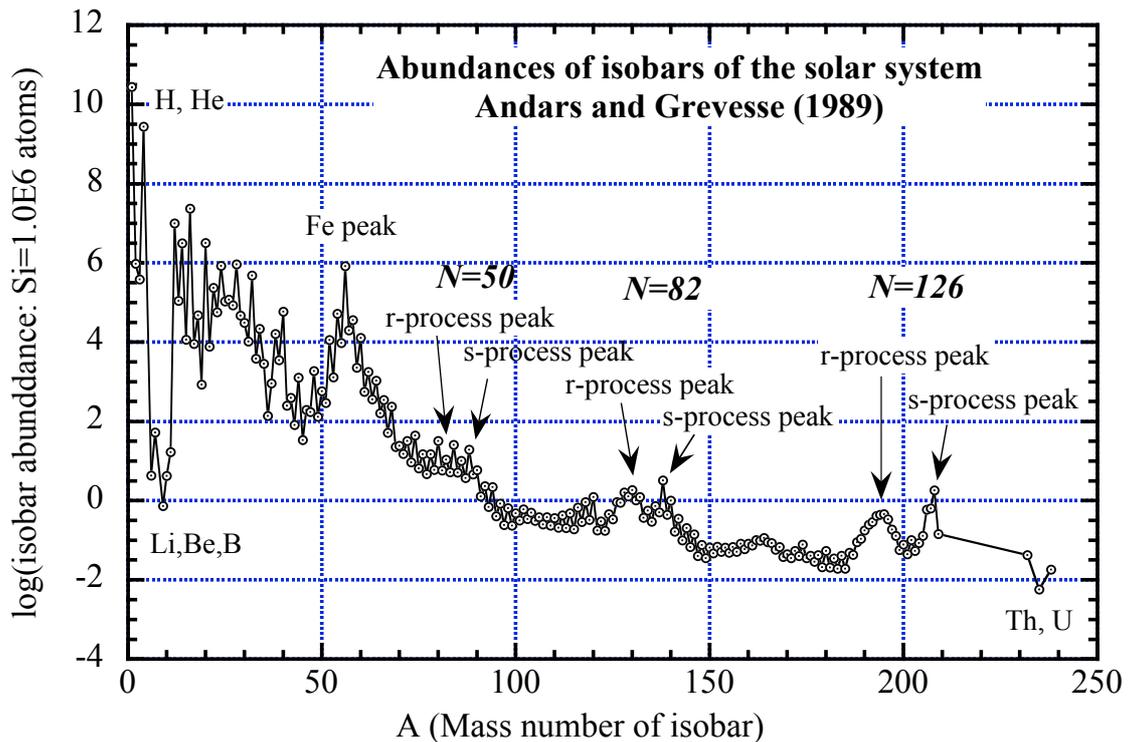


図 A-2a. $\text{Si}=10^6$ 原子を基準とした各元素の同位体存在度 (Anders and Grevesse, 1989) から, 同一質量数 (A) の同重体存在度の和を求め, 質量数 (A) に対してプロットした結果.

図 A-2a には, 幾つかのピークが認められる. 軽元素を別とすれば, 一番明瞭なピークは ^{56}Fe の存在度である. $A=130$ (^{130}Te), $A=138$ (^{138}Ba) の双児の存在度ピークは, 各々, 中性子数 N が魔法数 82 に対応する r 過程と s 過程で生成した核種のピークであると理解されている. $A=195$ (^{195}Pt), $A=208$ (^{208}Pb) の二つのピークも, 各々, $N=126$ の魔法数に対応する r 過程と s 過程の核種のピークと考えられる. やや不鮮明ではあるが, $A=80$ と $A=90$ のあたりのも二つの緩いピークがある. これらも, $N=50$ の魔法数に対応する r 過程と s 過程で生成した核種の存在度の高まりを意味する.

魔法数 (magic number) とは, 原子核の中性子数 (N) 又は陽子数 (Z) が特定の個数 (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) である時, その原子核が特別に安定

化することを言う。魔法数自体は「安定性」に結び付くものであるが、s 過程や r 過程は、Fe より重い元素をつくり出す重要な元素合成の動的過程である。何れも中性子捕獲反応で、s 過程は、恒星の外層部で起り、 10^5 年程度の時間を要す「遅い(slow)中性子捕獲過程」とされる。一方、r 過程は超新星爆発に伴う「迅速な(rapid)中性子捕獲反応」と考えられている。図 A-2a で r 過程と s 過程の元素存在度ピークが明確に識別できることは、元素存在度はその核種の動的生成過程から考察されるべきであり、核種の安定性だけの議論では不十分であることを意味している。しかし、その動的生成過程においても「魔法数」などに規定される核種の安定性は、後に述べるように、重要な役割を演じている。

希土類元素の安定核種は $A=138\sim 176$ の同重体存在度変化パターンに寄与している。 ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Nd は何れも $N=82$ の魔法数を持つ核種で、 $A=140$ 前後の s 過程核種存在度ピークを担っている。Nd より重い希土類元素の同重体の存在度は、 ^{164}Dy を緩いピークを頂点にして、 $N=126$ の r 過程核種ピークの裾野まで続いている。 $A=164$ 付近の同重体存在度ピークには A の偶奇に伴うジグザク状の変化は乏しく、r-過程起源の核種であることを暗示している。

このように、図 A-1 の元素存在度だけではなく、図 A-2a の核種存在度も参照しながら、核種の安定性と起源、両者の関連性、を考える必要がある。この点について留意すべきことがある。安定核種の存在度の上述の議論では、図 A-2a のように、核種質量数の偶・奇を問わず全ての同重体の存在度をプロットした結果を用いている。しかし、伝統的な宇宙化学の考え方では、同重体の質量数が奇数であるものに限って、その存在度を質量数に対してプロットした図(図 A-2b)を用いる(Anders and Grevesse, 1989)。その理由は、質量数が奇数である同重体は、「原子核の液滴モデル」からすると、安定核種は 1 個しかないからである。質量数が偶数の場合は、安定核が 2 個以上となる(附録 B)。図 A-2a と図 A-2b のプロットを比べると、質量数が奇数の同重体存在度の方(図 A-2b)が、滑らかな変化パターンを与え、Fe のピーク以後での r 過程核種や s 過程核種が示すピークもより鮮明である。

始源的隕石の化学分析データの質は、分析技術の進歩に支えられながら改善されてきた。しかし、半世紀程前の戦後間もない時には、太陽系の元素存在度(当時は宇宙存在度と呼ばれていた)、同位体存在度のデータとなった始源的隕石の化学分析データにはその質が問題となる値も含まれており、そのようなデータを排除することも重要な作業であった。その場合、存在度が質量数と共

に滑らかに変化する図 A-2b のプロットは、便利で重要な指針となる“規則”であった。この立場から Suess(1947), Suess and Urey(1956)は、精選された隕石の化学分析データ報告した。これに依拠して、Burbide 夫妻, Fowler, Hoyle (1957)による元素合成の考え方 (B^2FH 理論) が生まれた。Suess(1987)の著書“Chemistry of the Solar System”や Anders and Grevesse (1989)には、その歴史的道筋の記述があるのでぜひ参照されたい。Wallerstein et al. (1997)にも、 B^2FH 提唱の経緯が記述されており、 B^2FH のその後の展開も総括されているの重要な文献である。

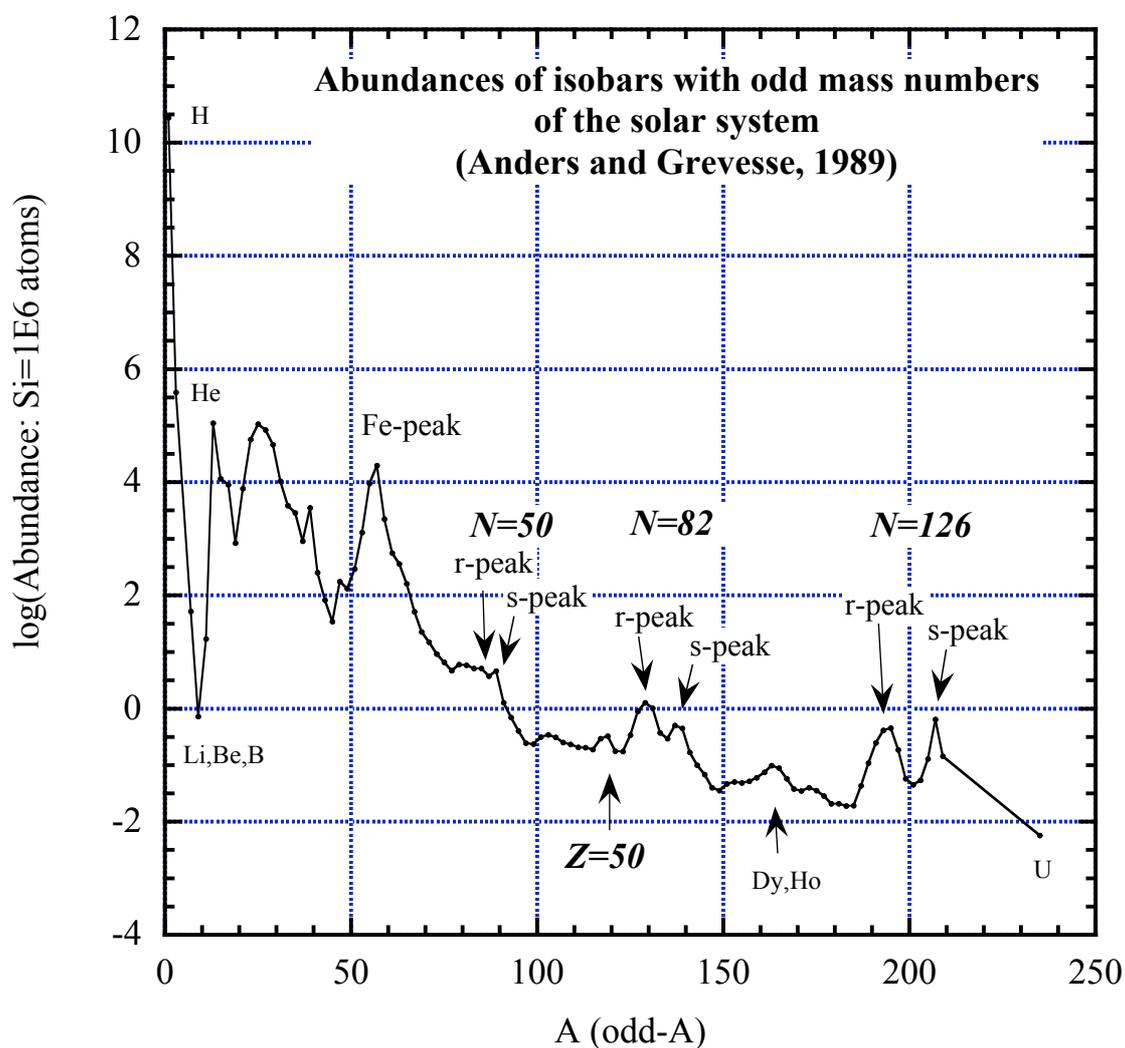


図 A-2b. 質量数が奇数の同重体存在度. 図 A-2a では全ての同重体の存在度がプロットしてあるが、ここでは質量数が奇数の同重体のみプロット。

図 A-1 と図 A-2a.b の違い、即ち、横軸が Z (原子番号, 陽子数)か A (質量数)かの違いは、元素の起源を考える場合には決定的に重要である。元素の起源は「元素の合成, 核反応」の世界を考えるので、 Z (陽子数)のみならず N (中性子

数)も考えねばならない。A (質量数)を横軸とする図 A-2a, b が不可欠である。Z を横軸にとる図 A-1 だけでは元素の起源を論ずることは出来ない。次節では、まず、核種の安定性と元素の安定同位体数の関連について考え、 Oddo-Harkins の規則との関わりから検討しよう。

A-2. 原子番号の奇・偶と安定同位体, 質量数の奇・偶と安定同重体

Oddo-Harkins の規則は、「原子番号が偶数の元素の存在度は、隣り合う原子番号が奇数の元素に比べて大きい」ことを述べている。一方、各元素の安定同位体の数をくらべると、原子番号が偶数である元素は、一般に、多く安定同位体を持ち、奇数の原子番号を持つ元素の安定同位体数は 0, 1 あるいは 2 と少ない。希土類元素の安定同位体数を表 A-1 に示す。

表 A-1. REE の安定同位体数, CI-コンドライトでの濃度, 太陽系存在度					
REE	Z	Number of stable isotopes	CI-chondrite (ppm)	Solar System Abundance (Si=10 ⁶)	Abundance per stable isotope
La	57	2	0.2347	0.4460	0.2230
Ce	58	4	0.6032	1.136	0.284
Pr	59	1	0.891	0.1669	0.1669
Nd	60	7	0.4524	0.8279	0.1183
Pm	61	0	-	-	-
Sm	62	7	0.1471	0.2582	0.0368
Eu	63	2	0.056	0.0973	0.0486
Gd	64	7	0.1966	0.3300	0.0471
Tb	65	1	0.0363	0.0603	0.0603
Dy	66	7	0.2427	0.3942	0.0563
Ho	67	1	0.0556	0.0889	0.0889
Er	68	6	0.1589	0.2508	0.0418
Tm	69	1	0.0242	0.0378	0.0378
Yb	70	7	0.1625	0.2479	0.0354
Lu	71	2	0.0243	0.0367	0.0183
Y	39	1	5.82	4.64	4.64
Sc	21	1	1.56	34.2	34.2

原子番号が偶数である希土類元素は4~7個の安定同位体を有している。これに対し、原子番号が奇数である希土類元素の安定同位体数は、0~2個に限られている。Z=奇数のランタニドは全部で8つある（YとScは除いて考えている）。このうち、La, Eu, Luは2個の安定同位体を持つが、安定同位体がないのがPmで、Pr, Tb, Ho, Tmの四つのは安定同位体を一つしか持たない単核種元素(monoisotopic elements)である。どのような核種が安定な核種（安定同位体）となるかは、質量数Aで指定される同重体の β^\pm 壊変系列を、「原子核の液滴モデル」を参照して考えればその大局的理解はできる。「原子核の液滴モデル」など核化学の基礎的事項は、**附録B**にまとめておいたので、以下の議論を理解する上で必要な場合は、これを参照して頂きたい。

同重体の β^\pm 壊変系列の特徴は、Aの奇・偶に依存している（附録B）。この状況は「原子核の液滴モデル」による核種の質量放物線からおおまかに理解できる。A=(N+Z)が奇数である同重体 β^\pm 壊変系列核種の場合、それらの質量M(A, Z)は、一本の質量放物線で近似的に表現できる。Aは共通だから、M(A, Z)はZのみに依って決まる。この同重体 β^\pm 壊変系列核種のなかで最も小さなM(A, Z)を与える核種が安定な核種である。A=奇数の場合は、一本の質量放物線が対応するから、安定核は一つである。

しかし、A=偶数の同重体系列には、(Z=偶, N=偶)核と(Z=奇, N=奇)核が交互に含まれている。質量放物線の対効果エネルギーが $-\delta$ と $+\delta$ で共通ではないため、A=偶数の同重体 β^\pm 壊変系列は2本の放物線で近似的に表現される。(奇, 奇)核の質量放物線と(偶, 偶)核の質量放物線は上下に 2δ だけ隔たっている。偶・偶核から一回の β^\pm 壊変が起これば、奇・奇核が生じる。この奇・奇核がさらに壊変すれば偶・偶核が出来る。このように、A=偶数の同重体 β^\pm 壊変系列では、不安定核は、奇・奇の放物線と偶・偶の放物線を交互に移り変わりながら壊変を続ける。しかし、壊変核種のZが両放物線の頂点に近付くと、対効果エネルギーの差 2δ により、(偶・偶)核が(奇, 奇)核に壊変できない状況が生ずる。この状況は中性子過剰側の β^- 壊変と陽子過剰側の β^+ 壊変の双方で起こるので、結果として、A=偶数の場合、安定な偶・偶核が2個あらわれることが多い。

図A-3は同重体系列の安定核の分布を模式的に表したものである、核種のN（中性子数）をx軸、Z（陽子数）をy軸にとった(N, Z)平面上で、A=奇の同重体の場合は、一つの安定核（黒丸）が、A=偶では、二個の安定核（黒丸）

が不安定な（奇・奇）核を一つ挟んで存在すると仮定して描いてある． 安定核は放物線の頂点或いはその近傍の点であり， これらの並びは「 β 壊変の谷」と呼ばれるが， この「 β 壊変の谷」は右上方向（太い矢印）に伸びていると想定している． 各 Z に何個の安定同位体があるかは， Z の横の並びに何個黒丸（安定核）があるかを数えれば良い． 「 $A=奇$ の場合は， 安定核は一つ， $A=偶$ では，

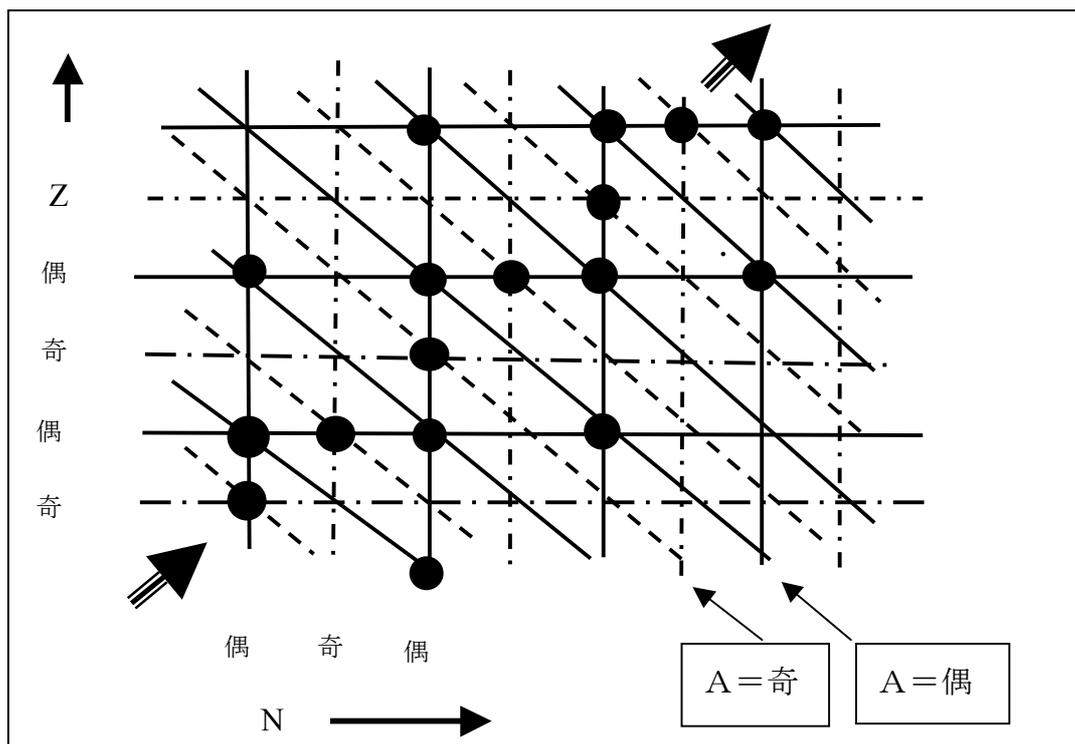


図 A-3 模式的な安定核の分布

二個が安定核」との規則を仮定した図 A-3 では， $Z=偶数$ の元素の安定同位体数は 4~5 で， $Z=奇数$ の元素の安定同位体数は 1 である． このように， Z の奇・偶に対応して安定同位体数が大きく異なることは，「液滴モデル」から理解できる． これは， 次のような現実の状況にも， 確かに対応している，

- 1) $Z=奇数$ の元素では， 安定核は $N=偶$ に限られる． 即ち， $Z=奇数$ の元素の安定同位体は $A=奇数$ の場合である． 奇・奇核が常に不安定な同重体だから， N も奇数である安定同位体はない． ただし， ${}^2\text{H}(Z=1, N=1)$, ${}^6\text{Li}(Z=3, N=3)$, ${}^{10}\text{B}(Z=5, N=5)$, ${}^{14}\text{N}(Z=7, N=7)$ の軽元素安定核は例外と考える．
- 2) $Z=偶数$ の元素の場合は， $A=偶数$ で， 偶・偶核が二つ安定核になることが多いので， 結果として， 安定同位体の数は四つ或いはそれ以上となる場

合が普通である。

以上のような核種の安定性と安定同位体数の関連性を「Oddo-Harkins の規則」に結び付けることもできようが、安定同位体の数だけでは、「Oddo-Harkins の規則」が問題にしている元素存在度は説明できない。個々の安定同位体存在度も考慮しなければならない。表 A-1 には、安定同位体 1 個当たりの希土類元素存在度を掲げてあるが、この値は元素により一桁以上の違いがある。希土類元素存在度の Z に対する「のこぎり刃様」の変化は、核種の Z , N の奇偶が核種の安定性に関連していることだけで説明することは出来ない。安定同位体そのものの起源から考えた元素存在度の議論が必要である (A-4 ~A-6)。

ところで、希土類元素の一つである Pm ($Z=61$) は、安定な同位体が存在しない為、Pm の存在度は常に 0 である。安定同位体が存在しないことが Pm の元素存在度=0 に対応しているので、このケースは元素存在度と核種の安定性の問題が直結する特殊なケースである。では、この事実は、核種の安定性に関する「液滴モデル」で説明できるのであろうか？ これを次に考えよう

A-3. Pm と Tc にはなぜ安定同位体が存在しないのか？

「液滴モデル」は、あくまでも一つのモデルであり、現実の全てを説明する訳ではない。Pm に安定核が存在しない事実も、通常の「液滴モデル」では説明出来ない。Tc の場合も事情は同じである。これらは何れも超ウラン元素のように「重すぎる」元素ではない。附録 B にも述べたように、核種の安定性に関する実際の議論では、「液滴モデル」の考え方に加えて、

- 1) 「 N 又は Z が特定の個数 (魔法数, magic number) になると原子核が特別に安定化する効果」即ち、閉殻効果が存在することを考慮している。魔法数は 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 である。この魔法数を説明するのが「殻モデル(shell model)」である。
- 2) 現実の対効果 (pairing energy) は、通常の「液滴モデル」で考えるほど単純で規則的ではないことも考慮する。

との 2 点が重要である。Pm と Tc に安定核が一つも存在しない理由は、直接的には、2) の対効果に関連している。附録 B の後半で対効果についてやや詳しく述べておいた。Pm に安定同位体が無い事実は、希土類元素の存在度の問題としても重要なので、附録 B の結果を参照して、対効果の問題から Pm と Tc に安定核がない理由を具体的に検討してみよう。

単純「液滴モデル」の附録 B (B-3-3) 式から求めた Z_A が, Pm の原子番号 61 に一番接近するのは $A=147$ の場合である. $A=147$ とした時の Z_A は 61.0 となる. 147 以外の A では, Z_A は 61 から離れてしまい, 別の元素同位体が安定核候補となる. 現実の β^\pm 壊変エネルギー, $E(\beta^\pm)$, を調べてみても, Pm が最も安定核に接近するのは $A=147, 145$ の場合である. Tc の場合は, $A=99$ の時, $Z_A=42.7$ となり, Tc の原子番号 43 に最も近い. $A=99$ 付近の β^\pm 壊変エネルギーの値を検討しても, やはり $A=99$ の場合が Tc が安定核に一番接近している.

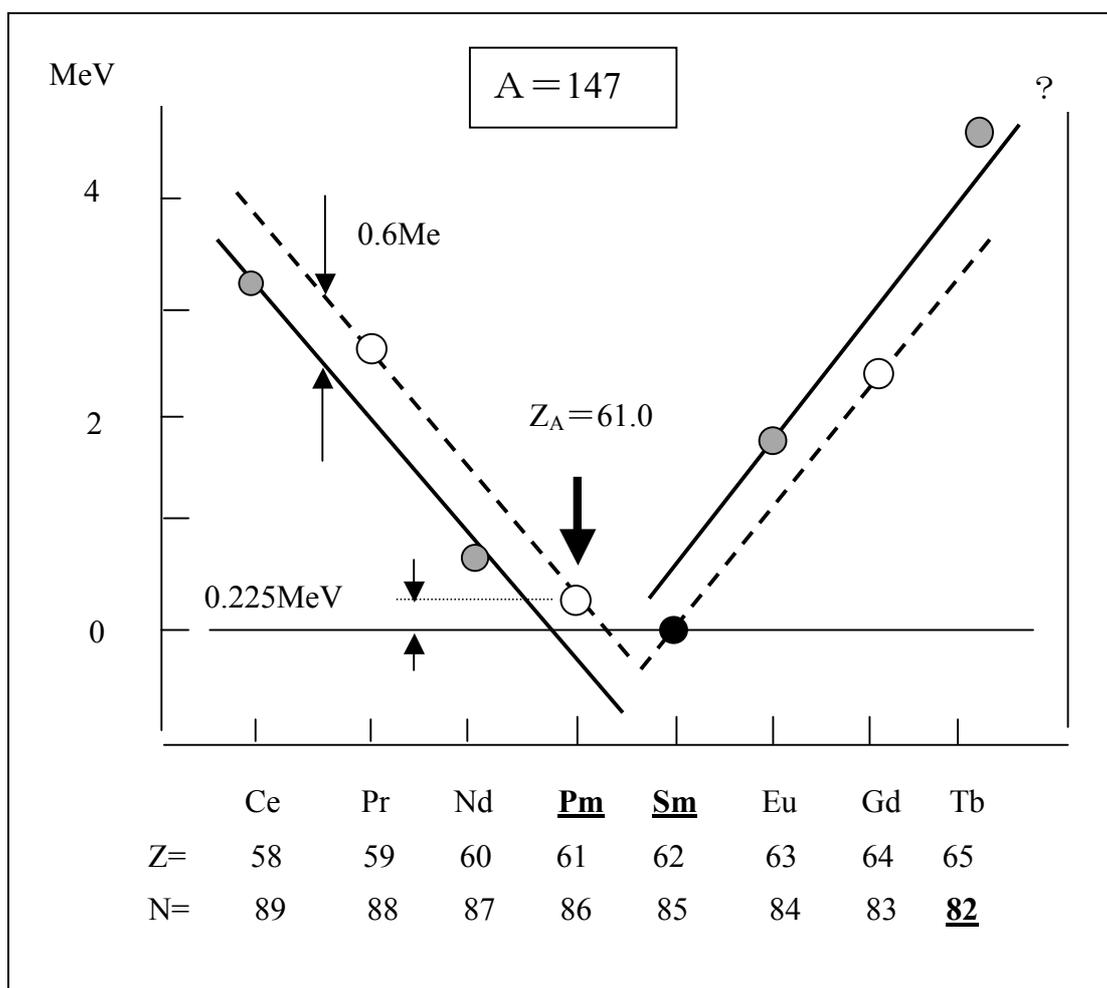


図 A-4. $A=147$ 同重体系列の β^\pm 壊変エネルギー, $E(\beta^\pm)$.

Table of Isotopes のデータに基づき, $A=147$ の同重体系列の β^\pm 壊変エネルギーの値を図 A-4 に示した. 右端にあらわれる Tb の $N=82$ は魔法数だから, 陽子過剰側の対効果エネルギーの差を求めるには問題がある. しかし, 中性子過剰

側では2点ずつデータがあり，確かに， $[PE(PP) - PE(NN)] \doteq 0.6\text{MeV} > 0$ であることを確認できる．陽子過剰側では，Tb(N=82)の値をはずし，2つの差が0.6 MeVとなるように取りあえず描いてある．もし，「液滴モデル」の単純な対効果でうまく説明できるのであれば，中性子または陽子過剰側の β^\pm 壊変エネルギーは各々一本の直線上にプロットされるはずである．これが実現しておらず，各2本の直線で近似されることは，附録B-5の図B-6で説明したように，陽子対と中性子対の対エネルギーが等しくないことを意味している．即ち， $[PE(PP) - PE(NN)] \doteq 0.6\text{MeV} > 0$ であることを意味している． ^{147}Pm の β^- 壊変エネルギーの測定値は0.225 MeVで，これは $PE(PP) - PE(NN) = 0.6\text{MeV}$ の約1/3に過ぎない．もし，0.6 MeVの対効果エネルギー差の「悪戯(いたずら)」がなければ， ^{147}Sm は，0.6 MeVだけ上に移動し， ^{147}Pm はこれだけ下に移動する．そうならば， ^{147}Pm の方が， ^{147}Sm より明らかに安定となる．Pmに安定同位体が存在しないのは，

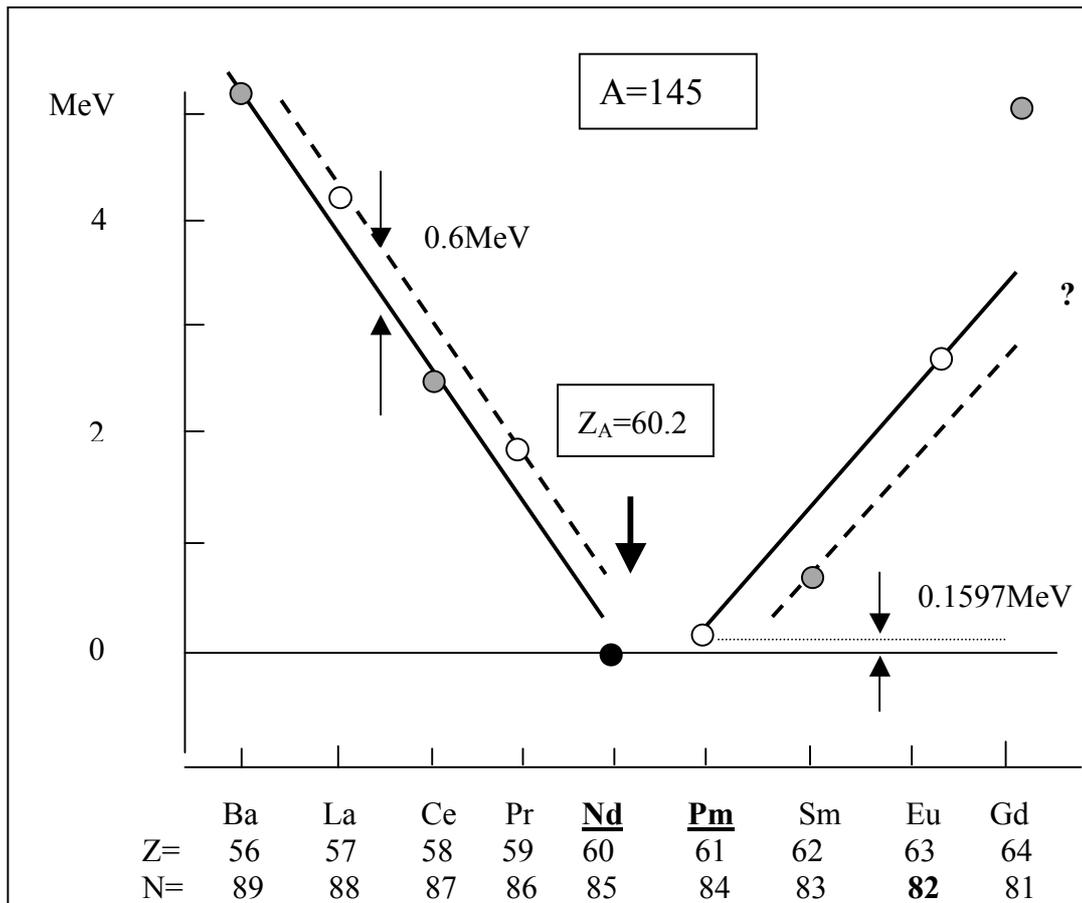


図 A-5. $A=145$ の同重体系列 β^\pm 壊変エネルギー， $E(\beta^\pm)$.

対効果エネルギーの差によることが理解できる。

A=145 の場合も ^{145}Pm は ^{145}Nd に 0.1597 MeV まで接近する(図 A-5)。陽子過剰側に N=82 (魔法数) があるので, ここでの対エネルギー差の推定は難しい。図 A-5 では, 魔法数核種へ壊変する ^{145}Gd の壊変エネルギーだけが異常に大きいとして直線を引いてある。しかし, N 過剰側ではやはり 0.6 MeV の対エネルギー差が推定できる。この A=145 の場合, 安定核であることを競う ^{145}Nd と ^{145}Pm は, 共に, 対効果の影響を受けない。対効果エネルギー差の「悪戯」も考えられない。 $Z_A=60.2$ であることも ^{145}Pm ではなく ^{145}Nd が安定核であることと矛盾して

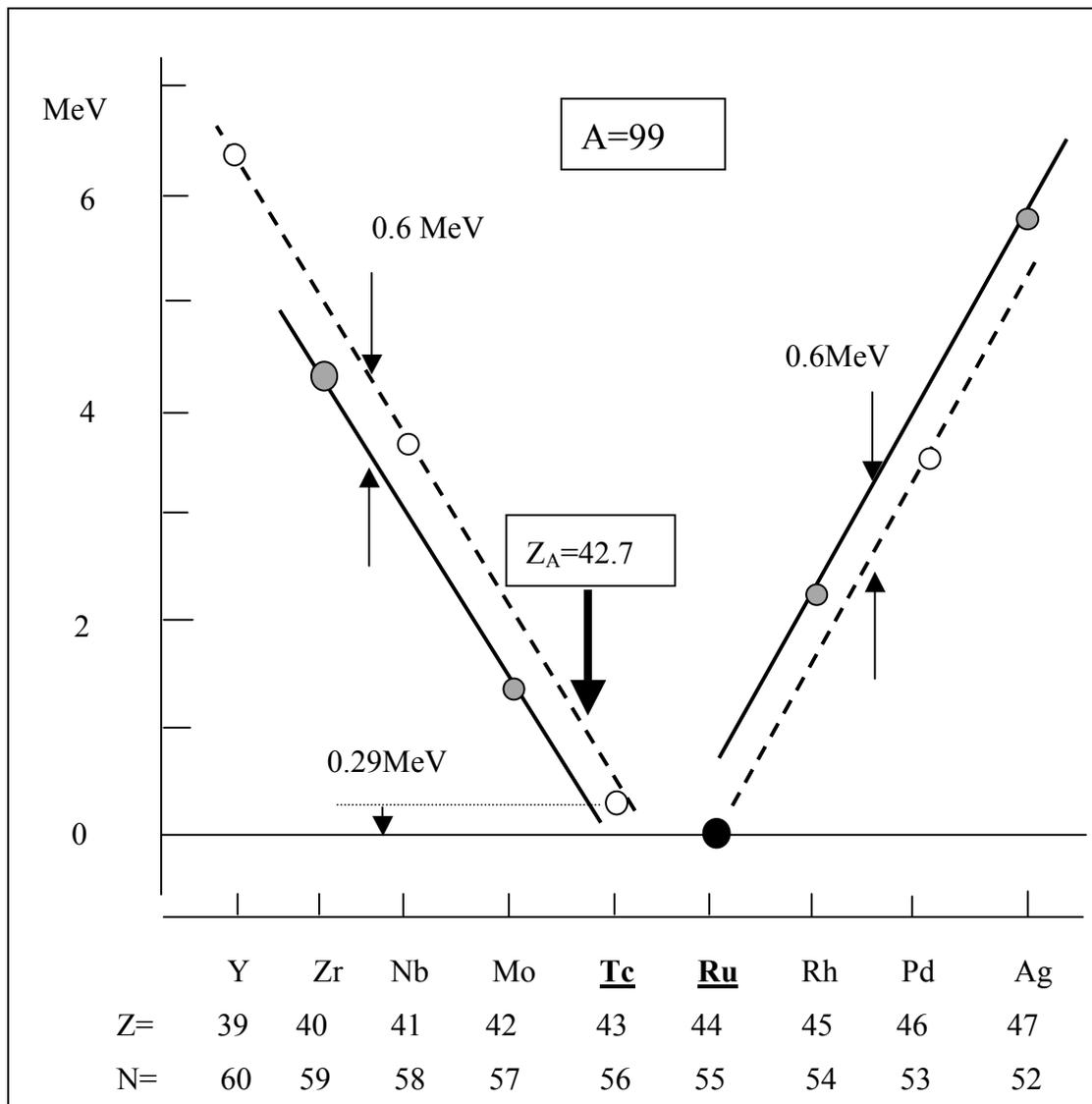


図 A-6. A=99 の同重体系列 β^\pm 壊変エネルギー, $E(\beta^\pm)$.

いない。「逆転」が問題となるのは、やはり、 $A=147$ の場合 (図 A-4) である。

図 A-6 は、Tc が関係する $A=99$ の同重体系列 β^{\pm} 壊変エネルギーを示している。状況は、魔法数を持つ核種が付近にない点を除き、 $A=147$ の場合 (図 A-4) と同じである。やはり $[PE(PP) - PE(NN)] \approx 0.6 \text{ MeV} > 0$ である。この値は、両側の系列ではほぼ等しい。 ^{99}Tc の $E(\beta^-)$ は 0.29 MeV であり、 $[PE(PP) - PE(NN)]$ の約半分である。もし、 $[PE(PP) - PE(NN)] \rightarrow 0$ であるなら、鎖線は実線の位置に移動するので、鎖線上の ^{99}Tc の位置は低位の実線上に移る。一方、 ^{99}Ru は上位の実線上に移動するので、 ^{99}Tc と ^{99}Ru 上下関係は逆転する。従って、対効果エネルギーの差 0.6 MeV により、 ^{99}Tc は ^{99}Ru に安定核の座を奪われていると理解してよい。

このように、超ウラン元素ではない Pm ($Z=61$) と Tc ($Z=43$) に安定同位体が存在しない原因は、陽子の対エネルギーが中性子の対エネルギーより約 0.6 MeV だけ大きいことに依ると理解できる。

ところで、 $A=147$ の同重体系列 β^{\pm} 壊変エネルギーからすると ^{147}Sm は確かに ^{147}Pm より安定であるが、 $^{147}\text{Sm}(N=85)$ は α 壊変により $^{143}\text{Nd}(N=83)$ となる。この半減期は 1.06×10^{11} y と長い、中性子数 = 82 (魔法数) + 3 を持つ為に、 α 壊変の確率はゼロとはならない。この状況は中性子数 = 82 (魔法数) + 2 又は + 3 などとなっているこの付近の核種で共通している。 ^{147}Sm だけが特別な訳ではない。 ^{147}Sm が α 壊変により ^{143}Nd となることは年代測定法に利用されている。

A-4. 重元素核種の起源と希土類元素

Pm の存在度が 0 であることは、Pm に安定同位体が無いことに対応しており、この事実は β 壊変における核種の安定性について対効果エネルギーを少し丁寧に考慮すれば説明できる。しかし、その他の希土類元素の存在度を理解するには、このような議論は使えない。やはり各核種の起源の問題を考えねばならない。既に指摘したように、Fe より重い元素の生成を説明する動的な中性子捕獲反応は、次の二つのタイプが考えられており (Clayton, 1968; Cowley, 1995; 野本, 2007)、希土類元素核種の起源もこのような中性子捕獲反応に求められる：

- 1) 「s 過程」 (slow neutron capture process). ゆっくりとした中性子捕獲過程の意味。不安定核はどれも β^- 壊変の後に次ぎの中性子捕獲反応を起こす過程。それほど大きくない恒星外層で 10^5 年程度の時間スケールで起こるとされている。最も重い安定核 ^{209}Bi までの核種合成が期待できる。

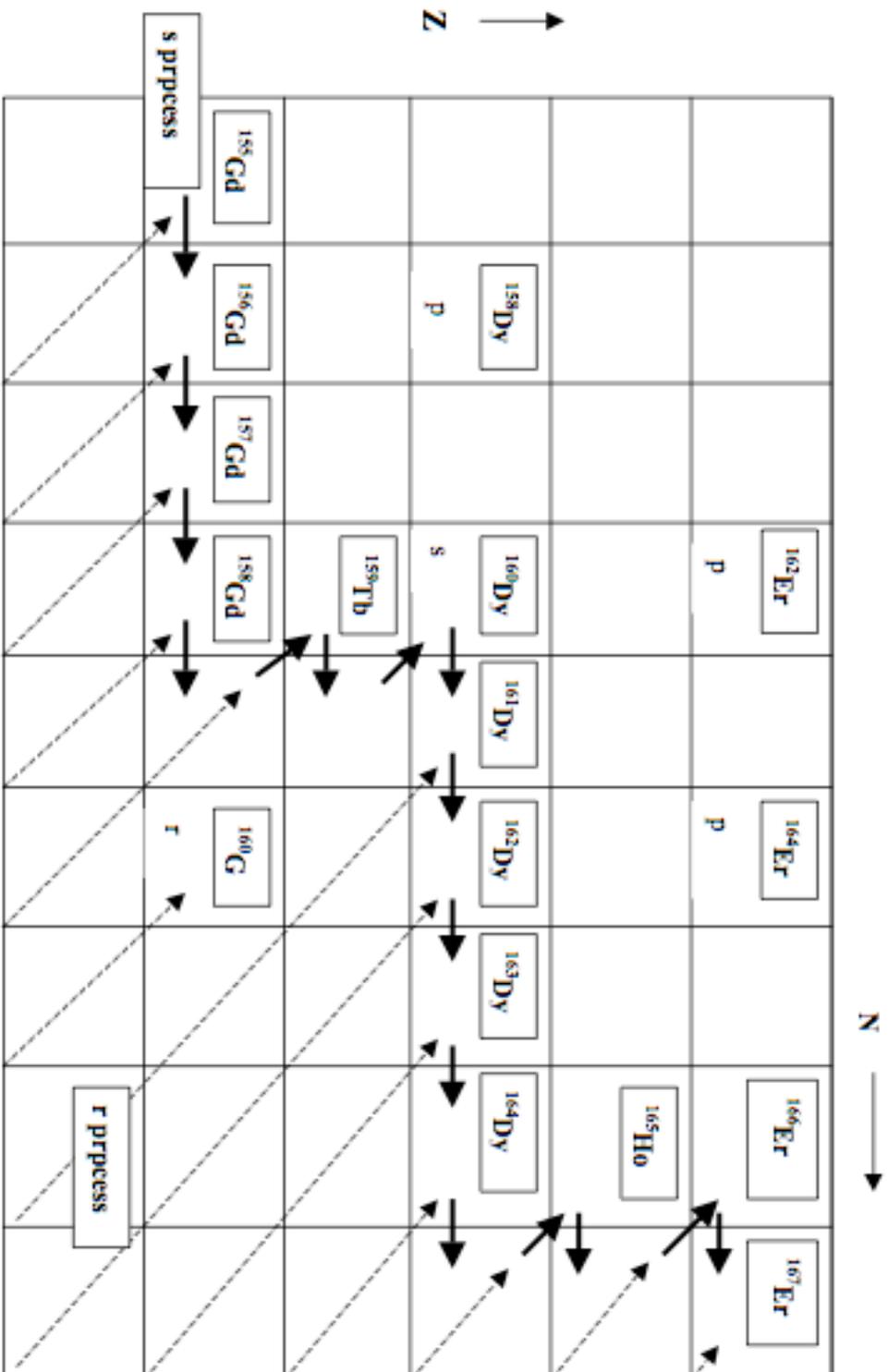


図 A-7. 質量数 A=155~167 の範囲を例にした r-only, s-only, (r, s), p 核種の説明.

2) 「r 過程」(rapid neutron capture process). 迅速な中性子捕獲過程の意味で,
 β^- 壊変を起こすまでに, Fe ピークの核種を起点に中性子捕獲反応が繰り返
 す過程. 超新星爆発に伴う秒オーダーの中性子捕獲反応と考えられている.
 ^{209}Bi より重い Th, U, 超ウラン元素までの合成が期待される.

図 A-7 は, 希土類元素の核種からなる $A = 155-167$ の領域における s 過程と r 過
 程を説明したものである. この図を参考にして, s 過程, r 過程について簡単に
 議論し, 最後に, s 過程, r 過程では説明できない p 核種の存在について述べる.

< s 過程の経路とその特徴 >

s 過程の中性子捕獲反応では, Z が同じ安定核の並びがあれば β 壊変の可能性
 は無いから, $(Z, N) + n \rightarrow (Z, N+1) + \gamma$ の中性子捕獲反応が水平右方向
 に進む. 図 A-7 の例では, $^{155}\text{Gd} \sim ^{158}\text{Gd}$, $^{160}\text{Dy} \sim ^{164}\text{Dy}$ などの部分がこれに当た
 る. しかし, β^- 壊変する不安定核, ^{159}Gd ($T_{1/2}=18.6\text{h}$), ^{165}Dy ($T_{1/2}=2.33\text{h}$) に到
 ると, $(Z, N) \rightarrow (Z+1, N-1)$ となり, s 過程経路は左斜上の核種に伸びる. ^{40}K
 や ^{152}Eu のように, 質量数 (A) が偶数で, 陽子数 (Z) と中性子数 (N) が共
 に奇数の核種は, β^- 壊変だけではなく, 電子捕獲や β^+ 壊変も起す場合がある.
 附録 § A2-1 の図 A3 で説明するように, これは分岐壊変と呼ばれるが, そのよ
 うな分岐壊変核種は s 過程を分岐させることになり, s 過程の経路を少し複雑に
 する.

「s 過程」においては, 生成安定核の存在度とその核種の中性子捕獲反応の断
 面積の積が, 局所的には一定になりうることが重要である.

[A] : 質量数 A の安定核種の存在度,

$\sigma(A)$: 質量数 A の核種の中性子捕獲反応の断面積,

ϕ : 中性子フラックス (中性子密度 \times 中性子速度)

とすると ($\sigma(A)$, ϕ については, 必要なら, 附録 A-6 の説明を参照のこと), 時
 間 dt の間における [A] の増加は, 一つ手前の核種 ($A-1$) が捕獲反応を起こすこと
 による. 即ち,

$$d[A] = \phi \cdot \sigma(A-1) \cdot [A-1] dt \quad (\text{A-1})$$

一方, 時間 dt の間における [A] の減少量の絶対値は, A の核種が中性子捕獲反応
 を起こすことによるから,

$$-d[A] = \phi \cdot \sigma(A) \cdot [A] dt \quad (\text{A-2})$$

が成立する. 中性子フラックス (中性子密度 \times 中性子速度) ϕ は, (A-1) と (A-2)

で近似的に等しいと考えて良いことに留意すると、全体として[A]の単位時間当りの増加率は、

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}[A] &= \phi \cdot \sigma(A-1) \cdot [A-1] - \phi \cdot \sigma(A) \cdot [A] \\ &= \phi \cdot \{\sigma(A-1) \cdot [A-1] - \sigma(A) \cdot [A]\}\end{aligned}$$

である。(A-1)の生成と(A-2)の消滅が動的につり合っている状況、

$$\frac{d}{dt}[A] \approx 0$$

即ち、準定常状態を考えることができる。安定核種の存在度が局所的には定常的な一定値となることが考えられる。その場合、

$$\sigma(A-1) \cdot [A-1] - \sigma(A) \cdot [A] \approx 0$$

であるから、

$$\sigma(A) \cdot [A] \approx \sigma(A-1) \cdot [A-1] \approx \text{const.} \quad (\text{A-3})$$

または、

$$[A] \propto 1/\sigma(A) \quad (\text{A-4})$$

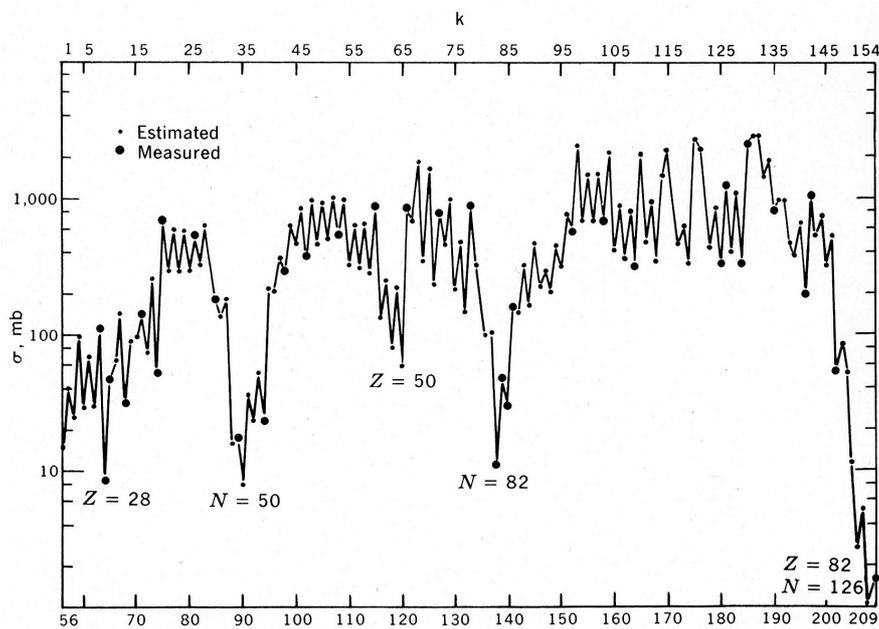


図 A-8. s 過程で重要となる中性子捕獲反応の断面積の測定値と推測値。横軸は質量数 (A) で、中性子のエネルギーは ~25 keV。Clayton (1968)による。中性子捕獲反応の断面積は、明瞭な偶奇性を示す。(Z, N)が偶数で A が偶数である核種の断面積は隣接する A が奇数の核種より小さな値を持つ。Z または N が魔法数の核種では著しく小さい断面積値となる。

と表現してもよい．このように s 過程では，生成する核種の存在度と $\sigma(A)$ の積が局所的に一定となることが期待される． $\sigma(A)$ の値としては，20~30 keV の中性子を考え，その捕獲反応断面積の実験値を用いて s 過程核種の $[A]$ が定量的に議論される (Clayton, 1968; Anders and Grevesse, 1989)．核種の中性子捕獲反応の断面積 (図 A-8) は，魔法数の (N, Z) を持つ，より安定な核種で小さいので，(A-4) から，s 過程でつくられる核種の存在度は， $\sigma(A)$ が小さな魔法数の (N, Z) を持つ核種で大きくなる．また， A が奇数の場合，隣り合う偶数の $(A \pm 1)$ の核種と比べると $\sigma(A)$ は大きい (Clayton, 1968)．この $\sigma(A)$ のジグザグ変化が $[A]$ の存在度のジグザグ変化となって現れることも期待できる．

s 過程におけるより現実的な核合成過程は，太陽質量の 10 倍を越えない小 ~ 中規模星の漸近的巨星分岐段階 (Asymptotic Giant Branch, AGB, phase) での活動と結びつけて盛んに議論されている (Gallino et al., 1997 and 1998)．細かな議論はここでの文献などを参照されたい．核種の中性子捕獲反応の断面積と半減期は s 過程を規定する「物理量」であるが，s 過程での中性子フラックスとその時間変化は，特定の星の進化段階で実現する自然界の個別的な条件である．

<r 過程の経路とその特徴>

r 過程の経路を Clayton(1968) に従って考えてみよう．この考え方は，現在では，「古典的な r 過程 (classical r-process)」と呼ばれている．ある核種 (Z, N) に次々に中性子が捕獲されてゆく状況を考える．必ず，ある一定数以上の中性子捕獲が起こらない状態に行き着くはずである．この状態 $(Z, N + \Delta N) = (Z, N_w)$ は休止点 (waiting point) と呼ばれる．次に一個の中性子を捕獲してもこれは β^- 壊変を起し， $(Z + 1, N_w)$ の位置に移動し，次の休止点 (waiting point) に向かうことになる．結局，ある Z の同位体に対して一個の休止点 (Z, N_w) の核種が決まる．そこで，

$[Z]$: Z の休止点核種の存在度

$\lambda(Z)$: Z の休止点核種の β^- 壊変定数

とすると，r 過程を支配する方程式は，

$$\frac{d}{dt}[Z] = \lambda(Z-1) \cdot [Z-1] - \lambda(Z) \cdot [Z] \quad (\text{A-5})$$

となる．ただし，核分裂での生成量も考える場合は，(A-5) 右辺にこの項が加わるが，ここでは無視している． Z の休止点核種と $(Z-1)$ の休止点核種では，

一般には、 N_w は同じではないことに注意しよう。 Z が大きくなれば、徐々に N_w も大きくなる。しかし、休止点核種の N_w が魔法数に達すると、その中性子捕獲反応の断面積は小さいので、 N_w がこの魔法数に固定されて、休止点の Z のみが 1 ずつ増加する状態が続くと考えられる。魔法数の核種は相対的に小さな β^- 壊変定数を持つはずであるから、(A-5) より、これらの核種は相対的に多く残ることになる。従って、休止点の連なり、即ち、 r 過程の経路は、 N =魔法数 (=一定) のまま、「 β 壊変の谷」に接近する。しかし、「 β 壊変の谷」に接近したことにより、 N/Z 比は小さくなり、今度は、 N/Z 比を大きくする中性子捕獲反応が許される状況ができる。結果として、 N_w はより大きくなること出来る。 N_w =魔法数を超えて、休止点の N も Z も再び共に増大することになる。図 A-9 は、仮想的な r -過程経路と s -過程経路を描いた例である (Clayton, 1968)。 N_w がこの魔法数に固定され易い状況が理解できる。

r 過程で生成する核種の N/Z 比は大きく、これらは中性子過剰核であるから、nuclear chart (y 軸= Z , x 軸= N) での位置は「 β 壊変の谷」から右下の位置に大きくずれている。これらの核種は全て不安定な核種なので、中性子源からの離脱又は、中性子密度が低下した後、一斉に β^- 壊変を起こし、 $A=Z+N$

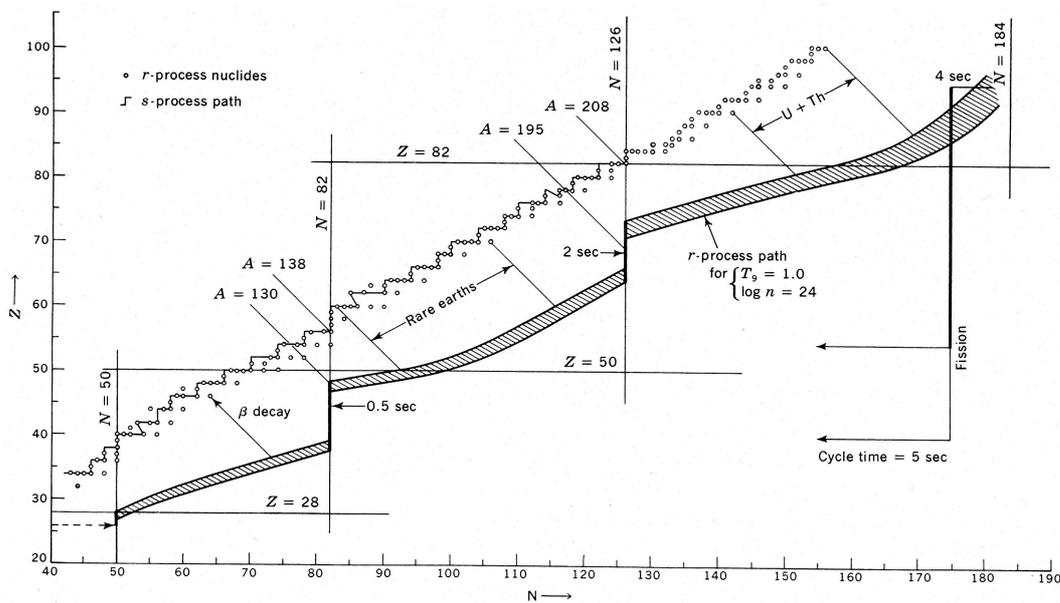


図 A-9. s -過程と r -過程での中性子捕獲反応の経路 (Clayton, 1968) .

(一定) の線に沿って「 β 壊変の谷」の安定核めざして壊変してくる。太陽系の核種存在度のグラフ (図 A-2a,b) に関して既に § A-1 で指摘しておいたように、

A=130, A=194~195 の付近に明瞭なピークが認められる。s 過程核種のピークより少し A の小さな所のピークである。A=130 の代表は、 ^{130}Te (Z=52, N=78) で、N=78 は魔法数 82 より 4 だけ小さい。これは、r 過程で核種がつくられた後、4 回の β^- 壊変を起こして ^{130}Te となったことを意味している。また、A=194, 195 の核種は ^{194}Pt (Z=78, N=116), ^{195}Pt (Z=78, N=117) である。N=116, 117 は魔法数 126 より、10, 9 だけ小さい。r 過程で出来た後、この回数だけの β^- 壊変を起こした結果であることがわかる。r 過程で魔法数に起因して多量につくられた核種が、s 過程核種の存在度ピークより、やや質量数の小さな安定同位体として別のピークをなすのは、この壊変によると考える訳である。奇数・偶数の同重体での存在度に明瞭な差異が認められないのも、r 過程核種の特徴である。極めて高温の励起状態にあったことをうかがわせる。核種の中性子捕獲反応断面積や半減期は、「魔法数」と関連する r 過程で重要な「物理量」である。r 過程での中性子フラックスや r 過程の継続時間なども「物理量」ではあるが、何かの実験により決定できる核の安定性に関する「物理量」ではない。これら決めるのは特定の超新星爆発で実現する自然界の個別的条件である。

r 過程や s 過程の考え方は、Burbidge et al. (1957)にはじまるが、隕石における核種存在度に認められる「双児のピーク」を魔法数に関連させることから生まれた解釈である。核種の結合エネルギー (B/A) の A に対する変化曲線にも魔法数の影響は認められるが、「双児の存在度ピーク」を説明することはできない。即ち、「結合の強さ」や「安定性」だけでは、「双児の存在度ピーク」を説明出来ない。§A-1 でも指摘したように、始源的な隕石における核種存在度のデータが報告されたことによって、動的な r 過程や s 過程の動的釣り合いのアイデアが生まれたのであり、この逆ではなかったことは常に留意されねばならない。超新星爆発に関連した元素合成の議論の解説は Wallerstein et al. (1997)や野本 (2007)、系統的な記述は Arnet(1996)を参照されたい。r 過程そのもの詳しい議論は Kratz et al. (1993), Woosley et al. (1994), Meyer and Brown (1997)などがある。

図 A-7 に描かれている右下から左上に向う鎖線は、r 過程で出来た中性子過剰核が β^- 壊変を繰り返しながら安定核が分布する「 β 壊変の谷」に向かう経路を表している。多くの鎖線は「s 過程」の経路まで伸び、そこで終わっている。例えば、 ^{157}Gd はこの経路に位置しているが、 ^{157}Gd は s 過程でも r 過程でも出来ることを意味する。 ^{157}Gd をはじめ多くの核種は s 過程でも r 過程でもつくられるので、r, s 核種 (r, s-nuclide) と呼ばれる。しかし、A=160 の場合の鎖線は ^{160}Gd

で終わっており、 ^{160}Dy の s 過程経路まで到っていない。従って、 ^{160}Gd は r 過程のみで出来る核種であり、 ^{160}Dy は s 過程のみで出来る核種であることがわかる。これらは、各々、r 過程核種 (r-nuclide)、s 過程核種 (s-nuclide) と呼ばれ、互いに同重体である r 過程核種と s 過程核種が対となって現れる。r 過程又は s 過程でしか生成しないことを強調するために、「r only-nuclide」、 $^{\text{r}}$ 「s only-nuclide」と呼ばれることもある。

<p 過程と p 核種>

図 A-7 は、安定核である ^{158}Dy , ^{162}Dy , ^{164}Er が、「s 過程」の左上側に少し離れて分布している状況も示している。これらの核種は、「r, s 核種」、「r 過程核種」、「s 過程核種」とくらべ、中性子が少なく、陽子が相対的に多いことが共通した特徴である。これら核種の存在は、「s 過程」でも「r 過程」でも説明できない。このような核種をつくり出すには、陽子を捕獲するか中性子を放出する過程を考えねばならない。これは「p 過程」と呼ばれ、これにより出来る核種は「p 核種 (p-nuclide)」と呼ばれる。現在では超新星爆発に関連し、既存核種が (γ , n) 反応を被ることが p 過程ではないかとする意見が支配的である (Wallerstein et al., 1997)。以上のように、希土類元素の安定核種は、その生成過程により、

- 1) r, s 核種,
- 2) r 核種,
- 3) s 核種,
- 4) p 核種

の四つに分類できることがわかる。この分類は、希土類元素に限らず Fe より重い元素の核種一般があてはまる。図 A-7 に対応する Nuclear Chart を見れば各核種が 1) ~ 4) どのタイプ核種に分類されるかはほぼ判断できる。個々の核種の起源に関しては、Anders and Grevesse (1989) が更に詳しい分類を行っており、各核種毎に可能な起源過程が記されている。

マーカス・チャウン (Marcus Chown) (糸川 洋訳)「僕らは星のかげら」(2005) は、一般向けの小冊子ながら、元素起源論の歴史的道りが詳しく記されている好著である。最近の人工元素合成などの話題は、櫻井博儀(2013)「元素はどうして出来たのか、誕生・合成から「魔法数」まで」にある。一方、最近の宇宙論分野での進展を知るうえで、佐藤勝彦「インフレーション宇宙論」(2010) や、ローレンス・クラウス (Lawrence M. Krauss)「宇宙が始まる前には何があったのか? (原題: A Universe from Nothing, 青木 薫訳, 2014)が面白い。後者の原題の Universe は不定冠詞付きであることにも注意。30 年余り前に話題になった Steven Weinberg (1977) “The First Three Minutes, A Modern View of the Origin of the

Universe”（邦訳：宇宙創成はじめての 3 分間，小尾信弥訳，ダイヤモンド社）では，Universe は定冠詞付きであった．この違いは，30 年余りの間での宇宙論の変貌を象徴している．Krauss は，終わり部分で，宇宙論の「人間原理」と多宇宙（マルチバース，multiverse）を論じている．uni-verse ではなく multi-verse である．Krauss は，基本的なレベルで物理学が環境科学にすぎなくなることを憂う心情を述べる一方，それを甘受する覚悟もあるとも記している．「物理量と天然現象は峻別されるべきであるが，では両者はどのように繋がるのだろうか？」と述べたことを，「宇宙論の枠組み」の中で更に突き詰めた議論に相当する．

A-5. 希土類元素の (r, s), r-only, s-only, p 核種とその存在度の違い

希土類元素の安定核種は、その起源により、1) r, s 核種、2) r 核種、3) s 核種、4) p 核種、の四つに分類されるが、各々のタイプの核種存在度はかなり異なる。この事実は、 $A > 80$ の重元素安定核を上記四つに分類し、存在度を A に対してプロットした図 A-9 のシステマティクスに見ることができる。

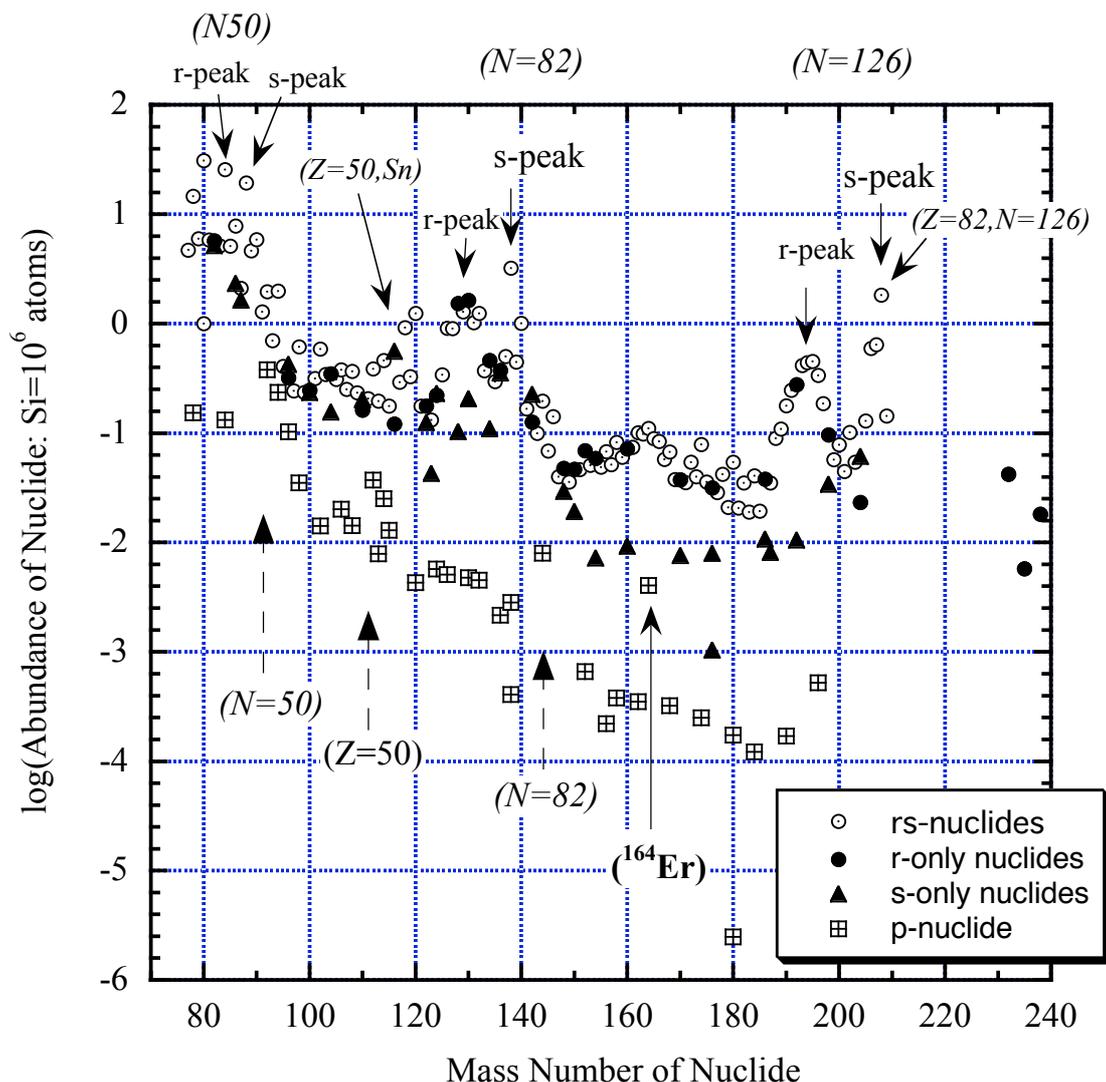


図 A-9. rs-, r-only, s-only, p-核種の存在度. p-核種に分類出来る ^{164}Er の存在度は、s-only 核種に匹敵する高い存在度を示す。これは長年「謎」とされてきた。

単に同重体存在度を A に対してプロットした図 A-2a と図 A-9 を比べると、核種の起源を分類することの意義が明確になる。p-核種の存在度にも魔法数の影響

が認められる. p-核種については, p-核種としては大きすぎる ^{164}Er の存在度の問題に関連して, § A-6 で改めて議論する.

希土類元素の安定核に関して言えば, p, s-only, r-only, rs の四つのタイプの核種存在度の相互関係は, 大部分の希土類元素では,

$$(1) \quad p \ll \text{s-only} \ll \text{r-only} \cong \text{rs}$$

である. しかし, 軽 Ln では, $N=82$ の魔法数をもつ核種が現れるので,

$$(2) \quad p \ll \text{r-only} \cong \text{s-only} \cong \text{rs}$$

となっている領域がある. これは, 軽 Ln に限られ, 希土類元素全体ではやや特殊と考えて良いであろう.

表 A-2. 核合成過程から分類した Ln 安定核種の数と Ln 核種存在度.

Ln	P	S-only	R-only	RS	Total	R-only + RS =N(R, RS)	A(Si=10 ⁶)	A/ N(R, RS)
La	1	0	0	1	2	1	0.4460	0.446
Ce	2	0	1	1	4	2	1.136	0.568
Pr	0	0	0	1	1	1	0.1669	0.1669
Nd	0	1	2	4	7	6**	0.8279	0.138
Pm	0	0	0	0	0	0	-	-
Sm	1	2	1	3	7	4**	0.2582	0.0646
Eu	0	0	0	2	2	2	0.0973	0.0487
Gd	1*	1	1	4	7	5	0.3300	0.066
Tb	0	0	0	1	1	1	0.0603	0.0603
Dy	2	1	0	4	7	4	0.3942	0.0986
Ho	0	0	0	1	1	1	0.0889	0.0889
Er	2*	0	1	3	6	4	0.2508	0.0627
Tm	0	0	0	1	1	1	0.0378	0.0378
Yb	1	1	1	4	7	5	0.2479	0.0496
Lu	0	1	0	1	2	1	0.0367	0.0367

* ^{152}Gd と ^{164}Er は p 過程だけではなく s 過程の寄与も考えられるが, ここでは, 両核種とも p 過程核種とした.

** s 過程核種である ^{142}Nd と ^{148}Sm の存在度は, 他の Ln とは異なり, r, s 核種の存在度に匹敵するが, ここでは例外として扱い, r, s 核種と r 過程核種のみを個数を求めている.

表 A-2 は、Ln 安定核種を上記四つのタイプの核種に分類した時の個数を Ln 毎にまとめた結果である。p 核種とした中には、s 過程の分岐により s 過程の寄与も考えられるもの (^{152}Gd と ^{164}Er) も含まれるが、これらは単に p 核種と分類してある。核種存在度の大小関係 (2) が該当するのは、 ^{142}Nd と ^{148}Sm の存在度を考えた場合であり、他の場合は (1) の大小関係があてはまる。従って、各 Ln の元素存在度を支配するのは、基本的には、rs-核種と r-only 核種の存在度である。表 A-2 では、これらの総数を $N(\text{R}, \text{RS})$ とし、各 Ln の元素存在度 A をこの $N(\text{R}, \text{RS})$ で除することによって、rs-核種または r-only 核種 1 個当たりの平均存在度も求めてある (表 A-2 右端の列)。もし、 $A/N(\text{R}, \text{RS})$ の値が各 Ln でそれ程異ならないなら、各 Ln の元素存在度はその Ln に rs-核種または r-only 核種が何個あるかに対応することになる。しかし、この状況も明らかに成り立っていない。 $A/N(\text{R}, \text{RS})$ の値にも、やはり 10 倍程度の違いが認められるからである。図 A-10 は、 $A(\text{Ln})$ と $N(\text{R}, \text{RS})$ をプロットしたもので、 Z の奇・偶に対応した $A(\text{Ln})$ と $N(\text{R}, \text{RS})$ のジグザク変化にはたしかに類似性がある。

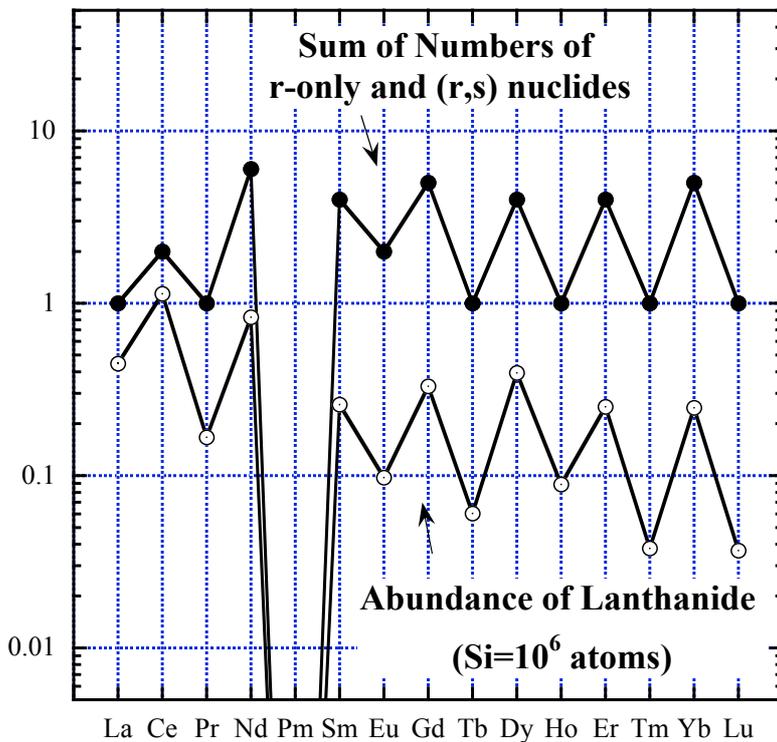


図 A-10. 各 Ln の太陽系存在度と各 Ln の r-only 核種数と (r,s)-核種数の和。

しかし、 $A/N(\text{r}, \text{rs})$ の値をプロットしてみると (図 A-11), rs-核種または r-only

核種 1 個当たりの平均存在度が, Ln 毎に系統的に異なることが良くわかる. Z の奇・偶にかかわらず共通した特徴が認められる. 図 A-11 は $A(\text{Ln})$ と $N(\text{r}, \text{rs})$ の系統的違いを表している. (2) が該当する ^{142}Nd と ^{148}Sm の存在度を考慮すると Nd と Sm の場合は, $N(\text{R}, \text{RS})+1$ を採用し, これで Nd と Sm の存在度を除した方がよい. しかし, $6 \rightarrow 7$, $4 \rightarrow 5$ となるだけなので, 図 A-11 の特徴は殆ど変化しない. この事情は, 図 A-10 においても同じである.

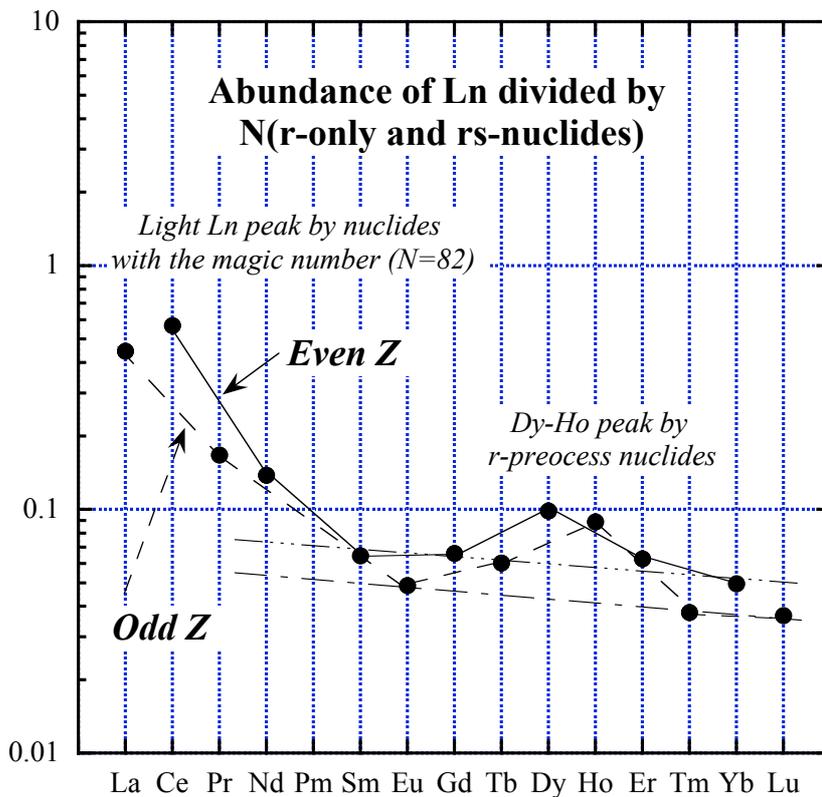


図 A-11. 各 Ln での r-only 核種数と (r,s)-核種数の和で各 Ln の太陽系存在度を割った値. rs-核種または r-only 核種 1 個当たりの平均存在度. これは Ln 毎に系統的に異なる.

図 A-11 では, Dy ~ Ho 辺りに緩いピークがあり, 軽希土類元素側にもピークの片側がある. 軽希土類元素側の片側ピークは, 明らかに $N=82$ の魔法数に起因する s 過程のピークに対応する. この主ピークは, Ln 以外の核種も含む図 A-9 のプロットに見られる s-核種または rs-過程核種の存在度変化で確認できる. 一方, Dy ~ Ho 辺りの緩いピークは, rs-核種または r-only 核種によるが, 上記 (1) の核種存在度の大小関係から, rs-核種における s 過程の寄与はそれ程大きくはな

いことが推定できるので、 r 過程の特徴を反映したものと理解すべきである。これは $A=164\sim 165$ の r 過程核種の小ピークと言える。この領域が二つの魔法数 $N=82$ と $N=126$ の中間にあたるため、核ポテンシャルの球対称からのずれに由来するとの推測が古くからある。或いは、超重元素の核分裂断片のピークと解釈する意見もある(Schramm and Fowler, 1971)。一方、Surman et al. (1997)は、 r 過程のネットワーク計算から、急速に中性子密度が低下する環境では、 r 過程での核の変形と β 壊変の相互関係により、このようなピークが現れると主張している。

s 過程に関しては、(20-3) 式により、 s 過程で生成する核種の存在度と $\sigma(A)$ の積が局所的に一定となることが予想されるので、「 s -only 核種」の存在度と 20~30 keV の中性子捕獲反応断面積実験値を用いて s 過程核種の相対存在度 $[A]$ が定量的に議論できる。これにより、「 r, s 核種」存在度に対する s 過程の寄与が評価できるので、これを差し引けば、 r, s 核種存在度における r 過程の寄与も推定できることになる。このようにして求めた r 過程の寄与と r -only 核種存在度から r 過程に由来する核種存在度が A と共に変化の様子が推定される (例えば Anders and Grevesse, 1989)。

Kratz et al. (1993)は、次のような方法で r -過程の理論計算を試み、太陽系における r 過程核種存在度をある程度説明できるとしている。まず、中性子数密度 (n_n) $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、温度 (T) $> 10^9 \text{ K}$ 、継続時間 (t) $\sim 1 \text{ sec}$ の異なる条件を仮定し、 r 過程核種の存在度パターンのうち、 $A=80$ のピーク、 $90 \leq A \leq 130$ と $130 \leq A \leq 195$ の部分形状を別々に再現する。そして、これら三つの成分に適当な重みをつけて重ね合わせれば、 r 過程核種の存在度パターンの大局的特徴はかなり良く再現できるとするものである。Kratz et al. (1993)は、このような r 過程の理論計算から、 $A=164\sim 165$ の r 過程核種の小ピークについては、核分裂断片の大きな寄与は考えなくても良いとしている。しかし、彼等の計算結果でこのような小ピークまではうまく再現されている訳ではないので、これは必ずしも明解な結論とは言えない。Surman et al. (1997)の計算結果は、Kratz et al. (1993)の結果よりは改善されている。 s 過程に比べ、 r 過程の理論計算が多くの困難を伴うことは容易に想像できる。 B^2FH 以来の r 過程の議論については、Kratz et al. (2000)による総説およびそこでの文献、野本(2007)およびそこでの文献を参照されたい。

以上のように、希土類元素の太陽系存在度は、 r 過程と s 過程に起源を持つ核種の存在度に支配されており、これらの中性子捕獲過程から理解されるべきである。

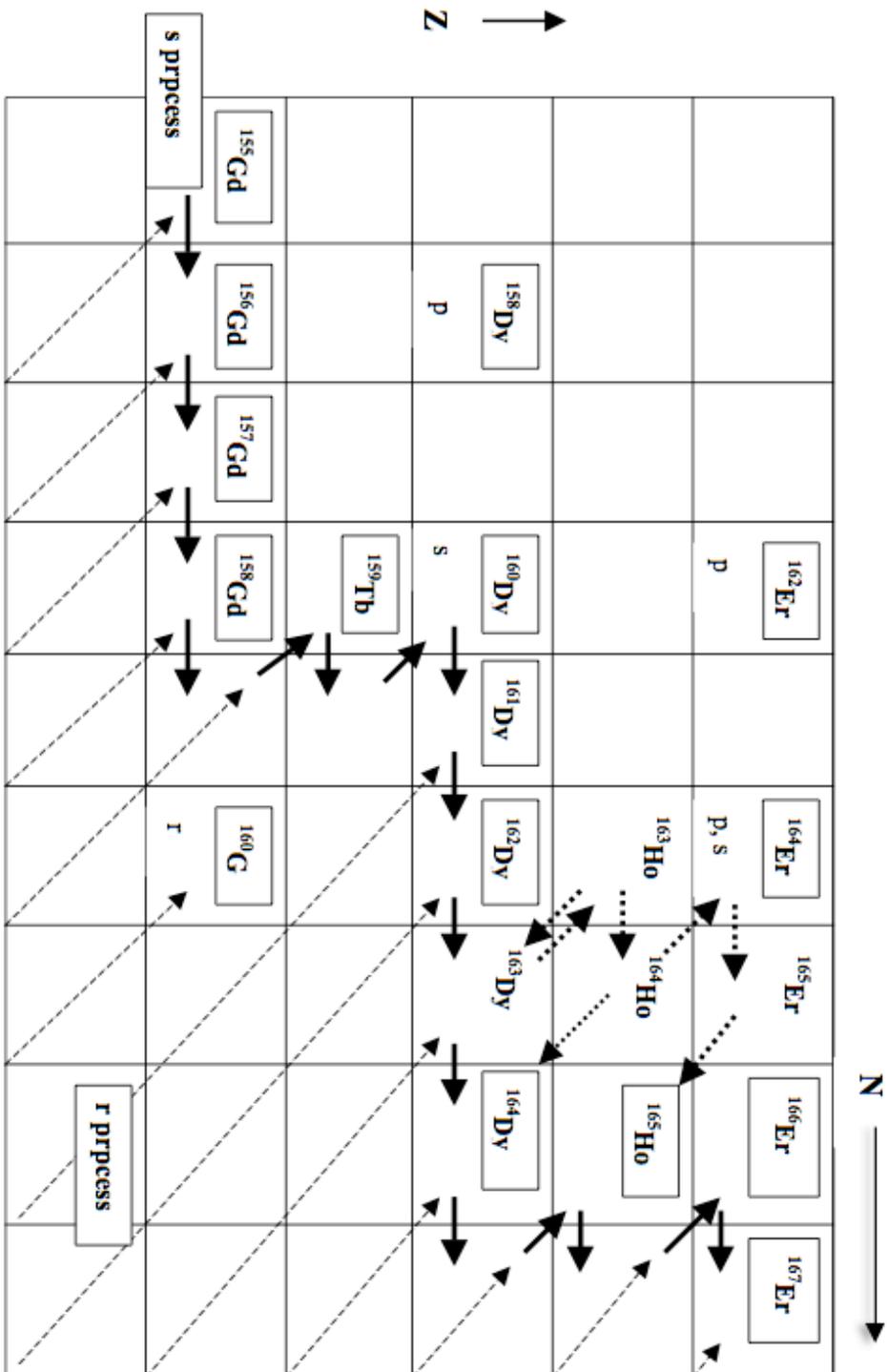
「p 過程核種」の存在度は、他のタイプの核種に比べ、格段に小さいので、Ln の太陽系元素存在度を考える場合には殆ど重要ではない (図 A-9)。しかし、これは「p 過程核種」存在度の意義一般を否定するものではない。 ^{164}Er の問題を例に、「p 過程核種」の存在度の意義を別の視点から次に少し見ておこう。

A-6. 「p 過程核種」としては異常な ^{164}Er の存在度

図 A-9 に示したプロットから判るように、「p 過程核種」存在度は比較的滑らかな変化を示し、「s 過程核種」存在度の高々 1/100 程度でしかない。「p 過程核種」存在度を滑らかに結んだグラフの凸部を占める $^{92}\text{Mo}(N=50)$, $^{112}\text{Sn}(Z=50)$, $^{144}\text{Sm}(N=82)$ は、何れも、魔法数を持つ核種であることは興味深い。この「p 過程核種」存在度のプロットから判るように、 $^{164}\text{Er}(Z=68, N=96)$ は「p 過程核種」としては異常に大きな存在度を示しており、「s 過程核種」に匹敵する存在度となっている。 ^{164}Er は魔法数とは関係していないし、図 A-7 からすれば ^{164}Er を「p 過程核種」と見なすのが自然で、図 A-7 からすれば通常の意味の s 過程の分岐も考え難い。

この「p 過程核種」として異常な ^{164}Er の存在度は長らく謎とされてきたが、 ^{163}Dy が高温下でほぼ完全にイオン化した場合、 β^- 壊変による e^- が核外の非占有の電子軌道に入る、いわゆる「束縛状態への β^- 壊変 (bounded-state β^- decay, β_b)」が起こり、「s 過程の分岐」が生じることが判明し、異常な ^{164}Er の存在度の謎は解決されることとなった (Jaag and Käppeler, 1996)。図 A-12 は、 ^{163}Dy から ^{164}Er を経由する「s 過程の分岐」を示している。図 20-7 との違いが重要である

通常 β^- 壊変で生じる e^- は原子核の束縛から自由な電子として周囲に放出される。この通常 β^- 壊変を、「束縛状態への β^- 壊変 (bounded-state β^- decay, β_b)」と区別する場合は、「連続エネルギー状態への β^- 壊変 (continuum-state β^- decay)」と呼ばれる。核に束縛された電子は、K, L, M などの離散的なエネルギー状態を取るのに対し、自由な電子は連続的に変化するエネルギー状態をとるからである。通常 β^- 壊変で電子の結合状態が重要になることはないが、イオン化が極端にまで進んだ原子では、「束縛状態への β^- 壊変 (bounded-state β^- decay, β_b)」が実現する可能性がある。特に、星において原子核合成が起るようなプラズマ状態ではこの壊変が実現する可能性が高く、理論計算の予測がな



されてきた (Takahashi et al., 1987). Jung et al. (1992)は, Darmstadt の重イオン貯

蔵リングを用いて、電子を全て取り除いた裸の $^{163}\text{Dy}^{+66}$ ($Z=66$) をつくり、この「束縛状態への β^- 壊変」により $^{163}\text{Ho}^{+66}$ ($Z=67$) が生じることを実験的に初めて確認した。この壊変の半減期は (47+5, -4) 日と決定されたが、理論的計算の予想値 50 日と良く一致することが判った。

イオン化の程度と電子密度の値によっては、 $^{163}\text{Dy} \rightarrow ^{163}\text{Ho}$ とその逆の過程も考えられる。図 A-12 の向きを異にする 2 本の矢印はこの両過程が可能であることを意味する。イオン化は基本的に温度に依存するので、 ^{163}Dy から ^{164}Er を経由する「s 過程の分岐」がどれだけ寄与するか、即ち、 ^{164}Er の存在度が通常の「p-過程核種」よりどれだけ多く存在するかは、「s 過程」の温度 (T) と電子密度 (n_e) に重要な制約をあたえることになる。この推定には、 ^{163}Ho の (n, γ) 反応の断面積、分岐壊変する ^{164}Ho の壊変定数などのデータがさらに必要である。これらの値を求めた Jaag and Käppeler (1996) によれば、s 過程の温度 (T) が、 $24 \text{ keV} < kT < 34 \text{ keV}$ 、平均中性子密度 (n_n) = $(4.1 \pm 0.6) \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ の条件に対し、電子密度は、

$$5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3} < n_e < 30 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$$

と制約されると推定されている。

以上のように、「p 過程核種」として異常な ^{164}Er の存在度は、「束縛状態への β^- 壊変」の問題とつながり、「s 過程」の諸条件を考える重要なデータとなっている。ここでは、「p 過程核種」存在度そのものではなく、これからの「ずれ」が議論の対象とされているが、今後は、「p 過程核種」存在度そのもの議論も更に進められるに違いない。存在度が小さいからといって、その意義も小さいと言う訳では決してないことに留意しておこう。

隕石物質から分離された SiC、ダイヤモンドなどの「先太陽系粒子 (presolar grains)」の同位体比の研究から、主として、s 過程の具体的描像が明らかにされつつある (Anders and Zinner, 1993; Zinner, 1997; Galino et al., 1997)。一方、r 過程に関しては、銀河ハローの超金属欠乏星の重元素存在度の観測結果と関連して、新たな進展が見られる。「先太陽系粒子 (presolar grains)」に関連した s 過程の議論は既に多くの総説もあるので、ここでは、r 過程の議論の新展開のみを次に紹介する。

A-7. 銀河ハローにおける重元素存在度と r 過程

Fe は超新星爆発の直前につくられると考えられている。これについては本節後半で議論するが、このような Fe は超新星爆発によって銀河空間にまき散らさ

れ、次世代の恒星の原材料となるので、世代を何回も重ねた銀河の恒星ほど Fe は多量に存在し、その Fe/H は大きい。太陽は Fe/H が大きい恒星である。太陽の属する銀河は何回も超新星爆発を繰り返しているという意味で、太陽は若い銀河の恒星である。一方、Fe/H が小さな恒星は、その分だけ少ない回数の超新星爆発の繰り返し結果を表わすので、Fe/H が小さな恒星ほどビックバンにより近い時代につくられた古い銀河の恒星と考えられる。恒星の分光観測結果から Fe/H が判るが、Fe/H が太陽より小さな恒星は金属欠乏星と呼ばれる。80 年代の観測結果から、金属欠乏星の Fe/H 比が太陽の値から 1/1000 までの様々な値を示しても、Eu/Fe 比はあまり変化しないことが明らかにされた。Eu の 90% が r 過程起源であることから、Mathews and Cowan (1990) は r 過程の条件を論じている。もし、Eu をつくる r 過程がビックバン直後のみに起るのであれば、これは観測事実を説明しない。Fe と Eu の生成が結びついている必要がある。

最近、大形望遠鏡を用いた銀河ハローの超金属欠乏星 (Fe/H が太陽の 1/1000 以下) の恒星大気スペクトル解析が報告されるようになり、さらに興味深い事実が判ってきた (Snedden et al., 1996 and 2000) :

- (1) このタイプの恒星の重元素存在度 ($Z > 50$), 特に Ba, 希土類元素, Os, Ir, の存在度は, r 過程で作られたと考えられる太陽系の元素存在度にかなり良く類似する,
- (2) Th, U の存在度が同時に初めて推定された銀河ハローの超金属欠乏星 (CS31083-001) の年代は (125 ± 30) 億年となり, 種々の方法から推定される銀河ハローの年代値に一致し, 宇宙の年代値にも非常に近い。

銀河ハローの超金属欠乏星は、Big Bang の直後に生まれたものの、その後は化学進化しなかった古い恒星であると考えられてきた。Lineweaver (1999) によれば、種々の手法での推定年代を総合すると、Big Bang は 134 億年前に起こり、銀河ハローはこの 12 億年後の 122 億年前、銀河円盤上の渦巻き星雲は、これから更に 35 億年後の 87 億年前に、それぞれ出来たと考えられている。この解釈が妥当であることは、この銀河ハロー超金属欠乏星の Th/U 年代が、2) のように、 (125 ± 30) 億年と推定されることと良く符号している。

さらに、このような銀河ハロー大気为重元素存在度が、1) の特徴を持つことは、これらの重元素の起源は Big Bang 直後の銀河で起こった超新星爆発に由来すると考えねばならない。さらに、この古い恒星の重元素存在度が、比較的新しい星である太陽の r 過程元素 (核種) 存在度に類似することは、r 過程自体

が時代を問わず普遍的な元素合成過程であることを示唆している。そして、太陽系の r 過程元素（核種）存在度の少なくとも一部分は、Big Bang 直後の銀河で起こった大規模な超新星爆発に求められることになるのかも知れない。

ただし、現時点（2013 年 11 月）では、宇宙背景輻射(Cosmic Microwave Background, CMB)の観測結果の総括から得られる Big Bang 年代は、Lineweaver (1999)の 134 億年より 4 億年程古い、138 億年となっているので、その修正が必要である。NASA の宇宙背景輻射・観測衛星「COBE」は、CBM の大スケールでの温度揺らぎを検出した。ただし、その揺らぎの相対振幅($\delta T/T=10^{-5}$)は大変小さい。その後継機「WMAP」による 9 年間の観測結果に基づく温度揺らぎから、宇宙論パラメーターが推定された(Bennett et al., 2013)。そこでは、Big Bang の年代は 138 億年 $[(13.772 \pm 0.059) \times 10^9 \text{年}]$ となっている。また、「WMAP」の後継衛星となった欧州宇宙機構(ESA)の観測衛星「PLANCK」の速報結果(2013 年 3 月)でも、138 億年の年代値となっている。「PLANCK」の観測の総合報告は 2014 年に予定されている。CBM の温度揺らぎと宇宙論パラメーターの結びつきについては、松原(2010) や 辻川 (2013) などを参照されたい。

詳しく調べられた銀河ハローの超金属欠乏星の数は、2001 年 8 月の時点では、まだ多くはないので、太陽の r 過程元素（核種）存在度とどれだけ普遍的に結び付くかは必ずしも明らかではないが、r 過程元素（核種）の起源と年代について、これまで以上の理解が進展する可能性がある。2006 年までの金属欠乏星に関するデータとその議論は野本(2007)にあるが、基本的な論点の内容は引き継がれている。これは、隕石物質における消滅核種の混乱した状況 (Podsek and Nichols, 1997) を考える上でも考慮されるべきであろう。 ^{244}Pu , ^{129}I , ^{107}Pd , ^{182}Hf , ^{92}Nb は r 過程でつくられる消滅核種だからである。また、金属欠乏星大気での多くの希土類元素の存在度が分光学的に推定され、r 過程元素存在度パターンの特徴を判定する際の指標とされていることは、希土類元素の太陽系存在度の重要性を改めて認識させてくれる。

A-8. 鉄の存在度の問題と超新星爆発 (SN1987A) の観測

「元素の存在度」に関して「安定性」と「起源」の問題をどう考えれば良いかを理解する上で、図 A-1 と図 A-2a, b に認められる Fe 存在度ピークの問題は重要である。また、はじめに紹介したように、希土類元素の問題は Eu/Fe 比の観測値の問題と結び付いている。太陽系元素存在度の Fe ピークは、核子一個当た

りの結合エネルギーのピークより明らかに鋭い。これは、Fe 存在度ピークは、核の結合力（安定性）だけでは説明できないことを示唆している。Suess (1987) は彼の著書 (p. 71) で、Fe 存在度ピークの問題について次のように述べている：

「高い⁵⁶Fe の存在度の問題は興味深い問題の一つである。太陽系に存在する鉄核種の存在度は、鉄を除く Ca からウランまでの全核種の存在度の総和より大きい。⁵⁶Fe の中性子数は魔法数ではない。⁵⁶Fe は熱力学的平衡過程でつくられるものと一般には考えられている。しかしながら、 $A=56$ 付近における核子の平均結合エネルギーは平坦な極大値を示しているので、平衡温度で決まるのであれば、核種存在度も平坦で幅広いピークを示すべきである。現実の⁵⁶Fe 存在度ピークが示すような単一の鋭いピークであってはならないはずである。故に、平衡論的過程ではなく、何らかの速度論的過程がこの⁵⁶Fe 存在度ピークの形成に寄与していると考えられる。⁵⁶Fe の同重体である⁵⁶Ni (半減期 6.1 日) は、中性子数、陽子数共に 28 で“double-magic”核であることに留意しておくべきである。このことが本当に重要であるかどうかは判らないが、元素の起源については現在でも随分よく理解出来るようになって来ているので、我々の体をつくり、そして我々の周りに存在する諸元素の起源については、もう 20~30 年もすれば、もっと明解な理解が得られるようになるであろう。」

この著書の「前書き」の日付は 1987 年 2 月となっているので、Suess, H. が「double magic の陽子過剰核⁵⁶Ni から⁵⁶Fe が出来る可能性」に注意を払うべきと述べ、「元素の起源については今でも良く判っているが、もう 20~30 年もすれば、もっと明解な理解が得られるようになるであろう。」と記したのは、1987 年 2 月以前に違いない。丁度その 1987 年 2 月 23 日、大マゼラン星雲に超新星爆発 (SN1987A) が検知された。そして、Fe 存在度ピークの問題は、大マゼラン星雲で起こったこの超新星爆発の光度時間変化から、その意味が明確になった (高原, 1994 ; Arnett, 1996)。Suess は「20~30 年もすれば」と記したが、少なくとも、Fe 存在度ピークの問題に関しては直ちに明確になった訳である。

この超新星爆発 (SN1987A) で発生したニュートリノは、神岡鉱山のカミオカンデで検知された。カミオカンデは、神岡鉱山の地下 1000m に 3000 トンの純水を貯え、その水の廻りを直径 50cm の光電増倍管 1000 本で取り囲んだ検出器系で、17 万年前に起こったこの超新星爆発のニュートリノを、1987 年 2 月 23 日グリニッジ標準時間午前 7 時 35 分に、11 個観測することに成功した。カミオカンデは、元々は、陽子崩壊を観測する為に設置された大型観測装置で、1983

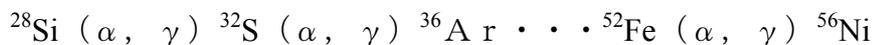
年から観測が始まったものの、陽子崩壊を捉えられないため、副テーマであったニュートリノ観測を主テーマに切り替え、その為の装置改造を行った数ヶ月後の出来事であった。カミオカンデの建設と観測を主導した小柴昌俊氏（東大名誉教授）は、太陽ニュートリノ観測の先駆者 R. Davis 氏と共に、ニュートリノ天体物理学の分野を切り拓いた功績により、2002 年ノーベル物理学賞の受賞者となった。ニュートリノとカミオカンデについては、鈴木厚人（2013）による一般向け解説があるので参照されたい。

Suess も指摘しているように、 ^{56}Fe ($Z=26$, $N=30$) は魔法数と関係はない。しかし、 ^{56}Fe の同重体である ^{56}Ni ($Z=28$, $N=28$) は double magic 核である。 ^{56}Ni は「 β^- 壊変の谷」からは少し左側にずれた陽子過剰側に位置する。従って、



の壊変で double magic の陽子過剰核 ^{56}Ni から ^{56}Fe がつくられる可能性がある。

E_b/A 自体の値は、確かに $A=50 \sim 60$ で最大となるが、そのピークの形状は比較的平らで、 $A=56$ に鋭いピークがある訳ではない。これに比べ「 ^{56}Fe の存在度ピーク」（図 20-2a, b）はあまりにも鋭い。従って、 ^{56}Ni は、爆発的なケイ素燃焼（ α , e processes）を経て、



でつくられると考えられている。「 ^{56}Fe の存在度ピーク」は、 ^{56}Ni の選択的合成を意味するとの解釈は古くから提唱されていた (Arnett, 1996, §9.4)。この解釈の正しさは、1987 年 2 月 23 日の大マゼラン星雲での超新星爆発 (SN1987A) における以下の観測結果から明らかになった：

- ・超新星爆発の光度減衰の時定数が $^{56}\text{Co} (\text{EC}, \beta^+; 77.3 \text{ d}) \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ の半減期 77.3 d に一致する。
- ・ ^{56}Co に固有の γ 線が観測された。

^{56}Co が確認されたことから、超新星爆発によって ^{56}Ni が選択的に合成され、これが「 ^{56}Fe の存在度ピーク」となることが明確になった。このような超新星爆発が r-過程核種の生成に関わっている。 E_b/A の値が最大だから「 ^{56}Fe の存在度ピーク」が認められると理解するのではなく、「動的な過程」である超新星爆発によって ^{56}Ni が選択的に合成されることによると理解すべきである。

希土類元素の多くも、r 過程で作られたと考えられる。太陽は Fe/H が大きい恒星であることから、太陽の属する銀河では何回も超新星爆発を繰り返していることになるが、これがいつどのようにして繰り返されたかを考えることが r

過程の消滅核種の問題とも関連して興味深い。r-過程核種のピークからやや離れた位置にある希土類元素核種の存在度はこれを解く手掛かりになるかもしれない。今後の研究の進展に期待したい。

文 献

- Anders, E. and Grevesse, N. (1989) *Geochim. Cosmochim. Acta*, **53**, 197-214.
- Anders, E. and Zinner, E. (1993) *Meteoritics*, **28**, 490-514.
- Arnet, D. (1996) *Supernovae and Nucleosynthesis*, Princeton Univ. Press.
- Bennett et al. (2013) Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Final Maps and Results. arXiv:1212.5225v3 [astro-ph.CO] 4 Jun 2013.
- Burbidge, E. M., Burbidge, G., Fowler, W. A. and Hoyle, F. (1957) *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547-650.
- マーカス・チャウン (Marcus Chown) (糸川 洋訳, 2005) 「僕らは星のかげら」, ソフトバンク文庫.
- Clayton, D. D. (1968) *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, McGraw-Hill Book Company.
- Cowley, C. R. (1995) *An Introduction to Cosmochemistry*, Cambridge Univ. Press.
- Gallino, R., Busso, M. and Lugaro, M. (1997) Neutron capture nucleosynthesis in AGB stars. *In: Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials* (eds. T. J. Bernatowicz and E. Zinner), American Institute of Physics, New York, p.115-153.
- Gallino, R., Arlandini, C., Busso, M., Lugaro, M., Traaglio, C., Straniero, O., Chieffi, A., and Limongi, M. (1998) *Astrophys. J.*, **497**, 388-403.
- Henderson, P. (1984) General geochemical properties and abundances of the rare earth elements. *In: Rare Earth Element Geochemistry* (ed. P. Henderson), 1-32, Elsevier.
- Jaag, S. and Käppeler, F. (1996) *Astrophys. J.*, **464**, 874-883.
- Jung, M. and nineteen coauthors (1992) *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 2164-2167.
- Kratz, K. -I., Bitouzet, J. P., Thielemann, F. -K., Möller, P. and Pfeiffer, B. (1993) *Astrophys. J.*, **403**, 216-238.
- Kratz, K. -I., , and Thielemann, F. -K., Möller, P., Pfeiffer, B. (2000) The astrophysical r-process, From B²FH to present. *In: Origin of Elements in the Solar System* (ed. O. K. Manuel), Kluwer Academic/Plenum Publishers,

- ローレンス・クラウス(Lawrence M. Krauss) (青木 薫訳, 2014) 「宇宙が始まる前には何があったのか? (原題: A Universe from Nothing) , 文芸春秋.
- Kuroda, P. K. (1982) *The Origin of the Chemical Elements*, Springer-Verlag, Berlin.
- Lineweaver, C. H. (1999) *Science*, **284**,1503-1507.
- 松原隆彦 (2010) 現代宇宙論, 東京大学出版会.
- Mathews, G. J. and Cowan, J. J. (1990) *Nature*, **345**, 491-494.
- Meyer, B. S. and Brown, J. S. (1997) *Astrophys. J. Suppl.* **112**, 199-220.
- 野本憲一 編著(2007) 元素はいかにつくられたか, 岩波書店.
- Podsek, F. A. and Nichols, R. H. Jr. (1997) Short-lived radionuclides in the solar nebula. *In: Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials (eds. T. J. Bernatowicz and E. Zinner)*, American Institute of Physics, New York, p. 617-647.
- 佐藤勝彦 (2010) インフレーション宇宙論, 講談社ブルーバックス.
- 櫻井博儀 (2013) 元素はどうして出来たのか, 誕生・合成から「魔法数」まで, PHPサイエンス・ワールド新書.
- Schramm, D. M. and Fowler, W. A. (1971) *Nature*, **231** 103-106.
- Snedden, C., McWilliam, A., Preston, G. W., Cowan, J. J., Burris, D. L. and Armosky, B. J. (1996) *Astrophys. J.*, **467**, 819-840.
- Snedden, C., Cowan, J. J., Ivans, I. I., Fuller, G. M., Burles, S., Beers, B. T. and Lawler, J. E. (2000) *Astrophys. J.*, **533**, L139-L142.
- Suess, H. E. (1987) *Chemistry of the Solar System*, John Wiley & Sons, 143 pp.
- Suess, H. E. and Urey, H. C. (1956) *Rev. Mod. Phys.* **28**, 53-74.
- Surman, R., Engel, J., Bennet, J. R., Meyer, B. S. (1997) *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1809-1812.
- 鈴木厚人 (2013) ニュートリノでわかる宇宙・素粒子の謎, 集英社新書.
- 高原まり子(1994) 壮絶なる星の死- 超新星爆発-, 培風館.
- Takahashi, K. and Yokoi, K. (1987) *At. Data Nucl. Data Tables*, **36**, 375-400.
- 辻川信二 (2013) 現代宇宙論講義, サイエンス社.
- Wallerstein, G., Iben, I. Jr., Parker, P., Boesgaard, A. M., Hale, G. M., Champagne, A. E., Barnes, C. A., Käppeler, F, Smith, V. V., Hoffman, R. D., Timmes, F. X., Sneden, C., Boyd, R. N., Meyer, B. S., and Lambert, D. L. (1997) *Rev. Mod. Phys.*, **69**, 995-1084.

- Weinberg, S. (1977) *The First Three Minutes, A Modern View of the Origin of the Universe*. Basic Books, Inc., Publ., New York. (邦訳: 宇宙創成はじめての3分間, 小尾信弥訳, ダイヤモンド社)
- Woosley, S. E., Wilson, J. R., Mathews, G. J., Hoffman, R. D. and Meyer, B. S. (1994) *Astrophys. J.*, **433**, 229-246.
- Zinner, E. (1997) Presolar material in meteorites: an overview. *In: Astrophysical Implications of the Laboratory Study of Presolar Materials* (eds. T. J. Bernatowicz and E. Zinner), American Institute of Physics, New York, p.3-26.

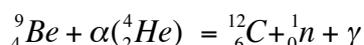
附録 B 核化学の基礎事項

B-0. 核化学：放射性元素と核分裂の発見からオクロ現象まで

19世紀末から20世紀の初頭になると、重元素のUとThは、常時、放射能を放ちながら、それぞれ別の元素に転換する「長寿命の放射性元素」であることが判って来た。これらは壊変系列をなし、 $(^{238, 235}\text{U}, ^{232}\text{Th}) \rightarrow ^{206, 207, 208}\text{Pb}$ の安定核種に転換しており、系列の途中では、原子番号が $Z=92 \sim 82$ の放射性元素が生じている。通常の化学反応では、元素自体が自発的に別の元素に転換するとは考えない。しかし、放射性元素の発見により、「元素の変換」を取り扱う化学、核化学が必要となり、その研究が始まる。核物理学と手を取り合っただけの研究開始であった。1910年頃までの経緯は後に記すことにし、1930年代から今日までの核化学の歩みを概観する。

(a) 「遅い中性子」による中性子捕獲反応

1910年頃には、 α 線照射で原子核反応が起こることが判ってきた。さらに、1930年代に入ると、Raが発する α 線をBeに照射することで、



と中性子(1_0n)と γ 線が放出されることが判った(Chadwick, J., 1932)。原子核は、正電荷を持つ陽子と、電荷を持たない中性子から構成されている。Fermi, E. (1934)は、 α 線を発するRa塩とBeを混ぜた中性子源を用いて、これを様々な元素に照射し、次々と人工放射性核種を作ることに成功した。さらに、(Ra+Be)の中性子源と被照射物の間に、水素を多量に含むパラフィンや水を置くと、中性子は質量がほぼ同じの水素原子と弾性衝突を繰り返すことで減速され、その結果、放射性核種の生成効率が格段に向上することが判った。「遅い中性子」による中性子捕獲反応の発見である。この研究でFermiは1938年のノーベル・物理学賞を受賞するが、妻がユダヤ系の方であった為、反ユダヤ主義が蔓延する母国イタリアには帰らず、ストックホルムでの授賞式後、家族と共に米国に亡命した。

この中性子捕獲反応では、原子番号(Z)は同一で中性子が1個だけ過剰な核種が生じ、これは β^- 壊変を起し、原子番号(Z+1)の別の原子核に変わる。従って、重い元素Uに「遅い中性子」を照射すれば、超ウラン元素を合成できる可能性がある。その為、当時の世界の多くの研究者は、競って「遅い中性子」をUに

照射する実験を行ったが、実験結果は複雑で容易には理解できなかった。

(b) 核分裂の発見

複雑さの原因は、 ^{235}U の核分裂 (nuclear fission) が同時に起こっていることであつた。天然のUは ^{235}U と ^{238}U が原子比 1:138 の割合で混ざつた同位体混合物だが、「遅い中性子」により核分裂を引き起こすのは ^{235}U であり、 ^{238}U ではないことは後に明らかにされた。まず、1939年1月、Hahn, O.と Strassmann, F. が、U (Z=92) より遥かに軽い Ba(Z=56) が生成するとの実験結果を独誌 (Naturwissenschaften) に報告、そして、2月には Meitner, L. と甥の Frisch, O. が、「核分裂」からその結果を説明する短報を英国 Nature 誌に発表した。これは「U の核分裂の発見」として世界の研究者に衝撃を与えた。

物理学者 Meitner と化学者 Hahn は、ベルリンのカイザー・ウイルヘルム研究所で 30 年以上にわたって共同研究を進めて来た。プロトアクチニウム(Pa)の発見はその成果の一つだつた。1938年には、Hahn, Meitner, Strassmann の連名で、U と中性子が反応し、超ウラン元素元素が出来るとの立場から、数年間の実験結果を総括する論文を独誌(Naturwissenschaften)に発表した。しかし、その後、生成物に U(Z=92)より遥かに軽い Ba(Z=56)が生じていることは疑えない実験事実と判明したので、その解釈を変えねばならない。

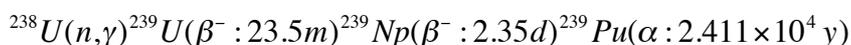
一方、ドイツでは、1933年にヒットラーのナチス政権が誕生すると、次第に多数のユダヤ系市民は強制収容所に連行されるようになる。ユダヤ系研究者も、追放されたり、深刻な迫害をうけるようになり、英国、米国、などへ次々に亡命した。Einstein, A. も 1934年に米国に亡命したが、その後はドイツ出国自体が困難になった。オーストリア生まれのユダヤ系女性核物理学者 Meitner にも直接の圧迫が始まった。1938年7月、ついに、Meitner はオランダ、デンマーク経由でスウェーデンに脱出・亡命した。Hahn は、これまで同様に Meitner も Ba を確認した論文の共著者となるべきだと思ふが、ナチス政権の圧迫が進むドイツでは、もはやそれは出来ないと判断した。Hahn は、手紙で、生成物に Ba を確認したことを Meitner に伝え、その理論的意味を考えてほしいと記した。亡命先での悲哀を噛みしめる Meitner にとって、重くのしかかる手紙であつた。

Meitner は、1938年のクリスマス休暇をスウェーデン西海岸の小さな町で過ごすよう友人から招待された。Meitner の甥 Frisch, O. はコペンハーゲンのボーア研究所の研究者(1934~1939年)を務めていたので、Frisch も招待され、このクリ

スマスに二人は再会する。ちょうど、Meitner が Hahn からの手紙を受け取った直後であった。Frisch は、Hahn からの手紙の内容を Meitner から知らされた。コペンハーゲンでは、「重い原子核は液滴のようなものだ」とボーアから聞かされていたこともあり、二人は「液滴の分裂＝核分裂」の重大さに気付く。コペンハーゲンに戻った Frisch は反跳核分裂片の検出実験を行い、これを確認した。二人は、Ba 検出を伝える Hahn・Strassmann 論文が広く読まれることを前提に、「核分裂」についての理論的内容を英国の Nature 誌に発表する。1939 年 2 月のことであった。そして、1939 年夏、Frisch は英国・バーミンガム大学に滞在していたが、9 月にはナチス・ドイツのポーランド侵攻がはじまり、デンマークにもナチスの支配が迫ったので、デンマークのボーア研究所には戻らず、そのまま英国に亡命した。

(c) 超ウラン元素 Pu：原子炉と原子爆弾

一方、U の中性子捕獲反応で超ウラン元素が生成することは、米国の McMillan and Ableson (1940) が確認した。そして、以下の ^{238}U の中性子捕獲反応と引き続く β^- 壊変が明らかになった。



U の 99%以上を占める ^{238}U は上記の核反応により ^{239}Pu に転換する。 ^{239}Pu は、 ^{235}U と同様に、遅い中性子により核分裂を起す。 ^{235}U の核分裂の連鎖反応を適当な中性子減速剤を用いて持続すれば、共存する ^{238}U は ^{239}Pu に転換する。 ^{235}U と ^{239}Pu は「遅い中性子」により核分裂を起す核種で、その莫大な核分裂エネルギーは核兵器への転用も可能である。

ヨーロッパでの第二次世界大戦は、1939 年 9 月、ヒットラー・ドイツがポーランド侵攻を電撃的に開始することで始まった。日本は 1941 年 12 月、米英に宣戦布告し、枢軸国（ドイツ、イタリア、日本）と連合国（英、仏、米、ソ連、中華民国）間での世界大戦となった。「ヒットラーが原子爆弾を作る前に、米国がこれを先に作る必要がある」、1939 年 10 月、ドイツから米国に亡命したハンガリー生まれの物理学者 Szilard, L. は、このことを訴える米国大統領ルーズベルト宛の書簡を準備し、ベルリンで懇意にしていた Einstein の署名を得て、ルーズベルトにこれを届けた (Einstein-Szilard の手紙)。翌 11 月、その準備会が軍関係者と四人の物理学者 (Fermi, Szilard, Wigner, Teller) の間で持たれた。一方、英国では、1940 年 3 月、Frisch とやはりドイツからの亡命物理学者 Peiels は、

原爆の性能とその製造に関する技術メモをまとめ、英国空軍省に提出した。そして、米国は、英国とも協力し、原爆製造計画（マンハッタン計画）を 1942 年からスタートさせた。多数の亡命科学者もこの計画に参画した。その中で、Fermi に率いられたグループは、精製した U 燃料とグラファイトの減速剤を用い、 ^{235}U の核分裂を定常的に維持する原子炉 (CP-1) をシカゴ大学の競技場スタンドの下に作り (1942 年 12 月)、 $^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$ の転換を実証した。

マンハッタン計画では、 ^{235}U を ^{238}U から分離・精製した濃縮ウランを使う U 爆弾と、 ^{238}U を原子炉で ^{239}Pu に転換し、U から分離精製したプルトニウムを使う Pu 爆弾、の二種類が作られた。その完成は 1945 年 7 月で、ドイツは既に降伏しており、ヨーロッパでの大戦は終結していた。しかし、日本は降伏していないとして、米国大統領トルーマンは、原爆の日本への使用を許可した、二種類の原爆は、1945 年 8 月、広島と長崎に投下された。これは地獄絵の状況を作り出し、広島と長崎での死者は、それぞれ、約 14 万人と約 7 万人にのぼった。

(d) 「両刃の剣」としての核物理学・核化学

放射性元素の発見から U の核分裂の発見に至る時代は、20 世紀の二度の世界大戦の時代に重なる。敗戦国となったドイツ、日本でも、原子爆弾製造に関する戦時研究は行われ、完成には到らなかったが、何人もの有力な科学者が動員された。核物理学と核化学は、結果として、原子爆弾の開発・製造・使用に関わり、歴史に汚点を残した。そして、核兵器開発はその後の東西冷戦をもたらした。また、原爆製造計画でシカゴ大学に作られたグラファイト炉は、その後、発電用の大型の原子炉に姿を変えた。しかし、そのような大型グラファイト炉は英国・ウィンズケールに建設されたが、1957 年、爆発事故を起す。被害の詳細は秘密にされたが、10 年間に少なくとも 33 名が放射線障害で死亡している。また、旧ソ連・ウクライナのチェルノブイリ原発は、1986 年、人為的操作ミスにより致命的な炉心熔融事故を起こした。多量の核分裂生成物がウクライナを中心とするヨーロッパ地域に飛散した。また、大型軽水炉型の福島第一原発は、2011 年 3 月 11 日、東北日本太平洋沖に発生した M=9 の超巨大地震とその津波により、炉心熔融事故を起す。チェルノブイリ事故に匹敵する放射性核種を福島、東日本地域に飛散させた。両原発の廃炉作業は 21 世紀末になっても完了しないだろう。また、これまでに大量に蓄積されている原発使用済核燃料や水爆・原爆に使用されている ^{235}U と ^{239}Pu の処理も、全く手付かずの状態にあり、これ

らの問題は人類の大きな負債となっている。

ダイナマイト、毒ガスは戦争での殺戮兵器となった。そして核兵器は究極の大量殺戮兵器となった。人類に有用な物質をつくり出す化学プラントも、一旦、事故を起せば、それは人類にとって災いとなる。原発事故は容易には修復できない致命的な災いをもたらす。人類がつくり出す科学・技術は、常に、人類にとって「両刃の剣」である。「知的好奇心の追求」が、結果として、大量殺戮兵器を生み、人間社会に解決不能の問題を作り出してしまう。科学者自身が「両刃の剣」としての科学・技術を考えねばならない。それは、「人間社会における科学・技術の功罪」を考えることである。

以上の点にも注意した上で、核物理学・核化学の科学自体への寄与を考えると、それは決して小さなものではない。放射性元素の研究により、元素の周期表の空白部分は埋められ、化学元素系の全貌を知ることが出来るようになった。時間依存する放射壊変の現象を活用することで、太陽系や地球の物質の進化過程が理解出来るようになった。また、天文学的知識との総合も可能になり、宇宙・銀河系の進化を通じての元素の起源への理解も深まった。さらに、次のオクロ現象についての事実も大変興味深い。

(e) オクロ現象の発見

1972年、フランス原子力庁は、アフリカのガボン共和国・オクロ(Oklo)鉱山のU 鉱石が、自然の条件で、 ^{235}U の核分裂連鎖反応を持続した証拠を公表した。20億年前に形成されたこのU 鉱床は、その直後から約数十万年間にわたって、 ^{235}U の核分裂連鎖反応を持続したことが推定できる。オクロ現象(Oklo Phenomenon)と呼ばれる。地球の誕生から20億年が経過した頃、地球上のU 鉱床が水を減速剤として ^{235}U 核分裂連鎖反応を持続する可能性は、1956年、米国・アーカンソー大学の黒田和夫氏が指摘していた。Fermiの原子炉理論に基づく天然原子炉仮説である。黒田の仮説は16年後に実証されたことになる(Kuroda,1982)。太陽の輻射エネルギーの源が $4\text{H}\rightarrow\text{He}$ の核融合反応であることは、核物理学の知識から理解されているが、 ^{235}U の核分裂連鎖反応も、20億年前ではあるが、地球の自然条件で実現していた。自然界は、人類に先立ち、核融合だけではなく、核分裂連鎖反応も実現させているとの意味で、大変な驚きであった。また、その予言が日本人の核化学者・地球化学者の黒田和夫氏によってなされていたことも、個人的にはもう一つの驚きであった。

多岐にわたる核化学の内容は、附録末尾の成書（例えば、ショパン他、2004）に依る他ないが、以下では、附録 A の議論を助ける為に、核化学の基礎を記す。初めの部分では、上記の **a, b, c, d, e** に先行した「放射性元素の発見とその理解」の経緯について述べる。

<放射能と放射性元素の発見>

放射能の研究は、真空放電の現象からの X 線の発見 (Röntgen, 1895), 電子の発見 (Thomson, J. J., 1897), などに触発されて始まり、放射性元素の発見に至る。Röntgen は、透過力が極めて強い未知の放射線と言う意味で、X 線と名付けた。X 線が可視光より波長の短い電磁波であることは、Von Laue (1912)により、結晶による X 線の回折現象から確認される。Von Laue とは独立に、同じ発想から寺田寅彦もこの実験を行っている。しかし、当時は X 線の透過力と蛍光作用（白金シアン化バリウムを光らせる）のことが注目された。かねてより蛍光作用について関心をもっていた Becquerel は、ウラン化合物が絶えず強い放射線を出して、写真乾版を感光させることに気付く。この能力は**金属ウラン**が最も強いことも明らかにした。

この Becquerel の報告に関心を持ったのが、当時学位研究テーマを探していた Marie Curie であった。Marie Curie とは結婚後の名前で、本名は Marja Sklodowska。ポーランドからパリ大学への留学生であった。28 才であった 1895 年、36 才の物理学者 Pierre Curie と結婚。大変な努力家であった彼女は、Pierre の協力を得て、**ウランのみならずトリウムの化合物も放射能を有することを明らかにした**。この性質は化合物としてではなく、ウランとトリウムの元素の性質が関係していることを示唆している。

ところが、ウランとトリウムを含む幾つかの鉱物の放射能を調べたところ、**歴青ウラン鉱 (Pitchblende : uraninite U_3O_8 と書けるウラン鉱物で、少量のトリウム・希土類元素なども含む)** は、ウラン含有量から予想される 4 倍の放射能を有することを知り、Marie Curie と Pierre Curie は、ウラン・トリウムよりも遥かに強力な放射能を有する未知の新元素がこの歴青ウラン鉱 (Pitchblende) 中に存在するのではないかと考えた。

数トンもの歴青ウラン鉱の残さを化学処理し、これから未知の新元素を抽出した。放射性の新元素は、一つは、Bi に似た硫化物として分離され、もう一つは、アルカリ土類として Ba とから分離された。Bi と類似する新元素は、Marie の

母国ポーランドにちなみ **Po** (ポロニウム) と命名。アルカリ土類の新元素は **Ra** (ラジウム) と命名された (1898 年)。「光り輝く (radiate)」元素の意味である。歴青ウラン鉱 (Pitchblende) からは, **Po** (ポロニウム), **Ra** (ラジウム) の他に, ランタンと挙動を共にする放射性元素 **Ac** (アクチニウム) も 1899 年 Debierne により発見されている。周期表において, **Po** は **Bi** の右隣, **Ra** は **Ba** の下, **Ac** は **La** の下の, 空席を埋めることになった。

<放射性元素から放出される α 線, β 線, γ 線>

しかし, 放射線 (当時は Becquerel 線と呼ばれていた) 自体は, 1900 年の論文で, Curie 夫妻も, 陰極線のように磁場で曲げられる電荷をもったもの (β 線) と, 磁場では曲げられないが薄い物質に容易に吸収されるもの (α 線) が混在するとしたが, これが一体何であるかは, 判らないと述べている。ただ, 強烈な放射線が原子の内的なエネルギーに由来するとすれば, 「原子は不変ではない」ことを意味すると記している。しかし, Curie 夫妻が磁場では曲げられないとした α 線は, 1903 年, Rutherford, E. により, 磁場で β 線とは反対方向に曲げられることが判った。さらに, Rutherford は, 1908 年, α 線は $+2e$ の正電荷を持つ粒子で, 電荷を失うとヘリウム(He)になることを示した。放射性元素からは, γ 線も放出される。これは極めて透過性が強く, 数 cm の鉛板も透過する。しかし, 磁場でも電場でも曲げられない。

<系列をなす放射性元素: その壊変とエマネーション>

多くの放射性新元素が発見されたものの, 放射性元素は, α 線または β 線を放出して, 順次, 他の放射性元素に変わり, 全体として, 系列をなすことが判ってきた。ウラン系列, トリウム系列, アクチニウム系列, の 3 種類である。

これらの系列には, 希ガスであるラドン(Rn)が含まれており, これが放射性のガスとして放出されることがある。これはエマネーション(emanation)と呼ばれた。例えば, トリウムから生じるエマネーション (^{220}Rn) はトリウム・エマネーションと呼ばれた。このトリウム・エマネーションを容器に封じ込めておけば, 気体の放射能は時間と共に減衰し, 容器の器壁が放射能を帯びる。気体である元素が気体とはならない元素に変わることによって, 器壁に沈着することが理解されるようになった。また, **Ra** から放出されるラジウム・エマネーション (^{222}Rn) を放置すれば, ヘリウムガスが得られることも明きらかになった。エ

マネーションの存在が、「元素が別の元素に変換する事実」を知る重要な手掛かりとなったのである。このエマネーションの研究を押し進めたのが、20才代で McGill 大学教授となった若き Rutherford と協力者の Soddy であった。後に核分裂の発見者となる Hahn, O. も若き Rutherford の協力者であった時期がある。エマネーションの気体が Ar とその仲間の第 0 族元素と類似した性質を持つことも、彼等により指摘された。

放射壊変則が、 λ を壊変定数とする簡単な 1 次式、

$$dN/dt = -\lambda N \quad (\text{B-0-1})$$

となることを指摘したのも、1903 年の Rutherford と Soddy の論文である。これを変数分離して、時間 t_0 の時に存在した放射性元素の個数を N_0 、時間 t の時に N_t 個となった、としてして積分すれば、

$$\ln(N_t/N_0) = -\lambda(t-t_0)$$

となるから、これを書き直せば、

$$N_t = N_0 \exp[-\lambda(t-t_0)] \quad (\text{B-0-2})$$

であるが、時間を $t_0 = 0$ として計れば、

$$N_t = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (\text{B1-3})$$

となる。これが通常 of 積分型の放射壊変の式である。放射性元素の存在量が半分になるまでの時間を半減期 (half-life, $T_{1/2}$) と言うが、この積分型の式から、壊変定数 λ と半減期の関係は

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda \quad (\text{B-0-4})$$

となる。壊変定数 λ の次元は時間の逆数であることに注意されたい。

アルゴンの発見者 Ramsay も、1913 年、ラジウム・エマネーション (^{222}Rn) の密度測定から原子量を定め、この元素ラドンが第 0 族元素 Xe の直ぐ下の席に入ることを示した。

<放射性元素と周期律：同位体>

しかし、年々増加する放射性新元素により、周期表の空席が足りない事態が生じた。放射性元素の幾つかは化学的には全く区別できないことも判ってきた。例えば、ラジウム・エマネーションはラドン(Rn)、トリウム・エマネーションはトロニウム(Tn)と呼ばれたが、化学的には同じである。後者のトロニウムは、現在の元素名ではない。1907年に発見されたイオニウム(Io)は、Raをつくる放射性元素ではあるが、化学的にはThと全く区別できなかった。Ioは現在では使わ

=1/138 と大変小さな原子比になっている。これも、両核種の半減期の違いと無関係ではないだろう。銀河系宇宙では「元素が一斉に合成」された時代があったのではないかと。その「元素合成の時代」には、UやThより重い元素も創られたに違いない。その時代とは、138億年前のビッグバン以後で、かつ、46億年前の太陽系誕生以前、だろう。全元素が一挙に一度だけ合成されるのではなく、現在の銀河系の形成に至る過程では、恒星の内部で何度も元素合成が繰り返された可能性が高い。

<自然界に存在する放射性元素>

自然界には壊変系列をなす放射性核種と共に、系列をなさない放射性核種も存在する。また、自然界での核反応で生成する放射性核種も知られている。改めて、自然界に存在する放射性核種を、その成因に従い分類すると以下の様になる。

1. ウラン(4n+2)系列, トリウム(4n+0)系列, アクチニウム(4n+3)系列, の3系列に属する放射性核種. 親核種 ^{238}U (α : $4.47 \times 10^9 \text{y}$), ^{232}Th (α : $1.04 \times 10^{10} \text{y}$), ^{235}U (α : $7.04 \times 10^8 \text{y}$)の半減期が長い為に、元素合成の時代から今日まで、親核種が生き残り、この系列壊変が続いている。壊変系列途中には、U, Th, Pa, Ac, Ra, Fr, Rn, At, Po, Pb, Bi, Tl の放射性核種が現れる。
2. 壊変系列を作らない長い半減期の核種, ^{40}K , ^{87}Rb , ^{138}La , ^{147}Sm , ^{187}Re など13の核種が知られている。その多くは年代測定に利用されている。
3. 自然界で起こる核反応で生成する放射性核種で、誘導放射性核種と呼ばれる。代表的な例は、 ^3H や ^{14}C で、地球外から降り注ぐ高エネルギーの宇宙線と大気ガスを構成するN, O, Arとが核反応する過程(破砕反応)で生成する誘導放射性核種である。 ^3H はNやOの原子核がバラバラになる破砕反応により作られる。放射性炭素 ^{14}C は、 $^{14}\text{N}(\text{n},\text{p})^{14}\text{C}$ の核反応で生成されるが、この中性子(n)はN, O, Arの破砕反応から生じている。
4. 原爆・水爆の核兵器実験や原発や放射能利用施設の事故により、自然界に放出・漏洩した人工放射性元素。チェルノブイリ(1986年)や福島第一原発(2011年)の事故では、核分裂核種の ^{131}I (8.04d), ^{137}Cs (30.17y), ^{90}Sr (29.1y) が大気中に大量放出された。半減期が約30年の ^{137}Cs , ^{90}Sr は今も環境に残っている。また、 ^{85}Kr (10.7y) が地球規模で核燃料再処理工場から大気への漏洩も知られている。

1.と2.に分類出来る放射性元素の親核種は、他の元素と共に、元素合成の時代（ビッグバン以後で太陽系誕生以前）に銀河系で合成されたもので、半減期が長い為、いまだに壊変を続けている長寿命の放射性元素である。3.は、宇宙線が関与する核反応で作られ、現在起こっている核反応で生じている。4.は、人類が核反応やその核反応生成物を利用する際の環境汚染に当たる。現在進行形の放射能汚染の現象である。

<系列をなす放射壊変と放射平衡>

ウラン ($4n+2$) 系列, トリウム ($4n+0$) 系列, アクチニウム ($4n+3$) 系列の親核種となっている ^{238}U ($\alpha: 4.47 \times 10^9 \text{y}$), ^{232}Th ($\alpha: 1.04 \times 10^{10} \text{y}$), ^{235}U ($\alpha: 7.04 \times 10^8 \text{y}$) の半減期が 100 億年~10 億年で、非常に小さな壊変速度を示すが、この3系列の娘核種の半減期は、親核種に比べて大変短く、これらは2次放射性核種と呼ばれる。2次放射性核種には、U ($Z=92$)~Tl ($Z=81$) の核種が含まれており、これらの代表は Pa, Ac, Ra, Fr, Rn, At, Po である。壊変系列の親核種の半減期 (λ_1) が非常に長く、これに比べ娘核種の半減期 (λ_2) が非常に短い場合なので、親核種が壊変して、娘核種となり、更に娘核種が壊変して・・・の系列



では、放射壊変の速度が系列全体の核種を通じて一定となりうる。永続的な放射平衡と呼ばれる。この場合、親核種の原子数と壊変定数を N_1 と λ_1 , 娘核種の原子数と壊変定数を N_2 と λ_2 , とすると、

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad \rightarrow \quad N_2 = (\lambda_1 / \lambda_2) N_1 \quad (\text{B-0-6})$$

となる。娘核種の原子数は、親核種の半減期と娘核種の半減期の比と親核種の原子数で決まる。壊変系列全体で、永続的な放射平衡が成立すれば、

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \lambda_n N_n \quad (\text{B-0-7})$$

である。自然界での Pa, Ac, Ra, Fr, Rn, At, Po などの壊変系列をなす放射性元素 (2次放射性核種) の存在度は、永続的な放射平衡を想定して推定できる。

以下で、この放射平衡の内容を確認しよう。

(B-0-1)の式は単一の放射性核種の壊変に対する式で、各系列の親核種 (^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U) に用いることが出来る。

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad (\text{B-0-8})$$

しかし、娘核種の時間変化率では、親核種からの単位時間あたり生成量を加え

る必要があるので、壊変系列の娘核種の時間変化率の式は、

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (\text{B-0-9})$$

と単一の壊変式とは異なるものとなる。(8)と(9)の連立方程式を解く必要がある。(8)の解は、 $t=0$ での N_1 の値を $N_{1,0}$ とすると、(B-0-3)より、 $N_1 = N_{1,0} \cdot e^{-\lambda_1 t}$ である。これを(9)に代入すると、

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{1,0} \cdot e^{-\lambda_1 t} \quad (\text{B-0-10})$$

の線形微分方程式となる。この解を得るには、次ぎの形の線形微分方程式、

$$\frac{dy}{dx} + P(x)y = Q(x) \quad (\text{B-0-11})$$

の一般解が

$$y = e^{-\int P dx} \cdot [\int Q \cdot e^{\int P dx} dx + c] \quad (\text{B-0-12})$$

であることを使う。(12)が一般解であることは、次ぎの様に確認できる。(11)の両辺に $e^{\int P dx}$ を掛けると、左辺は $(y \cdot e^{\int P dx})'$ となるので、これを積分し、両辺を $e^{\int P dx}$ で割れば、(12)となる。 $P \rightarrow \lambda_2$ 、 $Q \rightarrow \lambda_1 N_{1,0} \cdot e^{-\lambda_1 t}$ の対応関係にある。 $t=0$ での N_2 の値を $N_{2,0}$ とすると、

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1,0} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{2,0} e^{-\lambda_2 t} \quad (\text{B-0-13})$$

となる。 $N_{2,0}=0$ の場合は、右辺の第二項が落ちる。初めは親核種だけが存在し、娘核種は存在しない状況を考えると、

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1,0} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (\text{B-0-14})$$

となる。親核種の半減期は長く、壊変定数は小さく、 $\lambda_1 < \lambda_2$ である場合は、第二項の $e^{-\lambda_2 t}$ は適当な時間 t が経過すると、急速に減少し、 $e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \approx e^{-\lambda_1 t}$ と近似出来る状況になる。従って、(14)は

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_{1,0} \cdot e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_1 \quad (\text{B-0-15})$$

となる。核種の原子数と壊変定数の積はその核種の「壊変速度=放射能」だから、親核種の壊変速度(放射能)は $\lambda_1 N_1$ 、娘核種の壊変速度(放射能)は $\lambda_2 N_2$ である。(15)の両辺に λ_2 を掛けて整理すると、

$$\frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 N_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \text{const.} \quad (\text{B-0-16})$$

となる。ある一定時間後は、「娘核種と親核種の放射能の比」が時間によらず一定で、その値は(16)で表現される。この状態は**過渡平衡**(transient equilibrium)と呼ばれる。

一方、(15)右辺で、親核種と娘核種の壊変定数の違いが著しく異なり、 $\lambda_1 \ll \lambda_2$ の場合は、 $\lambda_2 - \lambda_1 \approx \lambda_2$ だから、(15)は

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot N_1 \rightarrow \lambda_1 N_1 \approx \lambda_2 N_2 \quad (\text{B-0-17})$$

となる。「壊変速度=放射能」が親核種と娘核種で等しくなる状態であり、**永続平衡**(Secular equilibrium)と呼ばれる。各系列の親核種 (^{238}U , ^{232}Th , ^{235}U) と娘核種との関係には(B-0-17)が使える。

壊変系列が長く続く場合の解は、Bateman(1910)によって与えられている。この解を用いると(B-0-7)の永続平衡についての結果が得られる。(B-0-17)を一般化した結果に当たる。Friendlander et al. (1981), 古川(1994), Faure(1986), ショパン他(2004)に紹介されているので、参照されたい。

<安定な核種と不安定な核種：核種と核種図>

元素は原子番号(Z)で区別されるが、Zは原子核中の陽子数である。原子番号は同じでも、原子核を構成する中性子数(N)が異なるとそれらは同一元素の同位体(isotopes)であるという。原子核の陽子数だけではなく、中性子数も区別して、原子核を識別する。(Z, N)で区別した原子核を核種(nuclides)と呼ぶ。一方、質量数(A, mass number)は陽子数(Z)と中性子数(N)の和であるから、核種を表現する場合には、(Z, N)の組み合わせではなく、(A, Z), (A, N)を組み合わせても良い。実際には(A, Z)の組み合わせを用いて、



と書く場合が多い。Xは元素記号である。例えば、質量数238のウランは



となる。元素記号の左上付きの形で質量数を表記する。元素記号があるのでZは省略しても良いが、これを表記する場合には左下付きで添える。中性子数(N)は必要な場合のみ右下付きの形で示し、通常は省略される。

質量数に対してMではなく、Aを用いるには理由がある。A=Z+Nで質量数

は整数である。変数 M はその核種の質量を表わす為に後に用いる。原子質量単位を用いれば、この M の値は、整数である質量数 A に近いが、これよりすこしずれた値で、実数である。

核種(nuclides)は原子核を区別しているが、原子核を構成する陽子と中性子の総称として、核子(nucleons)という言葉も使われる。不安定な核種では、中性子 \rightleftharpoons 陽子の変換がおこるので、両者をまとめて表現する述語も便利である。核子数(nucleon number)とは質量数(A)のことである。

同位体に類する述語として、同重体(isobars)と同調体(isotones)がある。同重体(isobars)は、 A の等しい核種の総称で Z は異なる。中性子 \rightleftharpoons 陽子の変換が起る β 壊変では質量数(A)は不変だから、同重体(isobars)は重要な意味がある。同調体(isotones)は N が同一で、 A が異なる核種を言う。

元素は「周期表」の図をもちいて分類整理されるが、核種も「核種図(chart of the nuclides)」を用いる。縦軸に Z 、横軸に N をとり、 (N, Z) が指定する「箱」に各核種を置き、その箱に核種の諸性質を記入したものである。General Electric Company(米国)が編集した各種図 "Nuclides and Isotopes/Chart of the nuclides" が有名である。

沢山の核種が知られているが、これらは「安定な核種」と「不安定な核種」の二種類に分類できる。「不安定な核種」は、「放射壊変(disintegration, radioactive decay)」を起こして「より安定な核種」あるいは、「安定な核種」に自発的に変化する核種である。

放射壊変を起こさない核種＝安定核種 (stable nuclides)

放射壊変を起す核種 ＝放射性核種 (radioactive nuclides)

である。

ただし、安定であるか、それとも不安定であるかの基準はなんだろうか？ 宇宙の年代、太陽系・地球の年齢と放射性核種の半減期を比べることで、一応の線は引くことができるが、安定性の絶対的な基準はないと思った方がよい。

<不安定な核種の壊変様式>

核種が不安定であることには原因がある。その原因に対応した壊変様式の違いを整理すると、以下の様になる：

- (1) 中性子数と陽子数のバランスが取れていない核種 (β 壊変する核種)
 - a. 中性子過剰核 (過剰な中性子を減らす壊変が起る)

(原子核の n) = (原子核の p) + e⁻ (電子) + ν (ニュートリノ)

β⁻壊変：中性子が陽子に変わり、電子とニュートリノを放出。

$$\Delta A=0, \Delta N=-1, (\Delta Z=+1)$$

b. 陽子過剰核 (過剰な陽子を減らす壊変が起る)

1) (原子核の p) = (原子核の n) + e⁺ + ν

β⁺壊変：陽子が中性子に変わり、陽電子とニュートリノを放出。

2) (原子核の p) + e⁻ (軌道電子) = (原子核の n) + ν

電子捕獲(ε 又は EC, electron capture)：原子核の外にある軌道電子と原子核の陽子が合体して、中性子に変わりニュートリノを放出。 $\Delta A=0, \Delta Z=-1, (\Delta N=+1)$

β⁻壊変, β⁺壊変, 電子捕獲の全体を β 壊変と呼ぶ。β 壊変では $\Delta A=0$ であることが共通している。β 壊変を起こしてより安定な核種になっても、 $\Delta A=0$ であるので、同重体であることは変わらない。即ち、**β 壊変は同重体の間で起る。**

(2) 重すぎる核種

a. α 壊変 (⁴He の放出) $\Delta A=-4, \Delta Z=-2, (\Delta N=-2)$

b. 自発核分裂 (SF, : spontaneous fission)

重い原子核 (例えば, ²³⁸U) は、極めて小さいながら、自ら原子核分裂を起こし中性子を放出する確率を持っている。茨城県東海村のウラン燃料精製民間施設 (JCO) において、濃縮ウランを安易に取り扱った為、自発核分裂から核分裂連鎖反応が起ってしまった事故(1999/9/30, 東海臨界事故)を思い起そう。

「遅い中性子」との反応で ²³⁵U や ²³⁹Pu は核分裂(nuclear fission)を引き起こすが、これは誘導核分裂 (induced fission) とも呼ばれ、自発核分裂 (spontaneous fission) とは区別される。

(3) 高いエネルギーにある「励起状態」の核種

γ 壊変： 余分なエネルギーを電磁波 (γ 線) として放出する。核種としてはそのまま、核種の許されるエネルギー状態が低下する。

γ 線よりエネルギーがやや小さな X 線領域の電磁波が放出される場合もある。

放射性核種がどのような壊変を起こすか詳しく調べられてきており、例えば、GE が編集・改訂した「核種図 (Nuclides and Isotopes/chart of the nuclides)」には

これらのデータが記入されている。

B-1. 質量欠損，核子の結合エネルギー，原子質量単位

質量数 A と原子番号 Z を持つ中性原子のある同位体を考え，この質量を M ，水素原子の質量を M_H ， M_N を中性子の質量，とするとき，

$$[ZM_H + (A - Z)M_N] - M > 0 \quad (\text{B-1-1})$$

である。この差で電子の質量は相殺されていると考えると，中性原子同位体の原子核を構成する核子（中性子と陽子）質量の単純和は，中性原子同位体の現実原子核質量より大きいことを意味する。この質量差は質量欠損と呼ばれ，質量差は核子全体の結合エネルギー（ E_B ）に姿を変えている。アインシュタインの特殊相対性原理からすると，質量はエネルギーと等価であり，

$$E = mc^2 \quad (\text{B-1-2})$$

が成り立つからである。 m は質量， c は真空中の光速 ($2.99792458 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$) である。従って，核子全体の結合エネルギー（ E_B ）は

$$E_B \equiv [ZM_H + (A - Z)M_N] - M \quad (\text{B-1-3})$$

で与えられる。 E_B はその原子核の構成核子をバラバラの核子に分解するに必要なエネルギーを意味すると考えれば良い。 E_B を全核子数 ($A = Z + N$) で割った E_B/A は，核子一個あたりの結合エネルギーを与える。この値が大きい程核子は強く結合しており，その原子核は安定であると言える。

一方，原子同位体の質量は，質量分析法に依り高精度の値が得られ，原子質量単位（atomic mass unit, amu）で表現される。amu は，

$$^{12}\text{C} \text{ 原子 } 1 \text{ 個の質量} \equiv 12 \text{ amu} \quad (\text{B-1-4})$$

と定義した時の他の原子同位体の相対的な質量を表す。即ち， X なる同位体原子 1 個の質量を $m(X)$ ， ^{12}C 原子 1 個の質量を $m(^{12}\text{C})$ とすると，同位体原子 X の相対的な質量 $M(X)$ は，

$$M(X) = 12 \cdot [m(X) / m(^{12}\text{C})] \quad (\text{B-1-5})$$

である。 $m(^{12}\text{C}) \equiv 12 \text{ amu}$ と定義するので， X なる同位体原子 1 個の質量 $m(X)$ は，

$$m(X) = M(X) \text{ amu} \quad (\text{B-1-6})$$

である。 $M(X)$ の値自体は，(B-1-5) から，質量の比であるから無次元量である。 $[m(X) / m(^{12}\text{C})]$ の値は，質量分析により有効数字 9 桁まで実験的に決めることが出来るので， $M(X)$ もこの程度の精度を持つ。

1 個の原子同位体ではなく，アボガドロ数 ($N_A = 6.0221367 \times 10^{23}$) 個の同位体原子 X とアボガドロ数個の ^{12}C 原子との質量比も $M(X)$ に等しい。(B-1-5)の右辺の分子と分母に N_A を掛けても等式はそのまま成立するからである。

$$M(X) = 12 \cdot \{N_A \cdot m(X) / [N_A \cdot m(^{12}\text{C})]\} \quad (\text{B-1-7})$$

今，アボガドロ数 ($N_A = 6.0221367 \times 10^{23}$) 個の ^{12}C 原子の質量を

$$N_A \cdot m(^{12}\text{C}) \equiv 12 \text{ g} \quad (\text{B-1-8})$$

と定義すると，アボガドロ数 ($N_A = 6.022136 \times 10^{23}$) 個の同位体原子 X の質量は，

$$N_A \cdot m(X) = M(X) \text{ g} \quad (\text{B-1-9})$$

となる。これから， $m(X)$ は，

$$m(X) = M(X) / N_A \text{ g} \quad (\text{B-1-10})$$

(B-1-6) と (B-1-10) を比べれば，

$$1 \text{ amu} = 1 / N_A \text{ g} = 1.6605402 \times 10^{-24} \text{ g} (= 1.6605402 \times 10^{-27} \text{ kg}) \quad (\text{B-1-11})$$

であることがわかる。

この $1 \text{ amu} = 1.6605402 \times 10^{-24} \text{ g}$ を (B-1-2) に代入すれば，

$$E = 1.492419 \times 10^{-3} \text{ erg} = 1.492419 \times 10^{-10} \text{ J} \quad (\text{B-1-12})$$

が得られる。しかし，現実には核化学などで使用されるエネルギーの単位は，erg や J ではなく，electron volt (eV), kiloelectron volt (keV=1000 eV), megaelectron volt (MeV= 10^6 eV) である。

$1 \text{ eV} = 1.602177 \times 10^{-12} \text{ erg} = 1.602177 \times 10^{-19} \text{ J}$ であるから，この単位を用いると，

$1 \text{ amu} = 931.4945 \text{ MeV}$ であり，

$$\text{陽子の静止質量 (M}_p) = 1.0072765 \text{ amu} = 938.2725 \text{ MeV}$$

$$\text{水素原子の静止質量 (M}_H) = 1.0078251 \text{ amu} = 938.7835 \text{ MeV}$$

$$\text{中性子の静止質量 (M}_N) = 1.0086649 \text{ amu} = 939.5658 \text{ MeV}$$

$$\text{電子個の静止質量 (m}_e) = 5.485799 \times 10^{-4} \text{ amu} = 0.5110 \text{ MeV}$$

となる。

^4He の場合，その測定質量と，2 個の水素原子(2H)と 2 個の中性子(2n)の質量和を比べると：

$$^4\text{He} \quad : \quad 2\text{H} \quad + \quad 2\text{n}$$

$$4.0026 \text{ (amu)} < 2 \times 1.0078251 \text{ (amu)} + 2 \times 1.0086649 \text{ (amu)} = 4.03298 \text{ (amu)}$$

であり，現実の ^4He の質量は (2H+2n)の質量より，0.03038 amu だけ小さい。

この質量欠損は，電子の質量の約 55 倍である。1 amu=931.4945 MeV を使うと，質量欠損から ^4He 核子全体の結合エネルギー (E_B) (A-1-3) は，

$$E_B = 0.03038 \times 931.4945 \text{ MeV} = 28.299 \text{ MeV}$$

となる。 ${}^4\text{He}$ を構成する核子数は陽子 2 個と中性子 2 個の 4 で、これは質量数 A だから、核子一個当たりの結合エネルギーに直すと、

$$E_B/A = 28.299/4 = 7.075 \text{ (MeV/nucleon)}$$

となる。現実の核種の質量測定値と水素原子の静止質量、中性子の静止質量から、質量欠損を求め、核子 1 個当たりの結合エネルギー (E_B/A) の値が得られている。

図 B-1-1 は、 $2 \leq A \leq 25$ の核種に対する E_B/A の値がプロットされている。 ${}^4\text{He}$ の値が 7.075 (MeV/nucleon) であることを確認できる。

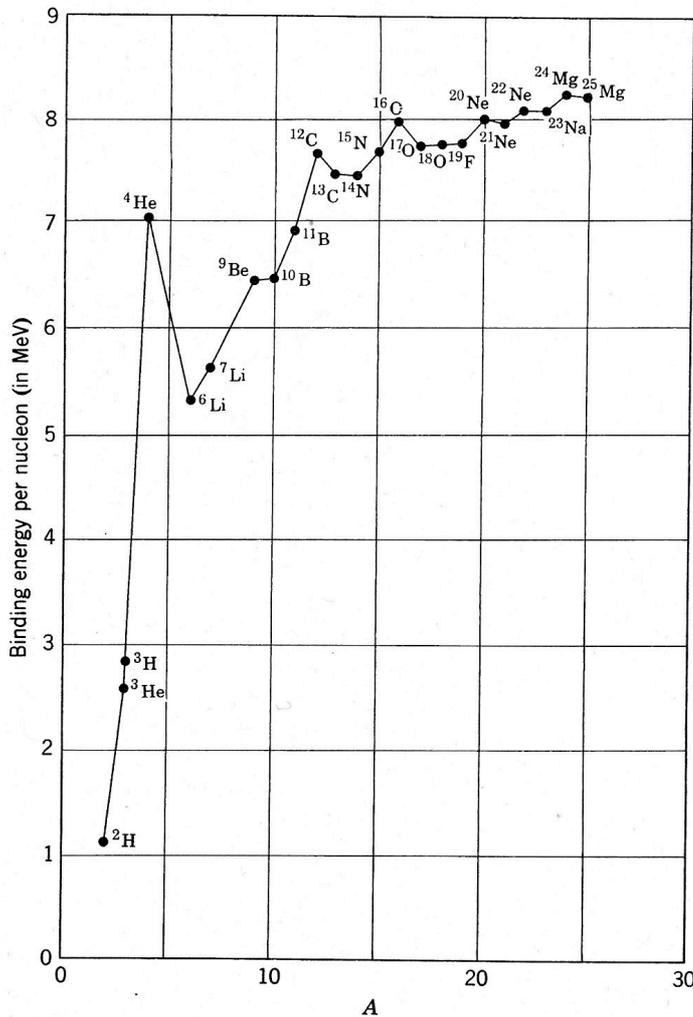


図 B-1-1. 質量数(A) が 2 ~ 25 の核種における「核子 1 個当たりの結合エネルギー」を A に対してプロットした結果。 ${}^4\text{He}$ の値は 7.075 (MeV/nucleon) である。この結合エネルギーは ${}^2\text{H}$ (重水素), ${}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ (トリチウム) の 1~3 (MeV/nucleon) と比べると、非常に大きい。 ${}^4\text{He}$ と同様に、 ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ もピーク値を示す。何れも $Z=N$ の核種である。Friedlander et al. (1981) による。

また、図 B-1-2 は、質量数 A を横軸にとり、 $12 \leq A \leq 250$ の核種に対する E_B/A

をプロットしている。縦軸の値が図 B-1-1 に比べ 6 倍されていることに注意。また、奇数の A の核種の点が線で結ばれている。これは、B-3 で説明するように、奇数 A の同重体では安定な核種がただ一つ定まることに依る。

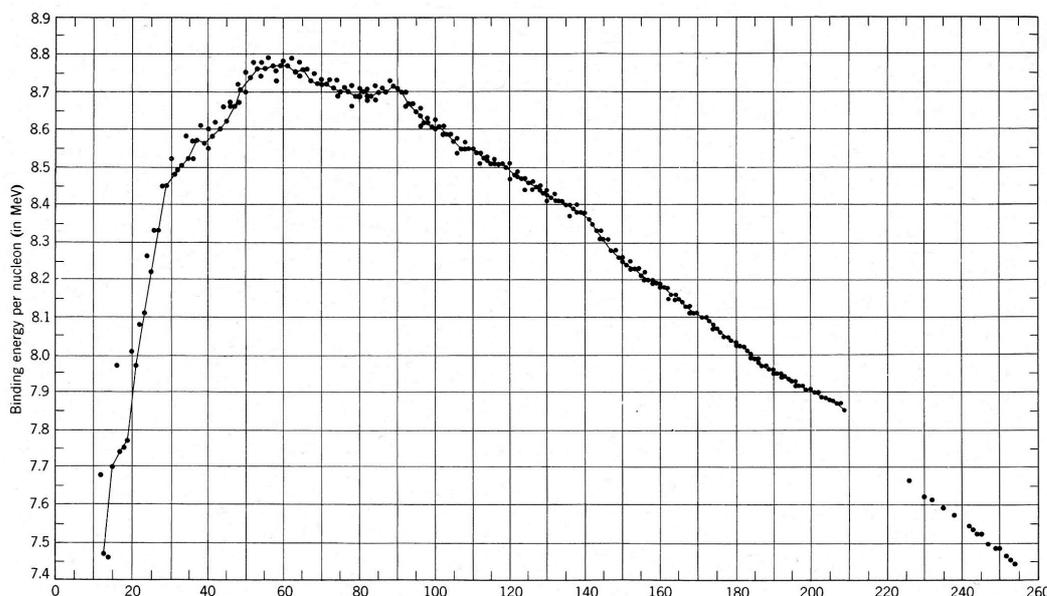


図 B-1-2. 質量数(A)=12~250 の核種における「核子 1 個当たりの結合エネルギー」と質量数(A)の関係。奇数 A の核種は線で結ばれている。Friedlander et al. (1981)による。E_B/A の最大値 (~8.8 MeV) は A=50~60 付近にあり、ピーク値は ⁵⁶Fe。これより A が増大すると、E_B/A は緩やかに減少する。A=90, 140, 210 付近の緩い盛り上がりは、N=50, 82, 126 の魔法数核種の結合エネルギーが近接核種より系統的に大きいことを示す。

図 B-1-1 と図 B-1-2 は、(E_B/A) が A と共にどう変化するかを示している。以下にその特徴を列挙してみると、

- (1) A が 10 以下の核種では、A が増加すると E_B/A は大きく増加する。ただし、⁴He, ¹²C, ¹⁶O は、全体の傾向より正のズレを示し、例外と考える。
- (2) A > 11 の重い核種では、E_B/A はあまり大きくは変動しない。ほぼ、7.4~8.8 MeV で一定している。これは結合エネルギーに飽和性がある表現される。
- (3) E_B/A の最大値 (~8.8 MeV) は、A=50~60 付近にある。ピーク値は ⁵⁶Fe に相当。これより A が増大すると、E_B/A は緩やかに減少する。
- (4) Z < 30 までの安定な核種では、ほぼ Z=N が成立する。しかし、Z がこれ

より大きくなると、 $Z < N$ である。

- (5) Z や N が偶数の核種の方が、奇数である核種より安定となる傾向がある。
 (6) E_B/A の値は、 N や Z が 2, 8, 20, 50, 82, 126 である時、異常に大きい。
 これらは「魔法数 (magic numbers)」と呼ばれる。 N と Z が共に魔法数である核種は “double magic” な核種と呼ばれる。

これらの特徴は、(6)の魔法数 (magic numbers)」を除き、次に述べる「原子核の液滴モデル」で考慮される。

B-2. 「原子核の液滴モデル」と対効果 (pairing energy)

中性原子のある同位体 (以後、単に、核種或いは原子核と呼ぶ) の質量は、

$$M = ZM_H + (A - Z)M_N - E_B \quad (\text{B-2-1})$$

となる。核子の結合エネルギー (E_B) の定義式、即ち質量欠損の定義式、

$$E_B \equiv [ZM_H + (A - Z)M_N] - M \quad (\text{B-1-3})$$

を並べ変えたものである。

「原子核はあたかも液滴である」との考え方 (「原子核の液滴モデル」) から、 E_B を (A , Z) の関数として表現することができる。精密に決定された多くの安定核種質量 M の値をうまく再現するように、 E_B についての「液滴モデル」式を具体的に定める。様々な「液滴モデル」式が提案されている。例えば、Friedlander et al. (1981) のでは、Myers and Swiatecki (1966) による以下の E_B の式 (単位は MeV) が採用されている。

$$E_B = c_1 A \left[1 - k \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] - c_2 A^{2/3} \left[1 - k \left(\frac{N - Z}{A} \right)^2 \right] - c_3 Z^2 A^{-1/3} + c_4 Z^2 A^{-1} + \delta \quad (\text{B-2-2})$$

ここで、 A は質量数、 Z は陽子数、 N は中性子数である。他の定数は、 $c_1 = 15.677 \text{ MeV}$, $c_2 = 18.56 \text{ MeV}$, $c_3 = 0.717 \text{ MeV}$, $c_4 = 1.211 \text{ MeV}$, $k = 1.79$ である。

$(N - Z)^2$ の係数は $N = Z$ の核種 (${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$) の相対的安定性を配慮している。 $A^{1/3}$ が原子核の半径に相当することに注意すれば、第一項は原子核の体積に比例する項、第二項は原子核の表面積に比例する項、第三項は電荷を持つ陽子間の反発エネルギー、第四項は電荷が均一に分布していないことに対する補正項、最後の δ が対効果 (pairing energy) を表すパラメーターである。対効果は

$$\begin{aligned}
(Z=偶, N=偶) & \rightarrow \text{“2対”} \rightarrow \delta = +11A^{-1/2} \\
(Z=偶でN=奇, \text{又はこの逆}) & \rightarrow \text{“1対”} \rightarrow \delta = 0 \\
(Z=奇, N=奇) & \rightarrow \text{“0対”} \rightarrow \delta = -11A^{-1/2}
\end{aligned}
\tag{B-2-3}$$

と考える。多くの陽子、中性子が原子核の「ポテンシャルの井戸」に順次詰まって行って、最後に残る1個又は2個を考える。(Z=偶, N=偶)ではどちらも最後は対を成すはずなので、両方で“2対”あることになる。(Z=偶でN=奇, 又はこの逆)では“1対”, (Z=奇, N=奇)では“0対”である。“1対”を基準にすると, (Z=偶, N=偶) = +1, (Z=偶でN=奇, 又はこの逆) = 0, (Z=奇, N=奇) = -1となる。対効果 (pairing energy) は, この±1を $\delta = \pm 11A^{-1/2}$ に対応させて考えている。

安定核 270 のうち, 下の表にあるように, (Z=偶, N=偶)である核種は 161, (Z=奇数, N=奇数)は 4 で, 残りの 105 は (Z=偶数でN=奇数, 又はこの逆)の核種である。(Z=偶, N=偶)である核種がより安定であることを意味する。(Z=奇数, N=奇数)である4つの核種は, ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$ で, 何れも軽元素核種に限られ, 重い安定核で (Z=奇数, N=奇数)のものは存在しない。(Z=奇数, N=奇数)核は不安定であることを意味する。この事情を上記のような形で (Z, N)の奇偶性に従い結合エネルギーに考慮したのが± δ の対効果である。

質量数 (A)	陽子数 (Z)	中性子数 (N)	安定核種数
偶数	偶数	偶数	161
奇数	偶数	奇数	55
奇数	奇数	偶数	50
偶数	奇数	奇数	4
			計 270

(Z=偶, N=偶)核も (Z=奇, N=奇)核も, 質量数Aは同じ偶数であること, (Z=偶数でN=奇数, 又はこの逆)の核の質量数は奇数であるに注意しておいてほしい。

B-3. 半経験的な質量式と質量放物線

(B-2-2)の液滴モデルの回帰式を (B-2-1)に代入すれば, Mが測定されていない一般の核種の質量についても半経験的な値が得られる。これを, M (A, Z)

として Z について整理すると、 Z に関する次ぎの 2 次式を得る、

$$M(A, Z) = f_1(A)Z^2 + f_2(A)Z + f_3(A) - \delta \quad (\text{B-3-1})$$

ここで、 $f_1(A)$, $f_2(A)$, $f_3(A)$ は A だけで決まる係数(単位は MeV)である。具体的に表せば次のようになる、

$$\begin{aligned} f_1(A) &= 0.717A^{-1/3} + 111.036A^{-1} - 132.89A^{-4/3} \\ f_2(A) &= 132.89A^{-1/3} - 113.029 \\ f_3(A) &= 951.958A - 14.66A^{2/3} \end{aligned} \quad (\text{B-3-2})$$

(B-3-1) の放物線の頂点は、 $\partial M / \partial Z = 0$ から求められる。この頂点の Z を Z_A と表せば、

$$Z_A = -f_2(A) / [2f_1(A)] \quad (\text{B-3-3})$$

従って、(A-3-1) は、これを使って次のようにも書ける：

$$M(A, Z) = f_1(A) (Z - Z_A)^2 - \delta + f(A) \quad (\text{B-3-4})$$

$$f(A) = f_3(A) - [f_2(A)]^2 / [4f_1(A)] \quad (\text{B-3-5})$$

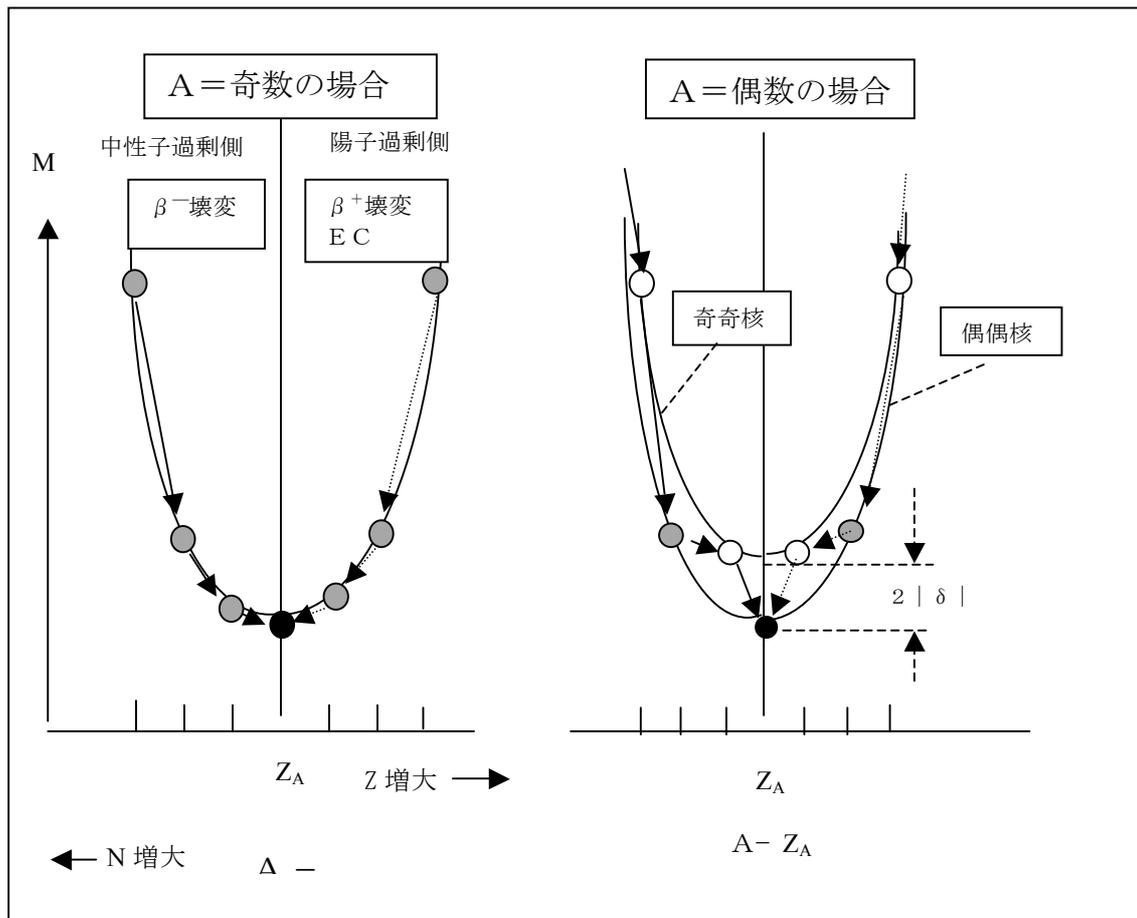


図 B-2. 同重体の質量数が奇数と偶数の場合の質量放物線

(B-3-4) は、 A が与えられれば、 A が同じであるその同重体の中で (A, Z_A) の核種が M を最も小さくする最も安定な核種であることを意味する。

この質量放物線を、横軸を Z 、縦軸を M として描けば、下図のようになる。 $A =$ 一定 (同重体) で横軸の正を Z としたから、横軸の負方向は、 N が増加する方向となる。 (A, Z_A) の安定核の右側は陽子過剰側であるから、陽子を中性子に変化させる β^+ 又は EC の壊変が起こる。左側は中性子過剰であるから、中性子を陽子に変える β^- 壊変が起こる。このような β^\pm 壊変 (以後 β^\pm 壊変に EC も含める) により、不安定核は安定核に向かって変化して行く。

A が一定である同重体 (isobar) の β^\pm 壊変系列では、 A が偶数であるか奇数であるかによって、 β^\pm 壊変の挙動が全く異なる。図の左右の違いを理解しよう。 $A =$ 奇数の同重体は、 $(Z =$ 偶数で $N =$ 奇数、又はこの逆) の核種で、対効果は全て共通で $\delta = 0$ と考えているので、一本の放物線しか描けない。しかし、 $A =$ 偶数の同重体では、 $\delta = +11A^{-1/2}$ の (偶・偶) 核と $\delta = -11A^{-1/2}$ の (奇・奇) 核が交互に含まれ、対効果エネルギーが共通ではないため、 $A =$ 偶数の同重体には 2 本の放物線が描ける。 (B-2-3) と (B-3-1) から (奇・奇) 核の質量放物線は $-\delta = +11A^{-1/2}$ をもち、(偶・偶) 核は $-\delta = -11A^{-1/2}$ を持つから、両質量放物線は、縦軸に $2|\delta| = 2 \times 11A^{-1/2}$ だけ隔たっている。偶・偶核から一回

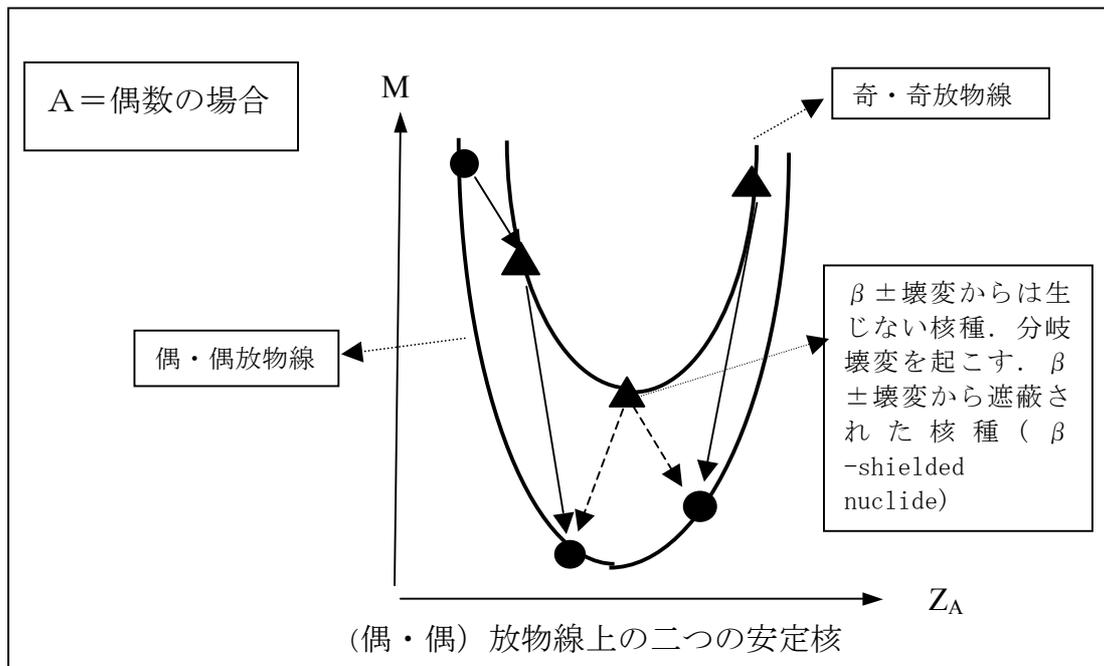


図 B-3. 質量数が偶数の場合の質量放物線で頂部を拡大した図。

の β^\pm 壊変が起これば、奇・奇核が生ずる。奇・奇核からは偶・偶核が出来るから、 A =偶数の場合の壊変過程は、奇・奇の放物線と偶・偶の放物線を交互に移り変わりながら β^\pm 壊変が続くことになる。

しかし、最後の段階で、偶・偶核の放物線から奇・奇核の放物線に移り移れないことが起こりうる。図 B-3 はこの状況を説明している。偶・偶核放物線の2つの核種の M が、奇・奇核放物線頂点の核種より、既に小さいからである。結果として、2個の偶・偶核が安定核となる。奇・奇核で最低の M を持つ核種は、 β^\pm 壊変では出来ないので「 β 壊変から遮蔽された核種 (β -shielded nuclide)」と呼ばれる。何かの機構で生成しても、2つの偶・偶核に分岐壊変する。 ^{40}K はこの例であり、 ^{40}Ca と ^{40}Ar に分岐壊変する。 A =偶数の場合、奇・奇核が安定核となることはない。ただし、軽元素では例外があることは既に述べた。

しかし、この2つの安定核の M が正確に等しくないなら、 M の大きな偶・偶核は、奇・奇核をとばして、2回の β 壊変を一度に行えば、より M の小さな偶・偶核になれる。これは「2重 β 壊変(double β decay)」と呼ばれる。2重 β 壊変の実現確率は非常に小さく、もし実現してもその半減期は非常に長いことが考えられる。Friedlander et al. (1981)によれば、これまでに実験的に確認されている「2重 β 壊変」は、 $^{130}\text{Te}\rightarrow^{130}\text{Xe}$ ($T_{1/2}=2\times 10^{21}\text{y}$)、 $^{82}\text{Se}\rightarrow^{82}\text{Kr}$ ($T_{1/2}=1\times 10^{20}\text{y}$) の2例である。「2重 β 壊変」は事実上起こらないと思えば良い。従って、 A =偶数の同重体の場合、安定な偶・偶核が2個あらわれることが多い。もちろん1個であることもあるが、まれに、 $A=124$ の場合のように、3個の安定偶・偶核となることもある(2つの奇・奇核より3つの偶・偶核の M が小さくなるケース)。しかし、 A =奇数の場合は、安定核は一つである。

以上のように「液滴モデル」は、核種の β^\pm 壊変全体の特徴を理解するには、大変有効である。しかし、これは「一つの近似モデル」であり、全ての現実をこれのみで説明できる訳ではない。実際には、「液滴モデル」の考え方に加えて次の二つの事項が考慮される。

第1は「原子核の閉殻効果・魔法数」である。「 N 又は Z が特定の個数(魔法数, magic number=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126)であると原子核が特別に安定化する」効果のことで、原子核の閉殻効果に対応する。魔法数に関する事実は多い。核子一個当たりの結合エネルギー(E_b/A)を A に対してプロットすれば、魔法数を持つ核種の E_b/A は相対的に大きな値を示す。図 A-1-2 で $A=90, 140, 210$ 付近の緩い盛り上がりは、 $N=50, 82, 126$ の魔法数核種の結合エネルギーが近接

核種より系統的に大きいことに対応することを指摘した。Sn(Z=50)のように、Z = 魔法数である元素は多数の安定同位体を持つ。N=魔法数である同調体（共通の中性子数をもつ核種）にも安定核が多い。α, β 壊変により魔法数を持つ安定な核種が生じる際のα, β 壊変のエネルギーは際立って大きい。魔法数=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 は、「殻モデル(shell model)」に基礎を置くことで説明される。

第2は、現実の対効果 (pairing energy) の問題である。「液滴モデル」では、確かに、対効果は考慮されてはいるが、現実の対効果は、通常の「液滴モデル」で考えるほど単純で規則的ではない。「液滴モデル」では、A が奇数である同重体の質量放物線は、対効果エネルギー=0として取り扱い、一本の質量放物線で与えられる。しかし、現実の同重体質量は一本の質量放物線のまわりにばらつき、この「ばらつき」の原因が対効果エネルギー=0の近似によるケースが多い。A=偶数の場合に考えられる2本の質量放物線についても、類似の状況がある。これは、通常の「液滴モデル」で採用されている単純化された対効果と現実の対効果が正確には一致していないことに依る。

閉殻効果・魔法数が重要であることは、多くの核化学や核物理学のテキストに述べられているので、ここでは詳しくは触れない。しかし、現実の対効果 (pairing energy) が、「液滴モデル」にあるように単純ではないことを説明しているテキストは殆どない。ただし、Suess, Hans E. (1987)の著書 “Chemistry of the Solar System” John Wiley & Sons., Inc. (ISBN 0-471-83107-7)は例外で、この問題を議論している。Tc, Pm に安定同位体が無い事実は元素存在度の問題としても重要であると考えるので、彼の議論を参考にして、次では対効果の問題をやや詳しく考える。

B-4. β^\pm 壊変における対効果

< A = 奇数同重体 β^\pm 壊変の対効果 >

まず、A = 奇数同重体の β^\pm 壊変についての対効果から考える。A = 奇数同重体の β^\pm 壊変では、(Z 偶, N 奇) \rightleftharpoons (Z 奇, N 偶) が交互に起っている。下の図 B-4 は、中性子過剰核の β^- 壊変における対効果を模式的に描いたものである。ここでは、過剰な中性子を陽子に変える N→P の変化が起こるが、(Z 奇, N 偶) → (Z 偶, N 奇) の場合と (Z 偶, N 奇) → (Z 奇, N 偶) の場合で、「対の消滅・生成」に関して状況が同じではないことが判る。即ち、(Z 奇, N 偶) → (Z

偶, N 奇) では, NN が消滅して不対 N が残り, 不対 P は PP となる. PE(PP)を陽子対, PE(NN)を中性子対の対エネルギー (E_B に正の寄与) とすると, 対エネルギー変化分としては,

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}): \quad \Delta PE = PE(PP) - PE(NN) \quad (\text{B-4-1})$$

が考えられる. 不対 P がなくなり, 不対 N が残ることは, 対エネルギー変化だけを問題にしているので算定する必要はない. 一方, (Z 偶, N 奇) \rightarrow (Z 奇, N 偶) の場合, 「対の消滅・生成」はなく, (不対の N) \rightarrow (不対の P) の変化だけあるから, 対エネルギー変化分はやはり考えなくても良い. 即ち,

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}): \quad \Delta PE = 0 \quad (\text{B-4-2})$$

である. もし, $PE(PP) \neq PE(NN)$ なら, この2つの場合で, 対効果に関して同じように「対効果=0」とはならないことが判る. 「液滴モデル」に即して言えば, $PE(PP) \neq PE(NN)$ なら, $A = \text{奇数}$ の同重体であっても, 各々の M は一本の放物線で表現出来ないことを意味する.

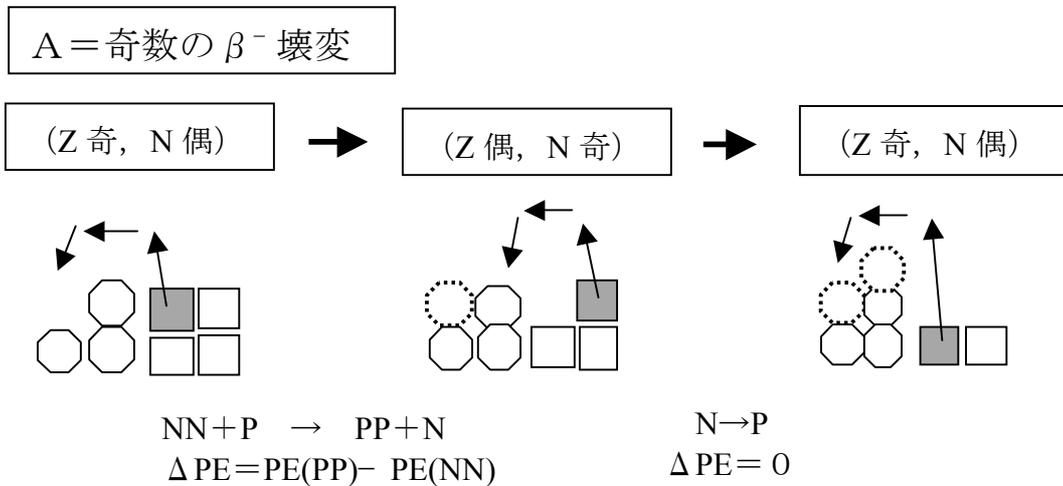


図 B-4. 四角は中性子(N), 六角形は陽子(P)を表す.

陽子過剰核の β^+ 壊変は, 図 B-5 に示すようになる. PP が消滅して, NN ができる場合の対エネルギー変化 $PE(NN) - PE(PP)$, と単に $P \rightarrow N$ の場合が区別される. $PE(NN) - PE(PP)$ は, β^- 壊変の場合の逆符号にしたものとなっていることに注意されたい. やはり, $PE(PP) \neq PE(NN)$ なら, β^+ 壊変の放物線も単一ではないことになる.

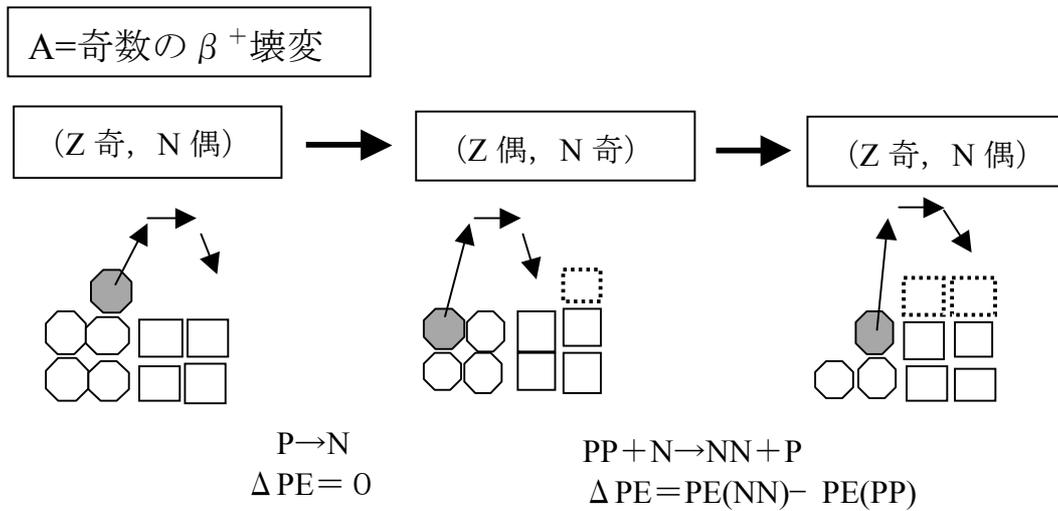


図 B-5. 四角は中性子(N), 六角形は陽子(P)を表す.

< A = 偶数同重体 β^\pm 壊変の対効果 >

A=奇数の場合と同様に考えれば良い. (Z 奇, N 奇) の場合は, 不対 P と不対 N が一つずつある. この場合は対エネルギーを, PE(PN)と表現する (図 A-6).

A = 偶数同重体 β^+ 壊変での対効果については, 各自考えてほしい.

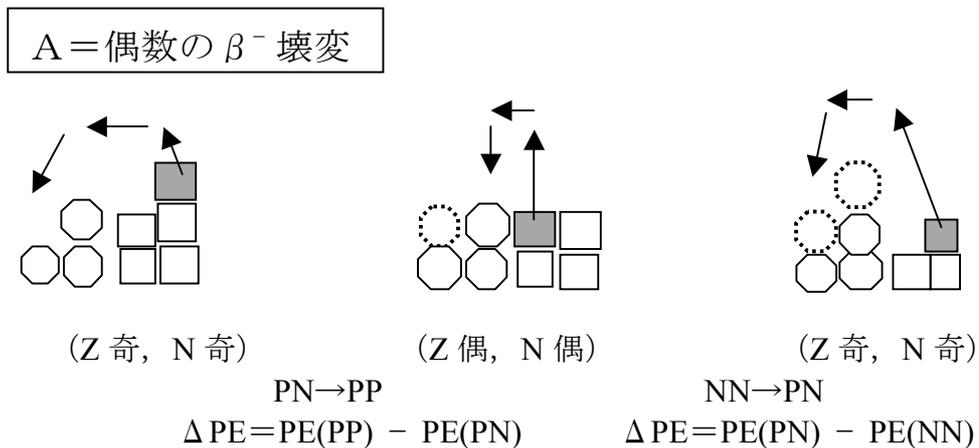


図 B-6. 四角は中性子(N), 六角形は陽子(P)を表す.

A=偶数の β^- 壊変では,

(Z 奇, N 奇) \rightarrow (Z 偶, N 偶) の (PN \rightarrow PP) で, $\Delta PE = PE(PP) - PE(PN)$

(Z 偶, N 偶) \rightarrow (Z 奇, N 奇) の (NN \rightarrow PN) で, $\Delta PE = PE(PN) - PE(NN)$
 のケースが区別される.

残る $A=偶数$ の β^+ 壊変の場合は、各自考えてほしい。 $A=偶数$ の β^- 壊変の結果で $PP \leftrightarrow NN$ としたものとなる。

以上の結果から、 β^{\pm} 壊変における対効果のエネルギー変化 (ΔPE) は

< $A=奇数$ の場合 >

β^- 壊変

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = PE(PP) - PE(NN) \quad (B-4-3)$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = 0 \quad (B-4-4)$$

β^+ 壊変

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = 0 \quad (B-4-5)$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = PE(NN) - PE(PP) \quad (B-4-6)$$

< $A=偶数$ の場合 >

β^- 壊変

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = PE(PP) - PE(PN) \quad (B-4-7)$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = PE(PN) - PE(NN) \quad (B-4-8)$$

β^+ 壊変

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = PE(NN) - PE(PN) \quad (B-4-9)$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = PE(PN) - PE(PP) \quad (B-4-10)$$

となる。

(B-4-3) ~ (B-4-10) で、 $PE(PP)=PE(NN)$ と仮定すると、(B-4-3) ~ (B-4-6) は一つになって、

$$A = \text{奇数同重体 } \beta^{\pm} \text{ 壊変} : \Delta PE = 0$$

更に、 $PE(PP)=PE(NN)$ の仮定から、 $PE(PP) - PE(PN) = PE(NN) - PE(PN) = |\delta|$ と表現すれば、(B-4-7) ~ (B-4-10) は、

$A = \text{偶数同重体 } \beta^{\pm} \text{ 壊変} :$

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) \text{ の場合} : \Delta PE = + |\delta|$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) \text{ の場合} : \Delta PE = - |\delta|$$

となる。 $PE(PN)=0$ と更に仮定しても、しなくても、結果的には同じ表現になる。この結果は、通常の「液滴モデル」に組み込まれている (B-2-3) 式の δ で、「単純化した対効果」に他ならない。

しかし、現実には、 $PE(PP) \neq PE(NN)$ であることが多い。 Suess (1989) は、

$$N > 50 \text{ の核種では： } PE(PP) - PE(NN) \doteq +0.6 \text{ Mev} \quad (\text{B-4-11})$$

であると指摘している。上記の結果を念頭に置いて、現実の $E(\beta^\pm)$ の測定値から $PE(PP) - PE(NN)$ を推定することを考えてみよう。

B-5. $E(\beta^\pm)$ 測定値の取り扱い方

各同重体 β^\pm 壊変系列での個々の β^\pm 壊変エネルギーは、Lederer, C. M. and Shirley, V. S. (ed.) 「Table of Isotopes」にまとめられている。これを利用することを前提に、まず、「 $A = \text{奇数}$ の場合の β^- 壊変」の場合から考えよう。 β^- 壊変のエネルギーを「液滴モデル」的に考えれば、先の $M(A, Z)$ の(B-3-1)式に準拠して、以下の Z の 1 次式を得る。

$$\begin{aligned} E(\beta^- : A, Z) &= M(A, Z) - M(A, Z+1) \\ &= f_1(A)Z^2 + f_2(A)Z + f_3(A) - \delta_{(Z)} \\ &\quad - f_1(A)(Z+1)^2 - f_2(A)(Z+1) - f_3(A) + \delta_{(Z+1)} \\ &= -2f_1(A)Z - f_1(A) - f_2(A) + [-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z+1)}] \quad (\text{B-5-1}) \end{aligned}$$

前節 B-4 の (B-4-3), (B-4-4) は、

「 $A = \text{奇数}$ の場合の β^- 壊変」における対効果エネルギー変化が

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = PE(PP) - PE(NN)$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = 0$$

であつたから、(A-5-1) の $[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z+1)}]$ はこの ΔPE に等しい。

「 $A = \text{奇数}$ の場合の β^+ 壊変」のエネルギーも、同様にして、

$$\begin{aligned} E(\beta^+ : A, Z) &= M(A, Z) - M(A, Z-1) \\ &= f_1(A)Z^2 + f_2(A)Z + f_3(A) - \delta_{(Z)} \\ &\quad - f_1(A)(Z-1)^2 - f_2(A)(Z-1) - f_3(A) + \delta_{(Z-1)} \\ &= +2f_1(A)Z - f_1(A) + f_2(A) + [-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z-1)}] \quad (\text{B-5-2}) \end{aligned}$$

となる。

「 $A = \text{奇数}$ の場合の β^+ 壊変」での対効果エネルギー変化は、(B-4-5), (B-4-6) で

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = 0$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = PE(NN) - PE(PP)$$

であつたから、やはり、(B-5-2) の $[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z-1)}]$ はこの ΔPE に等しい。

要するに、 β^\pm 壊変エネルギーは「液滴モデル」的に考えて Z の 1 次式として、対効果エネルギーだけを少し丁寧に考える訳である。

以上の「 $A = \text{奇数}$ での β^\pm 壊変エネルギー」の表現式から、下の図 B-7 のように $E(\beta^\pm)$ の値をプロットしてみれば、 $[\text{PE}(\text{PP}) - \text{PE}(\text{NN})]$ が推定できる。

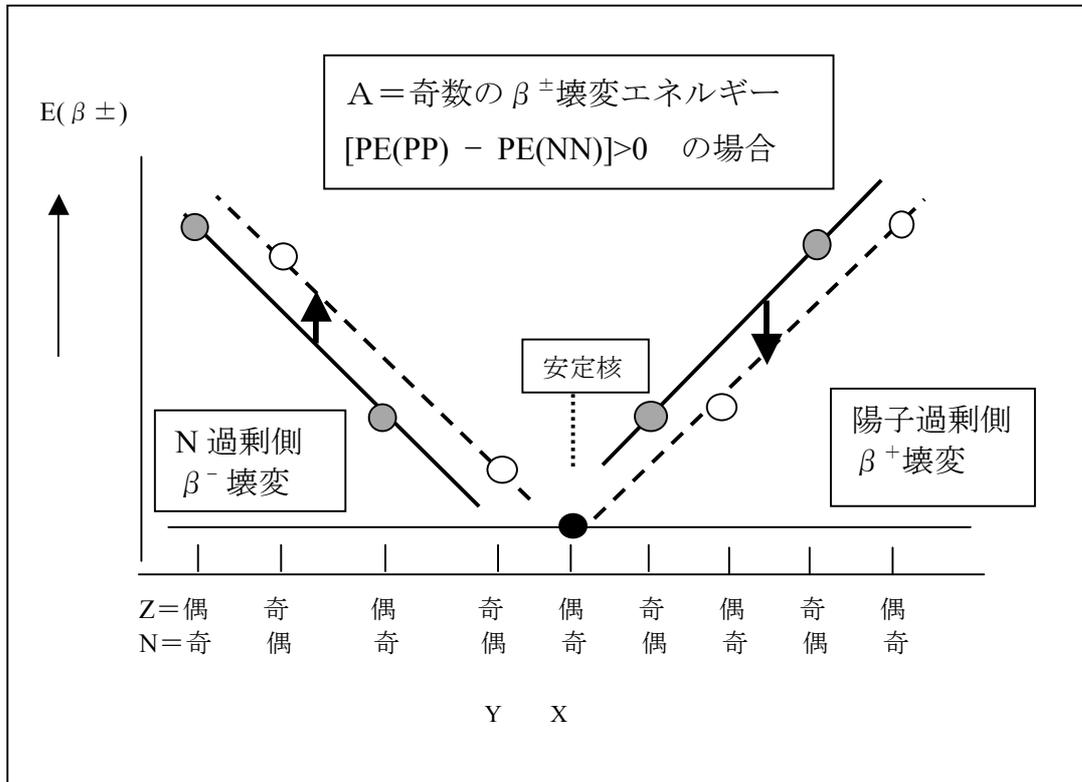


図 B-7. 「 $A = \text{奇数}$ 」同重体の β^\pm 壊変エネルギー」

ここで仮定した $[\text{PE}(\text{PP}) - \text{PE}(\text{NN})] > 0$ の場合、中性子過剰側では、 $(Z \text{ 奇}, N \text{ 偶})$ 核の壊変エネルギーは $(Z \text{ 偶}, N \text{ 奇})$ 核の壊変エネルギーより系統的に大きく、両者は異なる直線上にある。両直線の差が $[\text{PE}(\text{PP}) - \text{PE}(\text{NN})]$ である。陽子過剰側では、 $(Z \text{ 偶}, N \text{ 奇})$ 核の壊変エネルギーが、 $(Z \text{ 奇}, N \text{ 偶})$ 核の壊変エネルギーより系統的に低く、これは $\text{PE}(\text{NN}) - \text{PE}(\text{PP}) < 0$ に起因する。

もし、 $\text{PE}(\text{PP}) - \text{PE}(\text{NN}) = 0$ であるなら、二本の直線は1本になる。もし、 $\text{PE}(\text{PP}) - \text{PE}(\text{NN}) < 0$ なら、図 A-7 の実線と鎖線の位置が入れ代わる逆の結果になる。従って、 $\text{PE}(\text{PP}) - \text{PE}(\text{NN})$ の値によっては、安定核は X ではなく Y となることも考えられる。

この様に $A = \text{奇数}$ での β^\pm 壊変エネルギーの測定値をプロットしてみれば、 $\text{PE}(\text{PP}) - \text{PE}(\text{NN})$ の値を推定でき、この対エネルギー差が安定核決定に影響しているかどうかも判定できる。この状況は Pm と Tc に安定同位体が存在しない事

実を説明する．具体的には，図 B-7 に基づき**附録 A** で議論している．

「A=偶数の場合の β^- 壊変」での対効果エネルギー変化は，(B-4-7)，(B-4-8) から

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = PE(PP) - PE(PN)$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = PE(PN) - PE(NN)$$

であつたから，(B-5-1) の $[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z+1)}]$ は次の様になる：

(Z 奇, N 奇) \rightarrow (Z 偶, N 偶) の時

$$[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z+1)}] = \Delta PE = PE(PP) - PE(PN) \quad (B-5-3)$$

(Z 偶, N 偶) \rightarrow (Z 奇, N 奇) の時

$$[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z+1)}] = \Delta PE = PE(PN) - PE(NN) \quad (B-5-3')$$

とすれば良い．

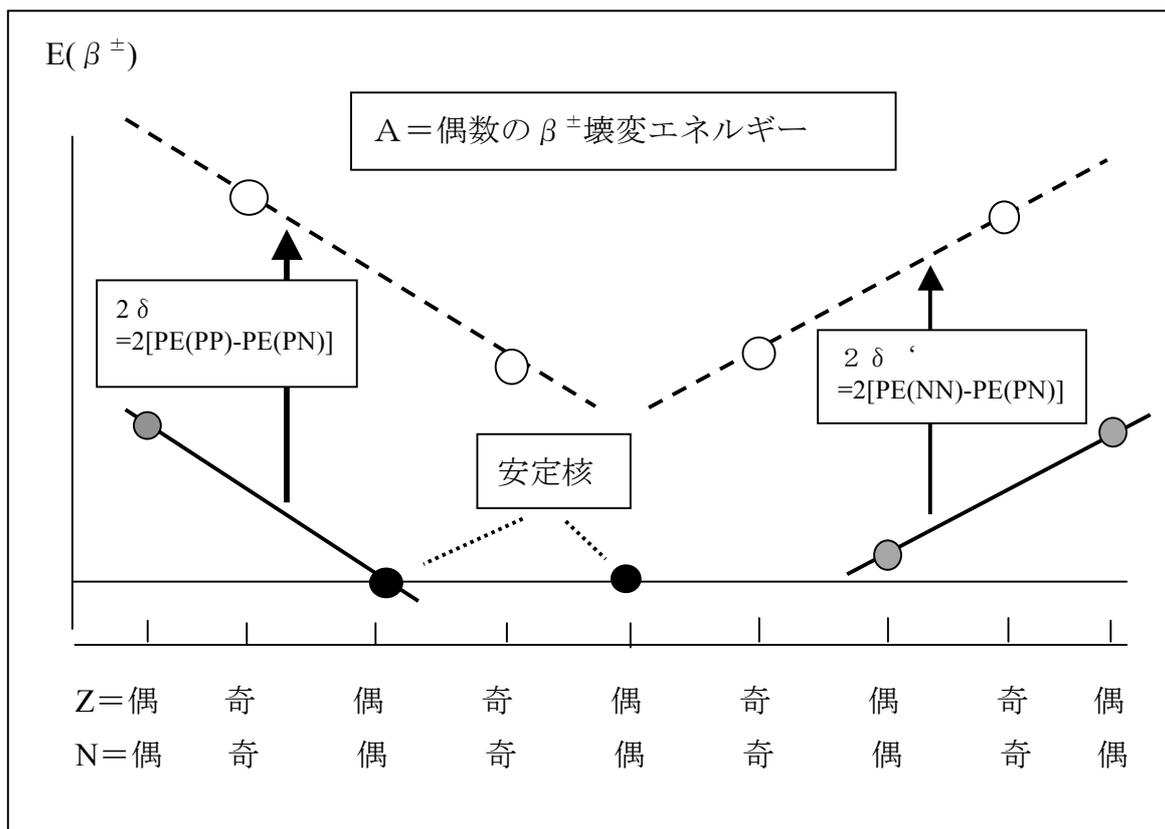


図 B-8. 「A=偶数」同重体の β^+ 壊変」エネルギー．

「A=偶数の場合の β^+ 壊変」エネルギーも同様にして，(B-4-9)，(B-4-10) で

$$(Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) \rightarrow (Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) : \Delta PE = PE(NN) - PE(PN)$$

$$(Z \text{ 偶}, N \text{ 偶}) \rightarrow (Z \text{ 奇}, N \text{ 奇}) : \Delta PE = PE(PN) - PE(NN)$$

となっているから、(B-5-2) 式の $[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z-1)}]$ は：

(Z 奇, N 奇) \rightarrow (Z 偶, N 偶) の時

$$[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z-1)}] = \Delta PE = PE(NN) - PE(PN) \quad (\text{B-5-4})$$

となる。A=偶数の場合の β^{\pm} 壊変エネルギーを図 A-6 のようにプロットすると

(Z 偶, N 偶) \rightarrow (Z 奇, N 奇) の時

$$[-\delta_{(Z)} + \delta_{(Z-1)}] = \Delta PE = PE(PN) - PE(NN) \quad (\text{B-5-4}')$$

図 B-8 のようになる。ただし、上の図で、中性子過剰側の β^{-} 壊変では $\delta = PE(PP) - PE(PN)$ 、陽子過剰側の β^{+} 壊変では、 $\delta' = PE(NN) - PE(PN)$ で、両者は正確には同じではない。

$PE(PP) \neq PE(NN)$ であることは、中性子過剰側の $2\delta = 2[PE(PP) - PE(PN)]$ と陽子過剰側の $2\delta' = 2[PE(NN) - PE(PN)]$ の間の僅かな差となってあらわれるに過ぎない。

$$2\delta = 2[PE(PP) - PE(PN)] \gg |PE(PP) - PE(NN)|$$

$$2\delta' = 2[PE(NN) - PE(PN)] \gg |PE(PP) - PE(NN)|$$

である。従って、A=偶数の β^{\pm} 壊変エネルギーにあつては、 $PE(PP) - PE(NN)$ が安定核の決定を左右する可能性はないと考えられる。

$PE(PP) - PE(NN)$ が安定核の決定に影響するのは、図 B-7 に示したA=奇数の β^{\pm} 壊変エネルギーの場合である。

B-6. 中性子捕獲反応の断面積と中性子の密度と流束

核種が中性子を捕獲する割合を考える。図 B-9 に示したように、単位断面積 (1 cm^2) を持つ立方体が X 個だけ連なった中に、標的となる核種 (黒ぬりの点) が ρ_T (個/ cm^3) の密度で存在するとする。これに左から、中性子 (白抜き) が I (個/sec) で入射するとする。

この状況で、中性子捕獲反応が R (回/sec) 起こるとすると、R (回/sec) は、 ρ_T (標的核種数/ cm^3) \cdot X (標的の厚さ, cm) \cdot I (入射中性子数/sec) の積に比例するはずである。この場合の比例定数を σ とすれば、

$$R \text{ (回/sec)}$$

$$= \sigma \cdot \rho_T \text{ (個/cm}^3) \cdot X \text{ (cm)} \cdot I \text{ (入射中性子数/sec)} \quad (\text{B-6-1})$$

となる。比例定数 σ は断面積の次元 (cm^2) を持つ。 ρ_T (個/ cm^3) \cdot X (cm)

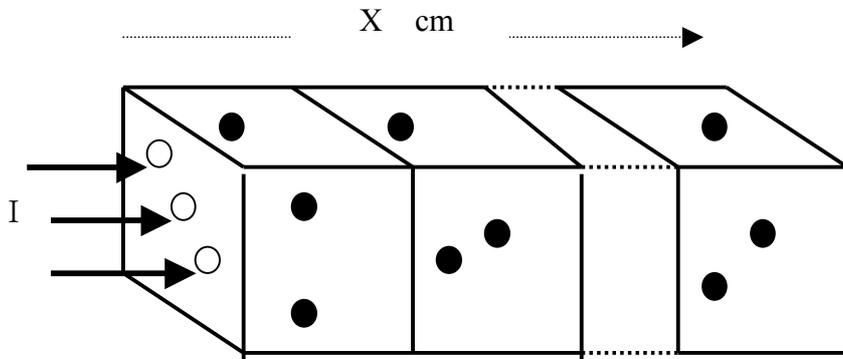


図 B-9. 中性子（白抜き）が I （個/sec）で、 ρ_T （個/cm³）の密度で存在する標的核種（黒ぬりの点）に入射し、中性子捕獲反応を起す場合の模式図.

が「面積の逆数の次元」を持つからである．ここでは、 X は薄いとして、入射粒子数は減衰しないと考えている． σ は中性子捕獲反応の断面積 (cross section) と呼ばれる．現実の σ の値は大変小さく、 10^{-24} cm^2 オーダーの値となる． $10^{-24} \text{ cm}^2 \equiv 1 \text{ barn}$ (バーン) と定義して、 barn や $\text{m barn} = 10^{-3} \text{ barn}$ が使用される．その他の核反応でも同じようにして、核反応の断面積が定義される．

原子炉内部に核種をおいて中性子を照射する状況や、星の内部で中性子捕獲反応が起こることを考えてみる．中性子捕獲反応の断面積が σ である標的核種が ρ_T (個/cm³) の密度で存在する中に、速度 v_n (cm/sec) を持つ中性子が一個入射すると考えると、1 sec あたり、 $\sigma \cdot \rho_T \cdot v_n$ 回の捕獲反応が起こることになる． $\sigma \cdot v_n$ は、1 sec の間に断面積 σ 、高さ v_n がつくる“反応の体積”で、この中に存在する標的核種数は、その密度 ρ_T を掛けて $\sigma \cdot \rho_T \cdot v_n$ となるからである．一個の中性子に対して、これだけの捕獲反応が起こることになる．

「一個だけの入射を一回だけ考える」のではなく、「何回か入射させて、その平均値を考えると $\sigma \cdot \rho_T \cdot v_n$ はある定まった値を取る」と思えば判りやすい．

もし中性子が一個ではなく、速度 v_n の中性子が ρ_n (個/cm³) の密度でそこに存在するとすれば、単位時間あたり、単位体積当りの捕獲反応数 R (回/sec/cm³) は、どうなるであろうか？ その結果は、

$$R = \sigma \cdot \rho_T \cdot v_n \cdot \rho_n \quad (\text{回/cm}^3/\text{sec}) \quad (\text{B-6-2})$$

である。中性子の速度 v_n の絶対値は同じでも、その中性子の運動方向はいろいろな向きにある。しかし、それぞれの向きの v_n について、一個の場合と同じように、断面積 σ 、高さ v_n の“反応の体積”を考えて、これらを全て足し合わせて考えれば良い。結局、単位体積当りで考えれば、一個の場合を ρ_n 倍すれば良いことがわかる。

(B-6-2) は、単位時間あたり、単位体積当りに、中性子捕獲反応で生成する核種数でもある。中性子密度 (ρ_n 個/cm³) と中性子の標的に対する速度 (v_n , cm/sec) の積は中性子流束(neutron flux), ϕ (個/cm²/sec) と呼ばれる。即ち、

$$\phi \quad (\text{個/cm}^2/\text{sec}) = v_n \cdot \rho_n \quad (\text{B-6-3})$$

これを使うと、単位時間あたり、単位体積当りの捕獲反応数は

$$R \quad (\text{回/sec/cm}^3) = \sigma \cdot \rho_T \cdot \phi \quad (\text{B-6-4})$$

と書ける。

(B-6-2) で、標的核種を、密度 ρ_T (個/cm³) ではなく、標的核種の個数 n_T そのもので表現しようとするれば、(B-6-2) 又は (B-6-4) の両辺に適当な体積を掛けることになるので、その結果は、標的核種 n_T 個が中性子流束(neutron flux, ϕ) のもとに置かれた時に起こる、単位時間当りの、捕獲反応の回数となる。

$$M \quad (\text{回/sec}) = \sigma \cdot n_T \cdot \phi \quad (\text{B-6-5})$$

これは、単位時間当りに生じる核種の数でもある。M (個/sec) は単位時間内に生成する核種数であるから、放射性核種が出来る場合は、照射後の放射能を計測すれば σ を求めることが出来る。

上記の議論では、「中性子は速度 v_n (cm/sec)を持つ」としたが、全ての中性子が全く同一の速度をもつことは、一般には考えにくい。従って、これは「中性子は平均速度 v_n (cm/sec)を持つ」と理解すべきである。この平均速度は、中性子の速度分布を考えた時の平均値である。

<附録 B 参考文献>

[1. 核化学・宇宙化学に関連するテキスト]

ショパン・リルゼンツィン・リュードベリ 放射化学(柴田誠一 他 訳, 2004)
丸善, 777pp. [原著: Choppin, G. R., Liljenzin, J-O., and Rydberg, J. (2002)
Radiochemistry and Nuclear Chemistry, Elsevier Inc.]

- Cowley, C. R. (1995) *An Introduction to Cosmochemistry*, Cambridge Univ. Press, 490 pp.
- 海老原 充 (2006) 太陽系の化学, 裳華房, 230 pp.
- Faure, G. (1986) *Principles of Isotope Geology (2nd ed.)*, John Wiley & Sons, 589 pp.
- フェルミ, E. (小林 稔, 高木修二, 新藤充男, 金野 正 訳, 1954) 原子核物理学, 吉岡書店, 383 pp.
- Friedlander, G. et al. (1981) *Nuclear and Radiochemistry (3rd ed.)*, Wiley-Interscience, 684 pp.
- 古川路明 (1994) 放射化学. 朝倉書店. 216 pp.
- General Electric Company (1989) *Nuclides and Isotopes(14-th ed.)*, 57 pp.
- 本田雅健 (1977) 元素, 三省堂, 249 pp.
- Kuroda, P. K. (1982) *The Origin of the Chemical Elements*, Springer-Verlag, Berlin, 165 pp.
- Lederer, C. M. and Shirley, V. S. (ed.) (1978) *Table of Isotopes (seventh ed.)*, John Wiley & Sons, 1523 pp.
- Segre, E. (1977) *Nuclei and Particles (2nd ed.)*, Benjamin/Cummings Publ. Com., 966 pp.
- Suess, H. E. (1987) *Chemistry of the Solar System*, John Wiley & Sons, 143 pp.

[2. 核分裂研究と原爆開発に関った科学者の伝記や証言など]

- アウワー, P. 原著 (外林英人・外山茂樹 訳著編, 2003) ドイツの原子力物語, 総合工学出版会, 333 pp.
- フェルミ, L. (崎川範行 訳, 1977) フェルミの生涯, 法政大学出版局, 388 pp.
- フリッシュ, O. (松田文夫 訳, 2003) 何と少ししか覚えていないことだろう, 原子と戦争の時代を生きて, 吉岡書店, 280 pp.
- 藤永 茂 (1996) ロバート・オッペンハイマー, 愚者としての科学者, 朝日新聞社, 367 pp.
- ハイゼンベルグ, W. (湯川秀樹 序, 山崎和夫 訳, 1974) 部分と全体, みすず書房, 403 pp.
- 保坂 正康 (1983) 原子爆弾完成を急げ, 朝日ソノラマ, 228 pp.
- グローブス, L. R. (富永謙吾・実松 譲 訳, 1964) 原爆はこうしてつくられた, 恒文社, 490 pp.

Libby, L. M. (1979) *The Uranium People*, Crane, Russak & Company, Inc., New York, 341 pp.

セグレ, E. (久保亮五・久保千鶴子 訳, 1976) エンリコ・フェルミ伝, みすず書房, 379 pp.

サイム, R. L. (米沢富美子 監修, 鈴木淑美 訳, 2004) リーゼ・マイトナー, シュプリンガー・フェラーク東京, 423 pp.

読売新聞社 (2012) 青い閃光, 「東海臨界事故」の教訓, 中公文庫, 349 pp.

玉木英彦・江沢 洋 編 (1991) 仁科芳雄, みすず書房, 328 pp.

ウィルソン, J. 編 (中村誠太郎・奥地幹雄 訳, 1979) われわれの時代に起ったこと, 原爆開発と12人の科学者, 岩波書店, 334 pp.