

宇宙線中の超重核の観測*

柳 町 朋 樹**

Observations of Ultraheavy Cosmic Ray Particles

By

Tomoki YANAGIMACHI

Abstract: Ultraheavy cosmic ray particles (UH) and Fe nuclei were observed in two balloon flights at the mean cutoff rigidity of 10 GV (corresponding to 3.5 GeV/amu for a particle with $Z=50$) in 1976 and in 1982. The total collecting power of an array exposed in the 1976 observation, which was expanded vertically with an area of 50.4 m^2 , was $846.2 \text{ m}^2 \cdot \text{hr}$ at a mean altitude of 11.2 g/cm^2 residual atmosphere. The other exposed in 1982 was expanded horizontally with an area of 28.8 m^2 , was $238.5 \text{ m}^2 \cdot \text{hr}$ at a mean altitude of 7.7 g/cm^2 residual atmosphere. Each array was composed of plastic track detector stacks of $40 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$. To measure the flux of Fe, several small sized stacks of emulsion or CR-39 plates were also included in the arrays. Seven tracks produced by particles with $Z > 45$ were found in CN sheets. The fluxes of UH and Fe nuclei were $0.11 \pm 0.01 \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$ and $(3.9 \pm 1.5) \times 10^{-6} \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$, respectively, at the top of the atmosphere. The flux ratio of $[\text{UH}]/[\text{Fe}]$ being compared with other experimental results, it was shown that the ratio decreases with increasing energy above 1 GeV/amu. To examine this variation with

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 立教大学理学部

energy, calculations for the propagation of cosmic rays based on the nested leaky box model were made for UH ($Z > 40$) and Fe group nuclei. The calculations showed similar decreases in the $[UH]/[Fe]$ ratios between 800 MeV/amu-10 GeV/amu. This variation is due to the behavior of spallation cross-sections of UH nuclei around 1 GeV/amu and the decrease of the escape mean free path of cosmic ray particles with increasing energy.

要　　旨

気球に搭載した固体飛跡検出器を用いて宇宙線中の超重核の観測を行なった。観測が行なわれた三陸における地磁気による平均カットオフエネルギーは、 $Z \sim 50$ の粒子に対して 3.5 GeV/amu である。解析に使用した検出器の有効面積と観測時間との積は、全体で $1084.7 \text{ m}^2 \cdot \text{hr}$ であった。飛跡の検出には CN シートを使用し、核種の同定は CN および CTA シートを用いて行なった。アンモニア蒸気法によるスキャン法を用いて、 $Z \geq 45$ の入射粒子による飛跡を 7 本検出した。

気球上層大気中における核破碎による強度の減衰を考慮した結果、大気頂上における超重核宇宙線の強度として以下のような値を得た。

$$Z \geq 45, \quad E \geq 3.5 \text{ GeV/amu} \text{ にたいして}$$

$$(3.9 \pm 1.5) \times 10^{-6} \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec.}$$

超重核の観測と同時に、原子核乾板あるいは CR-39 を用いて鉄核の観測も行なった。これらの解析から、大気頂上における鉄核の強度として $0.11 \pm 0.01 \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$ を得た。超重核と鉄核との強度比は以下のようになる。

$$[Z \geq 45]/[Fe] = (3.5 \pm 1.6) \times 10^{-5}$$

この値は、核種グループの違いを考慮すれば HEAO-3 の $[44 \leq Z \leq 58]/[Fe]$ の値と良く一致している。一方、Ariel 6 による $[Z \geq 50]/[Fe]$ の結果は、両者より大きな値を示している。また、超重核と鉄核との強度比のエネルギー分布については、 $[Z \geq 45]/[Fe]$ の値はエネルギーとともに減少する傾向を示し、HEAO-3 の結果も多少の減少傾向を示しているのに対して、Ariel 6 の結果は比の値がエネルギーとともに増加する傾向を示している。

発生源から地球近傍に到達するまでの伝播過程における宇宙線と星間媒質との相互作用による、宇宙線のエネルギースペクトルの変

化を計算した。地球近傍で観測される $Z \geq 45$ の宇宙線中には伝播中に核衝突で生成された2次粒子が豊富に存在する。このため $Z \geq 45$ の粒子のエネルギースペクトルの形は、1次粒子が大部分を占める鉄核のものとは異なることが明らかになった。すなわち、超重核宇宙線のエネルギースペクトルの形は、2次粒子を生成する核衝突の微分断面積のエネルギー依存性を反映するが、鉄核の場合にはその効果はきわめて小さい。さらに、質量数 A が 78 以上の粒子が陽子と衝突する際に $10 \leq \Delta A \leq 40$ の粒子を生成する微分断面積は、1 GeV/amu にピークを持つ。したがって、この断面積がエネルギーとともに減少する 1~3 GeV/amuにおいて、地球近傍で観測される宇宙線の[超重核]/[鉄核]の値が減少することになる。

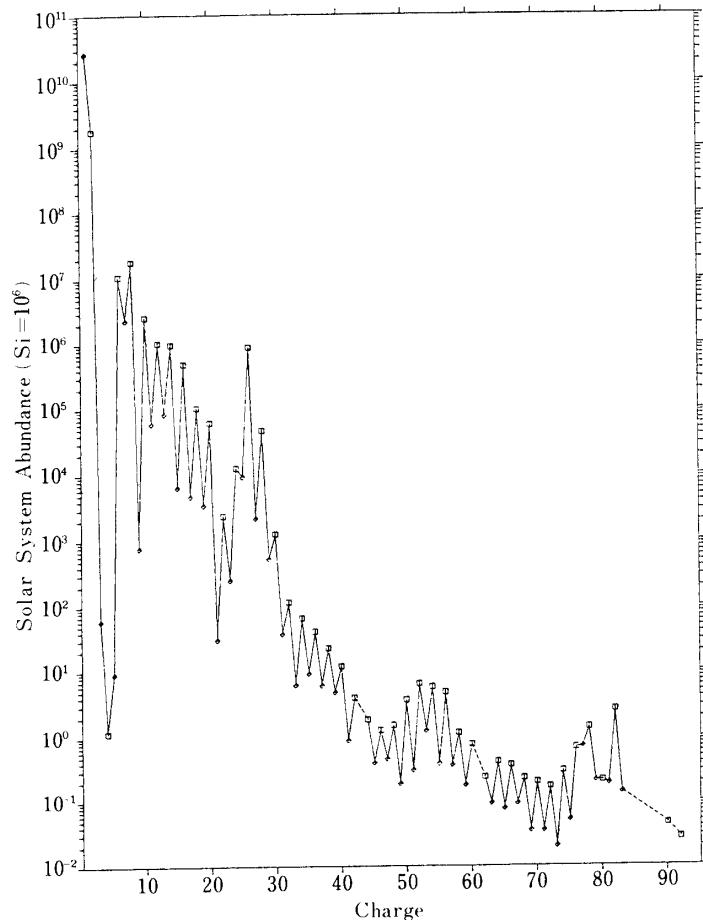
この結果は、Ariel 6 を除く観測が示す[超重核]/[鉄核]のエネルギー分布を説明し、超重核と鉄核のエネルギースペクトルの差を、宇宙線の伝播の効果から解消可能であることを示した。

第1章 はじめに	4
第2章 実験	6
2-1 固体飛跡検出器	6
2-2 検出器の構成	7
2-3 気球観測	11
2-4 飛跡の検出	12
2-4-1 鉄核の検出	12
2-4-2 超重核の検出	16
第3章 観測結果と考察	19
3-1 大気頂上における鉄核の強度	19
3-2 大気頂上における超重核の強度	21
3-3 超重核と鉄核の強度比	26
第4章 宇宙線の伝播の計算	28
4-1 計算方法	28
4-2 計算結果と考察	35
第5章 結論	41
謝辞	42
参考文献	43
付録	45

第1章 はじめに

原子番号 (Z) が 30 より大きい核種は、元素の合成過程、あるいはそれを反映している太陽系の元素組成 (Cameron, 1980 第1図) から推測されるように、 $Z \leq 30$ の核種と較べて非常に稀少な存在である。宇宙線中における原子番号が 10 から 30 までの核種が重核と呼ばれているのに対して、これらの元素は超重核と呼ばれている。宇宙線中の超重核は、数 10 億年にわたって宇宙線にさらされていいたいん石内の結晶に記録された飛跡から、いわば化石としてはじめてその存在が確認された (Fleischer et al., 1967)。現在の宇宙線中にも超重核が存在することは、1967 年に Fowler et al. が行なった原子核乾板を用いた実験による直接観測で確認された。

超重核はそのごく少数を除けば、いわゆる s 過程あるいは r 過程と呼ばれる中性子捕獲過程で生成される(例えば伊藤, 蓬茨, 1978)。これらの過程が進行する環境は大きく異なり、s 過程は星の進化の He および C 燃焼段階、r 過程は最後の段階である超新星爆発時に生起すると考えられている。また、各過程で生成される元素の組成も異なる。とくに、アクチノイドは r 過程によってのみ生成され、すべて不安定な放射性の核種である。



第1図 太陽系における元素組成 (Cameron, 1980)

発生源から地球近傍で観測されるまでの伝播過程において、宇宙線は星間物質と衝突して核変換を受け、その組成は変化する。逆にいえば、観測される宇宙線の組成は、その伝播過程を反映する。鉄以下の核種においては、元素合成の理論あるいは太陽系における元素組成から考えて、宇宙線の発生源にほとんど存在しない L 核[Li, Be, B]と、伝播過程で L 核を生成する親に当たる M 核[C, (N), O]との強度比[L]/[M]、あるいは同様の意味をもつ sub-Fe 核 ($21 \leq Z \leq 24$) と鉄核との強度比[sub-Fe]/[Fe]が伝播過程の鍵を握るものとして議論されている（例えば Protheroe et al., 1981；伊藤, 1983；Garcia-Munoz et al., 1984）。宇宙線の星間空間における核衝突に対する平均自由行程は、炭素で約 7 g/cm^2 であるのに対して、 $Z \sim 45$ 程度の核種では約 1.5 g/cm^2 である。したがって、超重核の組成は通過物質量（宇宙線が伝播過程で通過する物質量）の小さいところの状態を敏感に反映する。

このような超重核が宇宙線中に直接観測されれば、宇宙線の発生源の物理的状態あるいは元素の合成過程について、きわめて示唆に富んだ情報が提供されることになる。

Fomler et al.により宇宙線中に超重核がはじめて直接観測されて以来、気球（例えば Price et al., 1971；Blanford et al., 1973；Fowler et al., 1973）あるいは人工衛星（Skylab : Shirk and Price 1978；HEAO-3 : 例えば Binns et al., 1983；Ariel 6 : 例えば Fowler et al., 1983）による観測が進められてきている。このうち、初期の気球による観測の興味はおもに超重核の組成に向けられ、宇宙線強度が大きい 1 GeV/amu 付近あるいはそれ以下のエネルギーにおける観測が主流をしめた。Skylabによる観測は、 $400 \text{ MeV/amu} \sim 2 \text{ GeV/amu}$ における $Z \geq 65$ の核種のエネルギースペクトルを測定したが、この結果は鉄核のエネルギースペクトルと矛盾のないことをしめし、彼らが以前に行なった気球実験の結果（Shirk et al., 1973）を修正することになった。超重核の実験的研究は、専用に設計された大型衛星による観測をもって本格的に開始されたといえるであろう。HEAO-3あるいはAriel 6による観測は、優れた核種決定精度で超重核の組成や～ 5 GeV/amu までのエネルギースペクトルを提供しつつある。

このような実験的研究とともに、星間空間における宇宙線と星間物質との相互作用を考慮して、宇宙線の伝播を全体的に把握し、発生源の描像にせまろうとする研究がおこなわれている。最近の宇宙線の観測精度の向上や、核破碎の微分断面積の精度の向上にともなって、そのような研究も具体性を増しつつある。とくに、存在量の多い鉄以下の核種については、その伝播の様子を統一的に把握できるようになってきている。超重核についても、その伝播についての研究はいくつか行なわれている（例えば Brewster et al., 1983；Letaw et al., 1984）が、いづれもその組成を対象としており、いまのところエネルギースペクトルについて論じたものはみあたらない。

我々は、1970年に「超重核研究グループ」（立教大学、早稲田大学、玉川大学等の研究者により構成される）を作り、気球による超重核の観測を行なって来た。本論文はこの成果（例えば Doke et al., 1979；Doke et al., 1980）にもとづき、1973年、1976年および1982年におこなわれた気球観測と解析の結果を総合的にまとめたものである。

観測は、地磁気による鉛直方向のカットオフリジディティが 10.3 GV の観測点でおこな

った。この結果は、現時点においてもっとも高いリジディティ領域に属するものであり、その精度もこの領域では衛星による観測結果と比肩しうるものがえられている。

以下の第2章では気球観測の実験方法について、第3章では解析の方法とその結果について述べる。

第4章では宇宙線の伝播の計算を行なった。その際とくに超重核と鉄核のエネルギースペクトルの相違に注目し、計算結果と観測結果との比較検討考察をおこなった。

第2章 実験

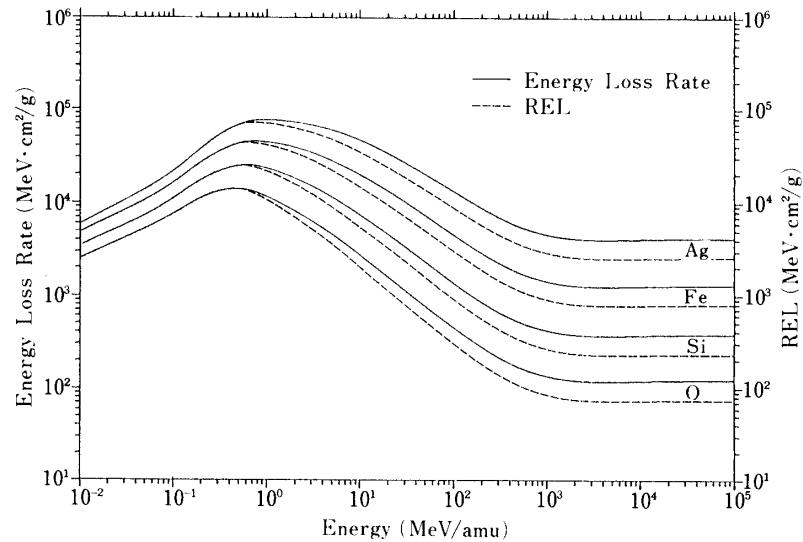
2-1 固体飛跡検出器

原子核成分の約0.02%を占める鉄核の日本上空（大気頂上）における強度は、約0.1 particles/m²・sr・secであるが、我々が対象としている原子番号が40より大きい核種の強度は、鉄のさらに1万分の1以下という程度である。このようにまれな現象である宇宙線中の超重核を観測するためには、まず第一にそれを十分とらえ得る収集能力（観測時間×面積）が要求される。さらに、Z～45程度の粒子の大気中における核破碎に対する平均自由行程は約10 g/cm²であるから、大気に影響されない高々度または大気圏外における観測が不可欠である。したがって、検出器は軽量かつ大面積化の容易なものでなければならぬ。我々はこの条件を満たすものとして、固体飛跡検出器（SSTD）を用いた。

宇宙線がSSTD内を通過するとき、直径が50Å程度の潜在的な飛跡を生成する。この飛跡生成の基準量として、REL（Restricted Energy Loss rate）が広く採用されている。これは、電離による全エネルギー損失量から、あるエネルギー（W₀）以上のδ-線（2次電子）の寄与を差し引いたものである。W₀の値は媒質によって異なるが約1 keV程度であるため、放射線が通過したごく近傍に付与されたエネルギーが、飛跡の生成に関与することになる。この潜在飛跡は強アルカリ等によるテッティング処理を施すことによって食核され、光学顕微鏡によってその形状を観察することができるようになる。一定のエッティングの条件のもとでは、特定のSSTD内の飛跡がエッティングされる速度（V_T）と、RELとが一对一に対応することが知られている。

媒質が決まれば、REL（あるいはdE/dx）は入射粒子のエネルギーと電荷の関数として計算することができる（第2図）。したがって、入射粒子の核種を同定するには、測定によってRELとエネルギーとを知ることが必要である。そのためには、以下の方法が考えられる。まず、SSTDとして使用されるプラスティックは、厚さ100μm程度のものを容易に入手することができるので、これをdE/dx検出器として使用する。RELが急激に変化する数100 MeV/amu以下のエネルギー領域では、薄いプラスティックシートを多数重ねた厚いスタックを用いることにより、入射粒子のエネルギーと核種とを決定することが可能となる。一方、入射粒子のエネルギーが数GeV/amu以上では、第2図に見られるようにRELの値は、エネルギーにほとんど依存せず電荷のみの関数とみなしてよいので、RELとV_Tとの対応がついていれば、原理的には1枚の薄いプラスティックシートで核種を同定することが可能である。

気球による高々度観測を実現するためには、全体の重量をできるだけ軽くすることが求



第2図 CR-39における dE/dx あるいはRELと入射粒子のエネルギーの関係

められる。入射粒子のエネルギーが数GeV/amu以上に限定されていれば、薄くて軽いスタックの使用が可能となり、大面積化を比較的容易に達成することができるが、大気球観測所のある三陸は、地磁気緯度的には中緯度地帯に属し、vertical cutoff rigidityは10.3 GVである。このため、約2GeV/amu以下の粒子はたとえ西方からでも大気頂上に入射することはない。これは、上の条件を満たすとともに、SSTDによる超重核の観測にとって重要な意味をもつものである。先にも触れたように、宇宙線中の鉄核あるいはそれより軽い粒子は、超重核に対して 10^7 倍以上豊富に存在する。したがって、このような粒子によって飛跡が生成されると、その中から超重核の飛跡を検出するのは難しくなる。超重核検出に用いたセルロースナイトレイト(CN)は、RELの値が約 1.5×10^3 MeV·cm²/g以下では飛跡を生成しないため、低エネルギーではヘリウム核まで検出可能であるが、RELの値が小さくなる高エネルギーではZ~35以下の粒子による飛跡を生成しえない。したがって、エネルギーが2GeV/amu以上の入射粒子に対しては、鉄およびそれより軽い粒子が大きなバックグラウンドとなることはない。

2-2 検出器の構成

各観測で使用したスタックは、超重核検出用と鉄核検出用との二種類に大別される。鉄核は1次宇宙線中に比較的豊富に存在するので、小面積の検出器で統計精度のよい観測を行なうことができる。固体飛跡検出器の一種であるアリルディグリコールカーボネイト(CR-39)は、相対論的速度領域では、炭素以上の核種を検出し、弁別しうる能力を持っている。CR-39の放射線検出器としての優れた性質は、1978年にCartwright et al.により見いだされた。1982年の観測で、我々は鉄核検出用に20cm×20cmのCR-39のスタックを用い、1973年および1976年の観測では、それぞれ12.5cm×20cmおよび20cm×25cmで厚さ400μmの原子核乾板を用いた。

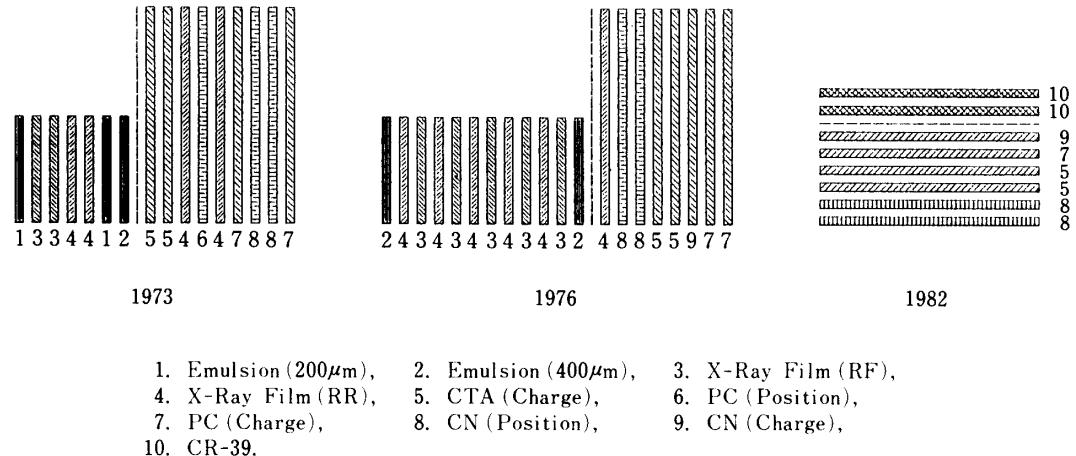
超重核検出用には、CN、セルローストリアセテイト(CTA)およびポリカーボネイト(PC)の三種類のプラスティックシートからなる、40 cm×50 cmのスタックを用いた。各シートは、第1表に示したように粒子の入射位置を知るための飛跡検出器と、核種を決定するための検出器とに分類される。飛跡検出器として、もっとも感度の長いCNシート(190 μm)2枚を各観測で使用し、1973年の観測では、他にZ≥70以上の核種を効率よく検出する目的で厚さ100 μmのPCシートを1枚用いた。核種同定用として、各観測でCTA、PCを用い、1973年を除いてCNをそれに加えた。第1表には各シートが対象とする核種領域を示した。検出できる核種の下限は、プラスティックの放射線に対する感度上の制約から決まるものである。CNの感度が各観測で多少変化しているのは、CNは化合物としてはきわめて不完全なものであるために、製造条件の僅かな差が感度に影響するためであると思われる。

第1表 各プラスティックシートが対象とする核種領域

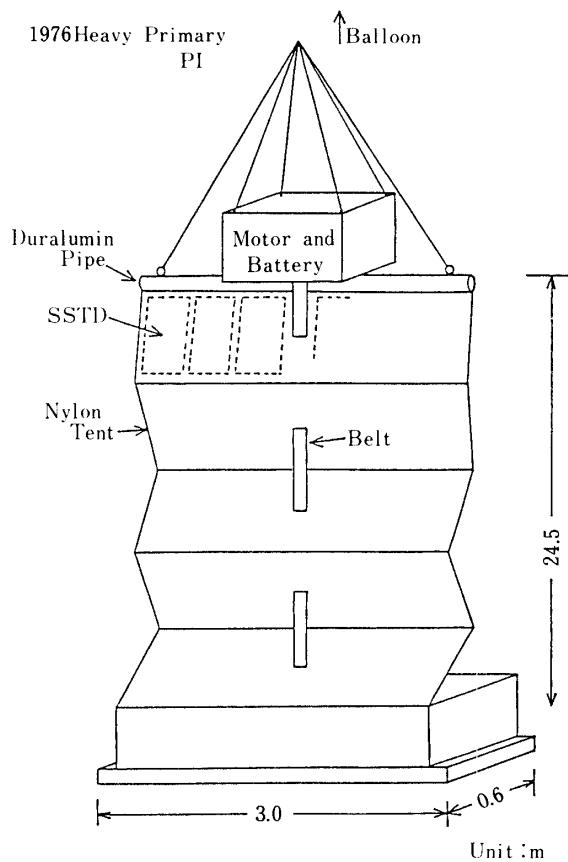
	Plastic Sheet	Charge Determination	Position Detection
a	CN (190 μm)		Z≥40
	CTA (250 μm)	Z≥45	—
	PC (100 μm)	—	Z≥70
	PC (300 μm)	Z≥70	—
b	CN (190 μm)	Z≥38	Z≥38
	CTA (250 μm)	Z≥45	—
	PC (200 μm)	Z≥70	—
c	CN (190 μm)	Z≥40	Z≥40
	CTA (190 μm)	Z≥45	—
	PC (200 μm)	Z≥70	—

a: 1973, b: 1976, c: 1982.

第3図は各スタックの構成を概念的に示したものである。1973年および1976年の図で、破線の右側に示した部分は超重核検出用のもので、それぞれ186+6/2(6/2は40 cm×25 cm—ハーフサイズ—6スタックを意味する)および252スタックを使用した。破線の左側は鉄核検出用のスタックを示し、それぞれ3および4スタックが用いられた。各スタックに含まれているX-線フィルムは試験的に用いられたものである(小林, 1975; 久野, 1978)。1982年のスタックでは、破線の下側に示した超重核検出用のスタックとして144スタックを使用し、その内の8スタックにはZ≥30なる核種の検出を目的とした破線の上側に示したような、CR-39を2枚加えた。鉄核検出用のCR-39のスタックは、アクリル製の暗箱に位置精度よく収納し、他は、遮光および防水用の袋で真空包装した。



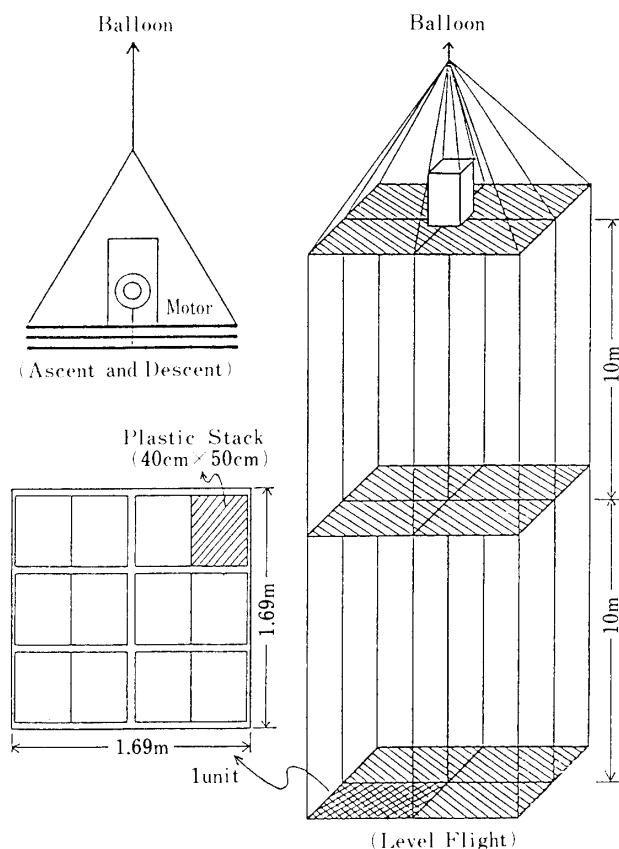
第3図 各観測で使用した検出器スタックの構成



第4図 1976年の観測で使用した検出器アレイの概念図

1973年および1976年の観測では、比較的容易に大面積アレイを実現するために、各スタックを鉛直に展開する方法を採用した。第4図に、1976年の観測で使用したアレイを示す。1973年に使用したアレイはここに示したものとほぼ同じ形であるが、アレイ全体を展開あるいは折り畳む際の駆動部に災害避難用の緩降器を用いた点と、そのために重量制限が厳しくなり全体の規模が少し小さくなかった点で異なる。各スタックは、1枚のナイロン製の布に付けられたポケットに、厚さ7mm程度の発泡スチロール板に3スタックを組として固定し収納した。発泡スチロール板は着水時の浮きの役割を兼ねるものである。鉛直方式の採用により、1973年および1976年の観測ではそれぞれ 37.8 m^2 および 50.4 m^2 の有効面積を持つアレイを実用に供することができた。

鉛直方式では、アレイの大面積化が比較的容易であるが、大気中における核破碎による強度の減衰を考慮すると、検出器に斜めに入射する（入射角 α が大きい）粒子の割合は、検出器を水平に設置する水平方式の場合より大きくなる。後に述べるアンモニア蒸気法による飛跡の検出効率は、 α が大きくなるとともに低下する。その関数の形を実験的に確かめるのは難しいため、 α の大きな粒子が入射する確率が小さい観測方法を探ることが望ましい。この点を考慮して、1982年の観測では水平方式を採用した。水平方式と鉛直方式の定量的な比較は、付録でおこなった。第5図に、この観測で使用したアレイを示す。このア



第5図 1982年の観測で使用した検出器アレイの概念図

レイの面積は 28.8 m^2 であるが、付録に示したように、気球高度では鉛直方式の 50.4 m^2 のアレイより実質的に大きい収集能力を持つ。アレイ各層は細部を除いて同一構造であり、外形はほぼ正方形である。各層の間隔が 10 m のとき、下層の視野内に上層が占める割合は全体の5%以下であり、無視することができる。スタッツは2個ずつ発泡スチロール板に固定し、各層の $1/4$ の大きさのナイロン製の布に取り付けた6個のポケットにそれぞれ収納した。

2-3 気球観測

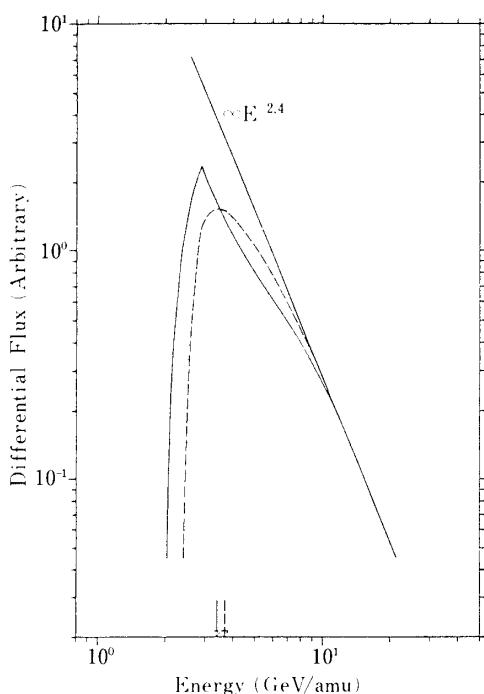
前節で述べたアレイは、いずれも三陸大気球観測所から放球された気球に搭載され、 30 km 以上の高度で観測がおこなわれた。第2表に気球観測に関する諸元を示す。各アレイは、いずれも日本海で回収された。このうち、1973年の観測で使用したアレイは早期に回収することができず、135日後に海底から引き上げられた。ここで使用したX線フィルムおよび原子核乾板のうち、包装の厳重な後者は部分的に使用可能な状態であったが、前者は海水に浸され、大部分が使用不能となった。

第2表中のArea Time Factorがアレイ面積と観測時間との積に等しくないのは、回収時におけるスタッツの紛失や損傷、あるいは後述するアンモニア蒸気法による有効面積の減少を考慮したためである。

三陸上空に鉛直に入射する粒子に対するカットオフリジディティ(cutoff rigidity)は 10.3 GV である。全方向から入射する粒子のカットオフエネルギーの平均値を知るため、和田(1976)により計算されたカットオフリジディティの方向分布を用いて、原子番号が50程度の入射粒子のエネルギースペクトルを求めた(Doke et al., 1980)。結果を第6図に示す。これは、地磁気圏外で $j(E)=aE^{-2.4}$ という形のスペクトルを仮定し、地磁気による変調(modulation)を受けた後、鉛直に設置された検出器に入射する粒子の強度を立体角で積分して求めたものである。東西効果を考慮すると、検出器平面の法線ベクトルの方向によってスペクトルの形は多少異なる。実線は法線ベクトルが東西に向くときのもの、破

第2表 気球観測諸元

Launch Place	Sanriku Balloon Center, Cutoff Rigidity ; 10.3 GV		
	a	b	c
Launch Date	6/2/73	5/22/76	9/6/82
Array Type	Vertical	Vertical	Horizontal
Array Area	37.8 m^2	50.4 m^2	28.8 m^2
Observation Time	17 hr 39 min	26 hr 30 min	10 hr 07 min
Area Time Factor	$514.5\text{ m}^2\cdot\text{hr}$	$846.2\text{ m}^2\cdot\text{hr}$	$238.5\text{ m}^2\cdot\text{hr}$
Altitude (Mean)	31.6-33.2 km 32.5 km	30.0-31.8 km 31.0 km	32.8-33.8 km 33.3 km
Atmospheric Depth	9.2 g/cm^2	11.2 g/cm^2	7.7 g/cm^2



第6図 地磁気の変調を受けて三陸上空に入射する $Z \sim 50$ なる粒子のエネルギースペク

線は南北を向くときのものをしめす。大気頂上に入射する粒子のスペクトルを $j_m(E)$ としたとき、平均カットオフエネルギー E_c を次式で定義した。

$$\int_{E_c}^{\infty} j(E) dE = \int_0^{\infty} j_m(E) dE$$

このように定義した E_c は第6図の横軸上に示すように検出器の向きによって多少異なる。観測時に検出器の方向は変化するので、この2つの値の平均値である 3.5 GeV/amu をカットオフエネルギーの値として採用した。検出器を水平に設置したときは、方位角について対称であるから E_c は一意的に決まり、第6図から求めた2つの中間の値になる。したがって、この場合についても 3.5 GeV/amu を E_c の値として採用した。

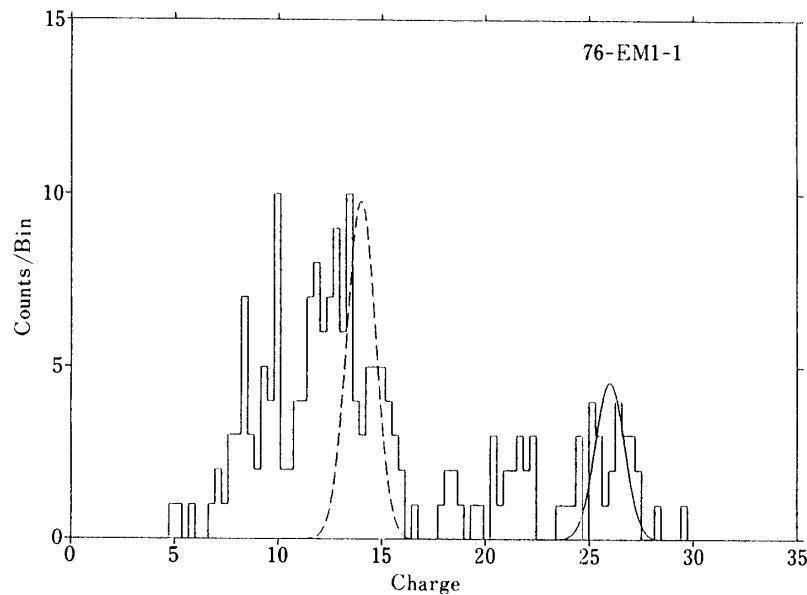
2-4 飛跡の検出

2-4-1 鉄核の検出

鉄核の検出は、1973年および1976年の観測では原子核乾板、1982年の観測では CR-39 を用いて行なった。飛跡の測定量は原子核乾板では δ -線密度 N_s であり、CR-39 では間接的な量 $V_T/V_G - 1 = 1/\sin \phi - 1$ (Practical Etch Rate : PER) である。ここで、 V_T 、 V_G は飛跡および放射線損傷を受けていない部分のエッティング速度、 ϕ はエッティングにより形成された円錐の頂角の $1/2$ である。使用した原子核乾板およびCR-39については、 N_s あるいは PER から核種を同定するための較正を行なっていないので、個々の飛跡に対応する入射粒子の核種を直接決めるることはできない。しかし、測定量はいずれも入射粒子の電

荷のみの関数なので、測定量の頻度分布は宇宙線の組成を反映したものになり、核種を同定することができる。

宇宙線は第1図に示した太陽系の元素組成とほぼ同様の組成を持つ。鉄は鋭いピークを形成しており、鉄と珪素との間は幅広い谷で隔てられている。また、鉄より重い核種の存在は無視できる。このような特徴を持つ宇宙線の組成は、特に太陽磁気圏における変調の影響が無視できる数 GeV/amu 以上のエネルギー領域においては、時間的に変動しない。したがって、頻度分布を得るに足る飛跡を検出することができれば、鉄核を同定することが可能となる。鉄以下の核種の強度は大きいので、気球による観測時間程度で頻度分布を得るのに十分な飛跡を検出することができる。1976年の観測で使用した原子核乾板内の、限られた 24 cm^2 の領域を全面スキャンすることによって検出した 195 本の飛跡について、その入射粒子の核種分布を第7図に示す。ここでは δ -線を計数するとき、その密度が明らかに小さい飛跡を除外したので、原子番号の小さい核種について、組成分布を正確に示すものとはなっていない。この図は以下のようにして得られたものである。まず、 N_s が入射粒子の電荷の 2乗に比例すると仮定して $\sqrt{N_s}$ 分布を求めた。これは第7図と同じ形になるが、頻度の高い部分から、鉄核の $\sqrt{N_s}$ に対する最確値を求め、横軸を原子番号に変換したものである。実線で示した曲線は、平均的な長さの飛跡に対して計数される δ -線の本数の統計的なゆらぎが、ガウス分布になると仮定して求めた。破線は、この鉄核の飛跡の頻度と、1次宇宙線中の珪素と鉄の存在量の比および両核種の大気中における核破碎の違いから予想される、珪素の頻度分布を示したものである。 $\sqrt{N_s}$ の統計的なゆらぎの幅が $\sqrt{N_s}$ の値によらず一定になること、1次宇宙線中にネオン、マグネシウムは珪素とほぼ等量存在すること、原子番号の小さな粒子ほど解析から除外される確率が高くなることを考慮すれば、破線で描かれた曲線は珪素の分布を正しく示していることがわかる。したがって、



第7図 原子核乾板の解析により得られた鉄以下の核種の頻度分布

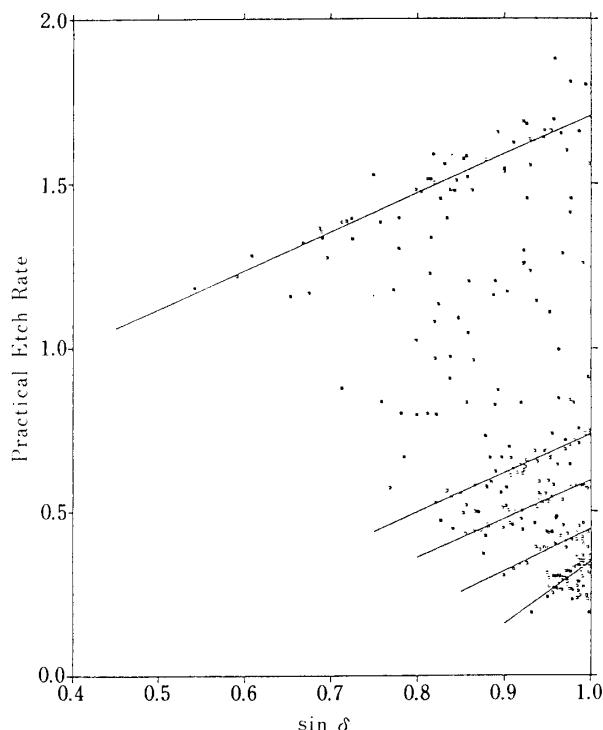
実線は鉄の頻度分布をほぼ正確に表わしていると考えることができる。これから推定される鉄核の飛跡の数は、 22 ± 5 本である。

CR-39 では、エッティングによって形成される円錐の検出器表面における断面（楕円）の短径 D , V_G , エッティング時間 t および飛跡のディップアングル δ を用いて、PER は次式で表わすことができる。

$$V_T/V_G - 1 = [1 + (D/2V_G t)^2] / [1 - (D/2V_G t)^2] \cdot 1/\sin \delta - 1$$

V_G は検出器固有のものであり、 V_T は入射粒子の電荷のみの関数であるから、PER の頻度分布から鉄核を同定することができる。1982年の観測では CR-39 スタックの最上部に置いた1枚を、鉄核を検出するために用いた。これから $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ を切り出したものを、 $70^\circ\text{C}, 6.7\text{ N}$ の NaOH 水溶液で 26 時間エッティングした後、全面スキャンにより 289 本の飛跡が検出された。これら 289 本の飛跡の PER- $\sin \delta$ プロットを第8図に示す。この図で点の密度の高い部分が 5 か所に見られるが、これらは PER の小さい方から O, Ne, Mg, Si および Fe の飛跡によるものである。同じ核種の飛跡において、PER の値が $\sin \delta$ の値とともに大きくなるのは、CR-39 の放射線に対する感度が検出器表面からの深度に依存することによると考えられているが、詳しいことはわかっていない。

第8図から、核種分布を求めるには、まず、密度の高い各部分に存在する点の分布を代表する直線を決定し、これらの直線に沿って各点を $\sin \delta = 1$ の直線上に投影する。次に上で求めた各直線と $\sin \delta = 1$ の直線との交点を、対応する核種の垂直入射時の PER の値の



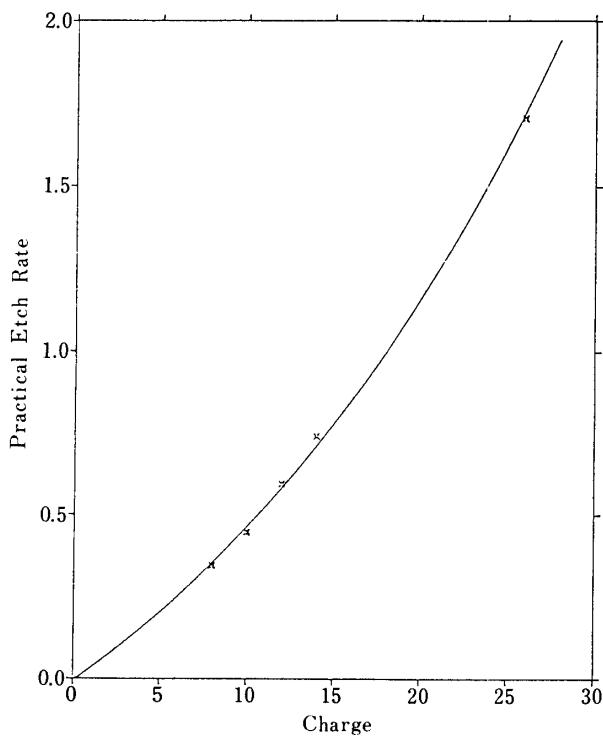
第8図 CR-39 における $\sin \delta$ -PER プロット

代表値とすれば、それらは第9図に示す値をとる。図中の曲線は、

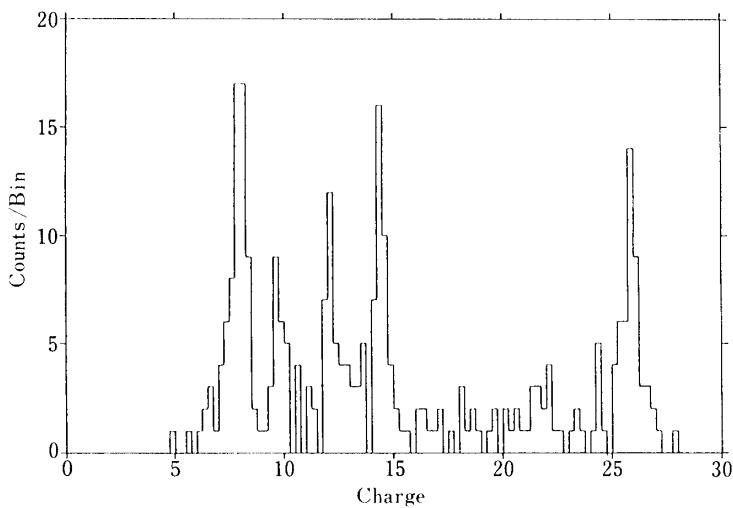
$$V_T/V_G - 1 = a \exp(bZ) - 1$$

という形の関数を仮定したとき、各点の分布をもっともよく近似する。このとき、 a, b の値はそれぞれ 1.00 および 0.0384 であった。この曲線を用いて、 $\sin \delta = 1$ の直線に投影された各点の分布を、核種分布に変換した結果を第10図に示す。1次宇宙線中に豊富に存在する O, Ne, Mg, Si, Fe が明らかに分離されており、鉄に対する核種分解能は $\Delta Z \sim 0.7$ charge unit である。この値は厚さ $400\mu\text{m}$ の原子核乾板による $\Delta Z \sim 1.1$ charge unit に比較してかなり良くなっている。この分布を宇宙線の組成と較べると、原子番号が小さくなるとともに存在量が相対的に減少しているのがわかる。これは第8図に見られるように、PER の値が小さくなるほど有効立体角が減少するために生ずるものである。CR-39 のこの性質は、程度の差はある各 SSTD に共通のもので、以下のような簡単な理由によるものである。検出器の表面が速度 V_G でエッティングされるので、飛跡に沿った方向のエッティング速度 V_T の表面に垂直な成分の大きさが V_G 以下のとき、即ち $V_T \sin \delta \leq V_G$ となるような飛跡はエッチピットを形成しない。一方、 V_T は PER とともに大きくなるので、PER の値が大きな飛跡ほど δ の小さなものまでエッチピットを形成するようになる。

CR-39 の解析によって検出した鉄核の飛跡は 48 ± 7 本であった。



第9図 CR-39 に垂直に入射する核種の PER と電荷の関係



第10図 CR-39の解析により得られた鉄以下の核種の頻度分布

2-4-2 超重核の検出

超重核の飛跡位置検出用に2枚のCNシートを使用した。CNはRELの値が約 $1.5 \times 10^3 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ 以上のとき検出可能な飛跡を生成する。これに対して、CN中における鉄核の相対論的な速度領域のRELの値は約 $8 \times 10^2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ であるから、鉄およびそれより原子番号の小さな粒子がCN中に飛跡を生成することはない。また、RELの値がしきい値を越えると、CN中の飛跡の V_T はRELとともに急激に大きくなる(第11a図)。したがって、観測に用いたCNシートを十分過剰にエッティングすることによって、RELの値がCNのしきい値に近い飛跡まで、その位置にシートを貫通する孔が形成される。この貫通孔を検出することによって、超重核の飛跡の位置を確認することができる。我々はアンモニア蒸気法と呼ばれる以下の方法を用いて貫通孔を検出した。これは、アンモニア蒸気に感じる感光紙を、過剰にエッティングしたCNシートに密着してアンモニア蒸気中に適当な時間放置すると、アンモニア蒸気が貫通孔を満たすため、感光紙上に目に見えるスポットが記録できるというものである。

CNは不安定な化合物であり、過剰なエッティングにより多様な形状の貫通孔を生じる。我々は位置検出器として用いた2枚のCNシートの一方について、感光紙上のすべてのスポットに対応する貫通孔の形状を実体顕微鏡で観察した。このとき、飛跡による貫通孔とよく似た形状を持つものについては、もう一方のシート上の対応する位置をスキャンし、そこに同じ形状および方向を持つ貫通孔が存在することで、飛跡の検出を確認した。第3表に各観測で使用した飛跡位置検出用のCNシートのエッティング条件と、検出された飛跡の数を示す。1973年の観測では、原子番号の大きな飛跡を効率よく検出する目的で、エッティングは4段階に分割して行なわれた。各段階のエッティング時間はそれぞれ2, 3, 4および9時間であるが、存在が確認された2本の飛跡は、いずれも最後の段階で検出されたものである。

第3表 飛跡検出器のエッティング条件、検出飛跡数

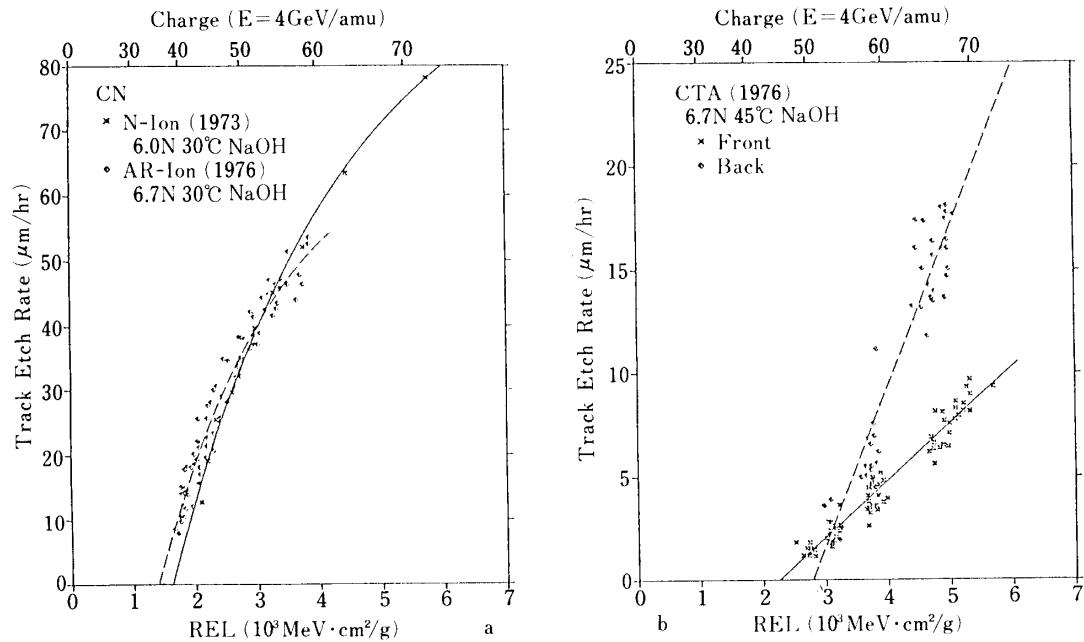
	NaOH Solution		Etching	Event
	Normality	Temperature	Time	$Z > 40$
1973	6.7N	30°C	18 hr	2
1976	6.7N	30°C	18 hr	5
1982	6.7N	40°C	8 hr	4

検出された飛跡を生成した入射粒子の核種は、CN および CTA シートを用いて同定した。これらシートの核種同定のための較正は、理化学研究所のサイクロトンの 6.3 MeV/amu の窒素あるいは、ベバラックからの 400 MeV/amu のアルゴンを用いて行なった (Doke et al., 1980)。入射エネルギーが～6 MeV/amu の窒素はプラスティック中に長さが約 70 μm 程度の飛跡を生成するが、REL の値は飛跡に沿って～ 2×10^3 MeV·cm²/g から～ 1×10^4 MeV·cm²/g まで変化する。これを段階的にエッティングしてエッチピットの成長曲線 $L(t)$ を得れば、エッティング速度は $V(L) = dL/dt$ として求めることができる。また、十分長時間エッティングすることによって入射粒子が停止した位置が確認できるから、飛程とエネルギーの関係を用いて飛跡の各点における入射粒子のエネルギー、さらに REL の値を知ることができる。

入射エネルギーが～600 MeV/amu のアルゴンのプラスティック中の飛程は 5 cm 程度である。飛跡は粒子が停止する直前のごく一部に生成され CN 中で約 5 mm, CTA 中では約 3 mm 程度の長さになるため、飛程に較べて十分厚いスタックを用いて粒子を止め、飛跡を生成した部分を用いて較正する。このとき REL の値は各プラスティックのしきい値から約 3×10^4 MeV·cm²/g まで変化するが、較正の必要なしきい値付近では入射粒子のエネルギーが比較的高く、エッチピットの長さの範囲で REL の値は大きく変化しない。飛跡が記録されている複数のシートを同時にエッティングすれば、各シートの表面に形成されるエッチピットの長さから残留飛程の異なる点における V_T を知ることができる。

第 11 a, b 図に CN および CTA シートの較正曲線を示す。同図 b に見られるように、CTA シートでは表裏両面で感度に差がある。この点については Blanford et al. (1973) も指摘しており、製造過程の乾燥時に表裏の差が現われるものと思われる。観測で使用する前に表裏の識別をしていないが、我々の観測では、REL の値は飛跡に沿って変化しないので、検出された飛跡のエッチピットの長さの差によって表裏を区別することができる。

これらの較正曲線を用いて、第 3 表に示した入射粒子の核種を決定した。結果を第 4 表に示す。ここにしめしたいずれの飛跡も、PC シートの対応する位置に飛跡は検出されなかった。1973 年の観測では、CN よりしきい値の大きな PC, CTA の各シートには、CN で検出された 2 本の飛跡に対応する飛跡は記録されていなかったため、飛跡検出器に形成された貫通孔の形状から、これら飛跡の V_T を求めた。1982 年の観測で使用した各シートについては、較正を行なっていない。この観測で検出された飛跡の解析は、1973 年および 1976 年の観測で使用した各シートの較正曲線を用いて行なわれた。同種類のプラスティックで



第11図 a:CNシートにおける V_T とRELの関係, b:CTAシートにおける V_T とRELの関係

も製造時期が違えば、放射線に対する感度に多少差が生じるようであるが、第11a図に示されるように、その差は較正曲線の測定誤差内におさまる程度のものと期待される。CTAシートについても、1973年および1976年に使用したものについて多少差があるが、電荷について $\Delta Z \sim \pm 3$ charge unit 以内で一致している。また、各飛跡について、CNおよびCTAから独立に同定した入射粒子の電荷の値に大きな差がないことは、これらの値が大きな絶対誤差を含んでいないことを示唆している。以上から、各シート毎に決定された電荷の値の誤差は1973年の観測では $\Delta Z \sim -3, +10$ charge unit, 1976年の観測では $\Delta Z \sim \pm 3$ charge unit, 1982年の観測では $\Delta Z \sim \pm 5$ charge unit程度である。

第4表 超重核の全飛跡の解析結果

Event No.	Incidence Angle (deg)	Zenith Angle (deg)	CN		CTA (Front)		CTA (Back)	
			Etch Rate (μm/hr)	Z	Etch Rate (μm/hr)	Z	Etch Rate (μm/hr)	Z
a	132	68	41	15.7	44	---	---	---
	158	45	51	8.3	41	---	---	---
	23	63	27	27.4	46	---	---	---
	36	52	27	27.9	47	2.35	53	1.38
b	62	38	57	29.5	47	2.87	52	1.83
	208	53	57	16.9	42	---	---	---
	235	38	52	12.0	40	---	---	---
	1-19	36	36	46.1	55	2.46	54	1.43
c	3-23	28	28	69.3	67	---	---	26.0
	3-27	44	36	53.1	58	2.00	52	2.57
	3-34	49	49	69.1	67	4.58	60	8.92

a ; 1973, b ; 1976, c ; 1982.

第3章 観測結果と考察

3-1 大気頂上における鉄核の強度

一般に、ある大気深度における宇宙線の組成は大気頂上におけるものとは異なる。この変換に寄与するのは大気中におけるエネルギー損失と、衝突による核変換であるが、我々の観測ではエネルギー損失の効果を無視することができる。また、1次宇宙線中において鉄核より重い核種の存在量はきわめて少ないので、それらが衝突によって鉄核に変換されるという過程を考慮する必要がない。以上の理由から、鉄核の場合には大気中における衝突による鉄核自体の核破碎の全断面積 σ_c だけが寄与することになる。入射粒子のエネルギーが数 GeV/amu 以上の領域では、全断面積はエネルギーに依存せずほとんど一定になるが、この表式として我々は Hagen(1976)による次式を用いた。

$$\sigma_c = 10\pi(1.29)^2 \{ A_T^{1/3} + A_B^{1/3} - 1.189 \exp[-0.05446 \min(A_T, A_B)] \}^2 \text{mb} \quad (1)$$

ここで、 A_T, A_B は標的核（大気中の原子核）およびビーム（鉄核）の質量数である。標的核の質量 $m(10^{-27}\text{g})$ と $\sigma_c(\text{mb})$ を用いて、核破碎の平均自由行程は

$$\lambda_c = m/\sigma_c \text{ g/cm}^2 \quad (2)$$

となるが、標的核の質量数として、窒素と酸素の加重平均を用いた。大気頂上に等方的に

入射する鉄核の強度を $j(0)$ とすれば、大気深度が d のとき、天頂角 θ 方向の強度は

$$j(d, \theta) = j(0) \exp(-d/\lambda_e^{Fe} \cos \theta) \quad (3)$$

となる。ここで、大気頂上を水平面と仮定した。この $j(d, \theta)$ を用いれば、鉛直に設置した薄い平板状検出器で検出される鉄核の総数 N は

$$N = 4T \int_0^{\pi/2} R(\alpha) S \cos \alpha \sin \alpha \int_0^{\pi/2} j(d, \theta) d\beta d\alpha \quad (4)$$

となる。ここで、 T, S はそれぞれ観測時間および検出器の面積、 $R(\alpha)$ は検出効率、 α および β はそれぞれ粒子の入射角および検出器についての方位角を表わす。原子核乾板では鉄のように原子番号の大きな入射粒子に対して $R(\alpha)=1$ となるから、(4)式は θ を用いて次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} N &= 4ST \int_0^{\pi/2} j(d, \theta) \sin^2 \theta d\theta \\ &= 4ST j(0) \int_0^{\pi/2} \exp(-d/\lambda_e^{Fe} \cos \theta) \sin^2 \theta d\theta \end{aligned} \quad (5)$$

CR-39 は水平に設置されたが、この場合 N は次式で与えられる。

$$N = \pi ST j(0) \int_0^{\pi/2} R(\theta) \exp(-d/\lambda_e^{Fe} \cos \theta) \sin 2\theta d\theta \quad (6)$$

鉄核に対する $R(\theta)$ を以下のようにして決めた。まず、検出された鉄核の天頂角(水平設置のときこれは入射角に等しい)分布を第12図に示す。実線で表わされた曲線は、 $R(\theta)=1$ のときの(6)式の被積分関数を、検出した飛跡の総数で規格化した関数、即ち検出器に入射した粒子の天頂角分布の計算値である。ある天頂角において検出された飛跡数と、曲線で示される値の比の分布は第13図のようになるが、これは相対的な検出効率の入射角分布を表わしたものになっている。この分布から、 $R(\theta)$ は $\theta \sim 50^\circ$ まではほぼ一定で、そこから $\theta \sim 60^\circ$ までの範囲で急激に減少して $R(\theta)=0$ となることがわかる。これは、 $V_T \sin \delta \leq V_c$ となるような飛跡はエッチピットを形成しないという、2-4-1 に述べた性質を反映したものである。検出器表面に垂直に入射した飛跡の検出効率は 1 であると考えられるから、 $\theta \leq 50^\circ$ の範囲で検出された飛跡の数 $N(\leq 50^\circ)$ を用いて次式により $j(0)$ を求めた。

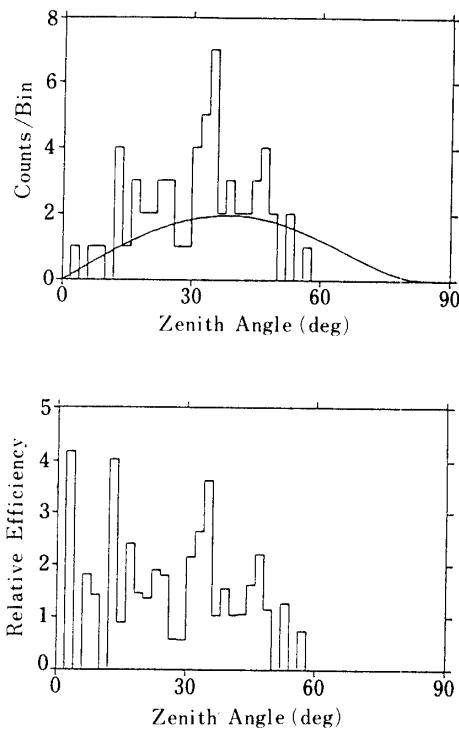
$$N(\leq 50^\circ) = \pi ST j(0) \int_0^{50^\circ} \exp(-d/\lambda_e^{Fe} \cos \theta) \sin 2\theta d\theta \quad (7)$$

1976年および1982年の観測から、大気頂上における鉄核の強度として以下のようないが得られた。

$$0.11 \pm 0.01 \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$$

これは、 $E \sim 4.0 \text{ GeV/amu}$ における積分強度である。鉄核と $Z \sim 50$ 程度の核種とでは質量

数と原子番号との比 A/Z の値が異なり、鉄核の方が多少小さくなるので、鉄核に対する核子当たりのカットオフエネルギーは超重核の 3.5 GeV/amu より大きくなる。



第13図 CR-39の鉄核に対する相対感度と入射角（天頂角）の関係

3-2 大気頂上における超重核の強度

超重核の大気中における伝播を考えるとき、鉄核の場合のように重い核種の存在を無視することはできない。この場合、大気深度 d における i 種粒子の天頂角 θ 方向の強度は、 $x = d/\cos \theta$ の関数として以下のよくな1次変換で表わすことができる。

$$\begin{aligned} j_i(x) &= j_i(0)(1 + P_{ki}x/\lambda_c^i) \exp(-x/\lambda_c^i) \\ &+ \sum_{k>i} j_k(0)P_{ki} \frac{\lambda_c^i}{\lambda_c^i - \lambda_c^k} [\exp(-x/\lambda_c^i) - \exp(-x/\lambda_c^k)] \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 P_{ki} は1回の衝突で k 種粒子が i 種粒子に変換される確率であり、 $P_{ki} = \sigma_s^{ki}/\sigma_c^k$ となるが、微分断面積 σ_s として Silberberg と Tsao(1977 b)による表式を外挿して用い、全断面積 σ_c には(1)式を使った。

検出器に入射するまでに、大気中で2回以上衝突した粒子の寄与は無視した。大気中に入射した k 種粒子が深さ x に到達するまでに、1回衝突して i 種粒子に変換される確率を $p_{ki}^i(x)$ とすると

$$\begin{aligned}
 p_1^{ki}(x) &= \int_0^x \exp(-t/\lambda_c^k) \exp[-(x-t)/\lambda_c^i] dt / \lambda_s^{ki} \\
 &< \frac{x}{\lambda_s^{ki}} \exp(-x/\lambda_c^i)
 \end{aligned} \tag{9}$$

となる。ここで、 λ_s^{ki} は 1 回の衝突によって k 種粒子が i 種粒子に変換される際の平均自由行程である。これから、 n 回衝突の場合の同様の確率 $p_n^{ki}(x)$ は

$$p_n^{ki}(x) \ll (1/n!) \cdot (x/\lambda_s^{ki})^n \cdot \exp(-x/\lambda_c^i)$$

となることがわかる。したがって、2回以上衝突した場合の確率と衝突が1回以下の場合の確率の比は、次式で表わされる。

$$\sum_{n \geq 2} p_n^{ki}(x) / [p_0^i(x) + p_1^{ki}(x)] < \exp(x/\lambda_s^{ki}) / (1 + x/\lambda_s^{ki}) - 1 \tag{10}$$

入射粒子として $Z \sim 55$ 程度の核種をとれば、これが衝突して $45 \leq Z \leq 55$ という範囲の核種に変換されるまでの平均自由行程は $\lambda_s^{ki} \sim 30 \text{ g/cm}^2$ である。気球高度までの大気層の厚さは $\sim 11 \text{ g/cm}^2$ であるから、(10)式の右辺の値はこの場合 ~ 0.05 となり、2回以上衝突した粒子の寄与は十分小さいことがわかる。入射粒子の原子番号が大きくなれば、衝突ができる 2 次粒子の原子番号が 45 以上になる確率も大きくなる。しかし、1 次粒子と 2 次粒子の質量数の差が大きくなるとともに核変換の微分断面積は小さくなり、さらに、第 1 図から予想されるように、宇宙線の超重核中に $Z \geq 56$ なる粒子が占める割合も小さい。

検出される i 粒子の数 N_i は $j_i(x)$ を用いて、検出器を水平に設置したとき

$$N_i = \pi S T \int_0^{\pi/2} R(\theta) j_i(x) \sin 2\theta d\theta \tag{11}$$

鉛直に設置したとき

$$N_i = 4 S T \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} R(\theta, \phi) j_i(x) \sin \theta \cos \phi d\theta d\phi \tag{12}$$

となる。ここで、 R は検出効率で粒子の入射角の関数である。大気頂上における i 種粒子の強度は、(11)式あるいは(12)式を逆変換すれば得られる。しかし、各観測で検出した飛跡は 5 本以下であり、核種の同定の誤差も大きいので、個々の核種の強度を求めて有意な結果は期待できない。

この点を考慮して、以下のように $Z \geq 45$ なる核種の強度を求めた。まず、(8)式を i 種より重い粒子について足し合わせると、 $J_{\geq i}(x) = \sum_{k \geq i} J_k(x)$ に対する表式

$$\begin{aligned}
 J_{\geq i}(x) &= J_{\geq i}(0) \sum_{k \geq i} \{ I_k(0) (1 + P_{kk} X / \lambda_c^k) \exp(-x/\lambda_c^k) \\
 &\quad + \sum_{l > k} I_l(0) P_{lk} \frac{\lambda_c^k}{\lambda_c^k - \lambda_c^l} [\exp(-x/\lambda_c^k) - \exp(-x/\lambda_c^l)] \}
 \end{aligned} \tag{13}$$

$$I_k(0) = J_k(0)/j_{\geq i}(0) \quad (14)$$

が得られる。ここで、 $I_k(0)$ は大気頂上における相対強度であるが、これを仮定すれば、検出された*i*種およびそれより重い粒子の数 $N_{\geq i}$ は、(11)式あるいは(12)式の $j_i(x)$ を $J_{\geq i}(x)$ に置き換えることによって求めることができる。相対強度として、Mewaldt(1981)によりまとめられたHEAO-3の観測値を用いたが、この誤差が結果に大きな影響を与えることはない。実際、 $I_m(0)$ の誤差 $\Delta I_m(0)$ による $J_{\geq i}(0)$ の相対誤差の大きさ Δ_m は(13)式より

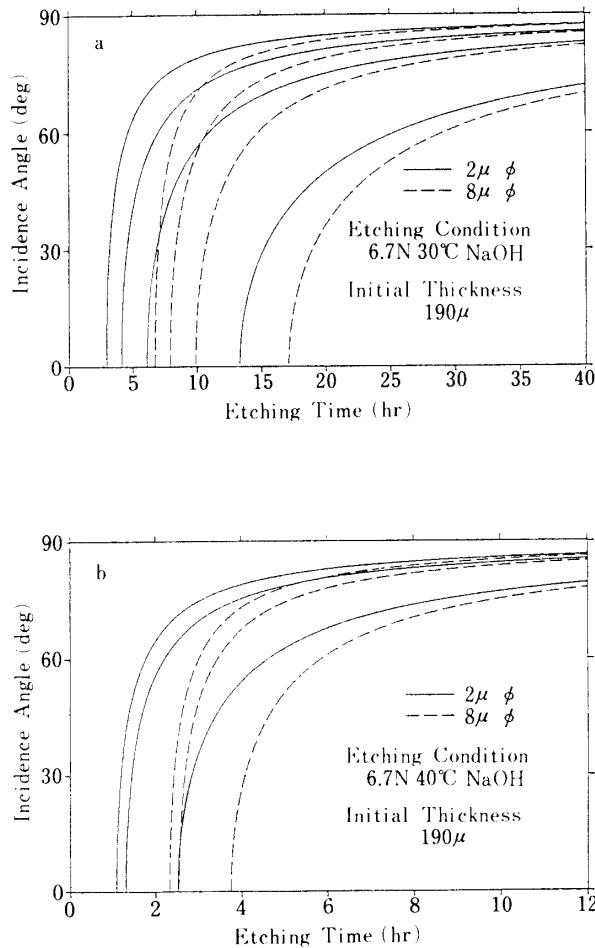
$$\begin{aligned} \Delta_m &= \Delta I_m(0)/J_{\geq i}(0) \cdot \partial J_{\geq i}(0)/\partial I_m(0) \\ &= \frac{J_{\geq i}(0)}{J_{\geq i}(x)} \left\{ (1 + p_{mm}X/\lambda_c^m) \exp(-x/\lambda_c^m) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{k=i}^{m-1} p_{mk} \frac{\lambda_c^k}{\lambda_c^k - \lambda_c^m} [\exp(-x/\lambda_c^k) - \exp(-x/\lambda_c^m)] \right\} \Delta I_m(0) \end{aligned} \quad (15)$$

となるが、 $\Delta I_m(0)$ の係数は(13)式からほぼ1であることがわかる。したがって、(14)式より

$$\begin{aligned} \Delta &= \sum_m \Delta_m \sim \sum_m \Delta I_m(0) \\ &= \sum_m j_m(0)/J_{\geq i}(0) \cdot \Delta j_m(0)/j_m(0) \sim \Delta j_k(0)/j_k(0) \end{aligned} \quad (16)$$

となるが、HEAO-3の場合、この値は約20%である。

(11)、(12)式に含まれる検出効率 R は、粒子の入射角 α の関数である。具体的には、 $R(\alpha)$ はアンモニア蒸気法による飛跡検出の効率になるが、これは飛跡検出器に形成された貫通孔の形状に依存する。一定のエッティング条件のもとで飛跡に沿って貫通孔が形成されるまでの時間は、入射粒子の核種と入射角によって決まる。第14 a, b図に、貫通孔が形成され、さらにその最小径が2μm(実線)あるいは8μm(破線)に成長するまでのエッティング時間と入射角の関係を示す。各曲線に対応する核種の原子番号は、入射角の値が小さい方からa図ではそれぞれ41, 45, 50, 60であり、b図ではそれぞれ40, 50, 60である。各曲線から下側へ離れるにつれて検出率が向上するが、貫通孔の長さを考慮すれば各曲線上でも入射角によって検出率が異なる。1973年および1976年の観測で飛跡検出器として使用したCNシートは、6.7N, 30°CのNaOH水溶液で18時間エッティングした。このエッティング条件に基づくa図を見ると、原子番号が45より小さな粒子の検出効率は入射角に大きく依存することが予想されるので、このような粒子は対象から除外した。原子番号が45以上の粒子については、飛跡の長さを L 、入射角を α としたとき、 $(1/L)dL/d\alpha = \tan \alpha$ が $\alpha \sim 65^\circ$ 以上で α とともに急激に大きくなるので、入射角は $\alpha \leq 65^\circ$ に限定した。また、最小径～8μm、長さ～100μm程度の飛跡については、検出率が1であることを確認している。入射角に対する条件はこれより厳しくなるが、検出効率が1となる範囲が最小径8μm、長さ100μmより広いことは確実なので、原子番号が45以上の粒子に対して $\alpha \leq 65^\circ$ で検出



第14図 飛跡検出器に貫通孔が形成されるまでのエッティング時間と入射角の関係

効率は1であると仮定した。

α_c を上で求めた飛跡検出の限界入射角 (65°) とすれば、検出される飛跡の数 $N_{\geq i}$ は、
 $J_{\geq i}(x)=J_{\geq i}(0)F(\theta)$ として、検出器を鉛直に設置したとき

$$N_{\geq i} = 4STJ_{\geq i}(0) \int_{\pi/2-\alpha_c}^{\pi/2} F(\theta) \sin[\cos^{-1}(\cos \alpha_c / \sin \theta)] \sin^2 \theta d\theta \quad (17)$$

水平に設置したとき

$$N_{\geq i} = \pi STJ_{\geq i}(0) \int_0^{\alpha_c} F(\theta) \sin 2\theta d\theta \quad (18)$$

となる。この(17), (18)式から大気頂上における i 種あるいはそれより重い粒子の宇宙線強度 $J_{\geq i}(0)$ を求めることができる。

1973年の観測では、飛跡検出器に形成された貫通孔の形から入射粒子の核種を決めた。

これは、CR-39 の解析で用いた方法であるが、CN の場合エッチ後の表面の状態が悪く。表面にできる楕円は CR-39 の場合のようにきれいな形状をしていない。また、 V_T/V_G の値も CR-39 における鉄の約 2.7 に対して、 $Z \sim 44$ で約 20 と大きいため、楕円の短径の測定誤差が V_T の推定値に大きく影響する。さらに、段階的なエッチングの効果、あるいは、約 4 カ月間にわたって海水に浸されていたことによる影響等、不明確な点が多い。以上の諸点を考慮して、宇宙線強度を推定するに際して、1973 年の観測は除外した。

1976 年および 1982 年の観測から、 $E = 3.5 \text{ GeV/amu}$ における原子番号 45 以上の核種の積分強度として以下の値を得た。

$$(3.9 \pm 1.5) \times 10^{-6} \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$$

この値は、検出された飛跡がすべて相対論的速度領域の超重核により生成されたものとして取り扱った結果である。

1 次宇宙線中には広いエネルギー範囲にわたって、鉄やそれより軽い核種が超重核の $\sim 10^7$ 倍以上豊富に存在する。相対論的速度領域では飛跡を生成しないような原子番号の小さな粒子でも、大気中で減速するにつれて REL の値が増大し、CN 中に飛跡を生成するようになる。

これらの粒子のうち陽子および電子は、いかなるエネルギーにおいても CN 中に飛跡を生成することはない。また、He 核の生成する飛跡の長さは高々数 μm 程度であるから、これもアンモニア蒸気法で検出されることはない。これで全宇宙線粒子の 99% が除外されたが、残りの 1% の大部分は C, N, O, Ne, Mg, Si および Fe が占める。このうち Si は約 60 MeV/amu 以下のエネルギーで CN 中に飛跡を生成するが、その長さは約 3.5 mm である。その間に、REL の値は約 $1.5 \times 10^3 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ から約 $2 \times 10^4 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ まで変化する。これは、原子番号が ~ 35 から ~ 130 までの粒子の相対論的速度領域における REL の値に対応する。したがって観測に使用した薄いスタックでも十分その変化を確認することができる。原子番号が Si より小さな粒子の飛跡はさらに短いので、それらを超重核のものと誤認するおそれはない。

残る Fe は、約 300 MeV/amu から CN 中に飛跡を生成し始め、停止するまでに約 3.5 cm の長さになる。このうち REL の値が、 $Z \sim 40$ から ~ 50 の粒子の相対論的速度領域の REL の値に対応する部分が、約 1.2 cm 存在する。したがって、厚さが 1.5 mm 程度の薄いスタックで、REL の変化を検出するのは困難である。このような飛跡の誤認を避けるため、また、放球時および切り放し後の安定性と安全を確保するため、気球の上昇・下降中アレイは折り畳まれていた。これにより、1976 年の観測で使用したアレイでは面積 1.2 m^2 の約 10 g/cm^2 の物質層が形成されることになるので、上下に重ねられた連続した数個のスタックを用いれば、飛跡の REL の変化を十分検出することができる。1982 年の観測で使用したアレイでは、3 層を重ねたときに形成される物質層の厚さは約 0.5 g/cm^2 程度であり、面積も 9.6 m^2 と大きいので、飛跡の誤認から完全に免れているとはいえない。したがって、大気中において核衝突によって、鉄核がどの程度減衰するかが問題となる。

三陸上空に入射する鉄核のカットオフエネルギーの平均値は約 4 GeV/amu であり、第

6図に示したものと同様のエネルギースペクトルを持つので、 $\sim 3 \text{ GeV}/\text{amu}$ 以下の強度は無視することができる。 $3\sim 4 \text{ GeV}/\text{amu}$ における強度がもっとも大きく、大気頂上で約 $0.02 \text{ particles}/\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec} \cdot \text{GeV}/\text{amu}$ 程度である。 $4 \text{ GeV}/\text{amu}$ 以上では強度が急激に落ちるとともに、残留飛程が長くなり、大気中で壊れる確率が大きくなるので、 $3\sim 4 \text{ GeV}/\text{amu}$ の鉄核の寄与を検討すれば十分である。エネルギーが $3.5 \text{ GeV}/\text{amu}$ の鉄核を採れば、それが電離損失によって $300 \text{ MeV}/\text{amu}$ まで減速するためには、大気中を約 $110 \text{ g}/\text{cm}^2$ 程度通過せねばならない。一方、鉄核の大気中における核破碎の平均自由行程は約 $14.5 \text{ g}/\text{cm}^2$ であるから、強度は大気頂上における値の 5×10^{-4} 倍程度に減少する。その強度を I とすれば、記録される飛跡の数 N は $2\pi I S T \sin \theta \cos \theta \Delta\theta$ となる。ここで T は気球上昇中に $\sim 300 \text{ MeV}/\text{amu}$ まで減速した鉄核を観測しうる高度を通過する時間、 S はアレイ面積、 θ は天頂角である。

東西効果を考慮すれば、 $3.5 \text{ GeV}/\text{amu}$ の鉄核は東方から入射することはないが、全方位角について積分した。 θ として $\sin \theta \cos \theta$ が最大となる $\pi/4$ を採ると、 $\Delta\theta$ は鉄核が通過する大気層の厚さが $(110 \pm 2) \text{ g}/\text{cm}^2$ の範囲になければならないことから、 $\Delta\theta \sim 3.6 \times 10^{-2} \text{ rad}$ が得られる。その範囲をはずれると、飛跡はまったく生成されないか、生成されたとしてもRELの変化を十分検出できるようになる。 T として大気深度 $110 \text{ g}/\text{cm}^2$ から、飛跡検出器の限界入射角 $\alpha = 65^\circ$ できまる大気深度 $110 \cos 65^\circ \sim 46 \text{ g}/\text{cm}^2$ までの上昇時間である約30分をとれば $N \sim 0.02 \text{ particles}$ となる。この値は、超重核と誤認されるような飛跡の存在を無視し得ることをしめしている。

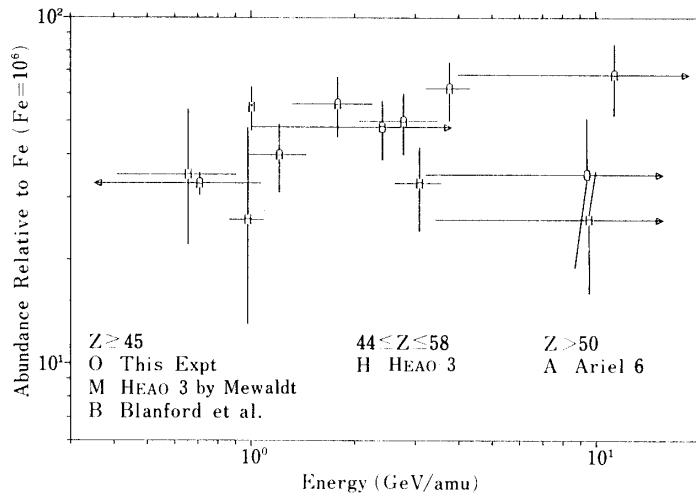
3-3 超重核と鉄核の強度比

先に求めた $Z \geq 45$ なる核種と鉄核の強度から、その比の値は次のようになる。

$$[Z \geq 45]/[\text{Fe}] = (3.5 \pm 1.6) \times 10^{-5}$$

この値を、他のグループによる観測値とともに第5表に示す。HEAO-3の値はエネルギーが $E \leq 1.2 \text{ GeV}/\text{amu}$ のデータと、リジディが $R \geq 8 \text{ GV}$ のデータを混合したものである(Mewaldt, 1981)。しかし、宇宙線の微分エネルギースペクトルは $j(E) = aE^{-\gamma}$ という形をしており、 γ が $2.5 \sim 2.7$ という値をとることから、衛星の軌道(軌道傾斜角 $\sim 45^\circ$)を考慮しても、この値は低エネルギー($E \sim 1 \text{ GeV}/\text{amu}$)粒子のものに近いと思われる所以、表には $1 \text{ GeV}/\text{amu}$ におけるものとして記入した。また、Blanford et al. (1973)の結果は、固体飛跡検出器を用いた気球観測により得られたものである。彼らの論文には $Z \geq 45$ および鉄核の強度は記されていないが、 $Z \geq 45$ の値は与えられている $41 \leq Z \leq 50$ に対する値を、HEAO-3の結果を用いて $41 \leq Z \leq 44$ と $45 \leq Z \leq 50$ とに分割して求め、 $1 \text{ GeV}/\text{amu}$ における鉄核の積分強度として $0.55 \text{ particles}/\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$ を用いた。

超重核の観測を主目的とした2つの衛星HEAO-3(Israel et al., 1983)および、Ariel 6(Fowler et al., 1983)による観測結果の一部として、超重核と鉄核との比のリジディティスペクトルが1983年の宇宙線国際会議で同時に発表された。その値を、第5表の値とともにエネルギースペクトルの形で第15図に示す。エネルギーの下限が与えられているものについては、平均エネルギーの点を採った。ここで、HEAO-3およびAriel 6の値はそれぞ



第15図 [超重核]/[鉄核] のエネルギースペクトル

れ $44 \leq Z \leq 58$ および $Z > 50$ なる核種グループと鉄核との強度比の値である。Ariel 6 のデータに関して Fowler et al. は、測定器を取り囲む厚さが約 1 g/cm^2 の壁内における電離損失の効果が、鉄核と超重核とで異なることから、とくに $R < 3\text{GV}$ の低リジディティ領域で検出される超重核の強度が鉄核に対して 10% 程度小さくなることを示唆している。さらに、Ariel 6 の結果は $[Z \geq 60]/[\text{Fe}]$ の値が HEAO-3 の約 1.5 倍になっているが、Fowler et al. はこの点についても、彼らのデータにおいて鉄核との比をとる際に誤差が生じた可能性があるため、この差はそれほど意味のあるものとはいえないとしているだけで、それ以上の言及はない。

HEAO-3 のデータは、低リジディティ領域と高リジディティ領域に集中し中間領域が欠落しているが、これは固体チレンコフ検出器と電離箱を組み合わせた装置で、中間領域の入射粒子の電荷を決めることが難しから来るものである。また、高低両領域でリジディティを決める方法が異なり、低リジディティ領域では両検出器からの出力の相関から決めており、高リジディティ領域では衛星の位置と粒子の入射方向とから地磁気によるカットオフリジディティを求めて、統計的にリジディティ分布を知るという方法を探っている。高低両領域に測定点がそれぞれ 2 点づつ存在するが、リジディティを同一の方法で決めたそれぞれの領域において、高リジディティ側で比の値が小さくなっている。それぞれ誤差の範囲で一致しているので、この差は有意なものとはいえないが、中間領域で両者がどうつながるのか興味あるところである。

我々の結果は、対象とする核種領域の違いを考慮すれば HEAO-3 の結果と良く一致している。第 5 表に示した 3 点を比較すると、我々の値がもっとも小さくなってしまっており、高リジディティ側で比の値が下がるという傾向を示しているように思われる。

超重核と鉄核との比のリジディティ分布について結論的に述べれば、Ariel 6 の結果は唯一リジディティとともに比の値が増加する傾向を示しているが、他のデータはいずれも

超重核のスペクトルが鉄核のものと矛盾しないか、あるいは、リジディティとともに減少する度合いが鉄核の場合より多少大きいという傾向を示しているということになる。

第5表 $[Z \geq 45]/[Fe]$ の観測結果

	Energy (GeV/amu)	$(Z \geq 45)/[Fe] \times 10^5$
This Experiment	≥ 3.5	3.5 ± 1.6
HEAO 3	~ 1	5.5 ± 0.8
Blanford et al.	≥ 1	4.8 ± 0.9

第4章 宇宙線の伝播の計算

この章の目的は、発生源における宇宙線の組成とエネルギースペクトルとを仮定して、星空間を伝播したのち、地球近傍で観測される宇宙線の超重核と鉄核との強度比[超重核]/[鉄核]が、エネルギーとともにどのように変化するかを調べることである。

4-1 計算方法

銀河系内における宇宙線の伝播のモデルとして、一様・定常な平衡状態を仮定すると、星間磁場による散乱の効果は、宇宙線が銀河系から脱出する度合いを決めるパラメータに集約される。このモデルでは、 i 種粒子の宇宙線の強度 $j_i(E)$ は次の方程式によって与えられる (Protheroe et al., 1981)。

$$Q_i(E) - J_i(E)/\lambda_e^i(E) - J_i(E)/\lambda_d^i(E) - J_i(E)/\lambda_c^i(E) + \sum_{k>i} [J_k(E)/\lambda_s^{ki}(E) + J_k(E)/\lambda_d^{ki}(E)] - d[w_i(E)J_i(E)]/dE = 0 \quad (1)$$

ここで、 Q_i は発生源における強度、 λ_e^i 、 λ_d^i および λ_c^i はそれぞれ i 種粒子の銀河系からの脱出、放射性崩壊および衝突による核破碎の平均自由行程、 λ_s^{ki} 、 λ_d^{ki} はそれぞれ核衝突および放射性崩壊によって k 種粒子が i 種粒子に変換される際の平均自由行程である。また、 $w_i(E)$ は単位距離当たりに i 種粒子が失うエネルギーの平均値、即ち $w_i(E) = (dE/dX)_i$ である。 λ_c^i および λ_s^{ki} は核変換の全断面積 σ_c および微分断面積 σ_s を用いてそれぞれ

$$\lambda_c^i = \langle m \rangle / \sigma_c^i, \text{ および } \lambda_s^{ki} = \langle m \rangle / \sigma_s^{ki}$$

で与えられ、 λ_d^i は崩壊の特性時間 τ_d を用いて

$$\lambda_d^i = \gamma \tau_d^i \beta c n \langle m \rangle$$

と表わすことができる。ここで、 $\langle m \rangle$ および n はそれぞれ星間物質の平均質量および平均密度であり、その値として 1.3 amu および 0.3 cm^{-3} を採用した。

(1)式左辺の最後の項は、エネルギー損失の効果を表わすものである。この効果は、約 300 MeV/amu 以下のエネルギー領域で大きな役割を演じる (Webber, 1983)。その影響は数

GeV/amu 程度のエネルギーから現われてくるが, Protheroe et al. によればこの効果を考慮した場合としなかった場合とでは, $[21 \leq Z \leq 25]/[\text{Fe}]$ という比の値において 1 GeV/amu で約 15%, 3.5 GeV/amu で約 3% 程度の差が生じる。この差は小さいとはいえないが, この項が存在するため後に述べる slab モデルの方程式に非線形性がもちこまれ, 本質的に数値計算に頼らざるを得なくなるため, ここでは計算から除外した。この点に関しては後で考察する。

放射性アイソトープについては, $\lambda_d^{-1} \geq \lambda_e^{-1} + \lambda_c^{-1}$ のとき不安定, 逆のとき安定とし, その効果を λ_s^{ki} の中に含めた。すなわち, 衝突によって k 種粒子が i 種粒子に変換される微分断面積 σ'_{ki} を次式で定義した。

$$\sigma'_{ki} = \sigma_s^{ki} + \sum_j \sigma_s^{kj} \quad (2)$$

ここで, k 種粒子および i 種粒子は安定, 長寿命および電子捕獲モードのみで崩壊する核種であり, j 種粒子は短時間で i 種粒子に崩壊していく系列内の不安定核種である。電子捕獲モードで崩壊する核種を安定核種に加えうるためには, 宇宙線は発生源で一気に高エネルギーまで加速されるという仮定が必要である。宇宙線の加速機構については詳しいことは理解されていないが, ここでは伝播過程において宇宙線が加速されることはないとした。

計算は以下の slab (観測される宇宙線はすべて同じ厚さの物質層を通過してきたものと考える) モデルの方程式にもとづいておこなった。

$$\begin{aligned} dJ_i^s(x, E)/dx &= -J_i^s(x, E)/\lambda_c^i(E) + \sum_{k>i} J_k^s(x, E)/\lambda_s^{ki}(E), \\ J_i^s(0, E) &= Q_i(E) \end{aligned} \quad (3)$$

実際の計算には, これと同様の以下の方程式を用いた。

$$\begin{aligned} dj_{in}^s(x, E)/dx &= -j_{in}^s(x, E)/\lambda_c^i(E) + \sum_{k>i} j_{kn-1}^s(x, E)/\lambda_s^{ki}(E); n=0,1,2,\dots \\ j_{i1}^s(0, E) &= Q_i(E), \quad j_{in}^s(0, E) = 0; n=1,2,3,\dots \end{aligned} \quad (4)$$

ここで, j_{in}^s は星間物質と n 回衝突した i 種粒子の強度, x は発生源からの距離を宇宙線が通過した物質量で表わしたものであり,

$$J_i^s(x, E) = \sum_n j_{in}^s(x, E) \quad (5)$$

となる。宇宙線が伝播中に通過する物質量の確率密度分布(通過物質量分布) $P(x)$ を考慮すれば, 観測される強度は J_i^s を用いて次式で表わすことができる。

$$J_i(E) = \int_0^\infty J_i^s(x, E) P(x) dx \quad (6)$$

星間物質は水素原子(核)のみから成るものと仮定した。核破碎の微分断面積として Silberberg と Tsao (1973a, b) による半実験式を使用し, 彼らの 1977, 1979 および 1983

年の改良 (Silberberg and Tsao, 1977a, 1979; Tsao et al., 1983) も採り入れた。衝突の結果生ずる2次粒子として、NbからBiまでの323個の安定核、長寿命核および電子捕獲モードのみで崩壊するアイソトープと、これらの原子核に短時間で崩壊する約800個の放射性アイソトープを個別にとり扱った。

核破碎の全断面積として、Silberberg et al. (1983)による次の半実験式を用いた

$$\sigma_c(\text{H. E.}) = 45A^{0.7}[1 + 0.016 \sin(5.3 - 2.63 \ln A)] \quad (7)$$

$$\sigma_c(E) = \sigma_c(\text{H. E.})[1 - 0.62 \exp(-E/200) \sin(10.9E^{-0.28})] \quad (8)$$

とし、ここで A および E はそれぞれ粒子の質量数および MeV/amu を単位としたエネルギー、また $\sigma_c(\text{H. E.})$ は高エネルギーにおける値であるが、数 GeV/amu 以上では断面積はエネルギーにほとんど依存しない。数 GeV/amu より低いエネルギーにおけるエネルギーを依存性は(8)式で表わされている。これらの式は、水素原子核との衝突の場合にのみ適用される。

宇宙線の発生源における元素の組成として、Cameron(1980)による太陽系の元素組成(第1図)を採用した。超重核が生成される反応として重要なものはいわゆる s 過程と r 過程であるが、太陽系組成はこれらが混合されたものである。宇宙線の発生源ではどちらの過程が支配的かということは興味ある問題であるが、HEAO-3の観測結果(Binns et al., 1982)はアクチノイドの Pb に対する存在比がきわめて小さいことを示し、この点では太陽系の組成に近いことが示唆された。

最近の観測から、宇宙線の発生源と太陽系とにおける元素組成に系統的な差のあることが明らかになってきた。これは、Kristiansson(1971)や Casse と Goret(1973)などの先駆的な研究にもとづくものであるが、両組成間における各元素の存在量の比とその元素の第1電離ポテンシャルとの間に相関があるというものである。[発生源]/[太陽系] という存在量の比をとったとき、第1電離ポテンシャルの増加とともに比の値が減少するという傾向があり、宇宙線の加速効率に第1電離ポテンシャルが関与する(即ち、比較的温度が低い領域が宇宙線の加速に関係していることを示唆する)ものとして注目されている。我々は Letaw et al. (1984) と同様にこの相関を次式で表わし、これと太陽系における元素の相対存在量との積をとることによって、第1電離ポテンシャルが発生源の組成に与える影響を考慮した。

$$\begin{cases} a \exp(-0.27 \times 7); I \leq 7 \text{ eV} \\ a \exp(-0.27I); I > 7 \text{ eV} \end{cases} \quad (9)$$

宇宙線の通過物質量分布の形は、採用する伝播のモデルによって決まる。ここでは、Cow-sik と Wilson(1973, 1975)によって提唱された nested leaky box モデルにもとづいて、以下のような分布を仮定した。このモデルは、宇宙線の発生源は銀河系内に一様に分布し、物質密度は発生源近傍でそれ以外の所より高いとするものである。ここでさらに、発生源近傍を離れるまでの通過物質量分布 $P_s(x)$ 、およびそれから銀河系を脱出するまでの通過

物質量分布 $P_G(x)$ をもとに以下のような指数関数型とする。

$$P_S(x) = \frac{1}{\lambda_s} \exp(-x/\lambda_s) \quad (10)$$

$$P_G(x) = \frac{1}{\lambda_G} \exp(-x/\lambda_G) \quad (11)$$

ここで、 λ_s および λ_G はそれぞれの領域における平均通過物質量である。宇宙線が発生してから銀河系を脱出するまでの全体の通過物質量分布 $P(x)$ は、(10), (11)式で表わされる両分布の convolution として表現される。

$$\begin{aligned} P(x) &= \frac{1}{\lambda_s \lambda_G} \int_0^x \exp(-t/\lambda_s) \exp[-(x-t)/\lambda_G] dt \\ &= \frac{1}{\lambda_s - \lambda_G} [\exp(-x/\lambda_s) - \exp(-x/\lambda_G)] \end{aligned} \quad (12)$$

このとき平均通過物質量 λ_e は以下のようになる。

$$\lambda_e = \int_0^\infty x P(x) dx = \lambda_s + \lambda_G \quad (13)$$

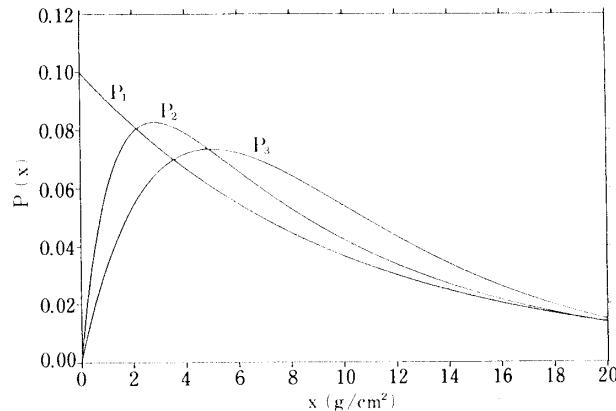
λ_e を固定したとき、この分布の形はパラメータ $q = \lambda_s/\lambda_e$ の値によって決まるが、(12)式は λ_s と λ_G に関して対称であるから、数学的には $0 \leq q \leq 1/2$ の範囲をとれば十分である。 $q = 0$ のときこの分布は単なる指数関数となり、いわゆる leaky box (一様) モデルと一致する。このとき $\lambda_s = 0$ となることから、これは発生源および物質量密度がともに銀河系内で一様であるとするモデルである。今回の計算では $q = 0, 1/8$ および $1/2$ の場合を取り扱った。これら各分布をそれぞれ P_1, P_2, P_3 、とすれば、 P_2 は(12)式で、 P_1, P_3 はそれぞれ以下の両式で表される。

$$P_1(x) = \frac{1}{\lambda_e} \exp(-x/\lambda_e) \quad (14)$$

$$P_3(x) = \frac{4}{\lambda_e^2} x \exp(-2x/\lambda_e) \quad (15)$$

$\lambda_e = 10 \text{ g/cm}^2$ のとき、各分布は第 16 図に示すような形をとる。ここで、 P_2, P_3 では x の小さい所で値が小さくなっているが、これは必ずしも太陽系近傍に発生源が少ないことを意味するのではなく、多くの宇宙線が少なくともいくらかの厚さの物質層を通過するということを示すものである。

λ_e は、宇宙線が観測されるまでに通過した物質層の厚さを決めるパラメータであるが、この値によって観測される宇宙線中の 1 次粒子と 2 次粒子の割合が変化する。ここで、2 次粒子とは伝播過程で 1 回も衝突しなかった粒子、2 次粒子は少なくとも 1 回衝突した粒子の総称である。第 1 図からわかるように、鉄より軽い元素の中にも通常の元素合成反応

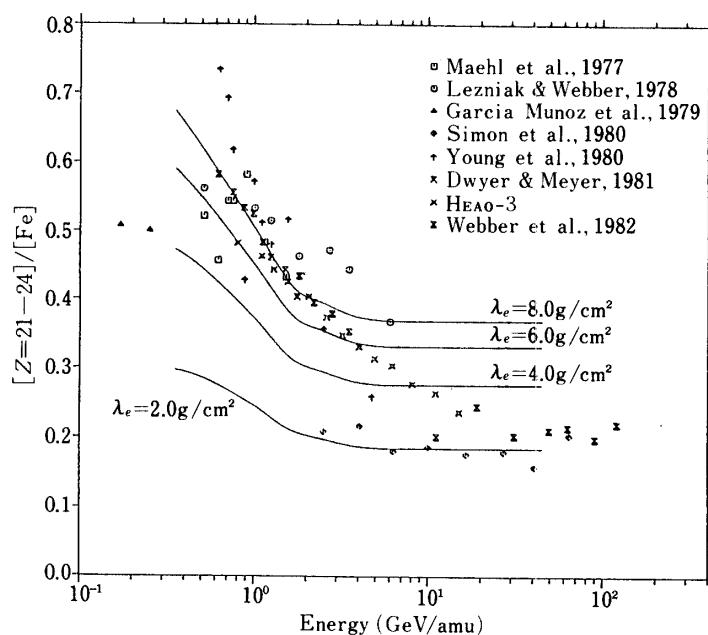
第16図 $\lambda_e = 10 \text{ g/cm}^2$ の時の通過物質量分布

ではほとんど生成されないものが存在する。これらの元素は、宇宙線の発生源における存在量もきわめて少なく、観測される粒子の大部分は、伝播中に核衝突でつくられる2次粒子であると考えられる。鉄より原子番号が小さい領域では、このような元素として、L核(Li, Be, B)およびsub-Fe核[Sc, Ti, V, Cr, (Mn)]などをあげることができる。衝突による核変換の微分断面積は、1次粒子と2次粒子との質量差 ΔA が大きくなるとともに急激に小さくなるので、これらの核種の多くは原子番号が僅かに大きく、また豊富に存在するM核[C, (N), O]あるいは鉄核からつくられるものと考えられる。宇宙線の発生源における[L]/[M]および[sub-Fe]/[Fe]の比の値はいずれもきわめて小さいので、観測される宇宙線におけるこれらの比の値から、 λ_e を効率良く決めることができる。

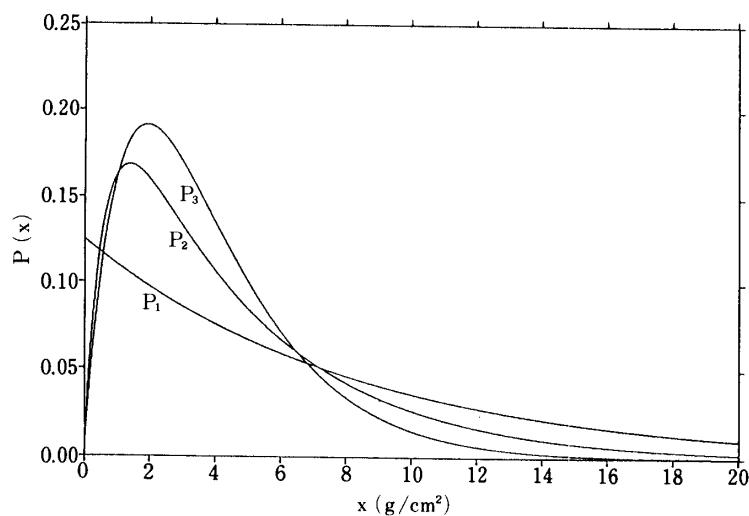
第17図に[sub-Fe]/[Fe]の観測値と、計算から求めた値のエネルギー分布を示す。この計算値は、leaky box モデル(通過物質量分布 P_1)で λ_e がエネルギーによらず一定であるとしたときのものである。核破碎の断面積がエネルギーに依存しなくなため、高エネルギー領域で計算結果が一定になっている。これに対して観測値の方は比の値が減少し続けることを示しており、 λ_e をエネルギーの関数と考えない限りこの矛盾は解消しない。この結果にもとづいて $\lambda_e(E)$ の形を以下のように決め、

$$\lambda_e(E) = \begin{cases} \lambda_0 & E \leq E_0 \\ \lambda_0(E/E_0)^{-\delta} & E > E_0 \end{cases} \quad (16)$$

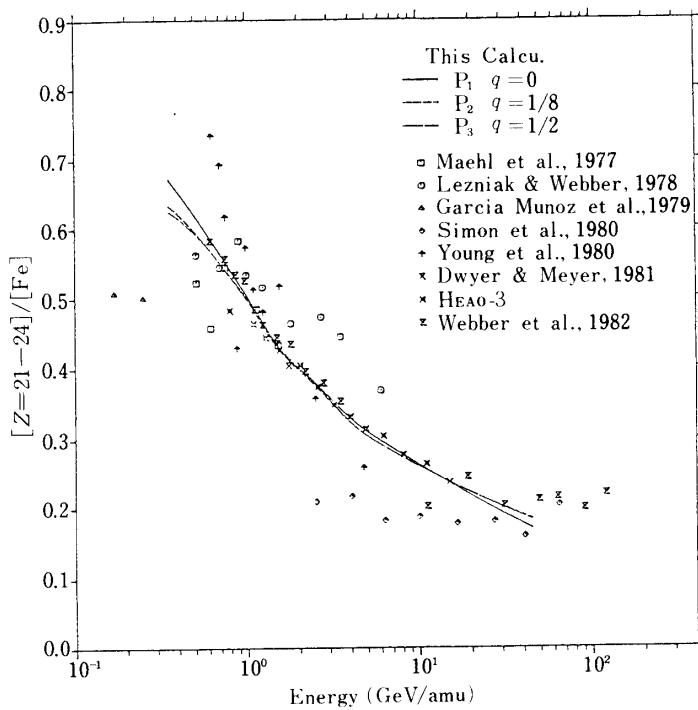
分布 P_1, P_2, P_3 に対する λ_0 の値としてそれぞれ $8.0 \text{ g/cm}^2, 4.9 \text{ g/cm}^2$ および 3.9 g/cm^2 、 δ の値としてそれぞれ $0.49, 0.34$ および 0.29 を採用した。また、 E_0 については各分布に対して同一の値 2 GeV/amu を用いた。 $E \leq E_0$ における通過物質量分布を第18図に、上の各パラメータを採用したときの[sub-Fe]/[Fe]分布を第19図に示す。ここに見られるように、 λ_e のエネルギー依存性として(16)式を仮定すれば、通過物質量分布の形によらず、エネルギーが約 500 MeV/amu から約 30 GeV/amu の範囲で、観測値と良く一致するスペ



第17図 λ_e がエネルギーによらず一定としたときの $[\text{sub-Fe}]/[\text{Fe}]$ のエネルギー



第18図 $[\text{sub-Fe}]/[\text{Fe}]$ の観測値を再現しうる $E \leq 2 \text{ GeV}/\text{amu}$ における通過物質質量分布



第19図 [sub-Fe]/[Fe] の計算結果

クトルをえることができる。一様モデルでは、 λ_e は銀河系から脱出するまでの平均自由行程と同義であるから、 λ_e が銀河系磁場によって宇宙線が散乱される効率に大きく依存することを考慮すれば、その値がエネルギーとともに減少するのは、当然の帰結といえるであろう。したがって、 λ_e はエネルギーよりもむしろリジディティの関数と考えた方がよいであろう。

太陽系内の 1 AU における宇宙線のエネルギースペクトルは、星間空間におけるものとは多少異なる。これは太陽変調 (solar modulation) と呼ばれる効果によるものであり、エネルギーの損失の効果と同じく数 GeV/amu 以下の低エネルギー領域でその影響が現われてくる。Gleeson と Axford(1968)によれば、変調を受けた後のスペクトル $J_m(E)$ は、星間空間におけるスペクトル $J(E)$ を用いて次式で与えられる。

$$J_m(E) \sim \frac{E^2 + 2E}{(E + \Phi)^2 + 2(E + \Phi)} J(E + \Phi) \quad (17)$$

ここで $\Phi = (Ze/A)\phi$ は、太陽系空間において宇宙線が失う核子当たりのエネルギーの平均値である。また、 ϕ は減速パラメータと呼ばれ、太陽活動の強弱によって 200 MV～600 MV 程度の値が採用される。我々の観測は太陽活動の極大期を挟んで行われ、HEAO-3, Ariel 6 はともに極大期付近での観測であるので、この計算で ϕ の値として 500 MV を用いた。

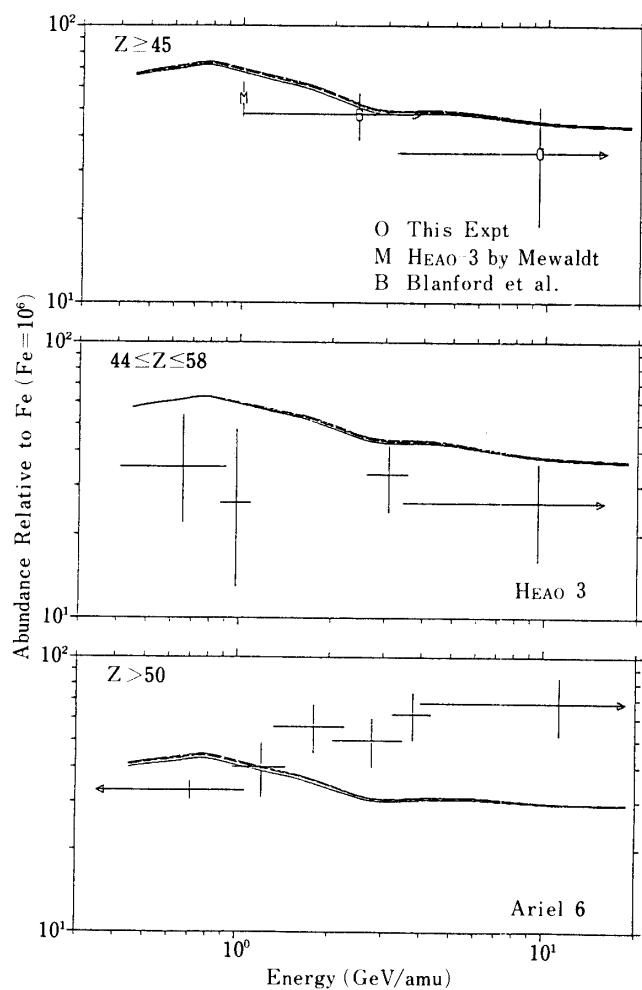
宇宙線の発生源におけるエネルギースペクトルには、核種による違いはないと仮定した。この仮定と、計算からエネルギー損失の効果を除外したことにより、星間空間における核種間の強度比のエネルギー分布の形は、発生源におけるエネルギースペクトルの形に依存しない。しかし、太陽変調の効果はスペクトルの形によって異なるので、星間空間におけるエネルギースペクトルとして次式を採用した。

$$J(E) = a(E + mc^2)^{-\gamma} \quad (18)$$

ここで E は核子当たりの運動エネルギーであり、 m は核子の質量である。 γ の値として 2.6 を採用した。

4-2 計算結果と考察

第 20 図に地球近傍における、超重核の核種グループと鉄核との強度比のエネルギー分布



第 20 図 [超重核]/[鉄核] の計算結果

の計算結果を示す。第15図に示した観測値の核種グループに応じて三種類に分類した。各図において、実線、破線、一点鎖線は宇宙線の通過物質分布としてそれぞれ P_1 , P_2 , P_3 を採用したときのものである。全体の傾向は、各核種グループで一致している。すなわち、約 800 MeV/amu にピークを持ちそこから約 3 GeV/amu まで比の値は減少し、3 GeV/amu 以上ではエネルギーによらずほぼ一定の値になる。

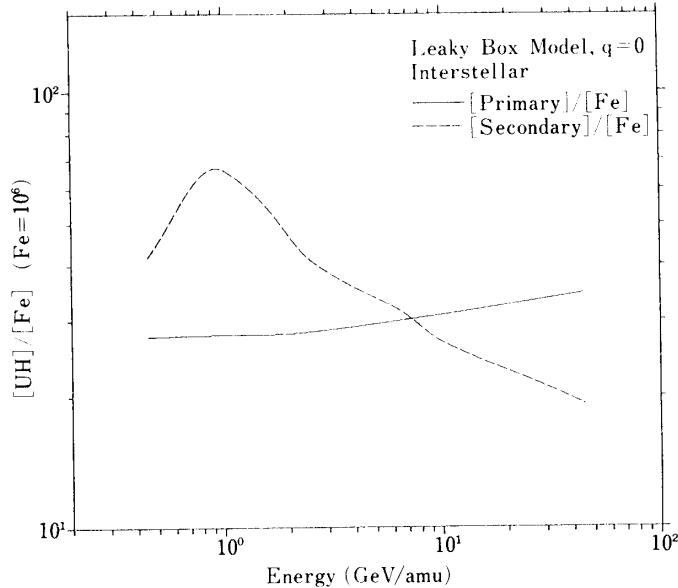
計算結果がこのような傾向を持つ理由は、超重核中の1次粒子 j_{UH}^1 と2次粒子 j_{UH}^2 を分離してそれぞれ鉄核との比をとってみれば明らかになる。これらの比の値のエネルギー分布を第21図に示す。これは、 $q=0$ (leaky box モデル)のときのものである。ここでは、太陽変調の減速パラメータは $\phi=0$ とした。実線は [1次粒子]/[鉄核]、破線は [2次粒子]/[鉄核] を示す。鉄核は、その大部分を1次粒子が占める。したがって、[1次粒子]/[鉄核] の値は、核衝突の平均自由行程 λ_c と銀河系からの脱出の平均自由行程 λ_e のみに依存し、次のようになる。

$$j_{UH}^1/j_{Fe} = \lambda_c^{UH}/\lambda_c^{Fe} \cdot (\lambda_c^{Fe} + \lambda_e)/(\lambda_c^{UH} + \lambda_e) \cdot j_{UH}(0)/j_{Fe}(0)$$

$E \leq 2 \text{ GeV/amu}$ では λ_c はともに λ_e より短いので、

$$j_{UH}^1/j_{Fe} \sim \lambda_c^{UH}/\lambda_c^{Fe} \cdot j_{UH}(0)/j_{Fe}(0) \quad (20)$$

となるが、 $\lambda_c^{UH}/\lambda_c^{Fe}$ の値はエネルギーにほとんど依存しないので、この比の値は一定になる。また、 $E > 2 \text{ GeV/amu}$ では、 λ_e が $E^{-\delta}$ に比例して短くなるのに対して λ_c は変化せず



第21図 超重核中の [1次粒子]/[鉄核] と [2次粒子]/[鉄核] のエネルギー
スペクトル]

$\lambda_c^{UH} < \lambda_c^{Fe}$ であるから、 j_{UH}^1/j_{Fe} はエネルギーとともに増加する。

一方、[2次粒子]/[鉄核]について、高エネルギーでは核破碎の断面積は変化しないが、通過物質量がエネルギーとともに減少するためその値が小さくなる。低エネルギーでは、全断面積と2次粒子をつくる微分断面積のエネルギー依存性によって比の値が決まる。KaufmanとSteinberg(1981)の実験結果は、陽子を金の標的に衝突したとき得られる $^{179}\text{Au} \rightarrow ^{171}\text{Lu}$ という反応の断面積が、入射エネルギーが 1 GeV/amu のところで大きく増加していることを示している。この結果、Tsao et al. (1983)は彼らの半実験式を改良し、標的核の質量数が 78 以上のとき生成核との質量差が 10~40 の範囲でこの増加を考慮した。超重核の2次粒子の中には、この反応で生成されるものが含まれる。これに対して全断面積の方は、1 GeV/amu 付近のエネルギーではなだらかに変化している。この結果、2次粒子の割合が 1 GeV/amu で増加することになる。

この計算で考慮しなかった電離損失によるエネルギー損失の効果が、[超重核]/[鉄核]に与える影響を確かめるため、leaky box モデルにこの効果だけを取り入れて、星間空間における Fe と Sn のエネルギースペクトルを求めた。発生源におけるエネルギースペクトルとして(18)式を仮定し、 $\gamma=2.2$ とした。星間物質は水素原子のみからなると仮定した。この場合、slab モデルの方程式は次のようになる。

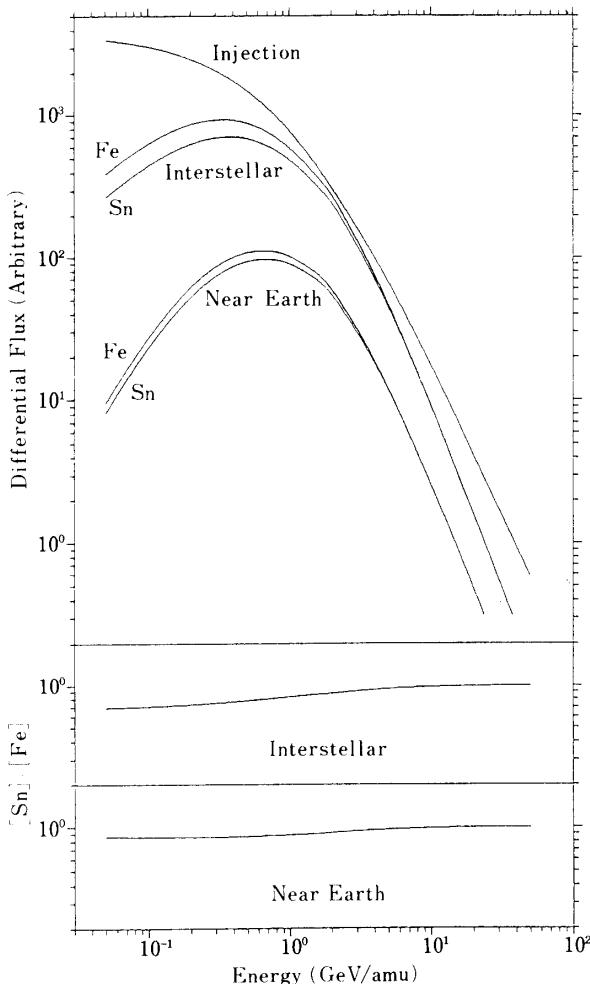
$$\partial J_i^s(E, x)/\partial x + d[w_i(E)J_i^s(E, x)]/dE = 0 ; J_i^s(E, 0) = Q_i(E) \quad (21)$$

この解を以下のような数値計算で求めた。

$$J_i^s(E, x) = w_i(E')/w_i(E) \cdot J_i^s(E', x - \Delta x) \quad (22)$$

ここで、 E 、 E' はそれぞれ通過物質量が x および $x - \Delta x$ における粒子のエネルギーであり、 $E = E' - w_i(E)\Delta x$ とした。この $J_i^s(E, x)$ を用いて(6)式から星間空間におけるエネルギースペクトルを求めることができる。計算結果を第22図に示す。エネルギーが 2 GeV/amu 以上で平均通過物質量(平均寿命)がエネルギーとともに短くなる効果のため、高エネルギーにおける星間空間のスペクトルのべき指数は約 2.6 になっている。エネルギー損失の効果は数 GeV/amu 以下のエネルギーで認められ、エネルギーが低くなるほどその影響が大きくなることがわかる。両核種の強度比([Sn]/[Fe])は、図に見られるようにエネルギーが低くなるにつれて減少するという傾向を示すが、その値がエネルギーによって大きく変化するということはない。その程度は 10 GeV/amu 以上の高エネルギーにおける値に対して、4 GeV/amu および 1 GeV/amu でそれぞれ~7% および~17% である。同図には、太陽変調を受けた後の地球近傍における両核種のエネルギースペクトルおよび強度比もあわせて示した。

この結果、[超重核]/[鉄核]の比に対しては、大きく修正する必要はないことがわかった。ただし、1 GeV/amu 以下の低エネルギーにおいて、[超重核]/[鉄核]を計算する際に仮定した星間空間におけるエネルギースペクトルの形は、電離損失によるエネルギー損失を考慮した第22図にしめたものとは大きく異なる。したがって、太陽変調の効果による影響が変化するが、電離損失によるエネルギー損失の効果は原子番号とともに大きくな



第22図 エネルギー損失および太陽変調を考慮したときの星間空間および地球近傍における Fe と Sn のエネルギースペクトルと強度比 $[Sn]/[Fe]$

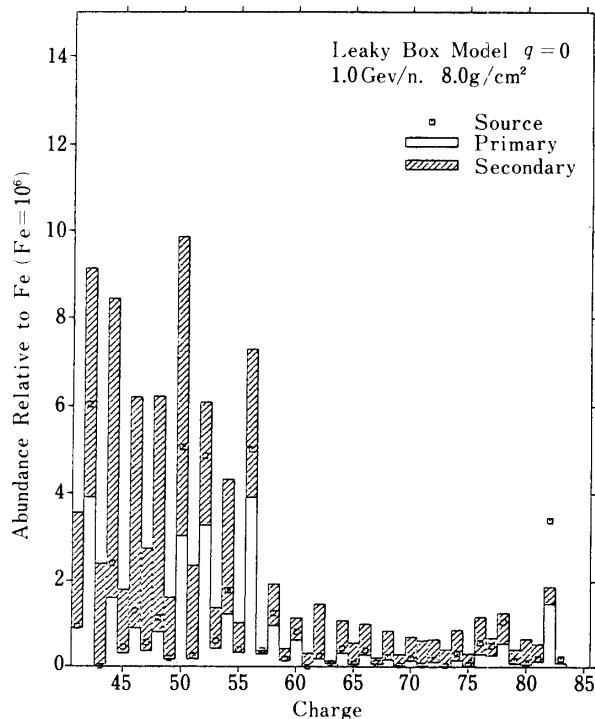
るのに対して、太陽変調の効果はそれとは逆に働くので、これが [超重核]/[鉄核] の比を大きく変えることはない。第20図に示した $[Z \geq 45]/[Fe]$ の計算において、 $1\text{ GeV}/\text{amu}$ における値は $10\text{ GeV}/\text{amu}$ における値に較べて 53% 程度増加している。上で計算したエネルギー損失の効果によって、この増加は多少相殺されるが、それでもなお 44% 程度の増加は保持されている。

計算結果が示す [超重核]/[鉄核] のエネルギー分布の上に述べたような傾向を観測値と比較してみると、Ariel 6 の結果は、 $2\text{ GeV}/\text{amu}$ 以下のエネルギーで比の値が著しく減少することを示しており、計算結果とは逆相関になっている。さらに、エネルギーが高いところで比の値が他と比較してかなり大きくなっている。第21図に示したように [超重核中の 1 次粒子]/[鉄核] は、宇宙線の平均通過物質量が短くなる $2\text{ GeV}/\text{amu}$ 以上のエネルギー

一ではエネルギーとともにその値が増加する。したがって、観測される超重核中に2次粒子の占める割合が少なければ、高エネルギー側における Ariel 6 のデータに見られる漸増を、宇宙線の一般的な伝播の結果として説明することが可能である。しかし、原子番号が 51 以上の元素中のランタノイド ($57 \leq Z \leq 71$) は、第 1 図に見られるように元素組成の谷を形成している。元素組成中で同じような位置を占める sub-Fe 核の多くは、伝播中に鉄核から生成される 2 次粒子が占める。また、偶数核に較べて存在量が少ない奇数核についても、これと同様の議論が成り立つ。

第 23 図は leaky box モデルに基づいて計算した、エネルギーが 1 GeV/amu における地球近傍で観測される宇宙線の組成を示すものである。この図の白抜きの部分は 1 次粒子、斜線部分は 2 次粒子の占める割合を表わすが、ランタノイドや奇数核では 1 次粒子の寄与はほとんどないことがわかる。発生源組成においてピークを形成し、宇宙線中にも豊富に存在する Sn から Ba までの偶数核についても、2 次粒子の占める割合はかなり大きなものになっている。このように、超重核宇宙線中には多くの 2 次粒子が含まれており、[sub-Fe]/[Fe] のエネルギー分布を説明し得る宇宙線の伝播のモデルで、Ariel 6 の結果を解釈するのは難しいものと思われる。しかし、前章でも触れたようにこれらの点に関しては、Fewler et al. (1983) 自身が彼らのデータに検討の余地があることを認めているので、今後の解析結果を待ちたい。

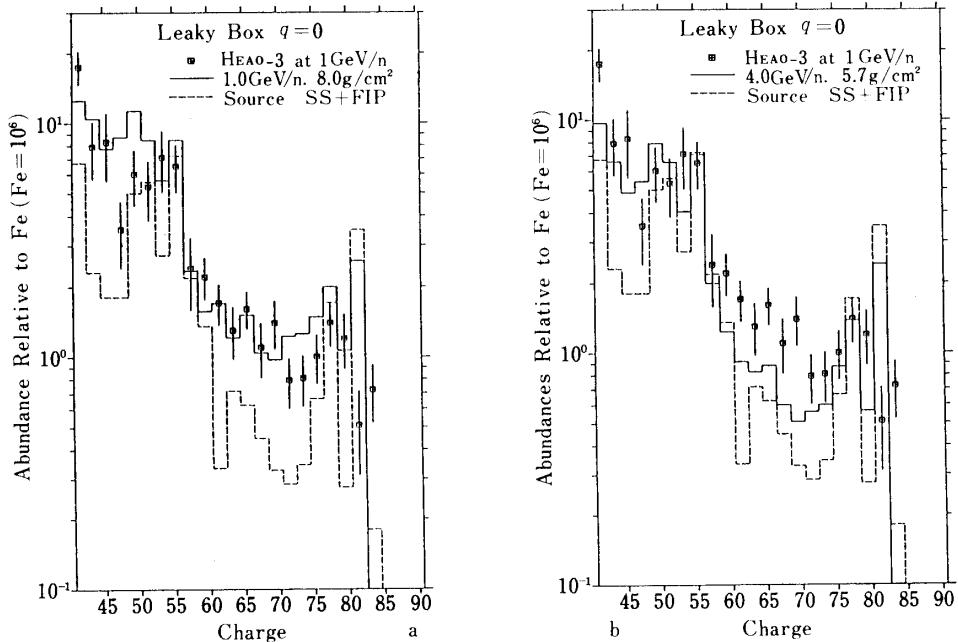
Ariel 6 のデータを除外すれば、観測結果が示す [超重核]/[鉄核] の分布の傾向は計算



第 23 図 1 GeV/amu における超重核宇宙線中の組成に占める 1 次粒子と 2 次粒子の割合

結果と矛盾しない。とくに、我々の観測値を含む $[Z \geq 45]/[Fe]$ を示す各データは、計算結果を積極的に支持しているように思われる。また、HEAO-3 の $[44 \leq Z \leq 58]/[Fe]$ のデータは、計算結果が示すようにエネルギーが増加するとともに比の値が減少する傾向を見せて いるようである。しかし、この減少は僅かであり誤差の範囲内におさまる程度のものである。

地球近傍で観測される原子番号が 41 以上の宇宙線の組成を第 24 a,b 図に示す。計算結果は、採用した三種類の通過物質量分布でそれほど大きな差はないので、leaky box モデルのときのものを実線で示した。a,b 図はそれぞれ 1 GeV/amu および 4 GeV/amu における値である。両図とも観測値は Mewaldt (1981) が整理した HEAO-3 の結果を用いた。破線は発生源における元素の組成を示す。これは、太陽系における値に 1 次電離ポテンシャルの寄与を考慮したものである。観測値は、1 GeV/amu における計算結果と良く一致している。とくに、ランタノイドの観測値は発生源における値より数倍大きくなっているが、計算結果はこれを良く再現している。これに対して、4 GeV/amu における計算結果は発生源における組成に近いものになっており、観測値とは一致しない。したがって、この可能性は少ないとと思われるが、もし HEAO-3 の観測値が 8 GV 以上の高リジディティのデータを多く含むものであれば、宇宙線の伝播のモデルを変更する必要が生じることになるかも しれない。この点に関しては、Letaw et al. (1984) も指摘しており、彼らは伝播過程において宇宙線が徐々に加速されるという説を唱えている。すなわち、宇宙線のエネルギーが低く物質密度も高いと考えられる発生源近傍で、宇宙線と星間物質との衝突がひんぱんに



第 24 図 a : 1 GeV/amu における超重核宇宙線の組成, b : 4 GeV/amu における超重核宇宙線の組成

起こり、そこを脱出した後、物質密度が低い星間空間で再び加速されるとするものである。この場合には、低エネルギーにおける核変換の断面積が主要な役割を果たすことになる。

第20図において、計算結果が Ariel 6 以外の観測値と比較して系統的に大きくなっているが、これは第24a図に見られるように、計算結果と観測値との間の $47 \leq Z \leq 52$ における不一致が大きく寄与しているものと思われる。また、 $71 \leq Z \leq 76$ においても同様に、計算結果の方が大きくなっているが、これらの核種はいずれも、発生源に豊富に存在する核種グループに対して原子番号が僅かに小さいものである。このように、発生源における元素の組成図上で同じような位置を占める核種グループで、いずれも計算結果が観測値より大きくなっているということは、その原因が計算の方にあることを示唆しているように思われる。おそらく、標的核と生成核の質量差が小さいときの核変換の微分断面積の値が、実際より大きいことに起因するものであろう。この点が改良されれば、計算結果と観測値の組成は極めて良く一致することが予想される。

第5章 結論

宇宙線中の超重核について気球に搭載した固体飛跡検出器を使用して観測を行なった。観測を行なった地点の地磁気による平均カットオフエネルギーは、 $Z \sim 50$ の粒子に対して 3.5 GeV/amu (vertical cutoff rigidity 10.3 GV) である。太陽極大期を挟んで行なわれた2回の観測で、 $Z \geq 45$ の入射粒子の飛跡が7本検出された。これから期待される $Z \geq 45$ の超重核宇宙線の大気頂上における強度として、以下の値が得られた。

$$(3.9 \pm 1.5) \times 10^{-6} \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$$

原子核乾板あるいは CR-39 を用いて、宇宙線中の鉄核の観測を同時に行なった。これらの解析から、大気頂上における鉄核宇宙線の強度として、以下の値が得られた。

$$0.11 \pm 0.01 \text{ particles/m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec}$$

したがって、 $E \geq 3.3 \text{ GeV/amu}$ における宇宙線中の $Z \geq 45$ なる核種と鉄核の強度比として、以下のような値が得られる。

$$[Z \geq 45]/[\text{Fe}] = (3.6 \pm 1.6) \times 10^{-5}$$

この値は核種領域の差を考慮すれば、HEAO-3 による 10 GV における $[44 \leq Z \leq 58]/[\text{Fe}]$ の観測値と一致する。一方、Ariel 6 による $10\text{-}12 \text{ GV}$ における $[Z > 50]/[\text{Fe}]$ の観測値は、我々の結果の約 1.8 倍になり、核種領域の差を考慮すればその差はさらに大きくなる。

超重核と鉄核の強度比のエネルギー分布については、我々の観測結果と他グループによる観測結果とを比較すると、 $[Z \geq 45]/[\text{Fe}]$ の値は、 $E \geq 1 \text{ GeV/amu}$ でエネルギーとともに比の値が減少する傾向を示す。HEAO-3 の観測結果は、 $E \geq 400 \text{ MeV/amu}$ では比の値は一定であるか、あるいは、多少の減少傾向にあることを示している。Ariel 6 の結果は、比の値がエネルギーとともに増加する傾向を示す。このように、現時点では超重核宇宙線

のエネルギースペクトルについて、各観測は矛盾した結果を示しており、明確な結論を下せる段階ではない。

宇宙線の銀河系内における伝播の過程で、超重核と鉄核の強度比のエネルギー分布素どのように変化するかを調べるため、nested leaky box モデルに基づいて宇宙線の伝播の計算を行なった。このモデルの範囲内で、宇宙線の通過物質量分布の違いを考慮したが、結果に差はあらわれなかった。計算に必要なパラメータは、[sub-Fe]/[Fe] のエネルギー分布において、計算結果が観測値を再現できるという要請を満足するように決められた。平均通過物質量が、 $E \leq 2 \text{ GeV/amu}$ ではエネルギーとともに減少すると仮定すれば、この要請は満たされた。

計算結果は、上述した各観測結果に対応する超重核と鉄核との強度比のエネルギー分布のいずれについても、以下のような一致した傾向をしめした。すなわち、比の値は約 800 MeV/amu で極大となり、そこから約 3 GeV/amu にかけてエネルギーとともに数 10% 減少する。 $E \geq 3 \text{ GeV/amu}$ では、比の値はエネルギーにほとんど依存しない。

計算結果に示される超重核と鉄核のエネルギースペクトルの差は、地球近傍で観測される宇宙線の、銀河系内の伝播についての相違に由来するものである。すなわち、地球近傍で観測される超重核中には、伝播過程で星間物質と衝突して生成された 2 次粒子が含まれているのに対して、鉄核ではその大部分を 1 次粒子が占める。したがって、超重核と鉄核の強度比のエネルギー分布には、核破碎の微分断面積のエネルギー依存性が強く反映する。超重核が星間水素と衝突して 2 次粒子を生成する際の微分断面積には、強度比の 800 MeV/amu における極大に対応する 1 GeV/amu に極大を持つものが存在する。エネルギーが低い方へずれる理由は、計算で考慮した太陽変調の効果によるものである。この微分断面積の増大は 1 GeV/amu で極大値に達した後、1~3 GeV/amu にかけて減少するため、そこで強度比の減少が生じる。

我々の値を含む $[Z \geq 45]/[Fe]$ のエネルギー分布の観測結果は、超重核のエネルギースペクトルが鉄核のものとは異なることを示すものであったが、計算は宇宙線の銀河系内における伝播の効果を考慮すれば、この差は解消できるものであることを示した。一方、Ariel 6 による観測結果の方が真実を正しく反映したものであるとするならば、超重核の伝播の様子が鉄以下の核種のそれとは異なることになる。この点では、発生源の物理的状態の違いを指摘できるかもしれないが、それでも Ariel 6 の結果を説明できるモデルを構築するのは困難であろうと思われる。

謝　　辞

本論文は「超重核研究グループ」の 10 年以上にわたる研究の成果にもとづいたものである。この間、多かれ少なかれ本研究にたずさわった人々は 20 人を下回ることはない。この成果を私の学位申請論文として単独名で提出することを快く承諾された方々、ならびにこの研究に参加された方々に深く感謝致します。

この研究をすすめるにあたって、終始懇篤なる御指導ならびにはげましを頂いた立教大

学伊藤謙哉教授に深く感謝の意を表わします。また、固体飛跡検出器の基礎実験の面で丁寧な御指導を頂きました早稲田大学理工学研究所道家忠義教授に深く感謝致します。「超重核研究グループ」に参加され終始ともに研究を進めて来られた、玉川大学永田勝明助教授、立教大学宇宙線研究室の小林繁氏、早稲田大学理工学研究所道家研究室の林孝義博士の各位に厚く感謝の意を表わします。また、立教大学宇宙線研究室の大江真理子さんにはCR-39の解析、飛跡検出器のスキャナ、気球実験の準備等に御協力して下さいましたことに対して深い謝意を表明します。

本研究を進めるに当たり実施した7回にわたる気球実験は、すべて宇宙科学研究所三陸大気球観測所から放球された気球によって行なわれた。これらの気球実験は同研究所の西村、広沢研究室の全面的な御協力のもとに実現したものである。この点に関し、宇宙科学研究所西村純教授ならびに西村、広沢研究室の各位に深く感謝致します。

最後に、「超重核研究グループ」発足に当たって大きな指導力を發揮され、志半ばで物故された故岡本肇氏に深い感謝の意を表わします。

参考文献

- Binns, W. R., Fickle, R. K., Garrard, T. L., Israel, M. H., Klarmann, J., Stone, E. C., and Waddington, C. J., 1982, Ap. J. (Letters), **261**, L 117.
- Binns, W. R., Fickle, R. K., Garrard, T. L., Israel, M. H., Klarmann, J., Krombel, K. E., Stone, E. C., and Waddington, C. J., 1983, Ap. J. (Letters), **267**, L 93.
- Blanford, G. E., Friedlander, H. W., Klarmann, J. K., Poemeroy, S. S., Walker, R. M., Wefel, J. P., Fowler, P. H., Kidd, J. M., Kebetich, E. J., Moses, R. T., and Thorne, R. T., 1973, Phys. Rev., D8, 1707.
- Brewster, N. R., Freier, P. S., and Waddington, C. J., 1983, Ap. J. **264**, 324.
- Cameron, A. G. W., 1980, Center for Astrophysics Preprint Series No. 1357.
- Cartwright, B. G., Shirk, E. K. and Price, P. B., 1978, Nucl. Instr. and Meth., **153**, 457.
- Casse, M., and Goret, P., 1973, Proc. 13 th Int. Cosmic Ray Conf., (Denver), **1**, 584.
- Cawsic, R., and Wilson, L. W., 1973, Proc. 13 th Int. Cosmic Ray Conf., (Denver), **1**, 500.
- Cawsic, R., and Wilson, L. W., 1975, Proc. 14 th Int. Cosmic Ray Conf., (Munich), **2**, 659.
- Doke, T., Hayashi, T., Ito, K., Yanagimachi, T., Kobayashi, S., Nagata, K., and Miyajima, M., 1979, Proc. 16 th Int. Cosmic Ray Conf., (Kyoto), **1**, 364.
- Doke, T., Okamoto, H., Hayashi, T., Ito, K., Yanagimachi, T., Kobayashi, S., Hisano, K., Nagata, K., and Shibamura, E., 1980, ICR-Report-80-80-2.
- Dwyer, P., and Meyer, P., 1980, Proc. 16 th Int. Cosmic Ray Conf., (Kyoto), **1**, 310.
- Fleischer, R. L., Price, P. B., Walker, R. M., and Maurette, M., 1967, J. Geophys. Res. **72**, 331.
- Fowler, P. H., Adams, R. A., Cowen, V. G., and Kidd, J. M., 1967, Proc. Roy. Soc. London, **A301**, 39.
- Fowler, P. H., Thorne, R. T., Muzumdar, A. P., O'Ceallaigh, C., O'Sullivan, D., Rao, Y. V., and Thompson, A., 1973, Proc. 13 th Int. Cosmic Ray Conf., (Denver), **5**, 3239.
- Fowler, P. H., Masheder, M. R. W., Moses, R. T., Walker, R. N. F., Worley, A., 1983, Proc. 18 th Int. Cosmic Ray Conf., (Bangalore), **9**, 110.
- Garcia-Munoz, M., Margolis, S. H., Simpson, J. A., and Wefel, J. P., 1979, Proc. 16 th Int. Cosmic Ray Conf., (Kyoto), **1**, 319.

- Garcia-Munoz, M., Guzik, T. G., Simpson, J. A., and Wefel, J. P., 1984, Ap. J. (Letters), **280**, L 13.
- Gleeson, L. J., and Axford, W. I., 1968, Ap. J., **154**, 1011.
- Hagen, F. A., 1976, Ph. D. thesis, University of Maryland.
- 久野慶三, 1978, 修士論文, 立教大学
- Israel, M. H., Jones, M. D., Klarmann, J., Binns, W. R., Garrard, T. L., Stone, E.C., Fickle, R. K., Waddington, C. J., 1983, Proc. 18 th Int. Comic Ray Conf., (Bangalore), **9**, 123.
- 伊藤謙哉, 蓬茨霊運, 1978, 現代物理学の基礎, 11 宇宙物理学, 第5部, p.548, 林忠四郎, 早川 幸男 編集 (岩波書店).
- 伊藤謙哉, 1983, 宇宙線物理学, p.88, 小田稔, 西村純, 桜井邦朋 編集 (朝倉書店).
- Kaufman, S. B., and Steinberg, E. P., 1980, Phys. Rev. **C22**, 167.
- 小林 繁, 1975, 修士論文, 立教大学
- Kristiansson, K., 1971, Astrophys. and Space Sci., **14**, 485.
- Letaw, J. R., Silberberg, R., and Tsao, C. H., 1984, Ap. J., **279**, 144.
- Lezniak, J. A., and Webber, W. R., 1978, Ap. J., **223**, 676.
- Maehl, R. C., Ormes, J. F., Fisher, A. J., and Hagen, F. A., 1976, Astrophys. and Space Sci., **47**, 163.
- Mewaldt, R. A., 1981, Proc. 17 th Int. Cosmic Ray Conf. (Paris), **13**, 49.
- Price, P. B., Fowler, P. H., Kidd, J. M., Kobetich, E. J., Fleisher, R. L., and Nichols, G. E., 1971, Phys. Rev., **D3**, 815.
- Protheroe, R. J., Ormes, J. F., and Comstock, G. M., 1981, Ap. J. **247**, 362.
- Shirk, E. K., Price, P.B., Kobetich, E., Osborne, W. Z., Pinsky, L. S., Eandi, R. D., and Rushing, R. B., 1973, Phys. Rev. **D7**, 3220.
- Shirk, E. K., and Price, P.B., 1978, Ap. J., **220**, 719.
- Silberberg, R., and Tsao, C. H., 1973a, Ap. J. Suppl., **25**, 315.
- Silberberg, R., and Tsao, C. H., 1973b, Ap. J. Suppl., **25**, 335.
- Silberberg, R., and Tsao, C. H., 1977a, Proc. 15 th Int. Cosmic Ray Conf., (Plovdiv), **2**, 84.
- Silberberg, R., and Tsao, C. H., 1977b, Proc. 15 th Int. Cosmic Ray Conf., (Plovdiv), **2**, 89.
- Silberberg, R., and Tsao, C. H., 1979, Proc. 16 th Int. Cosmic Ray Conf., (Kyoto), **2**, 202.
- Silberberg, R., Tsao, C. H., and Letaw, J. R., 1983, in Composition and Origin of Cosmic Rays, ed. Shapiro, M. M., (Dordrecht; Reidel), p.321.
- Simon, M., Spiegelhauer, H., Schmidt, W. K. H., Siohan, F., Ormes, J. F., Balasbrahmanyam, V. K., and Arens, J. F., 1980, Ap. J., **239**, 712.
- Tsao, C. H., Silberberg, R., and Letaw, J. R., 1983, Proc. 18 th Int. Cosmic Ray Conf., (Bangalore), **2**, 194.
- 和田雅美, 1976, 私信.
- Webber, W. R., 1983, in Conposition and Origin of Cosmic Rays, ed. Shapiro, M. M., (Dordrecht; Reidel), p.25.
- Young, J. S., Freier, P. S., Waddington, C. J., Brewster, N. R., and Fickle, R. K. 1981, Ap. J., **246**, 1014.

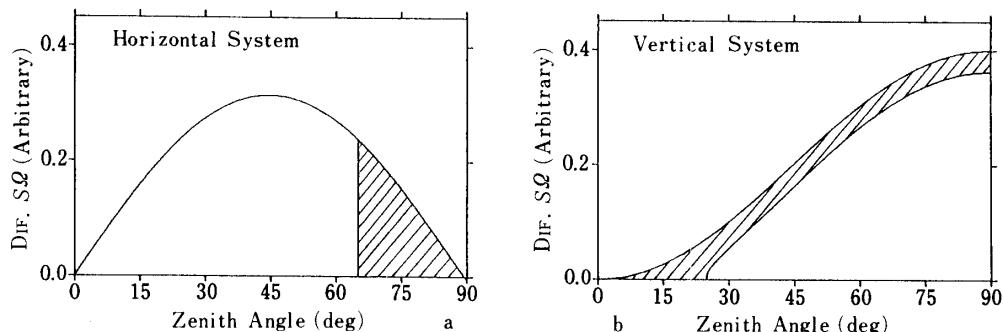
付録 鉛直方式と水平方式との比較

ここでは、大気中に設置された両方向性の平面状検出器(CNシート)に天頂角 $\theta \leq 90^\circ$ で入射する粒子に対する検出効率を、検出器を水平と鉛直の両方向に設置した場合について比較する。

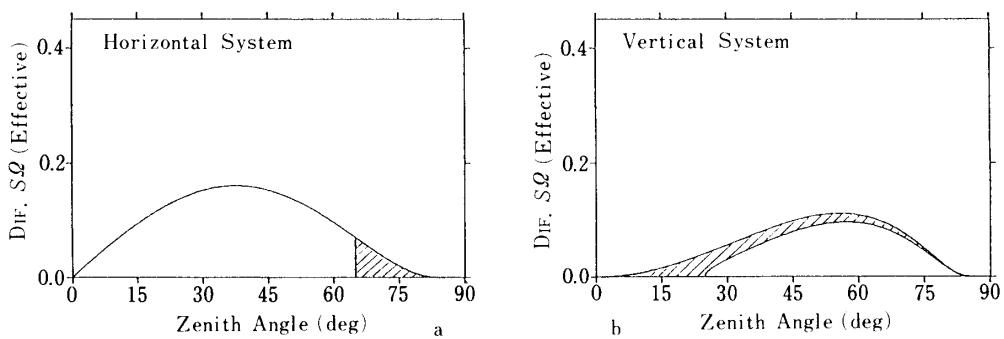
検出器の面積を S としたとき、方位角について積分した幾何係数要素 $dS\Omega(\theta)$ は水平設置のとき $dS\Omega(\theta)=\pi S \sin 2\theta d\theta$ 、鉛直設置のとき $dS\Omega(\theta)=4S \sin \theta d\theta$ という形(第A1a, b図)で天頂角に依存する。これを、 $0 \leq \theta \leq \pi/2$ で積分して全 $S\Omega$ を求めるとき、両方とも同じ値 $S\Omega=\pi$ となる。これは、入射粒子の方向分布が一様で、検出効率が入射角によらず一定であれば、両者の収集能力には差がないことを示すものである。各図の斜線部分は、入射角 α がアンモニア蒸気法による飛跡検出の限界入射角である 65° 以上になる範囲(検出効率は入射角が大きくなるとともに低下する)を示す。飛跡検出の有効入射角は $\alpha < 65^\circ$ に限定されるが、この場合、両図の白抜きの部分の面積は等しくなる。

大気中における核衝突による減衰を考慮すると、入射粒子の天頂角分布はほぼ $I_d(\theta)=I_0 \exp(-d/\lambda \cos \theta)$ という形で天頂角に依存する。ここで、 I_0 は大気頂上における等方的な粒子の強度、 d は大気深度、 λ は大気中における核破碎の平均自由行程である。この分布は天頂角が大きいとき粒子の強度が急激に減少することを示し、水平方向に対して効率のよい鉛直設置の場合にはこの影響を大きく受けることになる。 $d=\lambda/2$ のときの $dS\Omega(\theta)/d\theta$ と $I_d(\theta)$ との積の天頂角分布を第A2a, b図に示す。斜線部分は第A1図と同様に $\alpha > 65^\circ$ に当たる範囲を示す。 $\alpha \sim 65^\circ$ 付近における検出効率の不確定性を考慮すれば、この部分の全体に占める割合が小さいほど有利であるが、第A2図はこの点で水平設置の優位性を示している。水平および鉛直設置についてこの割合はそれぞれ~7%および~25%である。

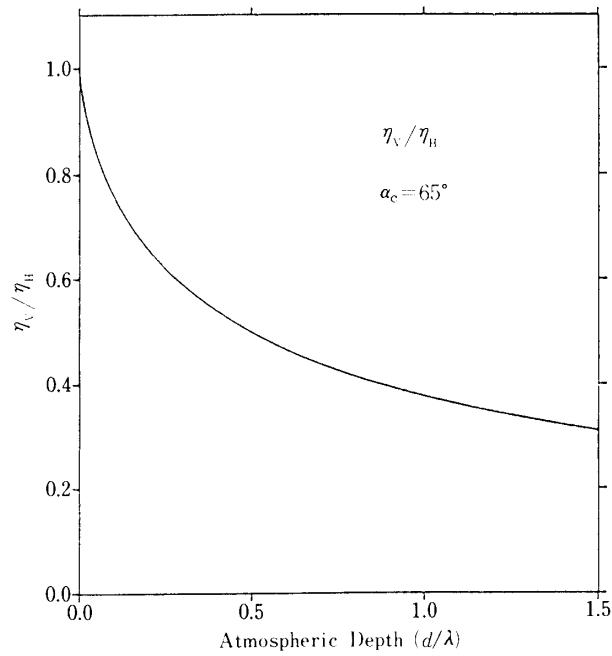
水平および鉛直方式の検出効率の差は、第A2a, b図の白抜きの部分からわかる。この面積の比(b/a)は、両者の効率の比 η_v/η_h を表わす。この比の値は大気深度に依存するが、その様子を第A3図に示す。同図の横軸は、大気中における核破碎の平均自由行程を単位とした大気深度である。 $Z \sim 45$ の粒子の平均自由行程は約 10 g/cm^2 であるため、気球による 8 g/cm^2 程度の観測高度では、鉛直方式の40%程度の面積のアレイを水平に展開すれば両者の収集能力はほぼ等しくなることがわかる。



第A1図 a: 水平設置のときの大気頂上における $dS\Omega(\theta)/d\theta$ の天頂角分布,
b: 鉛直設置のときの大気頂上における $dS\Omega(\theta)/d\theta$ の天頂角分布



第A2図 a: 水平設置のとき大気深度 $d = \lambda/2$ における 1 次宇宙線強度 $I_d(\theta)$ と $dS\varphi(\theta)/d\theta$ の積の天頂角分布, b: 鉛直設置のときの大気深度 $d = \lambda/2$ における 1 次宇宙線強度 $I_d(\theta)$ と $dS\varphi(\theta)/d\theta$ の積の天頂角分布



第A3図 鉛直および水平方式による検出器アレイの宇宙線収集能力比 (η_v/η_h) の大気深度による変化