

## <概要>

原子核がα粒子を放射して、原子番号が2、質量数が4だけ小さい別の種類の原子核に変わる過程をα壊変という。α粒子はヘリウムの原子核である。α壊変をする性質を持った原子核をα放射性核またはα放射体という。α放射体にはラジウム、ウラン、トリウム等、天然に存在するものの他に、カリホルニウムのように人工的に作りだされるものもある。

## <更新年月>

2022年05月

## <本文>

### 1. α壊変

α壊変は原子番号Z、質量数Aの原子核がα粒子を放出して原子番号Z-2、質量数A-4の原子核に変わる過程をいう。言い換えれば、陽子2個、中性子2個からできているα粒子が飛び出していたあとには、陽子が2個減って、原子番号が2だけ小さい原子核が残る。また、中性子も2個減るので質量数は合計で4だけ減少する。1909年ラザフォード（Ernest Rutherford）とロイズ（Thomas Royds）は、α粒子がヘリウム（ $^4\text{He}$ ）原子核であることを証明した。半減期はそれぞれの核種に特有で、短いものは $^{214}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb}$ の $1.64 \times 10^{-4}$ 秒、長いものは $^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th}$ の $4.47 \times 10^9$ 年など様々である。

### 2. α壊変のエネルギー

α壊変が起こるために必要なエネルギーの条件は、

$$Q = [M_{Z, N} - (M_{Z-2, N-2} + M_{2, 2})]c^2 > 0 \quad (1)$$

である。ここで、 $M_{Z, N}$ 、 $M_{Z-2, N-2}$ 、 $M_{2, 2}$ は、親核、娘核、α粒子のそれぞれの質量数で、 $c$ は光の速度である。 $Q$ はこの壊変によって解放されるエネルギーで、壊変エネルギーといい、α粒子及び反跳された娘核の運動エネルギーの和、

$$Q = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot M_{2, 2} v^2 + \left(\frac{1}{2}\right) \cdot M_{Z-2, N-2} V^2 \quad (2)$$

に等しい。ここで、 $v$ はα粒子の速度、 $V$ は娘核種の速度である。下式の運動量保存則

$$M_{2, 2} v = M_{Z-2, N-2} V \quad (3)$$

を用いて、(2)式を解けば、α粒子の運動エネルギー $E_\alpha$ は、

$$E_\alpha = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot M_{2, 2} v^2 = \frac{Q}{\left[\frac{1+M_{2, 2}}{M_{Z-2, N-2}}\right]} \quad (4)$$

で与えられる。

$\alpha$ 壊変をする核種の質量数 $M_{Z, N}$ は、一般に $\alpha$ 粒子の質量数 $M_{2, 2} = 4$ に比べて極めて大きいので、(4)式の $\frac{M_{2, 2}}{M_{Z-2, N-2}} \ll 1$ となり、 $Q$ は殆ど $\alpha$ 粒子の運動エネルギーに等しくなる。すなわち、 $\alpha$ 壊変の場合、 $\alpha$ 粒子のエネルギーは一定である（ $\beta$ 壊変の場合には、[電子とニュートリノ](#)が放射されるため、両粒子とも放出エネルギーは均一ではない）。[図 1](#) は $^{210}\text{Po}$ から放射される $\alpha$ 粒子の飛跡をウィルソン（C.T.R, Wilson）の霧箱で撮影したものである。気体中の飛跡の長さがだいたい同じであるのはエネルギーが均一であることを示している。この距離のことを[飛程](#)という。 $\alpha$ 粒子の空気中の飛程（ $R$  cm）とエネルギー（ $E_{\alpha}$  MeV）との間には、

$$R = aE_{\alpha}^{\frac{3}{2}} \quad (5)$$

の関係がある。したがって、空気中の飛程がわかれば、 $\alpha$ 粒子のエネルギーを推定できる。また逆に、 $\alpha$ 粒子のエネルギーが測定できれば、その空気中での飛程がわかる。

ある場合には、1種類のエネルギーの $\alpha$ 粒子だけでなく、2種またはそれ以上の種類のエネルギーを持った $\alpha$ 粒子を放出する核種がある。[表 1](#) は $^{228}\text{Th}$ の娘核 $^{212}\text{Bi}$ が $^{208}\text{Tl}$ に $\alpha$ 壊変するときに出される $\alpha$ 粒子のエネルギースペクトルを示したものである。これは娘核（ $^{212}\text{Bi}$ ）が直ちに基底状態（ $^{208}\text{Tl}$ ）に移らず、種々の励起状態に遷移し、そのエネルギー準位に対応したエネルギーを放出するためである。この場合 $Q$ がそれだけ小さくなり、 $\alpha$ 粒子のエネルギーも小さくなる。この時 $\alpha$ 壊変に続いて [\$\gamma\$ 線](#)の放射が起こる。放出される $\gamma$ 線のエネルギーは $Q$ の小さくなった分に等しい。

### 3. 飛程と壊変定数（ガイガー・ヌッタルの法則）

$^{212}\text{Po}$ から放出される $\alpha$ 粒子の飛程は約8.6cm、 $^{232}\text{Th}$ のそれは約2.8cmである。 $\alpha$ 壊変の半減期は、前者が $3.04 \times 10^{-7}$ 秒、後者が $1.41 \times 10^{10}$ 年である。ガイガーとヌッタルは、 $\alpha$ 粒子の飛程が長いほど $\alpha$ 壊変の半減期は短いという実験的事実に着目し、1911年に飛程（ $R$ ）と壊変定数（ $\lambda$ ）に関する多くの測定値を整理し、次式の関係式を導いた。

$$\log \lambda = a \cdot \log R + b \quad (6)$$

ここで $a$ および $b$ はと壊変系列によってきまる定数である。 $\lambda$ は $\lambda = \frac{(\ln 2)}{T}$ なる式で半減期（ $T$ ）と関係している。(6)式をガイガー・ヌッタル（Geiger-Nuttall）の法則という。

飛程は $\alpha$ 粒子のエネルギーが高いほど長い。したがって、 $\alpha$ 粒子のエネルギーが高いほど壊変定数が大きいといえる。これは大きいエネルギーを持った $\alpha$ 粒子は原子核から飛び出す力が大きいし、また核内での振動回数も多いので、核外に飛び出す機会が大きくなると解釈できる。

$\alpha$ 粒子が核の中から外へ出るには、 $Z > 82$ の核については20MeV以上の高さの[クーロン障壁](#)を通らなければならない。このことはエネルギーが数MeVの $\alpha$ 粒子にとっては、古典力学的には不可能であると考えられた。1928年、ガモフ（George Gamow）等は、障壁の中を $\alpha$ 粒子がしみ出すいわゆる[トンネル効果](#)という概念を導入し、量子力学的取扱いによってこれを解釈した。

---

### <関連タイトル>

[半減期 \(08-01-01-04\)](#)

[\$\beta\$ 壊変 \(08-01-01-06\)](#)

---

### <参考文献>

- (1) フェルミ著、小林稔等訳；原子核物理、物理学叢書、吉岡書店、（1966）
  - (2) 岩波 理化学事典（第4版）、岩波書店、（1987）
  - (3) 石森富太郎編；原子炉工学講座Ⅰ，原子核工学基礎、培風館、（1972）
  - (4) 菊池正士他；原子核物理概論・中性子、共立出版、（1958）
-

表1  $\alpha$  壊変により放出される  $\alpha$  粒子の  
エネルギースペクトルの例

$^{228}\text{Th}$ の娘核 $^{212}\text{Bi}$ の $\alpha$ 壊変	
半減期	1.009時間
$\alpha$ 壊変	35.94%
$\beta$ 壊変	64.06%
$\alpha$ 粒子の全エネルギー	2.174MeV
6.090MeV	9.63%
6.051	25.23
5.768	0.600
5.626	0.06
5.607	0.4
5.4815	0.005
5.344	0.0004
5.302	$4.0 \times 10^{-5}$

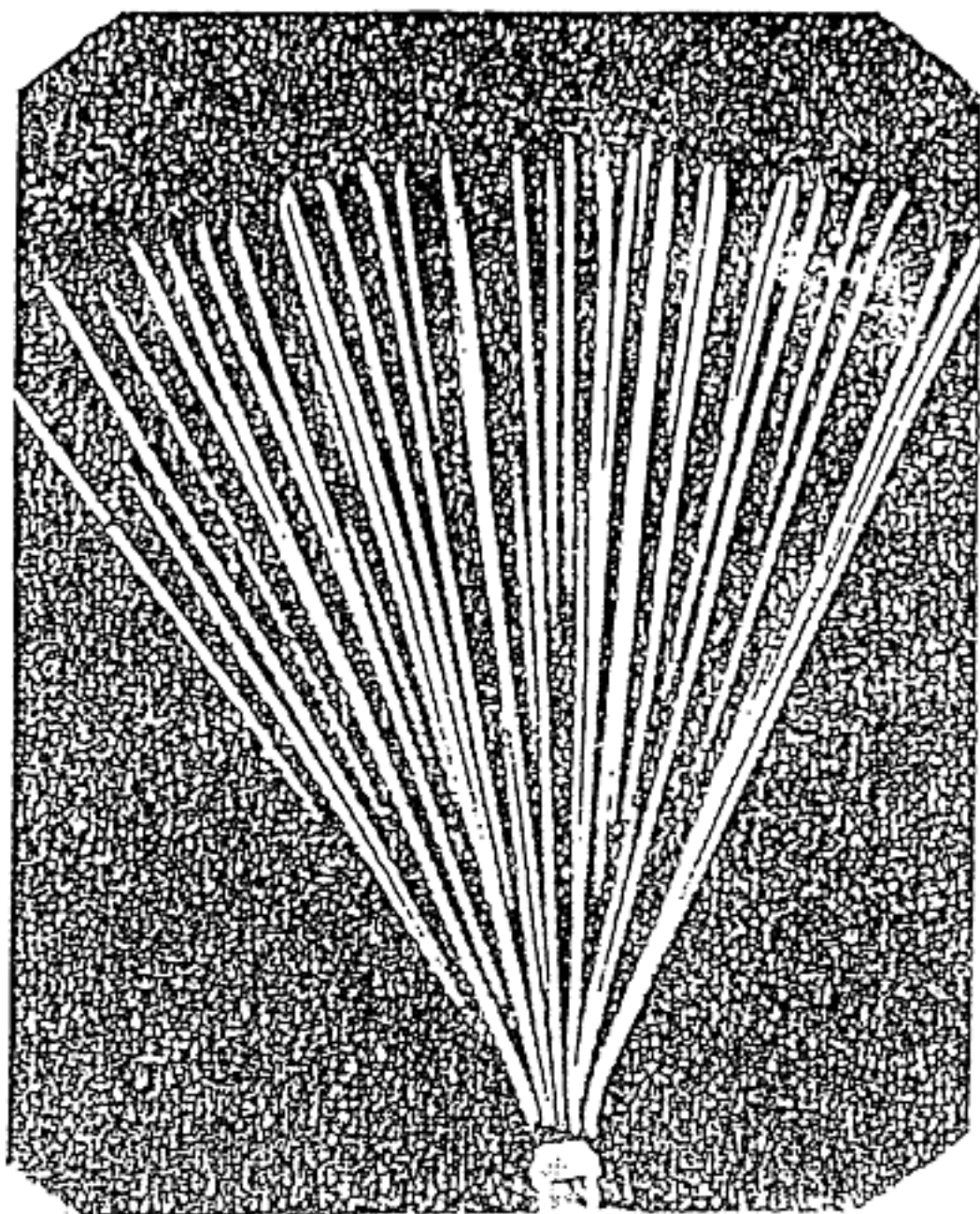


図1  $^{210}\text{Po}$ より放出される $\alpha$ 粒子の飛跡の  
Wilson霧箱による写真