

不安定核ビームを用いた研究

(理化学研究所) 谷畑 勇夫

原子核構造の研究は主に高いエネルギーに加速した陽子、アルファ粒子、重イオンなどを標的核に衝突させ、その時に起こる反応を利用して進められてきた。しかしながら、これまで加速粒子として用いられたのは地上に存在する安定な粒子がほとんどであった。80年代の中頃に高エネルギー重イオン反応で生成される短寿命核(不安定核)を二次ビームとして取り出し、新たな反応を起こさせる方法が日米共同研究のもとに開発された。この不安定核ビームは、核物理および宇宙物理の研究に新たな発見をもたらし、さらに他の広い分野での研究にも新たな局面を開くものと期待されている。ここでは、核物理での新発見である中性子ハローとそれに関連した中性子過剰核の研究及び元素合成に重要な反応の研究について述べよう。

不安定核ビームの他への応用のための要点も最後にまとめた。

1. はじめに

原子核は陽子と中性子の集合体で陽子数(Z)と中性子数(N)で分類され、現在の核理論で存在が予測される核は約6000種であるが、そのうち発見されたのはまだ2200種程度である。このうち自ら崩壊をしない安定核は約270種で N と Z で核を分類した核図表上では安定線と呼ばれる一本の線上に添って存在する。残りは不安定核でベータ崩壊、アルファ崩壊、核分裂などを起こす。これまで発見された核は安定線の極く近傍に集中しており、安定線から離れた存在の極限であるドリップライン近くの核はほとんどまだ作られていない。そのうえ質量やエネルギー準位、電磁気モーメントなどの詳しい性質が調べられた核はさらに少なく、たとえば基本量である核半径すら、安定核以外では少数の例を除いて測定がほとんどない状況である。

すなわち、これまでに得られた核構造の知識は安定線の極く近傍の核に限られた実験のみに基づいていると言って過言ではない。それ故に安定線から離れた核の性質を研究することは核構造をより基本的に深く知るうえで欠くことのできないものである。さらにこの研究の過程で現在の理論では予測できない性質や現象が、安定線から遠く離れた領域で発現する可能性がある。

これまで安定線の近くのみで研究が進められてきた理由は、不安定核の生成とその分離の難しさにあった。ところが約20年前から盛んになった研究により、重イオン反応では多数の不安定核が生成されることが発見された。その中でも特に高エネルギー重イオン反応で生成される核は、高いエネルギーを持って放出されるため二次ビームとしての利用が可能であることが指摘され、もし不安定核のビームが使用できるならば、これまで不可能であった多くの研究が可能になり、核構造の知識が飛躍的に発展するだろうと期待が持たれた。

日米共同実験グループは1984年頃からLBLにある高エネルギー重イオン加速器ベバラックを用いて世界に先駆けて不安定核ビームを生成し、またそれを用いた核半径の測定に成功し、さらに進んだ実験により後で述べる中性子ハローを発見した。

この成功に刺激され今や世界中ほとんどの中高エネルギーの重イオン加速器施設で不安定核ビームラインが稼動中か建設中となっている。日本では理化学研究所のリングサイクロトロン施設でRIPS (RIKEN Projectile-fragment Separator 図1) が稼動中で核子当たり100 MeV程度までの不安定核を世界一の強度で供給している。他に大阪大学核物理研究センターにも不安定核ビームラインが完成した。

2. 不安定核ビームの生成^[1]

まず不安定核ビームの生成について簡単に述べる。まず加速された重イオン (^{18}O や ^{22}Ne など) をベリウム標的に衝突させ入射核を分解させる。こ

れらは入射核破砕反応と呼ばれ二つの重要な性質を持つ。第一にこの反応では安定線から遠く離れた不安定核が多量に作られる。一般に中性子過剰な入射核からは、より中性子過剰な核が生成され、陽子過剰な入射核からは、より陽子過剰な核が作られる。例えばこの性質を利用して ^{48}Ca を入射ビームとした実験が行われ、25種以上の新核種が発見された。第二にこの生成核は入射核とほとんど等しい速度で放出される。この性質は生成された不安定核を二次ビームとして用いる上で有効であり、混ざり合っている核の中から目的の核種を選び出して導けば高い強度のビームが得られる。しかも高エネルギーの核は分離も比較的簡単である。

分離の原理は以下のとおりである。磁場中を走る荷電粒子の曲率は全運動量を電荷で割った値 P/Z (リジディティ) で決まる。先に述べたように速度が一定であるため放出される核の運動量はその質量数 (A) に比例するのでリジディティは A/Z に比例する。すなわち磁場を用いて A/Z の違いによる核種の分離ができる(図1のF1まで)。ただし同じ A/Z を持った核、例えば ^6He と ^7Li などは分離されずにビームとして混ざっている。初期の実験では、分離はここまでで粒子識別を一つ一つ行いながらの測定がなされた。しかし図1に見られるように最近では中間焦点 (F1) にエネルギー減衰板を入れて、この中でエネルギー損失量の違いを使い Z を分離することにより、唯一の核種を選んでビームとすることが可

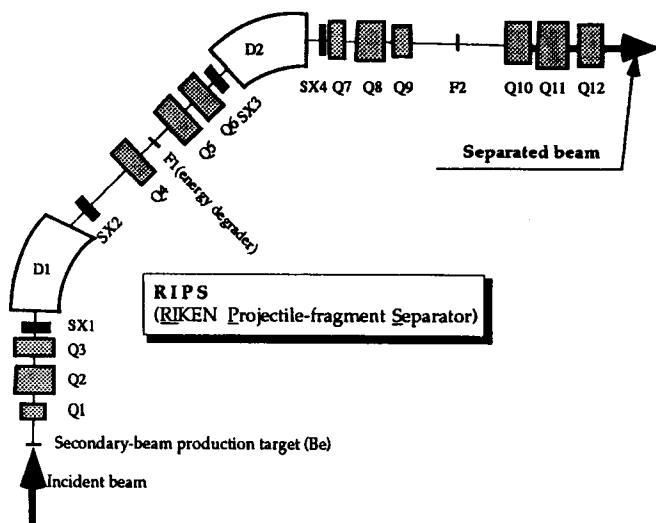


図1 理化学研究所における不安定核ビームライン(RIPS)

能となった(図2のF2で分離)。

3. エキゾチック核の構造 =原子核構造の常識を変える=

3.1 不安定核の核半径

先に述べたように核半径は安定核を除いてほとんど決定されておらずいくつかのチェーンでアイソトープシフトの実験により荷電半径が決定されているにすぎなかった。しかしこれらの数少ない例の中にすでに興味あるふるまいが見られ不安定核の半径決定の重要性がさげばれていた。^[2]そして不安定核ビームによる実験の最初のものは、軽い核(He, Li等)の核半径を相互作用断面積の測定により決定するものであった。相互作用断面積とは重イオン反応で入射核が他の核種に変化する反応の全確率である。最初の実験はパークレーのベバラックで行われ図2に示す実験装置で相互作用断面積(σ_I)が減衰法で測定された。^[3]入射核の数を N_I 、標的を通過後破碎しなかった核の数を N_0 とすると、

$$N_0 = N_I \exp(-\sigma_I x) \quad (1)$$

がなりたつ。ここで x は単位面積当りの標的の個数である。 N_I は標的の直前にある蛍光体検出器(SBT)で入射核を選択して計数された。標的の後ろにはHISSと呼ばれる大型電磁石、多芯比例計数箱(PAT)、プラスチック蛍光体検出器(SAT)をおき核種の同定を行った。こうして入射核と同じ核が検出されたときの計数を N_0 とした。この N_0 と N_I を用いて σ_I が決定された。実験では標的として三

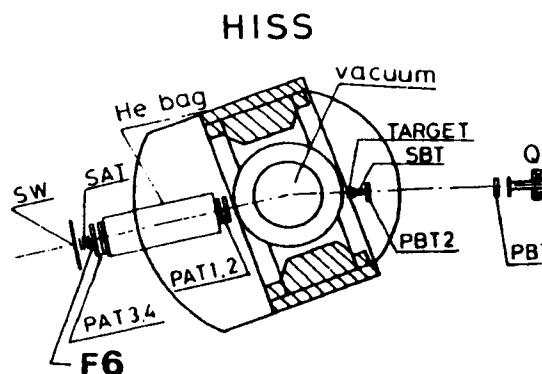


図2 LBLにおける σ_I 測定のための実験装置

種類(Be, C, Al)を用いヘリウムから酸素までのアイソトープによる相互作用(σ_I)が測定された。

核子当り数百 MeV 以上の高エネルギー重イオン反応では核半径と σ_I の間に

$$\sigma_I = \pi [R_I(p) + R_I(t)]^2 \quad (2)$$

なる関係がおおまかに成立することが、安定核どうしの散乱から知られていた。ここで $R_I(p)$ は入射核の、 $R_I(t)$ は標的核の相互作用核半径である。はっきりした表面を持ち、衝突すれば必ず反応をするいわゆる黒体球の核どうしの散乱で、中心から表面までの距離を R_I とすれば(2)式が成り立つのは明らかであろう。しかし現実の核は、はっきりした表面があるわけではなく式が良く成立するかどうかは明らかではなかった。幸い入射核と標的核の組合わせを変えることにより(2)式が成立するかどうか実験的に確かめることができる。例えば同じ入射核に対して数種類の標的核を用いたとき同じ値の $R_I(p)$

が得られれば(2)式が成立することになる。実際 Be, C, Alの三種類の標的核を用いて得られたLiおよびBeのアイソトープの相互作用半径は同じ値を示し、上式がよく成り立つことを示した。^[3]

さて、ここに得られた相互作用半径は、核の物質分布とどのような関係にあるのだろうか。核半径としてよく議論がされる平均自乗半径との関係を論じるためには、核の物質分布を含めた詳しい計算が必要となるので詳細ははぶくが、相互作用半径を用いグラウバー近似を使うことにより、計算された平均自乗半径は、安定核において電子散乱や陽子散乱から得られた核物質の平均自乗半径と良い一致を示した。^[4] またこのようにして得られた核物質分布と相互作用半径の比較により、相互作用半径は核物質密度が $\sim 0.045/\text{fm}^3$ となる中心からの距離であることがわかった。

図3に決定されたp殻核の相互作用半径を示した。図から以下のことが判る。

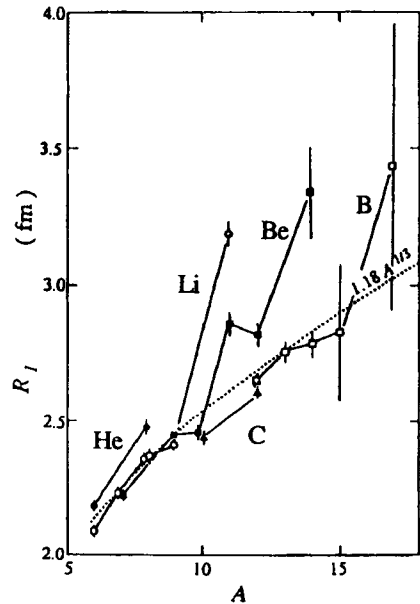


図3 p-shell核の半径

1. R_1 は $A^{1/3}$ にほぼ比例し、電子散乱より得られた電荷分布の半径と同じふるまいを示す。
2. 陽子数と中性子数を入れ替えた核どうしは(例えば ${}^7\text{Li}$ - ${}^7\text{Be}$ や ${}^9\text{Li}$ - ${}^9\text{B}$ の鏡核対)は同じ半径を持つ。
3. 同じ質量数でも鏡核でないものは異なった半径を持ち、一般に安定線から離れるほど大きい。
4. ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{14}\text{B}$ 等は異常に大きな半径を持っている。これらの核については中性子ハローをまわっていることがその後の研究で示された。この中性子ハローについて少し詳しく述べよう。

3.2 中性子ハローとは

陽子と中性子がいくつか集まって原子核ができる。通常の原子核では陽子数(Z)と中性子数(N)が釣り合って(軽い核では $Z=N$)安定性を保っており、陽子と中性子の密度分布はほぼ同じ形をしている。ところが、中性子数が陽子数に比べて極端に多く中性子の分離エネルギーが小さい数種の核[例えば ${}^{11}\text{Li}$ ($Z=3, N=8$)]では、中性子の分布は通常の分布よりゆっくり減少し、低密度の尾を長く延ばしていることが最近発見された。原子核の周りに薄く拡がったこの中性子の雲は中性子ハローと呼ばれるようになった。ちなみにハロー(halo)とはおぼろ月夜にお月さまの周りにはんやりと光っている様子を表わしている。

この中性子ハローは、これまで常識となっていた原子核の密度分布の特徴:「表面付近での密度減少は核によらず一定である。」とはまったく違っており、新しいタイプの核構造として注目されている。特に名が示すとおり中性子ハローの部分はほとんど中性子だけで成り立っていると考えられる。

中性子だけで成り立っている物質はこれまで中性子星だけであると考えられていたが、中性子ハローは地上で中性子物質を研究する可能性を与えるものと期待されている。

まず中性子ハローが示す性質を考えてみよう。まず核の中心部には通常の密度分布を持った芯がありそれに弱く束縛された中性子があるとしよう。芯は中性子の存在により影響を受けず、芯と中性子の相互作用は簡単のために球対称な井戸型のポテンシャルで表わされるとする。芯の質量が中性子に比べて十分大きいとすると中性子の波動関数は井戸型ポテンシャル内の粒子の運動を表わすものとなる。芯の核子は普通6～8 MeV程度の束縛エネルギーを持っており、十分強く結び付いているため芯の大きさがほぼこのポテンシャルの大きさと考えられる。中性子ハローは中性子のコアに対する束縛エネルギーが芯の核子に比べて極端に小さい場合に出現する。現実には、中性子ハローが観測されているのは、中性子の解離エネルギーが数百KeVの核においてである。

さて弱く束縛された中性子の波動関数はポテンシャルより外側では、

$$\psi(r) = \left(\frac{2\pi}{k}\right)^{-1/2} \frac{e^{-kr}}{r} \left[\frac{e^{kR}}{(1+kR)^{1/2}} \right] \quad (3)$$

と表わされる。ここでRは井戸型ポテンシャルの幅である。この波動関数を用いると密度分布は、

$$\rho(r) = |\psi(r)|^2 \quad (4)$$

と表わされる。ここで分布の広がりを表わすパラメータkは、中性子の解離エネルギー E_d を用いて、

$$(\hbar k)^2 = 2\mu E_d \quad (5)$$

である。ここで μ は芯と中性子で作る有効質量である。これからわかるように E_d が小さくなればkが小さくなり、それにつれて密度分布は長く尾を引くことがわかる。

安定な原子核では尾の引き方はどの原子核をとってもほぼ一定であることが特徴であったが、これは安定核では常に解離エネルギーが6～8 MeVと一定であったためと理解できる。

次に、この中性子の核内での運動量分布 $f(p)$ は、(1)式のフーリエ変換で決定され：

$$f(p) = c / (p^2 + k^2) \quad - (6)$$

と書かれる。この時の運動量分布の巾はやはりkで決められる。密度分布とは逆に E_d が小さくなればなるほど分布の巾が狭くなることがわかる。これは、もちろんハイゼンベルグの不確定性の反映であり位置分布が広がるほど運動量分布が狭まることを示している。

以上のように中性子の解離エネルギーが極端に小さい核では中性子の分布は長い尾を持ちハローが発生することがわかる。さらにこのハローの中性子の運動量の広がり、通常の核子に比べて狭いことになる。このうち異常に大きい核半径は3.1で述べたように観測されており、運動量の分布につい

ても以下のような測定がなされた。

3.2 核子の運動量分布

高エネルギー重イオンを標的核と衝突させたとき、数個の核子が入射核からはぎ取られるような反応が起こる。これを入射核破砕反応と呼び、残りの核を入射核破砕片と呼ぶ。入射核破砕片の核子あたりの運動量は、入射核の核子当りの運動量の周りに球対称に広がる。

今、反応によりはぎ取られた核子が、反応前に持っていた核内での運動量を $P = \sum p_i$ とする。

p_i は各々の核子の運動量である。入射核のエネルギーが核子の束縛エネルギーより十分に大きい場合には、核子を取り除いたための移行運動はこれに比べて小さいため、入射核破砕片の受ける反跳は $(-P)$ となる。すなわち入射核破砕片の運動量の広がり、入射核内の核子の運動量分布を直接反映している。

すなわち入射核破砕片の運動量分布を測定すれば入射核からはぎとられた核子の運動量分布が決定できる。

^{11}Li 核の入射核破砕片のうち

^9Li の運動量分布を図4に示した。^[5]

($^{11}\text{Li} + \text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + \text{X}$ 反応) 通常の核の破砕の場合スペクトルはガウス型

でその巾 σ は約 200 MeV/c であり通常

のフェルミ運動量または束縛エネルギー

による値でよく説明される。ところが

^9Li の分布はこれとちがって二つの

がった巾の成分があるように見える。

このうち狭いほうの巾は 50 MeV/c 程度

しかない。普通の巾の約 1/4 である。

このような狭い巾がクリアーに観測されるのは ^9Li の場合だけで、他の破砕片 (^8Li , ^7Li , ^6Li , ^4He 等) では観測されない。すなわち ^{11}Li 中の最外殻二個の中性子だけが、非常に小さい運動量のゆらぎを持つことが、このデータにより示される。またこの運動量巾は二中性子の解離エネルギーから予想された幅と実験誤差の範囲で一致する。

このように ^{11}Li 核では、

1. 異常に大きな核半径
2. 二中性子の持つ非常に小さい運動量のゆらぎ

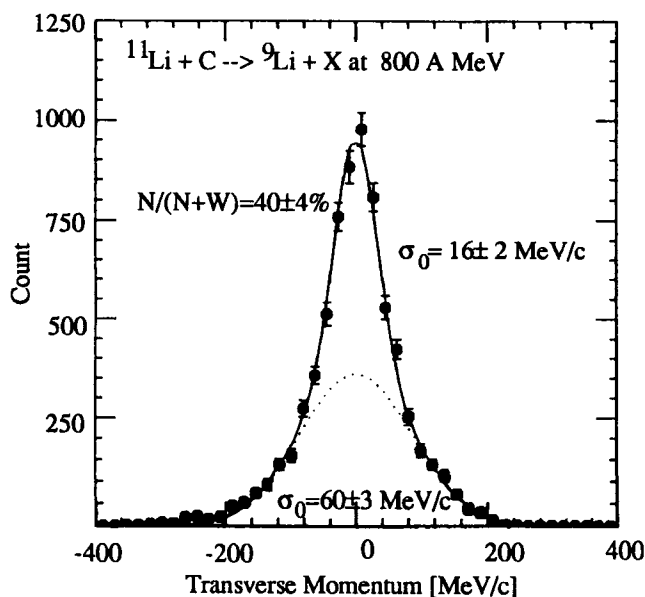


図4 ^9Li フラグメントの運動量分布

3. 二中性子の小さな解離エネルギーの三現象がともに観測され、中性子ハローの存在を決定づけた。その中性子ハローのもつ密度分布の尾の部分での減少速度は通常の核における表面密度の減少速度に比べ約 $1/4$ であることも運動量ゆらぎの中から推論される。

同様の観測は ^{11}Be でも得られこの核でも中性子ハローの存在が確認されている。さらに、相互作用断面積のエネルギー依存性やターゲット依存性の測定から実際の密度分布が決定され、図5に示したように低い密度で長い尾が伸びていることがわかった。^[6] このように中性子ハローは束縛エネルギーが1 MeV を割るような原子核では一般的に現われる構造であるといえる。

さらにその後の研究で、中性子ハローの存在により新しい集団運動による励起（ソフトな巨大共鳴）の存在が予測され、そのうちE1共鳴に対応するものが観測されている。^[7] このように、不安定核ビームを用いることによりこれまで知られなかった核構造が明らかとなった。

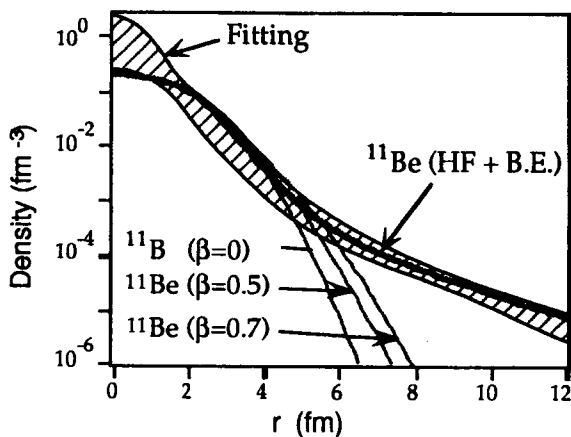


図5 決定された ^{11}Be の密度分布（斜線部）。変形模型による分布（細線）はあわず中性子ハローが必要である（太線）。

4. 元素合成＝不安定核がなければあなたはいなかった＝

4.1 Stellar Nucleosynthesis

私達や地球を形作っている基本要素である元素は最初から存在したものではなく、宇宙の成長とともに創られた。その元素創成の過程で今地上には存在しない生まれてもはかなく壊れてしまう原子核（短寿命核）が重要な働きをしていたことが最近わかってきた。もしそれらの短寿命核が存在しなければ、地球や私たち人間は存在しなかったのです！！そしてそれ故に元素合成の過程を知るには、不安定核の反応確率を知ることが不可欠となる。

さて星の中で原子核反応を少し詳しく追いかけてみよう。恒星中では水素が燃えてヘリウムが出来る反応がエネルギー源であり、CNOサイクルと呼ばれる一連の反応がこれにあたる。これは図6に示すように $^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$, $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$, $^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$, $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$, $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + e^+ + \nu$, $^{15}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ という一連の反応をさし、一つの ^{12}C の原子核が、変化しながら4個の陽子を吸収し、結果的にはもとの ^{12}C と ^4He になる。ここで興味があるのは ^{12}C の個数は変化せず

4コの水素がヘリウムになることである。

この反応サイクルは太陽の熱源を見事に説明するが、炭素、チッ素、酸素以上の元素は合成されない。陽子の吸収反応は恒星中の熱運動により陽子や炭素が衝突した時に起こり、一方 ^{13}N は半減期10分、 ^{15}O は半減期2分でベータ崩壊をするため陽子と衝突する頻度が少なく寿命の間には反応が起こらず、崩壊してしまう。そのため、このサイクルが主要なものとなるのである。しかし温度がさらに上昇すれば衝突頻度が高くなり ^{13}N は崩壊するまえに $^{13}\text{N} + p \rightarrow ^{14}\text{O} + \gamma$ 反応を

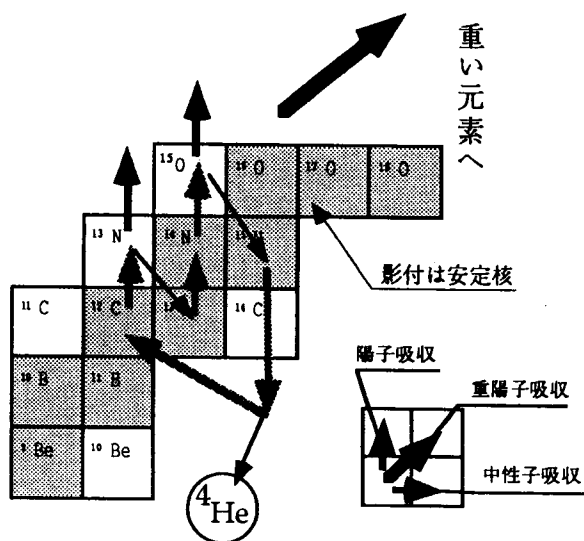


図6 CNOサイクルとそれから脱出

起こしCNOサイクルからはずれた道筋ができC,N,Oより少し重い元素が生成されるようになる。こうしてちがう反応が起こり始めると、さらに温度が上昇し、より重い元素が生成されるという過程が次々に進んでゆく。10分の半減期しかない短寿命核 ^{13}N が陽子と反応をするのかそれとも崩壊してしまうのかがすべての分かれ目である。しかしこの反応は初期状態にも終状態にも短寿命核を含むため不安定核ビーム使えるようになるまでは実験が不可能であった。

ベルギーの Louvain-la-Neuve では大強度の30 MeV 陽子サイクロトロン(Cyclone30)を用いて $^{13}\text{C}(p,n)$ 反応により ^{13}N を作り、これをECRイオンソースにいれ再びもう一つのサイクロトロンで加速して使用した。(図7) この方法で $3 \times 10^8 / \text{s}$ の ^{13}N ビームを得て、5.17 MeVのガンマ線の測定により $^{13}\text{N} + p \rightarrow ^{14}\text{O} + \gamma$ の断面積が求められた。^[8]

一般に元素合成には陽子または中性子の吸収反応、 (p,γ) , (n,γ) が重要な役割を果たしているがこれらの断面積は小さくまた低エネルギー反応であるため、測定は困難である。ところが逆反応であるクーロン分解反応を用いると測定は簡単になる。まず上記の反応の場合には ^{16}O を核子あたり100MeV程度に加速してPbなど重いターゲットにぶつける。詳しくは本林氏の解説^[8]を参考にされたいが、こ

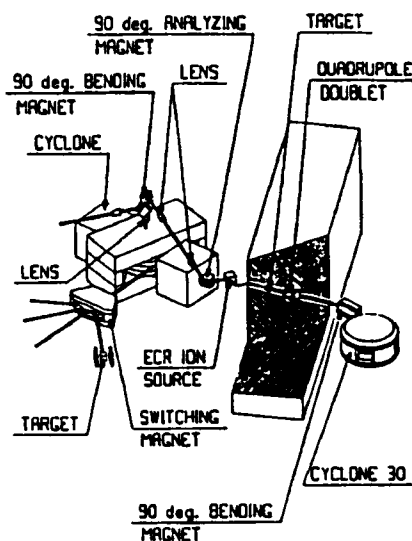


図7 Louvain-la-Neuveでの不安定核ビーム加速施設

の方法では厚いターゲットが使えること、Detailed Balanceによる因子が大きくて断面積が大きいことなどの理由で高精度の実験が可能である。

逆反応による実験は本林氏を中心とするグループにより理研のRIPSを用いて行われた。図8はこの実験装置を示しており、実験結果は上記のLouvain-la-Nouveの結果とともに図9に示した。精度のよい結果が得られていることが明らかである。

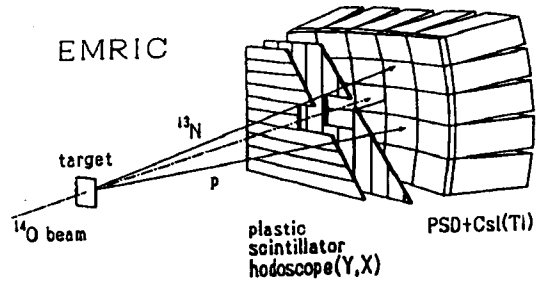


図8 ^{14}O のクローン分解の実験装置

4.2 Primordial Nucleosynthesis

もう一つの元素合成の場はビッグバン直後である。約150億年前のビッグバンにより創成された宇宙は一様に膨張しながら冷え、 10^5 秒後に均一に陽子や中性子が創られ、さらに温度が下がって陽子と中性子が融合し元素が創られた。しかし以下の二つの理由でリチウムより重い元素は創られなかったと考えられている。

1. 中性子が半減期11分で崩壊し陽子に変わるため、この時期の元素合成にはその程度の時間しかなかった。元素は陽子と中性子の集合体であり中性子がいないと重い元素は作れない。
2. 重い元素は先にできた元素に、陽子又は中性子が融合し作られる。一方質量数Aが5と8には安定な原子核が存在できず、

(図10) 次の陽子や中性子と融合するまでに壊れるため、より重いものはできない。ヘリウムと、重陽子や三重陽子などがあるため、これらが融合しわずかながらリチウムが創られるがA=8を超えるのはほとんど不可能である。

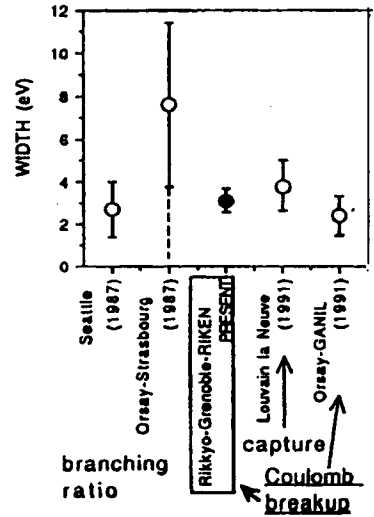


図9 種々の方法で決められた
 $^{13}\text{N}+p \rightarrow ^{14}\text{O}+\gamma$ 反応の中

実際には考えられるすべての原子核反応の確率を含めた元素合成ネットワークの計算によっても宇宙創成から1時間くらいたった時点では水素、ヘリウムが主で他にはごく少量のリチウムだけが存在したという結論になる。(図11の点線)

ところが最近になって、「本当にリチウムより重い元素はビッグバンでは創られなかったのだろうか?」という疑問がもたれるようになりました。

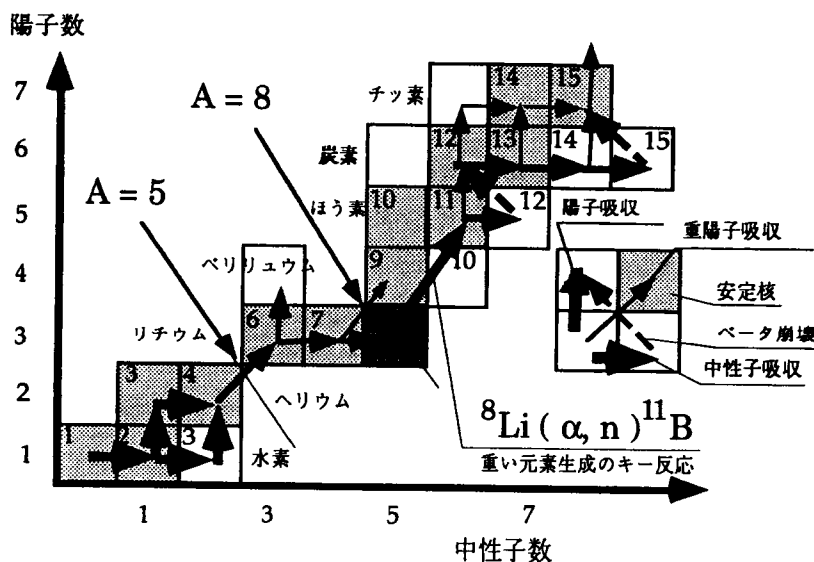


図10 ビッグバン中での元素合成の道筋

4.2.1 本当にビッグバンでは重い元素は作られなかったのか？

標準モデルではビッグバンで水素、ヘリウムとごく少量のリチウムが作られ、炭素以上の元素は恒星の中でのみ作られる。星は誕生し元素を生成しながら進化し、最後に大爆発を起こし（超新星）その物質を宇宙空間にまきちらす。そしてこのまきちらされた物質が次世代の星を作る、という繰り返しで物質が作られた。そのため、新しい星ほど鉄など金属の含有量が多くなり、恒星中の鉄の含有量は星の年齢を示すことになる。このようにして決定されたもっとも古いと思われる星の中で水素、ヘリウム、リチウムなどの含有量は、標準模型とほぼ一致しておりこの模型の正しさを示すものと考えられた。ところがごく最近になって、最も古い星の中にリチウムより重いベリリウムの量が異常に多いことが発見された。^[10] また星雲を形成する前の暗黒物質のなかに炭素や酸素の存在が最近観測された。^[11] これが本当にビッグバン直後の元素比を覗いているならばリチウムより重い元素がそこで生成されたことを示している。

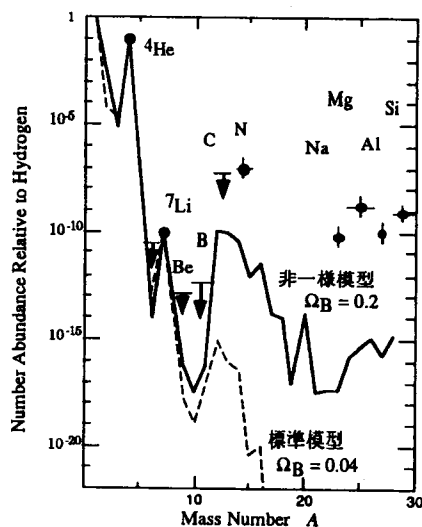


図11 ビッグバンモデルで予測される元素比と最も古いと考えられている恒星における観測値。

質量数5と8に安定核が存在しないことが重い元素が作られなかった理由であったが、安定な原子核はないが、一つだけ寿命は短い(半減期0.8秒でベータ崩壊) ${}^8\text{Li}$ が核として存在できる。(他はすべて粒子放出不安定)ビッグバンのは非一様模型ではたとえば、クォーク相から核子相への転移のため、核子密度に濃淡ができると仮定する。最初中性子と陽子は同じところに居たとしても陽子は電磁波の放射圧でその場にとどまるが、中性子にはそれがないため素早く拡散し、陽子と中性子の分布に違いが生じる。そして中性子濃度が高い部分でリチウム6、7が中性子を吸収し ${}^8\text{Li}$ が多量に作られる。さらに、 ${}^8\text{Li} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ 反応により ${}^{11}\text{B}$ が作られる。(図10参照) いったん ${}^{11}\text{B}$ が作られるとそこから先は安定核・不安定核とも多種の原子核が存在できるため、陽子、中性子吸収反応により重い原子核が生成される。そのため(${}^8\text{Li} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$) 反応の断面積が大きければ重元素が創られる道筋が開ける。ネットワーク計算によると図11の実線のような元素分布が予想され、ほう素より重い元素では標準模型に比べ 10^5 以上の増加が見られる。^[12]

4.2.2 ${}^8\text{Li} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ 反応断面積の測定

この反応は初期状態に半減期が0.8秒しかない ${}^8\text{Li}$ が含まれるため直接の測定は不可能であった。ただ逆反応(${}^{11}\text{B} + n \rightarrow {}^8\text{Li} + {}^4\text{He}$)の測定を行い、時間反転対称性を使って断面積の測定の例があった。^[13] しかしこの方法では初期状態は基底状態であるため、 ${}^{11}\text{B}$ の励起状態を通過する確率は測定できない。 ${}^{11}\text{B}$ には γ 線を放出して基底状態にもどる励起状態が10程度ありこれらの寄与は無視できない。 ${}^8\text{Li} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ 反応の直接測定が望まれる理由である。

理化学研究所のリングサイクロトロン施設のRIPS: Riken Projectile-fragment Separator (図1)を用いて ${}^8\text{Li} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ 反応の測定が行われた。^[11] この実験では核子あたり80 MeVに加速された重イオン ${}^{15}\text{N}$ をベリリウムと反応させ ${}^8\text{Li}$ を作りRIPSで分離して ${}^4\text{He}$ と反応させた。RIPSで分離された ${}^8\text{Li}$ はエネルギーが高すぎる

ためアルミ板を通過させ目的の値までエネルギーを下げた。このため反応前の ${}^8\text{Li}$ のエネルギーは3 MeVから20 MeV程度まで大きく広がっているが、飛行時間(TOF)を測定し一つ一つの入射粒子のエネルギーを決定した。図12にこの反応が検出された例を示す。図の左から ${}^8\text{Li}$ が多重測定イオン箱(MUSIC)と呼ばれるヘリウムガスを詰めた検出器に入る。このヘリウムガスは反応標的核であると同時に、

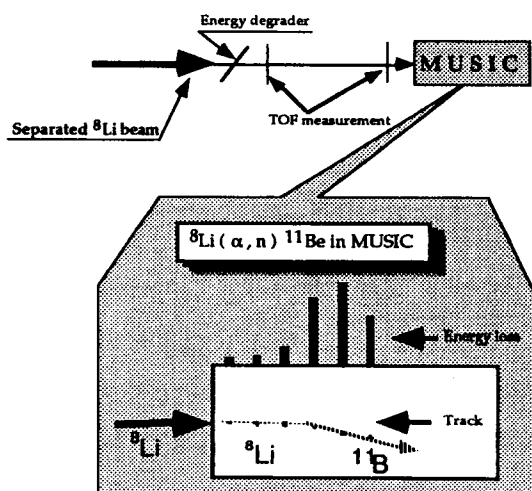


図12 ${}^8\text{Li} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n$ の実験装置と反応の検出例

検出器として通過粒子の軌跡とエネルギーの損失量が測定される。図では長方形にかかれた部分が検出器を表わしており粒子の軌跡が描かれている。この軌跡は途中で折れ曲がり、衝突反応が起こったことがわかる。バーグラフで描かれたものは、それぞれの位置での粒子のエネルギーの損失量を示しており、ちょうど軌跡が折れ曲がったところから突然信号が大きくなり、その大きさからほう素がこの場所で生成されたことがわかる。

図13に得られた反応断面積を示した。図中誤差棒がついたものが測定結果で、白抜きの円は逆反応で決定された ^{11}B の基底状態への断面積である。すべてのエネルギーで断面積は基底状態だけのものより4-5倍になっている。この測定のエネルギーはビッグバンで最も重要な $E_{\text{cm}}=1\text{ MeV}$ よりも少し高いが、逆反応での測定値は2 MeV以下で大きな変化を示しておらず、大きな食い違いなく断面積の決定ができる。断面積は大きく、もしビッグバン直後に宇宙に濃淡があれば重い元素の創成が起こることを強くサポートすることとなった。図11に示された非一様模型の結果はこの測定値をつかって計算されたもので、先に述べたように、Liより重い核、特にC以上では標準模型に比べ多くの生成が可能であることがわかった。

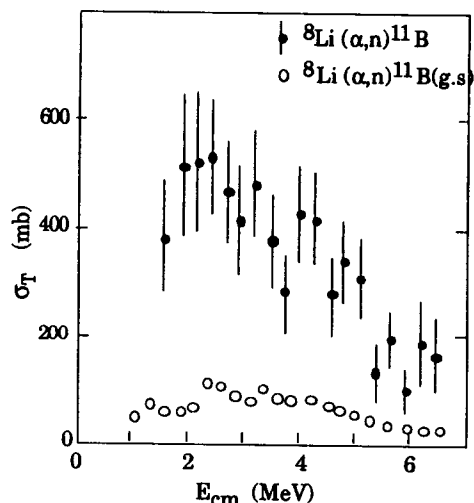


図13 測定された ^{11}B の生成断面積

これまでのところ、古い星の中にどれくらいビッグバンで作られた重い元素が含まれているのかという正確な観測値はない。しかし前述のごとくハブル宇宙望遠鏡により最近始まった観測でベリウムやほう素がこれまでの予測より何桁も多量にあること、また別の観測で星雲を作る以前の物質（光を出さないで暗黒物質である）のなかに炭素や酸素が有ることが発見された。そして現在さらに、ほう素、炭素、窒素などの観測が進められている。これらの物質は星雲や恒星を作る前の物質でありビッグバン直後の元素混合比をそのまま残している可能性が強いと考えられる。一方、私達の実験は、それらの元素の合成過程を実験室で実際に探るものであり、結果はビッグバン直後の宇宙密度に濃淡があれば重い元素の合成の可能性が高いことを示している。

ただこれまでのところ、上に述べた観測結果が100%ビッグバン直後の元素分布を示しているのかどうかの確証には至っていない。しかしこの確証が得られ、二つ（宇宙での元素の観測と実験室での核反応の確率の測定）の実験結果が定量的に比較されるようになれば、ビッグバン直後の宇宙の様性や元素合成についての理解ははっきりするであろう。

5. おわりに

以上に不安定核ビームを用いた原子核構造の研究及び宇宙物理学の研究における新しい発展を紹介した。不安定核ビームはそれだけでなく物質研究やトレーサー法など広い応用があると期待されている。不安定核ビームはいろいろな特徴を備えた良いプローブになっている。それは、

1. 高いエネルギーを持つため位置や深さをコントロールして植え込みが可能である。
2. 放射性であるためそれ自信の位置その他の情報を後で高感度検出ができる。
3. 偏極した不安定核が使用できるため高感度に内部磁場内部電場の研究が可能である。
4. すべての元素をプローブとして使用が可能である。
5. 寿命やスピンなどの選択が可能であり、現象に即したアイソトープを使える。
6. 特に短寿命核 ($1\mu\text{s}$ 程度まで) のプローブが可能であり、早い現象の観測が可能である。

などである。このそれぞれの特徴を持ったプローブは個々には存在したが、不安定核ビームはこれらすべての性質を備えておりこれまでに無い実用性を備えているといつてよい。皆様のアイデアが望まれるところである。

参考文献

1. 詳しくは、I. Tanihata; TREATISE ON HEAVY-ION SCIENCE, Vol. 8, Edited by D. A. Bromley (Plenum Publishing Corporation, 1989) p. 443.
2. E. W. Otten; TREATISE ON HEAVY-ION SCIENCE, Vol. 8, Edited by D. A. Bromley (Plenum Publishing Corporation, 1989) p.517.
3. I. Tanihata et al., Phys. Letters 160B (1985) 380. I. Tanihata et al., Phys. Rev. Letters 55 (1988) 2676.
4. I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, S. Shimoura, K. Ekuni, K. Sugimoto, N. Takahashi, T. Shimoda, and H. Sato, Phys. Letters B 206 (1988) 592.
5. T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, and I. Tanihata; Phys. Rev. Letters 60 (1988) 2599.
6. M. Fukuda, T. Ichihara, N. Inabe, T. Kubo, H. Kumagai, T. Nakagawa, Y. Yano, I. Tanihata, M. Adachi, K. Asahi, M. Kouguchi, M. Ishihara, H. Sagawa, and S. Shimoura; Physics Letters B 268 (1991) 339.
7. T. Kobayashi, S. Shimoura, I. Tanihata, K. Katori, K. Matsuta, T. Minamisono, K. Sugimoto, W. Müller, D. L. Olson, T. J. M. Symons, and H. Wieman; Phys. Letters B 232 (1989) 51.
8. P. Decrock et al., Phys. Rev. Letters 67 (1991) 808.
9. 本林透, 原子核研究 第36巻 5号 p27, T. Motobayashi et al., Phys. Letter 264B (1991) 259.

10. G. Gilmore, B. Edvardsson, and P. E. Nissen, *Astrophysical Journal* 378 (1991) 17.
11. R. L. Brown and P. A. Vanden Bout, *Astrophysical Journal*, to be published.
12. 図は梶野敏貴氏より。またモデルの説明については、梶野敏貴、科学、61号 1991年11月 (岩波書店) p.733 をご覧ください。
13. T. Paradellis, S. Kossionides, G. Doukellis, X. Aslanoglou, P. Assimakopoulos, A. Pakou, C. Rolfs, and K. Langanke, *Z. Phys. A* 337 (1990) 211.
14. R. Boyd, I. Tanihata, N. Inabe, T. Kubo, T. Nakagawa, T. Suzuki, M. Yanokura, X. X. Bai, K. Kimura, S. Kubono, S. Shimoura, H. S. Xu, and D. Hirata; *Physical Review Letters* 68 (1992) 1283.

1992,5,6記