

# 21世紀の地球環境とエネルギー

森 田 玲 子

## 《Summary》

### Energy and the Global Environment

Reiko Morita\*

Human activities in the modern world are supported by the energy obtained from fossil fuel called petroleum. We cannot, however, continue to rely on petroleum to meet our ever-increasing energy requirements. By the year 2050 at the latest, we will be suffering from a shortage of petroleum. In addition, the use of fossil fuel gives rise to extensive environmental pollution. In view of these factors, atomic energy is the most reliable petroleum substitute. In fact, we have already been using nuclear fuel for this purpose, but great care is required for the safe control of radioactive substances. Atomic energy is therefore a useful replacement for petroleum if the life span of radioactive substances is controlled. This paper details our investigation into the reduction of the life span of radioactive substances, as well as reviewing other recent theoretical and experimental studies relating to this question.

---

\* 城西大学女子短期大学部教授・研究員

# 1. エネルギー

## 1.1 はじめに

第二次世界大戦の頃から、科学技術のめざましい進歩により、生産活動は巨大化し、世界の人口は急激に増加した。それは喜ぶべきことではあるが、一方、快適な生活を追い求め、使い捨て文化がはびこった結果、川や海に投棄された廃棄物の量の巨大さが、自然の処理能力を超えるまでになってきた。その上、このことを可能にする工業的大量生産機構が必要以上に廃棄物をつくり出す。それにもかかわらず、社会の安定上、これを働かせ続けなければならない。このような巨大化した人間活動が自然界を変え、その影響が人間だけでなく、他のあらゆる生物に及ぶおそれが出て来た。それ故、我々は今後の生き方を、今迄の生き方とは、大きく変えなければならない時機にきていると思われる。

地球環境をめぐる問題は重大であるが、同時に複雑で、不確定な面が多く、きわめて難しい。しかし、どの問題をとってみても、その根底にはエネルギーの使用をどうするかという問題がひそんでいる。地球のエネルギー資源は、ウランのような核燃料も含めて、有限であり、やがて使い尽くされてしまう。同時に、増大するエネルギー消費は、大気や水の汚染、有害物質の広がり、土地の酸性化など環境の破壊をひき起こす。

このように、増大し続けるエネルギー需要を満たすことと、地球環境を守ることは相反する問題のように思われる。この一見避け難い衝突を回避する方法があるのか。これを考えるのが本論文の目的である。

## 1.2 人類の消費するエネルギー

地球に太陽から入射するエネルギーと、地球から赤外線として宇宙空間に放出されるエネルギーとの間でバランスがとれて、地球表面の平均気温は 15°C に保たれている。太陽エネルギーは、大気や地表で散乱、反射された残りの部分が大気、陸地の表面、海洋に吸収される。このエネルギーは地球よりの熱放射、水の循環、風や海流や波のエネルギーとして使われている。また緑色植物体は光合成によって太陽エネルギーの一部を炭水化物の形で蓄えている。

一方、人類の消費した一次エネルギーは 1950 年には  $2.1 \times 10^{19}$  cal/year であったのが、1970 年には  $5.1 \times 10^{19}$  cal/year と 2.5 倍に増加した。1979 年の第 2 次石油危機により、エネルギー需要の伸びが一次的に鈍化したものの、1986 年以降再び需要は増大し、現状

森田 玲子

のまま推移すれば、1990年に $8.4 \times 10^{19}$  cal/yearであった一次エネルギーの需要は、2010年には $1.3 \times 10^{20}$  cal/yearに達すると見込まれている<sup>(1)</sup>。その伸びは発展途上国において高く、しかもそのエネルギーの供給源のほとんどすべては現在と同じもの—化石燃料—であろう。全世界で採掘可能な化石燃料の総量は $7 \times 10^{22}$  calと推定される。

化石燃料のうち、よりクリーンで輸送に便利であるという理由から、現在では石油と天然ガスが主に使われている。ところが、世界中で採掘可能な石油の埋蔵量は約8,000億バレル、中国その他の未開発地域での新たな石油鉱床の発見の可能性を考慮しても、需要の増加率に追いつくことはなさそうで、21世紀中には石油資源の窮迫が現実のものとなると思われる。

石油、天然ガス以外の化石燃料では、産業革命以来使われている石炭がある。全世界での採掘可能な石炭の埋蔵量は約 $7.4 \times 10^{12}$  トン、これは $4.7 \times 10^{22}$  calのエネルギーに相当し、石油や天然ガスにくらべて石炭の方が豊富である。しかし、石炭を主エネルギー源にするにはいくつかの問題がある。それは、燃焼の結果二酸化イオウ ( $\text{SO}_2$ ) が発生すること、固体であるため輸送に手間がかかること、石炭にはいろいろな種類があり、組成も地理的分布もまちまちであること、採鉱の過程で、費用もかさむ上に、働く人にとっても危険が多いことなどである。

石炭のガス化は、固体燃料という欠点を除き、 $\text{SO}_2$  を発生させずにすむという利点がある。しかし、ガス化の過程でエネルギーの損失があり、また採掘された低品質の石炭をガス化して高品質の燃料として送り出す際、水素ガスが必要で、その供給源としては水以外に考えられず、さらに冷却用として大量の水が必要となる。ところが、このような大量の水はどこでも得られるわけではない。

このようにみえてくると、エネルギー問題とは、用途が広く便利な石油や天然ガス資源は100年ももたない内に、石炭を含めても数百年以内に枯渇してしまうという状況にどう対応すべきかという問題に集約される。

その上、化石燃料の使用により環境への影響が深刻になってきている。全世界で採掘可能な化石燃料を燃やし尽くすと、大気中の酸素 ( $\text{O}_2$ ) の約1.6%を消費する。この $\text{O}_2$  が二酸化炭素 ( $\text{CO}_2$ ) に変わるわけであるが、 $\text{CO}_2$  の大気中の濃度は1気圧下で0.03%で、 $\text{O}_2$  の20.94%にくらべてはるかに小さいので、 $\text{CO}_2$  の増加は重大な意味を持つ。次に $\text{CO}_2$  の増加のもたらす問題について考える。

### 1.3 温室効果

太陽光として地球にやって来る熱放射も、赤外線として地球から放出される熱放射も大気中を通る。地球大気を構成するガスのうち、 $N_2$ 、 $O_2$ 、 $Ar$ などは赤外線を吸収しないが、 $CO_2$ や $H_2O$ は吸収する。すなわち、波長域 8,000 nm ( $1\text{ nm} = 10^{-9}\text{ m}$ ) から 13,000 nm を除く地球放射は  $CO_2$  や  $H_2O$  等によって吸収され、宇宙空間に直接流出することはない。赤外線を吸収した  $CO_2$  や  $H_2O$  はその温度に応じた強さの熱放射を行うが、このときあらゆる方向に等しい確率で放出する。したがって、地球の放射の一部が地球に戻って来ることになり、地表温度が上昇する（温室効果）。もし大気がなければ地表の平均温度は  $-18^\circ\text{C}$  となるが、実際の平均の地表温度は  $15^\circ\text{C}$  であるから、温室効果のおかげで地表温度は  $33^\circ\text{C}$  も高くなっている。このように、大気中にわずか 1% ほど含まれる  $H_2O$  と 0.03% の濃度の  $CO_2$  が地表の温度を  $33^\circ\text{C}$  も高めているのであるから、 $CO_2$  の濃度が増せば、当然、地表温度は上昇するであろう。

ハワイのマウナロア観測所の観測結果<sup>(1)</sup>によれば、 $CO_2$  の年平均濃度は 1958 年に 315.5 ppm であったのが、1983 年には 342.8 ppm に達し、25 年間に約 27 ppm 増加している。しかもこの増加傾向は年と共に顕著になっている。この増加傾向はハワイだけでなく、世界中で認められている。

$CO_2$  濃度の増加は気温に影響を及ぼすが、更に、水にも影響を及ぼす。気温が上昇すると、より多くの水が蒸発し、大気中の水蒸気量が増大する。このため、水蒸気の温室効果が加わり、気温はさらに上昇する。 $CO_2$  濃度が現在の 2 倍 (600 ppm) になった場合の地表での平均気温上昇は  $3^\circ\text{C}$  程度といわれている<sup>(2)</sup>。また、大気中の水蒸気量の増加は降水量の増加をもたらす。このような水収支は地球全体としてはつり合うが、地域的にはつり合うとは限らない。雨量、強度など雨の降り方の変化は農業にとって重要な意味をもつ。

温暖化はまた海面の上昇の原因となる。気象庁・気候問題懇談会・温室効果検討部会によると、21 世紀末までの海水位上昇は 0.25~170 cm となる。このことは、大きな河川のデルタ地帯、オランダなどの北海沿岸の低地、東南アジア一帯など相当な広さの土地が水没する可能性があることを示す。このような水位上昇は農業生産力の高い肥沃な土地を失うだけでなく、多くの人々が生存に必要な土地を失うことになり、数千万人に及ぶ環境難民を発生させる可能性があるといわれている。

$CO_2$  濃度上昇の予測については、現状のまま推移すると 2050 年迄には 2 倍になると予

森田 玲子

測されている。

温室効果をもたらすガスはCO<sub>2</sub>やH<sub>2</sub>Oだけでなく、フロン、メタンなどがあり、地球の温暖化を防ぐには、これらのガスの排出規制を強力に行うことはもちろん、化石燃料中心のエネルギー使用から太陽、水力、緑色植物体光合成など再生型エネルギー使用への転換、フロン・ハロンの全廃を行う必要がある。

#### 1.4 代替エネルギー

化石燃料消費の際に発生するCO<sub>2</sub>は、前述のように、地表温度を上昇させる。CO<sub>2</sub>濃度が現在の2倍になると、気温は平均3℃程度上昇すると予想される。この気温変化は陸上生態系や、それを基盤とする人間活動に重大な影響を及ぼすであろう。

これを回避するためには、化石燃料にかわるエネルギーの開発を考えなければならない。実際に得られているか、得られる可能性のあるエネルギー源は原子力、太陽放射、風力、水力、光合成、有機廃棄物、潮流などである。

太陽エネルギーの量はそれ自体非常に大きく、生産に必要な以上の、文化的生活を送るためのエネルギーを供給することも可能である。太陽エネルギーの有効利用の技術はいろいろ研究されているが、現段階では石油にくらべて高価であり、エネルギー需要をみだすに十分な供給源となり得ていないのは、なんといいても地球全体に広がった希薄なエネルギー源であり、しかも夜間や曇の日などに利用できず、冬期、高緯度地帯では日照時間が少ないという問題があるからである。

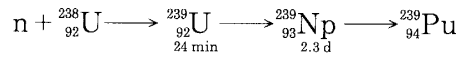
風力は、風車として世界中で使われて来た実績があり、太陽光より小さいが重要なエネルギー源である。水力は、水力発電で昔からなじみ深いものであるが、ダム建設に適した場所はほとんど開発されてしまっているし、潜在能力は大きくない。光合成で獲得できるエネルギーは全消費エネルギーにくらべて小さく、有機廃棄物をメタノールなどの燃料に転換できれば、環境汚染の軽減とエネルギー供給に役立つ。潮流エネルギーの有効利用は難しい。

化石燃料の代替エネルギーとして現在最も多く利用されているのは原子力エネルギーである。これは、原子核が核分裂を起こす際に放出するエネルギーを利用する。発電用には軽水炉（沸騰水型と加圧水型がある）が主として用いられ、これに高速増殖炉が開発されてきている。

軽水炉では天然ウラン中わずか0.7%しか存在しない<sup>235</sup>Uの含有量を2~3%にまで高めた濃縮ウランを燃料として用いる。<sup>235</sup>Uに熱中性子を吸収させると核分裂が起こるが、

その際平均 2.5 個の中性子が放出される。このうち 1 個を次の核分裂に用い、他の 1 個を吸収させて、一定の連鎖反応を起こさせる。核分裂の際放出される中性子の減速剤として水を用い、カドミウムなどを含んだ制御棒で反応の速度を調節する。

天然ウランの 99.3% を占める  $^{238}\text{U}$  は中性子を吸収しても核分裂を起こさないが、



$\gamma$  崩壊    $\beta$  崩壊    $\beta$  崩壊

の過程を経て  $^{239}_{94}\text{Pu}$  となる。 $^{239}\text{Pu}$  は遅い中性子を吸収すると核分裂を起こす。つまり、天然ウランの 99.3% を占める  $^{238}\text{U}$  を核燃料に変えることができる。したがって、もし消費した  $^{235}\text{U}$  より多くの  $^{239}\text{Pu}$  を生産できれば、原子力エネルギーをとり出しながら、次の核燃料を生産でき、エネルギー問題も一挙に解決できる。このような型の炉を高速増殖炉という。昨年 4 月に臨界に達した“もんじゅ”がこの型の炉である。ウラン資源については将来的に限りがあるので、使用済み燃料を再処理してウランとプルトニウムを回収して、新しい核燃料として使用する。

使用済み核燃料を再処理せずに直接地中に処分する国もあるが、やはり再処理して放射性物質を極力燃料させて、環境への影響が少ない方法で核廃棄物を処分していくのが望ましい。 $^{239}_{94}\text{Pu}$  は  $\alpha$  線を放出して  $^{235}_{92}\text{U}$  に変換するが、その半減期は 24,000 年と長く、その取り扱いにはきわめて慎重にやらねばならない。放射性物質を安全に管理することは、現在、近い将来も難しい問題であるが、ここでは一つの可能性として、放射性物質の外的環境を変化させることによって、半減期を短くできないかを考えてみたい。

ある時刻 ( $t = 0$ ) に  $N_0$  個あった放射性原子核の  $t$  秒後の数  $N$  は

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

で与えられる。ここで  $\lambda$  は崩壊定数と呼ばれ、原子核の数が  $N_0$  の半分になる時間（半減期,  $t_{1/2}$ ）との間には

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

の関係がある。したがって、半減期を短くすることは  $\lambda$  を大きくすることである。

次章に、 $\lambda$  を変化させるために今迄なされてきたこと、現在研究中の試みについて述べる。

## 2. 放射性物質の崩壊定数変化の可能性

### 2.1 外的要因による崩壊定数の変化

放射性物質の崩壊定数  $\lambda$  は、その物質について一定であると考えられていた。

しかし、放射能研究の初期の時代から、 $\lambda$  を変化させようとする試みが種々なされてきた。3,000°C の高温に熱したり、2,000 atm くらいの高圧で圧縮したり、強力な電場、磁場、遠心力場中に置いたりしたが、 $\lambda$  の変化は観測されなかった<sup>(3)</sup>。

その後放射能の研究が進み、内部転換 (Internal Conversion, 1921 年, Ellis<sup>(4)</sup>) や  $K$  電子捕獲 ( $K$  Electron Capture, 1938 年, Alvarez<sup>(5)</sup>) の現象が発見された。これらの現象では、いずれも核種の変換に際し、外殻電子が関与している。これらを図で示すと、図 1, 図 2 のようになる。

1947 年に Segrè<sup>(6)</sup>, Daudel<sup>(7)</sup> は上記 2 つの過程では化合物の形を変えることによって  $\lambda$  が変化する可能性を指摘した。これは次のような理由による。

原子核の波動関数を  $\phi$ , 軌道電子の波動関数を  $\phi$  と表すと、遷移振幅は

$$\int \phi_i \phi_f (\text{operator}) \phi_i \phi_i d\tau_N d\tau_e$$

と書き表される。ここで  $i, f$  はそれぞれ初期状態、終状態を表し、 $\int d\tau_N (d\tau_e)$  は原子核 (電子) の波動関数の空間積分、(operator) は初期状態→終状態の遷移に関与する演算子である。軌道電子の核のところで波動関数を  $\phi(0)$  とすると、遷移確率は大まかに  $|\phi_i(0)|^2$  に比例する。そこで、化合物の形を変えてやると、 $\phi_i(0)$  が  $\phi'_i(0)$  となって、 $\lambda$  が変化し得る。

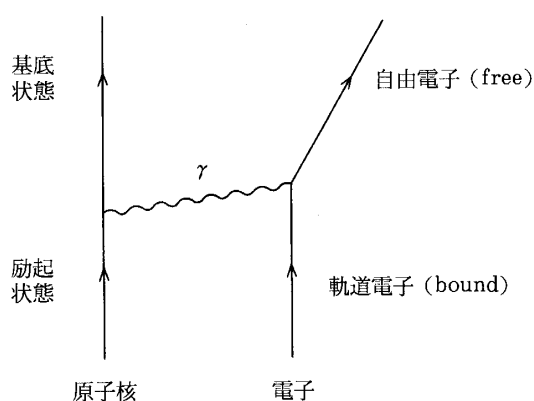


図 1 内部転換

内部転換を伴う  $\gamma$  線遷移の場合には (図 3), 内部転換電子の放出確率は遷移エネルギー  $E$  が小さい程大きく、また  $E$  が小さい程外側の軌道の電子しか放出されない。しかも、外側の軌道の電子ほど化合物の形の影響を受けやすいので、 $\lambda$  は著しく変わるはずである。このためには、 $E$  の小さな核種が好都合である。

軌道電子捕獲は、 $\beta^+$  (陽電子) 崩壊の



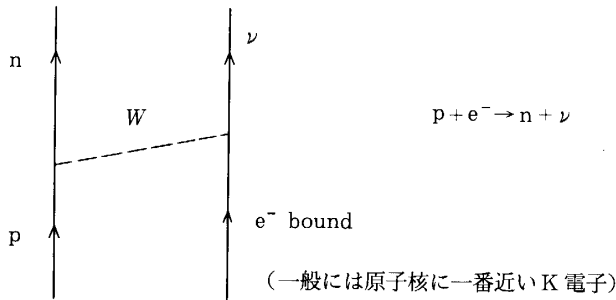


図2 軌道電子捕獲

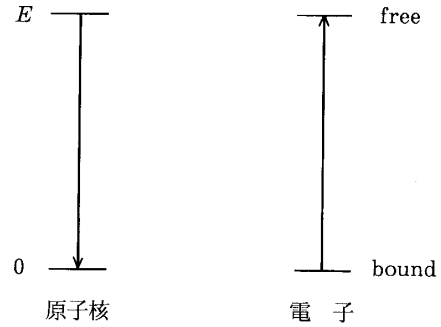


図3 内部転換を伴うγ線遷移

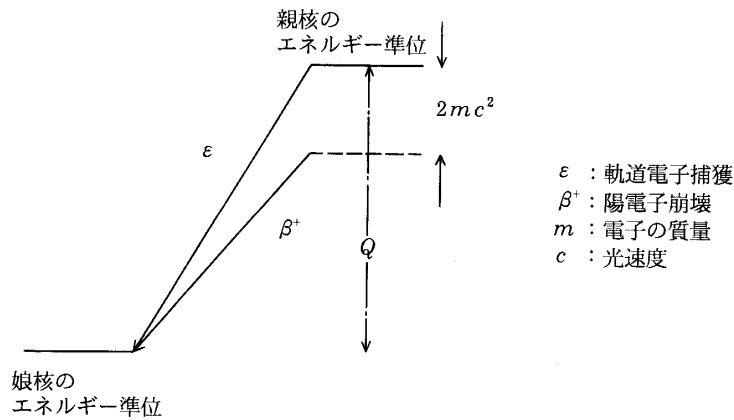


図4 β<sup>+</sup>崩壊と軌道電子捕獲

ときに起こり得る現象で(図4), 原子核より陽電子が放出されるかわりに, 軌道電子(一般には原子核に一番近いK電子)が原子核に捕獲されて, 原子番号が1つ低い原子核に変換する現象である。



核内の陽子が(1),(2)のような変換をするが,  $Q < 2mc^2$  ならば(2)は起こらず, (1)のみである。

電子捕獲の確率は

$$|\phi_{n,l}(0)|^2 = \begin{cases} |\phi_K(0)|^2 n^{-3} & l=0 \\ 0 & l \neq 0 \end{cases}$$

と表されるので, K電子とL電子( $n=2$ )の捕獲の比は $\sim 1/8$ となる。一方, K電子捕獲と $\beta^+$ 崩壊の確率の比 $P_K/P_+$ は次式で与えられる。

表1  ${}^7\text{Be}$  の  $\lambda$  の変化

比較組合わせ		$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \times 10^4$	実験者
A	B		
1	Be (金属) と BeF <sub>2</sub> (非晶質)	12 + 1	Buchez et al., 1956
2	Be (金属) と BeF <sub>2</sub> (結晶質)	8.4 + 1.0	Segrè et al., 1951
3	同 上	7.41 + 0.47	Bainbridge et al., 1953
4	Be (金属) と BeO (結晶質)	1.31 + 0.51	同上
5	BeO と BeF <sub>2</sub>	11.3 ± 0.58	Born et al., 1970
6	Be <sub>2</sub> P <sub>2</sub> O <sub>7</sub> と Be <sup>2+</sup> (OH <sub>2</sub> ) <sub>4</sub>	18.0 ± 4.3	Vatai and Ujhelyi, 1972

$$\frac{P_K}{P_+} \simeq 60\pi \left( \frac{\alpha Z}{E_0} \right)^3,$$

ここで  $\alpha$  は微細構造定数 ( $\simeq 1/137$ ),  $Z$  は親核の原子番号,  $E_0$  は  $K$  電子捕獲過程の遷移エネルギーである。軌道電子捕獲には, ①  $Q$  が小さいこと, ② chemical effect が  $K$  または  $L$  殻電子にきくためには  $Z$  が小さいこと, すなわち軽い核が都合がよい。

このような条件下で, 軌道電子の核内電子密度を変化させることによって  $\lambda$  を変化させることができる。理論的予測値は, 軌道電子捕獲, 内部転換の場合とも  $\lambda$  の変化の割合  $\Delta\lambda/\lambda$  は  $10^{-5} \sim 10^{-2}$  である<sup>(8)</sup>。

実験では, 外的要因として, 化学結合, 超高压, 高温, 超伝導状態, 電場を用いて  $\lambda$  の変化の観測が行われている。

### (1) 化学結合の $\lambda$ に及ぼす影響

化学状態の変化 (化合物の形を変える) が原子核近傍での電子密度  $|\phi(0)|^2$  を変化させることによって生ずる  $\lambda$  の変化を観測するもので, これ迄に最も実験例が多い。

#### (i) 軌道電子捕獲 (EC)

${}^7\text{Be}$  は EC によって  ${}^7\text{Li}$  に転換する。Be 金属と他の化合物との間の  $\lambda$  の変化, 異なる化合物間の Be の  $\lambda$  の変化が測定されている。化合物の比較組合わせ,  $\Delta\lambda/\lambda$ , 実験者を表1にまとめてある<sup>(9)</sup>。

ここで  $\Delta\lambda = \lambda(A) - \lambda(B)$ , 1~5 では分母の  $\lambda$  は  $\lambda(\text{Be (金属)})$ , 6 の分母の  $\lambda$  は  $\lambda(\text{Be}_2\text{P}_2\text{O}_7)$  である。 $\Delta\lambda/\lambda$  の大きさのオーダーは  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  である。

#### (ii) 内部転換 (IC)

${}^{99m}_{43}\text{Tc}$ ,  ${}^{90m}_{41}\text{Nb}$ ,  ${}^{235m}_{92}\text{U}$ ,  ${}^{125m}_{52}\text{Te}$  などについて実験が行われている。

表2  $^{90m}_{41}\text{Nb}$  の  $\lambda$  の変化

比較 組合せ		$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \times 10^2$	実験者
A	B		
1	Nb 金属 と フッ素錯塩	$3.6 \pm 0.4$	Rasmussen et al., 1965
2	同 上	$3.9 \pm 0.8$	Olin, 1970
3	Nb 金属 と $\text{Nb}_2\text{O}_3$	$-1.87 \pm 0.50$	同 上

$^{90m}_{41}\text{Nb}$  は  $t_{1/2} = 24$  sec で 2.4 keV, M2 の IC をする。IC の確率は非常に大きく、主として  $S_{1/2}$  と  $P_{3/2}$  の軌道が関係する。化合物の変化による  $\lambda$  の変化を表 2 にまとめておく<sup>(9)</sup>。

ここで  $\Delta\lambda = \lambda(A) - \lambda(B)$ , 分母の  $\lambda$  はいずれも  $\lambda(\text{Nb (金属)})$  である。 $\Delta\lambda/\lambda$  は%のオーダーで、化学的効果が大きい。

$^{99m}_{43}\text{Tc}$  の場合、Tc 金属と  $\text{KTcO}_4$  及び  $\text{KTcO}_4$  と  $\text{Tc}_2\text{S}_7$  の組み合わせで  $\Delta\lambda/\lambda$  の測定がなされ、大きさは  $10^{-4} \sim 10^{-3}$  のオーダーである<sup>(9)</sup>。

$^{235}\text{U}$  の第一励起状態  $^{235m}\text{U}$  は  $t_{1/2} = 26.05$  min, 基底状態との差は  $30 \pm 3$  eV, ほとんど IC のみで基底状態へ移る。遷移エネルギーが非常に小さいので、放出される外殻電子は U 原子の最も外側にある P あるいは Q 殻より出るものと考えられ、したがって  $\lambda$  の値は U の化合物によって左右されると予想される。実験は清水 et al. (1966 年)<sup>(9)</sup> によって行われ、 $\Delta\lambda/\lambda$  は  $10^{-3}$  のオーダーである。 $^{125m}_{52}\text{Te}$  の場合は  $\Delta\lambda/\lambda$  は  $10^{-5} \sim 10^{-4}$  の大きさである<sup>(9)</sup>。

## (2) $\lambda$ への圧力効果

$\lambda$  に影響を与える要因の一つとして、超高压がある。超高压とは、一般に、100 kb (10 万気圧) 以上の圧力をいう。この程度の圧力では、原子核にまで直接効果をおよぼすことはできない。せいぜい軌道電子までである。超高压下では、結晶格子が歪み、外殻電子の波動関数が押し潰される。原子核近くの電子密度が増すために、EC や IC の際の  $\lambda$  が増すと考えられる。

EC の場合の圧力の影響は、理論的には、Shimizu et al.<sup>(10)</sup> によって与えられている。

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{7.45}{q(Z-1)^2} p \times 10^{-5},$$

ここで  $p$  は圧力で、単位は bar,  $q$  は圧力がゼロのときの EC の際のニュートリノのエネルギーで、単位は keV である。 $\Delta\lambda/\lambda$  は一見して分るように、 $p$  に比例する。

森田 玲子

実験は  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{131}\text{Ba}$ ,  ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ ,  ${}^{90\text{m}}\text{Nb}$  について行われ、結果は表3の通りである<sup>(8)</sup>。

${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{131}\text{Ba}$  に対する理論値は、それぞれ、 $2.15 \times 10^{-3}/100 \text{ kb}$ ,  $0.236 \times 10^{-5}/100 \text{ kb}$  である<sup>(10)</sup>。

表3  $\lambda$  に対する圧力効果

核種	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \times 10^3$	圧力 (kb)	実験者
${}^7\text{Be}$	2.5	100	Gogarty et al., 1963
	1.3	100	同上
	$2.2 \pm 0.1$	100	Hensley et al., 1973
${}^{131}\text{Ba}$	0.66	100	Gogarty et al., 1963
${}^{99\text{m}}\text{Tc}$	$0.23 \pm 0.05$	100	Bainbridge et al., 1952
	$0.46 \pm 0.23$	100	Shimizu et al., 1972
${}^{90\text{m}}\text{Nb}$	$6.3 \pm 7$	100	Cooper, 1966

### (3) その他の外的要因による $\lambda$ の変化

温度の効果については、初期の頃に実験例が多く、4.2 K~3,000°Cの温度について実験が行われている。例えば

${}^{99\text{m}}\text{Tc}$  :

$$\frac{\lambda(4.2 \text{ K}) - \lambda(293 \text{ K})}{\lambda(293 \text{ K})} = (1.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}, \quad \text{Byers and Stump, 1958}^{(9)}$$

超伝導状態については

${}^{99\text{m}}\text{Tc}$  :

$$\frac{\lambda(4.2 \text{ K (超伝導状態)}) - \lambda(293 \text{ K})}{\lambda(293 \text{ K})} = (6.4 \pm 0.4) \times 10^{-4}, \quad \text{Byers and Stump, 1958}^{(9)}$$

${}^{90\text{m}}\text{Nb}$  : 4.2 K の超低温下で

$$\frac{\lambda(4.2 \text{ K (normal)}) - \lambda(4.2 \text{ K (超伝導状態)})}{\lambda(4.2 \text{ K (normal)})} = (19.5 \pm 5.5) \times 10^{-4}, \quad \text{Olin and Bainbridge, 1969}^{(9)}$$

${}^{99\text{m}}\text{Tc}$  と  ${}^{90\text{m}}\text{Nb}$  では超伝導状態とそうでないときの  $\Delta\lambda$  の符号が逆になっている。これは、 ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$  では E3 遷移、 ${}^{90\text{m}}\text{Nb}$  では M2 遷移で、関係する行列要素が異なることを考えれば、一応理解できる。

電場の影響については、 ${}^{89}\text{Zr}$ ,  ${}^{85}\text{Sr}$ ,  ${}^{99\text{m}}_{43}\text{Tc}$  の場合に実験が行われている。

強誘電体  $\text{BaTiO}_3$  は常温で正方晶系で、自発分極を有し、Ti 原子の位置で  $10^8 \text{ V/cm}$  位の内部電場がある。Curie 点は  $120^\circ\text{C}$  で、これ以上では等方晶系になり、自発分極が消え

る。もし、Ti原子の位置に<sup>89</sup>Zrを入れれば、この強い内部電場が軌道電子に作用し、ECのλが変化することが予想される。実験はHuber et al. (1968, 1970)<sup>(9)</sup>によって行われ、

$$\frac{\lambda(\text{BaTi}({}^{89}\text{Zr})\text{O}_3, 150^\circ\text{C}) - \lambda(\text{BaTi}({}^{89}\text{Zr})\text{O}_3, 22^\circ\text{C})}{\lambda({}^{89}\text{Zr})} = (6.2 \pm 0.2) \times 10^{-4},$$

BaTiO<sub>3</sub>中に<sup>88</sup>Srを置いた場合についてもNykos et al. (1970)<sup>(9)</sup>によって測定が行われ、

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = (0.49 \pm 0.29) \times 10^{-4}$$

と<sup>89</sup>Zrの場合よりはるかに小さい。これは、Zr原子は置換されるTiと同じd<sup>2</sup>s<sup>2</sup>配置をもつが、自由なSr原子は4d電子をもたないためと思われる。

ICのλに対する影響は<sup>99m</sup>Tcについて行われている。Leuenberger et al. (1970)<sup>(9)</sup>はNa<sub>2</sub>TcCl<sub>6</sub>等を強誘電体の粉末にまぜ、0.2 mmの厚さに成形して、平行板コンデンサーの間に入れ、2 × 10<sup>4</sup> V/cmの電場の中でλの変化を測定した。

$$\frac{\lambda(2 \times 10^4 \text{ V/cm}) - \lambda(\text{電場なし})}{\lambda(\text{電場なし})} = (1.2 \pm 0.2) \sim (1.1 \pm 0.4) \times 10^{-4}$$

という値を一応得ているが、詳細は報告されていない。<sup>89</sup>Zrと同様に、BaTiO<sub>3</sub>中のTi原子の位置に<sup>99m</sup>Tcを入れ、強力な内部電場の下でのλの変化がShimizu et al. (1972)<sup>(9)</sup>によって測定され、

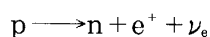
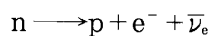
$$\frac{\lambda(\text{BaTi}({}^{99m}\text{Tc})\text{O}_3, 170^\circ\text{C}) - \lambda(\text{BaTi}({}^{99m}\text{Tc})\text{O}_3, 20^\circ\text{C})}{\lambda({}^{99m}\text{Tc})} = (2.6 \pm 0.4) \times 10^{-3}$$

という結果が得られた。

以上述べた場合では、いずれもΔλ/λが10<sup>-4</sup>~10<sup>-2</sup>の程度の大きさであり、λ(したがって平均寿命)の変化はゼロではないが、きわめて小さいといえる。そこで、別の方法の可能性について以下で考えてみる。

## 2.2 選択則の変化により崩壊確率を変化させる

ベータ崩壊は、原子核内の核子が



と変化する過程と、前述の軌道電子捕獲の現象の総称である。ここで、nは中性子、pは陽子、e<sup>-</sup>はそれぞれ電子、陽電子、ν<sub>e</sub>は電子ニュートリノ、ν̄<sub>e</sub>は反ニュートリノを表す。

森田 玲子

ベータ崩壊に関する相互作用ハミルトニアン密度は、フェルミ遷移に対して

$$H_\beta = g_V (\phi_f^\dagger \sum_{n=1}^A \tau_+^{(n)} \phi_i) (\phi_e^\dagger \phi_\nu) + \text{h.c.} \quad (3)$$

と表される。ここで、 $\tau_+$  は中性子を陽子に変換する演算子、 $\phi_i$ ,  $\phi_f$ ,  $\phi_e$ ,  $\phi_\nu$  はそれぞれ、原子核の初状態、終状態、電子、ニュートリノの波動関数を表す。また、h.c. はエルミート共役を表し、 $g_V$  は結合定数である。 $\tau_+^{(n)}$  は核内の  $n$  番目の核子に作用する演算子、 $A$  は核の質量数で、(3)式は、核内の核子がそれぞれベータ崩壊する能力をもっていることを表している。

ガモフ-テラー遷移では

$$H_\beta = g_A (\phi_f^\dagger \sum_{n=1}^A \tau_+^{(n)} \boldsymbol{\sigma}^{(n)} \phi_i) \cdot (\phi_e^\dagger \boldsymbol{\sigma} \phi_\nu) + \text{h.c.} \quad (4)$$

ここで  $\boldsymbol{\sigma}$  はパウリのスピン行列である。

原子核の初状態、終状態のスピンを  $\mathbf{J}_i$ ,  $\mathbf{J}_f$ , 電子-ニュートリノ系のスピンを  $\mathbf{J}_{e\nu}$  と表すと、(3)の場合、角運動量保存則は

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_f + \mathbf{J}_{e\nu} = \mathbf{J}_f + \mathbf{0} \quad (5)$$

これより  $\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_f$ 。また、遷移行列要素を与える空間積分  $\int \phi_f^\dagger \sum_n \tau_+^{(n)} \phi_i d\tau$  ( $d\tau = d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_A$ ) は  $\phi_f$  と  $\phi_i$  が同じパリティをもつとき以外はゼロとなる。すなわち、フェルミ遷移では選択則は、

$$\Delta J = J_i - J_f = 0, \quad \text{No} \quad (6)$$

(No はパリティ変化なしを表す) となる。

ガモフ-テラー遷移では、角運動量保存則は

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_f + \mathbf{J}_{e\nu} = \mathbf{J}_f + \mathbf{1} \quad (7)$$

これより  $\Delta J = 0, \pm 1$ , また  $J_i = J_f = 0$  のとき(7)は成り立たない。空間積分  $\int \phi_f^\dagger \sum_n \tau_+^{(n)} \boldsymbol{\sigma}^{(n)} \phi_i d\tau$  は  $\phi_i$  と  $\phi_f$  が同じパリティをもたない限りゼロとなる。したがって、遷移に対する選択則は

$$\Delta J = 0, \pm 1, \quad \text{No} \quad (8)$$

$0 \rightarrow 0$  は禁止

である。

レプトン（ここでは電子，ニュートリノ）の波動関数として平面波の解を用いると，遷移行列要素のレプトンの部分は

$$\phi_e^\dagger \phi_\nu \propto \exp[-i(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}] \quad (9)$$

と書ける。ここで， $\mathbf{p}$ ， $\mathbf{q}$  はそれぞれ電子，ニュートリノの運動量である。さらに，核内でのレプトンの波動関数の変化を無視すると，レプトンの波動関数は，核の半径  $R$  のところでの値で与えられる。 $\hbar = c = m = 1$  の単位系（ $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ， $h$  はプランクの定数）で，レプトンの運動量は 1 のオーダー， $R$  は 0.01 の程度であるから，(9) の  $\exp$  の部分を  $(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}$  の級数で展開すると，遷移行列要素は  $(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \cdot \mathbf{r}$  の展開の次数が 1 つあがる毎に  $10^{-2}$  ずつ小さくなって行く<sup>(11)</sup>。したがって，崩壊確率は  $10^{-4}$  ずつ小さくなる。ベータ崩壊では，遷移の難易によって許容遷移，第一禁止遷移，…と名付けている。禁止度とスピン，パリティの変化を表にすると表 4 のようになる。

表 4 禁止度とスピン，パリティの変化

遷移確率		$ \Delta J  =  J_f - J_i $	パリティ変化
1	許容遷移	0, 1	No
$10^{-4}$	第一禁止遷移	0, 1, 2	Yes
$10^{-8}$	第二禁止遷移	2, 3	No
$10^{-4n}$	第 $n$ 禁止遷移	$n, n + 1$	$(-1)^n$

ここで， $(-1)^n$  が +1 なら No，-1 なら Yes とする。

表 4 からわかるように，ベータ崩壊を起こす核の準位を，例えば，レーザー光を照射することによって，スピン，パリティの選択則を変化させると，禁止度の高い遷移から低い遷移へと，禁止度を下げることができる<sup>(12)</sup>。禁止度を 1 つ下げると崩壊確率は通常 4 けた大きくなる。図 5 のように， $2^+ \rightarrow 0^+$  のベータ崩壊を起こさせると，この場合は許容遷移となるので，崩壊確率は 8 けた大きくなり，従って平均寿命は 8 けた小さくなる。

このような禁止度を変化させる方法として考えられるのは

- ① 光子から角運動量だけを得て，束縛状態となり，それがベータ崩壊をする。こうすると，禁止遷移は全部許容遷移になってしまう。
- ② phonon との coupling であってもよい。

寿命の長いベータ崩壊の禁止度を 2 つ下げる。この場合，8 けた寿命は短くなるから，例えば半減期 1 万年の核の寿命は  $10^{-4}$  年，すなわち約 1 時間にすることができる。

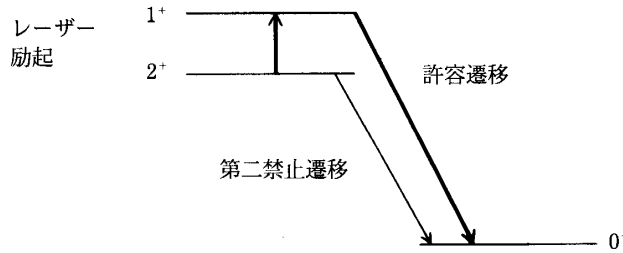


図5 第二禁止遷移から許容遷移への変化

### 2.3 Effective Nuclear Charge の増加による崩壊率の変化

ベータ崩壊の相互作用は (3), (4) で与えられる。許容遷移の場合のベータ線のスペクトルを計算すると次のようになる<sup>(11)</sup>。

$$N(E)dE = \frac{G^2}{2\pi^3} \left[ \left| \int 1 \right|^2 + \left( \frac{g_A}{g_V} \right)^2 \left| \int \boldsymbol{\sigma} \right|^2 \right] F(\pm Z, E) p E (E_0 - E)^2 dE \quad (10)$$

ここで

$E$  は電子のエネルギー,  $E_0$  は最大エネルギー,

$$\begin{aligned} g_V &= G \frac{\hbar^3}{m^2 c}, \\ \int 1 &\equiv \int \phi_i^\dagger \sum_n \tau_+^{(n)} \phi_i d\tau, \\ \int \sigma_k &\equiv \int \phi_i^\dagger \sum_n \tau_+^{(n)} \sigma_k^{(n)} \phi_i d\tau, \quad k = x, y, z \\ \left| \int \boldsymbol{\sigma} \right|^2 &= \left| \int \sigma_x \right|^2 + \left| \int \sigma_y \right|^2 + \left| \int \sigma_z \right|^2 \end{aligned}$$

である。実際には、電子または陽電子は原子核のクーロン場の影響を受けているので、その効果を取り入れなければならない。それは Fermi 関数と呼ばれる関数  $F$  の中にとり入れられている。 $F(\pm Z, E)$  の  $Z$  は崩壊後の核 (娘核) の電荷で、 $+$  の符号は陰電子崩壊、 $-$  の符号が陽電子崩壊に対応する。 $Z = 0$  のときは  $F(0, E) = 1$  となる。

許容遷移のベータ崩壊が 1 sec あたりに起こる確率は (10) をすべての電子エネルギーに対して積分することによって得られる。

$$W = \frac{mc^2}{\hbar} \frac{G^2}{2\pi^3} \left[ \left| \int 1 \right|^2 + \left( \frac{g_A}{g_V} \right)^2 \left| \int \boldsymbol{\sigma} \right|^2 \right] f \quad (11)$$

ここで



$$f \equiv f(\pm Z, E_0) = \int_1^{E_0} F(\pm Z, E) (E^2 - 1)^{\frac{1}{2}} E (E_0 - E)^2 dE, \quad (12)$$

$f$ は積分された Fermi 関数とよばれ、 $Z$ と $E_0$ に依存する。(11)の右辺の $mc^2/\hbar$ は $\text{sec}^{-1}$ の単位をもつ。

ベータ崩壊の平均寿命 $\tau$ と半減期 $t_{1/2}$ は

$$W = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \quad (13)$$

したがって、 $t_{1/2}$  (または $\tau$ ) は積分された Fermi 関数 $f$ を通して $Z$ に依存する<sup>(12)(13)</sup>。 $E_0 - mc^2 = Q$ の値と、 $Z$ の値を変えたときの $f$ の値を表5に示す。

表5を見ると、陰電子崩壊の場合、例えば $Q = 0.01$  MeVで(第1行)、 $Z = 1$ のとき $f = 1.00 \times 10^{-8}$ であるが、 $Z = 100$ のとき $f = 1.04 \times 10^{-5}$ となり、クーロン場が100倍になると、 $f$ が3けたほど大きくなり、したがって $t_{1/2}$  (または $\tau$ ) は3けたほど短くなる。陽電子崩壊では、 $Z$ が大きくなるにつれて $f$ の値は小さくなり、ほとんど崩壊しなくなる。この傾向は $Q = 0.01$  MeV~1.0 MeVで大体同じである。

表5  $f(Z, E)$  の値

Q (MeV) $f$ at $Z = 0$		Z			
		1	10	30	100
0.01 — $7.89 \times 10^{-9}$	(+)	$1.00 \times 10^{-8}$	$4.12 \times 10^{-8}$	$1.64 \times 10^{-7}$	$1.04 \times 10^{-5}$
	(-)	$6.15 \times 10^{-9}$	$6.13 \times 10^{-10}$	$4.14 \times 10^{-12}$	$1.40 \times 10^{-18}$
	(R)	1.63	67.2	$3.95 \times 10^4$	$7.44 \times 10^{12}$
0.03 — $3.75 \times 10^{-7}$	(+)	$4.32 \times 10^{-7}$	$1.20 \times 10^{-6}$	$4.51 \times 10^{-6}$	$2.84 \times 10^{-4}$
	(-)	$3.25 \times 10^{-7}$	$8.75 \times 10^{-8}$	$5.27 \times 10^{-9}$	$2.07 \times 10^{-12}$
	(R)	1.33	13.8	$8.56 \times 10^3$	$1.37 \times 10^8$
0.1 — $2.68 \times 10^{-5}$	(+)	$2.90 \times 10^{-5}$	$5.64 \times 10^{-5}$	$1.80 \times 10^{-4}$	$1.10 \times 10^{-2}$
	(-)	$2.48 \times 10^{-5}$	$1.22 \times 10^{-5}$	$2.82 \times 10^{-6}$	$8.77 \times 10^{-8}$
	(R)	1.17	4.63	63.9	$1.26 \times 10^5$
1.0 — 0.152	(+)	0.156	0.210	0.441	18.0
	(-)	0.147	0.114	$7.18 \times 10^{-2}$	$5.08 \times 10^{-2}$
	(R)	1.06	1.84	6.14	$3.55 \times 10^2$
10.0 — $4.23 \times 10^3$	(+)	$4.33 \times 10^3$	$5.40 \times 10^3$	$9.43 \times 10^3$	$1.28 \times 10^5$
	(-)	$4.13 \times 10^3$	$3.40 \times 10^3$	$2.35 \times 10^3$	$1.22 \times 10^3$
	(R)	1.05	1.59	4.01	$1.05 \times 10^2$

ここで、第1列の0.01, 0.03, 0.1, 1.0, 10.0は $Q$ の値(単位 MeV)、下の行の数値は $Z = 0$ のときの $f$ の値、第2, 第3, 第4, 第5列はそれぞれ $Z = 1, 10, 30, 100$ のときの $f$ の値である。また、(+)は陰電子崩壊、(-)は陽電子崩壊の場合で、(R)は(+)/(-)の比である。 $f$ の単位は $(\text{MeV})^5$ である。

## 2.4 一様で、一定な磁場の中でのベータ崩壊

2.1 で述べた外部環境の変化によるベータ崩壊への影響は、せいぜいエネルギーで数 eV の大きさであり、実際のベータ崩壊で放出されるエネルギーは電子の静止エネルギーの  $10^{-2}$  から 10 倍、すなわち 5.1 keV から 5.1 MeV の大きさであるから、崩壊確率への影響が非常に小さくても不思議ではない。しかし、超強度の外場、例えば、電子の磁場の中のエネルギーが、静止エネルギーと等しくなるような強さの磁場  $H_c$  の中では、ベータ崩壊の確率に変化が起こる可能性がある。 $H_c$  (critical field) の大きさは

$$\frac{e\hbar}{mc} H_c = mc^2 \quad (14)$$

より  $H_c = 4.4 \times 10^{13}$  ガウスとなる。ここで  $e$  は電子の電荷の絶対値である。このような超強度の磁場は中性子星に存在する ( $10^{14} \sim 10^{16}$  ガウスの磁場があると思われる)。地上の実験室では、重イオンの衝突の際に、非常に短い時間、微小体積中でつくり出すことができる。以下で、任意の大きさの磁場の中での電子の相対論的運動方程式を解き、それを用いて偏極した中性子のベータ崩壊確率への磁場の影響を考える。

相対論的運動方程式を導き出すディラックハミルトニアンは

$$H_d = c\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\pi} + \beta mc^2 \quad (15)$$

と表される。ここで、 $\boldsymbol{\alpha}$ ,  $\beta$  はディラック行列、 $\boldsymbol{\pi}$  は

$$\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A}, \quad (16)$$

$\mathbf{p}$  は電子の運動量、 $\mathbf{A}$  はベクトルポテンシャルで、磁場 (一定) を  $\mathbf{H}$  とすると

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} \mathbf{H} \times \mathbf{r}$$

で与えられる。磁場の方向を Z 方向にとると ( $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ )、(15) の解は、円筒座標を用いて、 $\hbar = c = m = 1$  の単位系で、一般化されたラゲールの多項式を用いて表される<sup>(14)</sup>。

ベータ崩壊のハミルトニアンを

$$H_B = \frac{g_V}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 - \lambda \gamma_5) \psi_n] [\phi_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu] \quad (17)$$

のように核子の流れとレプトンの流れの積の形で書く。 $\lambda = g_A/g_V \simeq 1.18$ ,  $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_4$ ,  $\gamma_\mu$

( $\mu = 1, \dots, 4$ ) はディラックのガンマ行列である。崩壊確率  $W$  の計算では、電子の波動関数として(15)の解で  $r = R$  のところの解を用いる。

偏極した中性子のベータ崩壊の確率（磁場がないときの許容遷移に相当する）を計算し、特に2つの極端な場合について考える<sup>(15)</sup>。

(a)  $H/H_c \ll 1$  のとき

$$W(P) = W_0 \left[ 1 - 0.063P \left( \frac{H}{H_c} \right) + 0.17 \left( \frac{H}{H_c} \right)^2 \right], \quad (18)$$

ここで  $W_0$  は  $H = 0$  のときの中性子のベータ崩壊の確率であり、 $P$  は中性子の偏極の度合い（スピン up の確率とスピン down の確率の差）である。通常、実験室で作られる磁場は  $10^6$  ガウスの程度で、 $H/H_c \approx 10^{-7}$ 。この場合は、 $W \approx W_0$  である。

(b)  $H/H_c > \frac{1}{2}(E_0^2 - 1) \approx 2.7$

$$W(P) = 0.77 W_0 (1 - 0.082 P) \left( \frac{H}{H_c} \right) \quad (19)$$

$H/H_c = 3.0$  のとき

$$\frac{W}{W_0} = \begin{cases} 2.3 & P = 0 \\ 2.1 & P = 1 \end{cases} \quad (20)$$

$H/H_c > 2.7$  ( $H > 1.2 \times 10^4$  ガウス) では、中性子の崩壊確率は2倍程度大きくなる。

## 2.5 レーザータイプの電磁場中でのベータ崩壊

レーザー光はその波長程度のスポットに集めることができるが、原子核は  $10^{-13}$  cm 程度の大きさであり、レーザー光の波長は  $10^{-4}$  cm 程度であるから、原子核のそばでは、無限に広がった電磁場と考えられる。そこで、原子核の行列要素はほとんど影響を受けなくても、この過程で放出される荷電粒子の量子状態は影響を受ける。レーザー光の影響は次のような無次元の量  $\nu$  で表される ( $\hbar = c = 1$ ),

$$\nu^2 = 7.5 \times 10^{-11} \lambda^2 [\text{cm}] I [\text{W/cm}^2] \left( \frac{m}{M} \right)^2 \quad (21)$$

ここで  $\lambda$ ,  $I$  はそれぞれレーザー光の波長（単位は cm）、強度（単位は W (ワット) /  $\text{cm}^2$ ）、 $M$  は荷電粒子の質量である。電子、陽電子の場合には  $M = m$ 。  $\nu \geq 1$  とすることは現在のレーザーの技術で可能である。

無限に広がった平面電磁波が存在するときの電子の相対論的波動方程式を解き、 $\phi_0$  と

森田 玲子

してこの解を用いてベータ崩壊の確率を計算する。簡単のために、偏極していない原子核の許容遷移に相当する場合を考える<sup>(16)</sup>。

例として、 ${}^3\text{H}$ の場合を考えてみると、 $\beta^-$ 崩壊の際の電子の最大エネルギーは 18 keV、強度が  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ 、光子のエネルギーが 1eV ( $\lambda \approx 1.2 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ) のレーザー光の中で ${}^3\text{H}$ のベータ崩壊の確率  $W$  とレーザー光がない場合の崩壊確率の比は

$$\frac{W}{W_0} = 2 \times 10^4 \quad \nu = 1.0$$

となる。 ${}^3\text{H}$ の半減期は 12.33 年であるから、レーザー光照射によって、半減期は約 5.5 時間になる。

${}^{18}\text{F}$ の場合、 $\beta^+$ 崩壊で、 $\nu = 1.2$ のとき

$$\frac{W}{W_0} = 40$$

である。これらの結果は、実験的にはまだ確認されていない。

## 2.6 ま と め

我々の今迄のエネルギー利用の方法は、化石燃料が安くて、豊富で、身近にあり、容易に手に入れることができるのでこれを使うというやり方をしてきた。

しかし世界的な人口増加、発展途上国の経済発展により、21 世紀前半には、世界のエネルギー需要は現在の 2 倍になると予想されている。ふえ続けるこの巨大なエネルギー需要を、将来も化石燃料でまかなうことはかなり難しくなることは第 1 章で見たとおりである。更に、化石燃料の使用は地球環境に悪影響を及ぼす。

エネルギー供給の面からいえば、太陽エネルギーなど再生可能なエネルギーを代替エネルギー源にするには、新しい科学技術の開発が必要になるし、そのための投資も大きな額になる。核融合炉の実現も含めたこれらの代替エネルギーのための技術開発にどの位の時間が必要なのか、また、その間化石燃料や核燃料を使って、環境への影響を容認できる程度にとどめておくことができるかということが基本的に重要な問題である。

エネルギー需要の面からみると、消費量を現状のまま増大させ続けることが不可能であることが明らかである以上、まずできることは、エネルギー消費量を減らす(省エネルギー)ことであるが、この意味は大きい。我々が必要とするエネルギーの量は、どれだけエネルギーを効率よく利用するかによって変わってくる。しかし、どのように効率よく使っても、投入された全エネルギーを 100% 利用することは不可能である。例えば、火力

発電所で、最新鋭の設備で、効率は40%である。すなわち、10 cal 分の石炭の燃焼によって生ずる電気エネルギーは4 cal である。したがって、電気エネルギー1 cal の節約は、化石燃料約3 cal 分の節約に相当する。

省エネルギーが望ましいのは、必要とされるエネルギー量が小さい程、多種多様なエネルギー源からの供給を組み合わせることができる。すなわち、エネルギー源選択の自由度が大きくなるからである。こうした柔軟な対応によって、人間にも環境にも安全で、効率のよい代替エネルギー獲得のための新しい科学技術開発に必要な時間をかせぐことができるのである。

#### 参考文献

- (1) 環境庁編, “環境白書 H6 年度版 総説” 大蔵省印刷局 (1994)
- (2) 例えば S. Manabe and R.J. Stouffer, *J. Geophys. Res.* **85**, 5529 (1980)
- (3) E. Rutherford, J. Chadwick, C.D. Ellis, “Radiation from Radioactive Substances” p.319, Cambridge Univ. Press (1930)
- (4) C.D. Ellis, *Proc. Roy. Soc.* **A99**, 261 (1921)
- (5) L. Alvarez, *Phys. Rev.* **53**, 213 (1938); **54**, 486 (1938)
- (6) E. Segrè, *Phys. Rev.* **71**, 274 (1947)
- (7) R. Daudel, *La Revue Scientifique*, Paris, **85**, 162 (1947)
- (8) 吉田弘幸, Rate Perturbation of Nuclear Decay, 日本原子力研究所講演, 1994年6月16日
- (9) 清水 栄, *RADIOISOTOPES*, **22**, 455 (1973) の文献を参照。
- (10) T. Mukoyama and S. Shimizu, *Phys. Lett.* **50A**, 258 (1974)
- (11) 例えば, M. Morita, “Beta Decay and Muon Capture” Addison-Wesley-Benjamin (1973) を見よ。
- (12) 森田正人, 原子核と電子の相互作用, 日本原子力研究所講演, 1994年6月16日
- (13) 森田正人, 森田玲子, 越桐国雄, JAERI-memo **05-191**, 1993  
「第2回核変換研究会」の概要, 日本原子力研究所
- (14) M.H. Johnson and B.A. Lippmann, *Phys. Rev.* **76**, 828 (1949); **77**, 702 (1950)
- (15) J.J. Matese and R.F. O’Connell, *Phys. Rev.* **180**, 1289 (1969)
- (16) W. Becker, W.H. Louisell, J.D. McCullen, and M.O. Scully, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1262 (1981); **48**, 653 (1982)