固体飛跡検出器の進歩について†

道家 忠 義

東京大学原子核研究所

1960年代の初めにおける Fleischer, Price, Walker による chemical etching 法の導入によって固体飛跡検出器は一躍その応用範囲を広げ、核物理学、宇宙物理学、原子力工学、地質学、考古学等各方面に広く利用されるようになった。これらの状況については本誌においても数年前に坂上氏により総合解説がなされたが¹⁾、その後も固体飛跡検出器の基礎、応用両面にわたる進歩は著しく、いまなお衰えを知らないという現状である。ここでは主として前記総合解説以後の進展の模様についてわたくし流にまとめてみたつもりであるが、その応用面については範囲があまりにも広く筆者一人でそのすべてに触れることは不可能なので筆者の関心のあるもののみに限ることとした。

1. 飛跡生成の機構とその条件

従来の固体飛跡検出器における飛跡生成の機構については Fleischer, Price, Walker の主張する“ion explosion”説と Chadderton, Morgan, Torrens, Van Vliet らの唱えている“electron thermal spike”説とが対立しているが²⁾、いずれも無機結晶や無機物質を対象としており、固体飛跡検出器として広く利用されている有機物質での飛跡生成の機構としては必ずしも適切とはいえない。最近はこのような立場から上記2つの説とは別の飛跡生成機構を考えたり、それに関連した実験を行なったりしている場合が多い。ここではまず飛跡生成のための criterion としてどのような量が考えられているかについて述べるとともに、有機物質による陽子の検出や α 崩壊に伴う反跳核の検出に関する新しい実験結果、外的条件の飛跡生成におよぼす影響、および新しい原理に基づく飛跡検出器等について述べる。

1.1 飛跡生成のための criterion

固体飛跡検出器に重イオンの飛跡が作られるためには、重イオンの通路に沿って単位長さあたりにある一定値以上のエネルギーが付与されねばならない。かかるしきい値としてどのような量をとるべきかは飛跡生成の機構を知るうえにも、また応用的見地から考えて

も非常に重要なことである。初めはこのような量として単に検出器を構成する物質の阻止能を考えていたが、やがてそれは飛跡生成のためのよき criterion とはならないことがわかってきた。ついで Fleischer, Price, Walker, Hubbard は δ 線による二次電離は飛跡生成に寄与せず、重イオンの通路に沿った単位長さあたりの生成イオン対数 (dJ/dx) —primary specific ionization—のみがそれに関与すると考え、飛跡生成のしきい値が物質固有の量 $(dJ/dx)_{crit}$ として一義的に表わしうるとして成功を収めた³⁾。そのさい、かれらは (dJ/dx) として Bethe によって与えられた次式を使用した⁴⁾。

$$\frac{dJ}{dx} = (\alpha Z_e^2/I_0\beta^2) [\ln\{2mc^2\beta^2/(1-\beta^2)I_0\} - \beta^2 + 3.04] \quad (1)$$

ここで Z_e は入射重荷電粒子の有効電荷、 β は粒子の速度と光速 c との比、 m は電子の質量、 I_0 は物質を構成する原子の外殻電子に対するイオン化エネルギー、 α は物質によってきまる定数である。また有効電荷としては Heckman らの実験結果⁵⁾に基づいて作られたつぎの経験式を使用している。

$$Z_e = Z[1 - \exp(1 - 125\beta/Z^{2/3})] \quad (2)$$

ここで Z は入射荷電粒子の核電荷である。

確かに(1)式によって定義される (dJ/dx) は飛跡生成の条件を与えるためのよき criterion ではあるが、これにはつぎのような幾つかの欠点がある。すなわち、(1)式における $\ln$ 内の最終項3.04は厳密には水素原子に対してのみ使用しうる値であること、つぎに飛跡生成のしきい値として $(dJ/dx)_{crit}$ が物質固有の一定値として与えられるためには polycarbonate や cellulose nitrate のような有機物質に対して I_0 として 2 eV の値を使用しなければならない点である。有機物質のイオン化ポテンシャルは 9~15 eV なるゆえ 2 eV ではイオン化は不可能である。したがって $I_0 = 2$ eV の使用は(1)式の内容からいって適切でない。また固体飛

† Progress in Solid State Track Detector, Tadayoshi DOKE: Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, Tanashi-shi, Tokyo.

図2 固体飛跡検出器における重イオンの nucleon あたりのエネルギーに対する REL の変化とその曲線上に示された飛跡の有無
a) cellulose nitrate,
b) Lexan (polycarbonate)

ない値である。0.1 MeV/nucleon 付近での REL は確かに精度が悪く、実測点が $(REL)_{crit}$ 以下にあるがそのため REL が飛跡生成の criterion として好ましくないとはいえない。何となればより精度のよい推定法に従えば明らかに 0.1 MeV/nucleon 付近で REL が増大する可能性があるからである¹²⁾。かくして REL はわれわれとしても取り扱いやすいのでその実用的価値は大きい。

1.2 陽子および反跳核による飛跡の生成

いままで固体飛跡検出器で検出し得た最も軽い荷電粒子は陽子である*。すなわち、Jones, Neidigh は cellulose nitrate に 50~550 keV の陽子を照射し、それを NaOH の溶液で etching することによりそれら陽子の飛跡の観測に成功した¹³⁾。その飛跡は非常に短いためその観測は容易ではなく、とくに 110 keV 以下のところでは陽子の入射方向がかろうじて判断できる程度であった。また確認はされていないが ≥ 110 keV では入射陽子と飛跡との間に 1 : 1 の対応があるとされた。しかしそののち Fleischer らの測定によれば

Nixon-Baldwin cellulose nitrate では 0.1 MeV/nucleon の重陽子は検出されたがそれ以上のエネルギーの重陽子の飛跡の検出は不可能であった³⁾。また Nixon-Baldwin よりも感度のよい Daicell cellulose nitrate でも陽子の飛跡検出可能なエネルギーの上限はせいぜい 0.3~0.4 MeV で Jones, Neidigh の結果と必ずしも一致しない¹⁴⁾。この程度の食い違いは cellulose nitrate の重合度の差や etching 条件の差によって生まれる可能性もあるが、cellulose nitrate よりもさらに感度の低い cellulose acetate でも陽子の飛跡が観測された。すなわち、最近 Varnagy, Csikai, Szegedi, Nagy は cellulose acetate に陽子を照射し 300 keV 以上ではほぼ 100% の効率で陽子の飛跡が生成されることを見出した¹⁵⁾。その観測結果に従えば 700~800 keV の陽子でも円形の etch pit を作っている。このような事実は前節に述べた飛跡生成の criterion からは説明できない。そのため陽子による有機物質中での飛跡生成に関し新しい機構を考える必要がある**。

一方 α 崩壊に伴う反跳核による飛跡はその生成機構がこれまでのものとまったく異なるため、その飛跡生成の条件を明らかにすることが必要である。すなわち、その反跳核のエネルギーは ~ 500 eV/nucleon で、もしもその飛跡が検出されるとすれば電離損失により物質に付与されたエネルギーによって飛跡が生成されるのではなく物質構成原子の核との弾性散乱によっておこる“displacement spike”によるものと考えられる。これはいままで主として考えられてきた“ion explosion”とか“electron thermal spike”とはまったく異なる飛跡生成の機構である。またこのような反跳核による飛跡が天然の岩石の中に含まれる絶縁性物質の中に見出すことができれば、 ^{238}U の自発核分裂を利用したと同じ方法を用いてその岩石の作られた年代の測定ができるはずである。しかもこの場合、自然核分裂を利用する場合よりも 4000 倍も感度が増すものと考えられている¹⁶⁾。そのためこの研究は主として mica のような天然に存在する物質について行なわれている。初め Huang, Walker は ^{228}Th を熱処理を

* ここでは decoration process による飛跡の生成は除外した。

** 1969 年フランスの Clermont-Ferrand で行なわれた Nuclear track registration の国際会議において R. Beaujean によりその 1 つの機構として multi-hit process による飛跡の生成が考えられている。

すませた mica 上に蒸着、位相差顕微鏡により反跳核の飛跡の観測に成功した¹⁶⁾。しかし U-foil に接触させた mica にはその飛跡を検出することはできなかった。その原因としては U-foil の表面に何らかの原因でできた薄膜のため反跳核の mica への入射が遮えられたか、または ^{228}Th の場合は比較的短時間に幾つもの α 崩壊を行ない同じ残留核が何回も反跳を受けることになる一方 ^{238}U の場合にはそれがわずか 1 回に止まることによるためか、いずれかであると考えられた。その後 Katcoff は ^{212}Pb から始まり ^{208}Pb に至る崩壊系列や ^{210}Po の α 崩壊 (いずれも α 崩壊は 1 回だけである) を用いて、 α 崩壊のさいの反跳核 (^{208}Tl , ^{208}Pb , ^{206}Pb)* の mica による検出効率の測定を行なった¹⁷⁾。その結果によれば、これらの検出効率はいずれも約 80% で、空気によって減速されるとともにその効率は低下するが 40 keV で約 50% はあることが確認された。しかし、Huang, Walker の場合と同様に mica 上に蒸着された濃縮ウラン ($^{235,4}\text{U}$ の反跳核のエネルギーは 80 keV である) に対しては反跳核の飛跡を見出すことはできなかった。これはおそらく蒸着膜が厚すぎたか、何らかの原因で表面被膜ができたためと考えられている。いずれにしろ一連の崩壊系列において同じ残留核が数回の反跳を受ければ 100% の効率で飛跡を生み出すことは確実であろう。このような反跳核による飛跡の生成が “displacement spike” によるものであれば、従来の固体飛跡検出器の場合とは異なり、飛跡生成のためには電気伝導性が悪くなければならないという条件は必要なくなるはずである。そのため極端なことをいえば金属のなかにもその飛跡を見出しうるはずである。このように反跳核の検出は飛跡生成の機構のうえから見ても応用面から見ても非常に興味のある問題なので今後の発展が大いに期待される。

1.3 飛跡に影響する外部要因

重イオンの照射中および照射前後の環境や取り扱い等によって飛跡生成に対する感度や etching のさいの飛跡の成長速度等が影響を受ける。ここではこれらの諸現象のうちとくに飛跡生成機構に関係すると考えられるものについて述べる。

飛跡の生成に影響を与える外部環境のうち、最も重要なものは周囲の気体の種類である。たとえば Ar のような不活性ガスの中で重イオンを照射しても飛跡の生成感度にはまったく変化は見られない。ところが有

機物から成る固体検出器を O_2 ガス中で重イオン照射すると真空中で照射した場合に比べて著しく感度が増加することが見出された^{18), 19)}。たとえば cellulose acetate に α 線を照射した場合などがそのよい例である¹⁸⁾。一般に O_2 を空気に変えてもその影響に大差はない。一方 H_2O の存在も O_2 の場合と同様 etching のさいの飛跡の成長速度や飛跡の検出感度に影響を与えるが、前者のほうがその影響は大きい¹⁹⁾。このような現象は有機物質に対する一般的な放射線効果と類似しており、重イオンにより飛跡に沿って作られた生成物と O_2 , H_2O または H_2O_2 との二次的反応が原因となっていると考えられる。

つぎに照射後 etching までの間どのような環境に保存されるかも大いに問題となる。たとえば polycarbonate を Ne イオンで照射し、遮光して室温で放置した場合、時間とともに etching のさいの飛跡の成長速度が速くなり、それが安定するのに 1 か月近くかかっている。これも上記の酸素効果に外ならない。またこの保存期間に紫外線照射を行なえば、etching による飛跡の成長速度が著しく増加する^{20), 21)} とともに飛跡の最大長さも増加する²¹⁾。しかしこのような現象は周囲に空気または酸素が存在しているときにのみ起こる^{21), 22)}。この原因として、Benton, Henke は重イオンの通路に沿って作られた放射線損傷の部分は他の部分よりも紫外線をよく吸収するため、重イオン照射後における紫外線の照射は飛跡に沿った吸収エネルギーの増加をきたし、その結果固体検出器の感度および etching による飛跡の成長速度の増大をもたらすと考え、逆にこのような現象を飛跡検出器の性能の向上のために利用することを提案している²²⁾。しかしこのような理由だけでは酸素の必要性については理解できない。おそらく重イオンにより生成された細かい分子片が酸素ガス中で紫外線を受けることにより酸化し、etching 溶液に溶解しやすくなると考えるべきであろう²¹⁾。また N_2 , N_2O , NO 等の窒素化合物中での紫外線照射はむしろ etching による飛跡の成長速度の低下をもたらす^{21), 23)}。これらの紫外線照射によって起こる諸現象を完全に理解することは困難であるが、有機物質に対してこのような現象が起こる以上、重イオンの飛跡に沿って生じる小分子片の役割を重視すべきで、これらの生成には必ずしも “ion explosion” の必要はなく、むしろ飛跡生成の機構を考えるにあたっては飛跡に沿った吸収エネルギーの分布 (これは小分子片の密度分布に比例するはずである) を問題とすべきであろう。

* これらのエネルギーはそれぞれ 117, 169, 103 keV である。

図3 Cellulose nitrate における飛跡生成のためのエネルギーのしきい値の電場効果測定装置の概略

以上のような紫外線照射効果とは別に興味ある外的条件の1つとして飛跡生成に対する電場効果があげられる。すなわち、Crannell, Crannell, Kline は図3に示すような2つのグリッド状電極の間に cellulose nitrate を挿入し上部より ^{210}Po の α 線を照射してその飛跡生成のためのエネルギーのしきい値の電場効果を調べた²⁴⁾。その結果、電場の存在しないときは、3.5MeV以上の α 粒子は etchable な飛跡を生成できなかったが、 $6 \times 10^4 \text{ volt/cm}$ 以上の電場が存在するときには etchable な飛跡が生成された。また $1 \times 10^5 \text{ volt/cm}$ の電場での飛跡の検出効率 α 粒子に対して $80 \pm 20\%$ と推定された。この程度の電場では cellulose nitrate の内部でイオンの増殖を行なうことは不可能であり、以上のような検出器の感度の増加は“ion explosion”説では説明は困難である。その後、Crannell らは新しい装置を用いて電場効果の研究を進め、 α 線照射直前に電場を切っても同程度の飛跡検出効率の増加を見出した²⁵⁾。その結果、かれらはいかか電場効果は電場の直接的影響によるものではなく、検出器表面付近での放電によるオゾンの増加に起因するものと解釈しているようである。

1.4 新しい飛跡検出器 (glass chamber)

最近2種の液相ガラスの混合系における混和と分離に対する準安定状態を利用した新しい型の飛跡検出器が Srinivasan, Younger, Macedo, Litoritz によって開発された²⁶⁾。すなわち、かれらは完全に混和している2種のガラスの混合系で、わずかな騒乱でいずれかのガラスが析出するような準安定状態が存在することに着眼し、室温でそのような状況を作りうる混合系として $\text{Na}_2\text{O}-\text{SiO}_2$ (重量比2:8) を使用した。すなわち、まずこの混和状態にある系を結晶を作ることなく混和点以下に過冷却し、この混合系における準安定状態 (室温でガラス) におく。その混和点では混合系の粘性が高いため、混和状態から液相分離の状態への

遷移は緩慢で容易にかかる準安定状態を作り出すことができる。いまこのようなガラスに重イオンを照射すれば、当然その飛跡に沿って放射線損傷が生じ、そこにエネルギーがたくわえられる。ついでこのガラスを加熱し混和点の下数度のところ (この実験では 593.5°C) で約1時間熱処理を行なうと飛跡に沿ってたくわえられたエネルギーによって SiO_2 の相が析出することになる。Srinivasan らは実際このような混合系を使用して、 ^{235}U の核分裂片の飛跡の観測に成功した。この方法がさらにに進めば、混和状態にあるガラスと析出ガラスとの屈折率の差を利用して、簡単な熱処理を行なうのみで表面のみならず固体内の飛跡まで観測できるようになる。Srinivasan らは以上のような原理に基づく飛跡検出器を泡箱との類比において“glass chamber”と呼んでおり、今後の発展が期待される。

2. 飛跡観測技術

固体飛跡検出器が実用化されてからすでに10年を経たが、その応用分野の広がりとともに飛跡の測定精度に対する要求もしだいに厳しいものになりつつある。また表面に出た飛跡のみでなく固体内の飛跡をも観測したいという要求も強い。一方測定の統計的精度を上げるため大面積の飛跡検出器が使用され始めたためその scanning の技術もいろいろと開発されつつある。ここでは以上の諸点を中心に最近の飛跡観測技術の発展について述べる。

2.1 Chemical etching

固体飛跡検出器において測定さるべき量としては、飛跡の長さ L , etching による飛跡の成長速度 v_r , etching によって生まれる円錐状飛跡の頂角 θ , 飛跡の太さ D 等があるが、重イオンの飛程に近い飛跡の長さの測定を除いて、これらはいずれも etching の条件によって左右される量である。したがって etching の条件をいかに一定に保つかによってこれらの測定精度がきまるといっても過言ではない。のちに述べる荷電粒子の弁別にはこれらの量の測定を伴うゆえ、その性能を向上させるためには etching の条件を明確にしておく必要がある。

先にも述べたごとく酸素効果は無視することはできないので polycarbonate のようなものに対しては重イオン照射後遮光の状態 1 月ほど保存しておく必要がある²⁰⁾。また当然 etchant の純度が高いこと、その濃度および温度がむらなく一定であることが要求される。最近 Peterson は polycarbonate の膜を NaOH

図4 (A) NaOH(6.25N)+0.05% Dowfax 2A1, 55°Cで Lexan (polycarbonate)を etching した場合の etch product に対する v_g の変化

(B) a: saturated etchant での飛跡の形状
b: unsaturated etchant での飛跡の形状

の溶液で etching した場合、放射線損傷を受けていない膜の表面での etching 速度 v_g が etching による生成物の濃度の増加とともにふえることを見出した²⁷⁾。さらに、かかる v_g の増加は etching による生成物の溶解が限度に達したときに飽和すること、またこのように飽和した etchant を使用した場合、よりなめらかな縦断面をもった飛跡が得ることがわかった。これらの模様を図4(A),(B)に示す。なにゆえ v_g がこのような変化を示すかはいまのところわしくはわかっていないが、前に列挙せる諸量の測定にとって重

視すべき事実である。

また etchant として NaOH や HF の溶液がそれぞれ単独に使用される場合が多いが固体飛跡検出器によって最適な etchant としてかなり複雑な組成のものを使用する場合もある。たとえば Somogyi らによれば cellulose acetate に対しては 25g NaOH + 20g KOH + 4.5g KMnO₄ + 90g H₂O の溶液を 50°C で使用するのがよく、それによって ≤ 240 keV の重陽子を検出できるが、同じ etchant を使用した場合一般に cellulose acetate より感度がよいとされている cellulose nitrate では 0.8 MeV の三重陽子さえも検出できなかった²⁸⁾。先に述べた cellulose acetate による陽子の検出もこの種の etchant を使用した結果である。このように使用せる etchant によって飛跡生成の感度が著しく変わるものであれば、たとえ同じ飛跡検出器を使用しても etchant によってそれぞれ異なった飛跡生成のためのしきい値を設定しなければならなくなるであろう。

2.2 固体内飛跡の観測

一般に chemical etching 法ではいわゆる潜在飛跡が表面ないしはそのごく近傍に達している場合にのみ飛跡を拡大できるに過ぎない。一方鉱石や隕石等自

図5 固体内飛跡の長さ測定法の説明図
(A) TINT 法, (B) TOT 法

然に存在する物質の内部に存在する飛跡の長さの分布（これは後述するように核電荷分布を表わす）の測定や核反応により生成された2個以上の核による立体的飛跡の観測等固体内で発生した飛跡を直接観測したいという希望もかなり強い。

Lal は隕石内部で発生した飛跡の長さの分布を測定するためにつぎのような2つの方法を開発した²⁹⁾。その1つは比較的短い長さの飛跡の測定のためのもので図5(A)に示すごとく隕石の表面から内部に向かって延びている比較的長い飛跡(collimateされた核分裂片等による人工飛跡をも含む)や劈開面に沿ってそれと交叉している飛跡がetchingの進行とともにしだいに現われ隕石内におけるそれらの飛程分布が容易に測定できるようになる。また測定せんとする飛跡の長さが長い場合には図5(B)に示すようにまず表面をetchingしそれによって生まれた飛跡をエポキシ樹脂で埋めふたたびetchingを行なう。そのさい生成された飛跡は2回目のetchingにより除去された表面層から発生したもので、その長さを測定すれば隕石内における飛跡の長さを知ることができる。Lalは初めの方法をTINT(track in track)法^{*}、あとの方法をTOT法と名づけ隕石や月の試料の内部に記録された飛跡の飛程分布を求めている^{29), 30)}。

一方核反応の研究においても上記のTINT法と同様な試みがBentonによってなされた³¹⁾。すなわち、図6(A)に示すように固体飛跡検出器の表面に直角に適当なエネルギーをもつ重イオン（たとえば ^{40}Ar ）を照射し、表面密度の高い潜在飛跡をかなりの深さにわたって作っておく。できればかくして作られた飛跡がちょうど突き抜ける程度の厚さの検出器を使用することが望ましい。これをetchantに浸せば両面からetchingが進行して貫通した多数のetch channelが現われる。もしもこのetch channelに他の荷電粒子の飛跡が交叉すればそれも同時にetchingされるはずである。そこでこのetch channelに直角に興味ある粒子を入射させて内部で起こる反応を立体的に観測することが可能である。図6(B)は10MeV/nucleonの ^{40}Ar を照射して多数のetch channelが作られているcellulose nitrateの深さ40 μ 程度のところの ^{12}C の飛跡を示す。

2.3 飛跡の scanning

固体飛跡検出器には測定すべき飛跡の密度がきわめて高い場合と極端に低い場合とがあり、いずれの場合も手間を省くために計数の自動化や飛跡の簡単な検出

図6 重イオン照射による固体内飛跡の観測
(A)説明図、(B)この方法を用いて観測された
cellulose nitrate 表面下40 μ のところの
 ^{12}C の飛跡

方法がいろいろくふうされている。

たとえば $10^4 \sim 10^6$ 個/ cm^2 の密度領域における飛跡密度の測定のため、飛跡による散乱光を光電子増倍管でとらえその出力を直流増幅器で増幅して、飛跡密度を電流として示す方法が試みられている³²⁾。その場合、最大のsignal to background ratioを示す最適の散乱角（検出器の物質によって異なる）が存在することがわかった。実際のテストはガラスおよび polycarbonateの核分裂片の飛跡について行なわれ満足すべき結果を得ている。 $10^7 \sim 10^8$ 個/ cm^2 の飛跡密度は光学顕微鏡における測定の限界であり、これ以上の密度をもつ場合にはetchingをわずかにし走査型の電子顕微鏡で計数しなければならない³³⁾。またtelevision image analyzerを利用して自動的に個々の飛跡を計数する装置も作られ実用化されている³⁴⁾。

一方飛跡の密度が低く、かつ飛跡が検出器を突き抜

* 人工的に作られた劈開面を利用する場合をTINCLE法(a track in the cleavage)と呼ぶ。

ける場合、検出器に強い電場を加え、その穴に沿って起こる気中放電により飛跡の位置をきめることがしばしば行なわれている。たとえば Lark は走査型光学顕微鏡を改造し、対物レンズの部分に針またはカミソリの刃を固定し、それと飛跡検出器（厚さ 8μ の polycarbonate）を乗せた走査台との間に電圧をかけることにより核分裂片の飛跡の位置の決定を試みている³⁵⁾。これと同じ放電方式を用いて飛跡密度の高い場合にも使用できる自動計数装置（位置の決定も可能）の開発が Cross³⁶⁾ や Becker, Boyett, Johnson ら³⁷⁾ によって行なわれている。また Walker らは重一次宇宙線の検出のため 15m^2 の数種の有機薄膜を積み重ねたものを気球で 4 mb の高度まで上げ 40 時間飛翔させ、得られた重一次宇宙線の飛跡の位置をきめるため etching により容易に穴のあいた cellulose nitrate に spark scanning を適用している³⁸⁾。この方法による scanning speed は 1m^2 あたり 20 時間を要する。

この方法とは別に $10\sim 50\mu$ の直径の穴があいた有機薄膜をリコピー用の陰画紙に密着させて、リコピー用の機械のアンモニア部をゆっくり通過させれば、穴の位置に相当する陰画紙の部分が黒化して、飛跡の位置をただちにきめることができる³⁹⁾。この方法によれば 1m^2 あたり数分しかかからずにすむといわれている*。Fleischer らは重一次宇宙線の飛跡の scanning 法としてはもっぱらこの方法を使用している⁴⁰⁾。

3. 荷電粒子の核種弁別

最近では固体飛跡検出器は重荷電粒子の検出のみならずその核種の弁別のためにも広く利用されるようになった。初めは検出器の種類によって REL や dJ/dx のしきい値が異なるのを利用して大まかな核種の弁別を行なう程度に過ぎなかったが、しだいにその方法も精密の度を加え、場合によっては原子核乾板を使用する場合よりもよい精度が得られるようになった。固体飛跡検出器において、測定しうる有意な量としては、1) 残留飛程 R , 2) 検出器内での記録されうる最大飛程 R_{reg} , 3) etching による可視的飛跡の成長速度 v_T , 4) etching によって飛跡に沿って作られた円錐の頂角 θ , 5) 円錐の太さ（たとえば円錐の軸に直角な円断面の直径） D 等である。ここで θ は次式によってきまる量であり、

$$\theta = \sin^{-1}(v_a/v_T) \quad (5)$$

D も v_a と v_T との関数であるため、飛跡についてはい

ずれも v_T に関する情報しかもっていない。ただ v_T が v_a と大差ない場合には R や v_T の直接の測定は困難となるため、かわりに θ , D の測定が行なわれるにすぎない。したがって荷電粒子を弁別する方法としては R , R_{reg} , v_T の 3 つの組合わせを考えればよい。そのためつぎにこれら 3 つの量がそれぞれにもつ入射粒子の情報について示す。

$$R : \beta, Z, M$$

$$R_{\text{reg}} : Z, M$$

$$v_T : REL(Z, \beta) \text{ または } dJ/dx(Z, \beta)$$

現在までに行なわれている粒子弁別の方法としてはつぎのような組み合わせがある。

i) R_{reg} による Z, M の弁別

ii) R に対する v_T の変化を測定することによる Z, M の弁別

iii) v_T のみの測定による Z の弁別（ただし $\beta \sim 1$ の粒子に対してのみ適用される）

ここではこれらの具体的方法やそれらの現時点における到達精度等について述べてみたい。

3.1 飛跡の直径 D による粒子の弁別

固体飛跡検出器に垂直入射する荷電粒子の飛跡の直径 D は当然 etching の時間とともに増大する。その変化曲線は $v_T(Z, \beta) = v_T(Z, R)$ の関数であるゆえ、荷電粒子の種類によってそれぞれ異なる。しかし、いままでのところこのような方法で粒子の弁別を試みた例は少ない。初め Somogyi は cellulose nitrate における α 粒子の飛跡やガラスでの核分裂片の飛跡でかかる D の etching による時間変化 ($D-t$ 曲線) の測定を行なったが、その狙いはむしろ粒子のエネルギー決定にあった⁴¹⁾。その後同様な方法で $D+D$ 反応や $D+T$ 反応によって生まれた $T, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$ の $D-t$ 曲線の測定を行なっているが、明らかにこれらの粒子の弁別に成功している²⁸⁾。一方 Höppler, Konecny, Fiedler は Au の薄膜を通して減速された核分裂片を用いて核分裂片のエネルギーとそれによって作られた飛跡の直径との関係を種々の etching 時間について求め、etching 時間を十分長くして測定したときの ${}^{252}\text{Cf}$ の自発核分裂片の etch pit の直径の分布が半導体検出器により得られたそのエネルギー分布と比較的よく一致していることを見出した⁴²⁾。Fleischer, Price, Woods は各種のガラスの核分裂片に対する入射臨界角 $\varphi_c (= \theta)$ を測定し、それからそれぞれのガラスについての primary ionization と v_T/v_a との関係を求めた⁴³⁾。またその関係を仮定して計算から求めた etch pit の直径の時

* Ozarid copy machine を使用した場合の値である。

図7 Cellulose nitrate におけるZに対する R_{reg} の変化, 同位元素の存在する場合には存在比の最も大きなものに対して計算された。

図8 Organic film stack 法による R_{reg} , R , L の測定

間変化は Höpfer らの実測結果ときわめてよい一致を示した。この事実はこの方法もかなりの程度定量化しようということを示している。

3.2 R_{reg} による粒子の弁別

外部から入射せる荷電粒子は初めそのエネルギーが高いうちはその REL は $(REL)_{crit}$ 以下にあるため潜在飛跡を作らないが、物質通過の間にしだいにそのエネルギーを失い $REL > (REL)_{crit}$ の条件を満たすようになって初めて潜在飛跡が生成されるようになる。さらにその粒子のエネルギー損失が進み、停止直前のところでふたたび $REL < (REL)_{crit}$ となりそこで潜在飛跡の生成は終る。固体飛跡検出器内部でこのようにして生成され、かつ終る潜在飛跡の全長 R_{reg} は Z と M のみの関数であり、 $(REL)_{crit}$ が正確に与えら

れれば計算から容易に求めることができる量である。したがって R_{reg} が精度よく測定できれば、それと計算から得られた飛程とを比較することにより、核電荷はもとよりその質量数まで決定できることになる。図7は Benton, Henke によって計算された cellulose nitrate での R_{reg} 対 Z の関係を示す⁴⁴⁾。この計算では M としては同位元素のうち最も豊富に存在するものの値を使用している。実際上は何枚かの固体飛跡検出器を積み重ねてその上から重イオンを照射し、これらを etching することにより検出器内部に発生した飛跡を観測する。そのさい図8のように明らかに内部で発生しかつ停止している飛跡が見出されればそれから R_{reg} を測定することができる。Benton らは 1 in. $\times$ 3 in. の面積をもち 500 μ m 厚の cellulose nitrate 12枚を積み重ねたものを気球に搭載しカナダ・Manitoba 上空 144,000 ft を約 11 時間にわたって飛翔させ R_{reg} 法による重一次宇宙線の核電荷分布の測定を試みた。そのさい得られた核電荷弁別の精度は $Z=18$ に対し、 $\Delta Z = \pm 0.3$, $Z=7$ に対し $\Delta Z = \pm 3$ であった。この実験での R_{reg} の測定精度では同位元素の弁別は困難であるがくふうしだいによってまだ粒子の弁別精度を上げることは可能であろう。この方法は Fleischer らによって隕石中の重一次宇宙線による飛跡の解析にも使用されているが^{45), 46)}, $(REL)_{crit}$ にある程度の幅があることと R_{reg} の理論的推定値にかなりの曖昧さがあるため思ったより核種決定の精度が悪いというのが現状である。

3.3 R と v_T とによる粒子の弁別

etching による飛跡生成の速度 v_T は潜在飛跡生成のための criterion REL (または dJ/dx) のみの関数と考えられる。したがって残留飛程 R に対する v_T の変化の割合は

$$\left(\frac{dv_T}{dR}\right)_{REL} = \left(\frac{dv_T}{d(REL)}\right)_{REL} \cdot \left(\frac{d(REL)}{dR}\right)_{REL}$$

と書き表わすことができる。ここで $\left(\frac{dv_T}{d(REL)}\right)_{REL}$ は検出器の材料, etching の条件によてきまるもので入射粒子の種類に無関係である。また $\frac{d(REL)}{dR}$ は与えられた REL に対して Z と M のみの関数である。いま残留飛程 R に対する v_T の変化の曲線を求めれば、同じ v_T すなわち同じ REL での $\left(\frac{dv_T}{dR}\right)_{REL}$ は Z と M のみの関数として与えられる。したがって v_T - R の関係は入射粒子の核種によってそれぞれ異なった曲線を示すはずである。このような原理に基づいた粒子の弁別は

図9 Cellulose nitrate stack 法による ^{14}N , ^{11}B , ^{10}B の $L(\bar{v}_T)$ 対 R の関係

Price, Fleischer, Peterson らによって提案され、加速器から得られた重イオンの核種弁別に利用された⁴⁷⁾。 v_T - R の測定のため Price らの用いた方法はまず図8のような有機薄膜の積み重ねを使用し、これらを同一条件で時間 t だけ etching して、飛跡に沿ってそれぞれの薄膜に作られた円錐形の etch pit の長さ L_i を求め、ついで飛跡の最終端を含む薄膜に十分な etching をほどこしその飛跡の最終端の位置を確認する。ここで L_i は残留飛程 R_i の点における時間 t 内の平均の v_T を表わしていると考えてよい。したがって求める v_T と R の関係は図9に示すような L と R の関係として表わすことができる。図からわかるように ^{10}B と ^{11}B が明らかに弁別されている。さらに精度を向上させることにより質量数10以上の同位元素弁別も可能になるかも知れない。この方法は重一次宇宙線のうち比較的低エネルギー領域 ($\sim 200\text{MeV/nucleon}$) での核電荷分布の測定に利用されている⁴⁸⁾。

また原理はまったくこの方法と同じであるが、etching 後に得られる円錐状飛跡の形状からその飛跡における v_T - R の関係を求めることができる。すなわち、図10(A)に典型的な etch pit の断面形状を示す。いま残留飛跡 R における飛跡方向の etching 速度を v_T (R)、飛跡内面に垂直な方向の etching 速度を v_a とすれば、 R から飛跡内面に下された垂線によってきまる点 (x) での切平面の軸に対する角度 θ は(5)式によってきまる。また飛跡断面の直径を D とすれば、 R と θ はそれぞれ次式で与えられる。

$$R = x + \frac{1}{2}D(x)\tan\theta$$

$$\tan\theta = \frac{1}{2}D/Dx \quad (6)$$

これらから x 点における D と θ または D と dD/dx が測定できれば $v_T(R)$ を求めることができるわけである。Fleischer らは Apollo 8 号の宇宙飛行士の polycarbonate でできたヘルメットを NaOH の溶液で

(A)

(B)

図10 (A) 垂直入射せる重イオンにより作られた etch pit の断面の形状

(B) Apollo 8 号の宇宙飛行士のヘルメットで見出された Ni イオンによる etch pit の silicon rubber replica

図11 Cellulose nitrate, cellulose acetate, polycarbonate (Lexan) での v_T -(dJ/dx) 曲線

etching し、シリコン・ゴムで宇宙飛行中にできた飛跡のレプリカをとり、その形状からその核種の判定を行なっている⁴⁹⁾。図10(B)はかくして得られた Ni イオンと推定される飛跡のレプリカである。

3.4 v_T による核種の弁別

もしも β が別の方法から求められれば、 v_T のみの測定で核種の決定が可能である。この方法は Price,

Fleischer らによって主として相対論的速度領域にある重荷電粒子の核電荷の弁別に使用されている⁴⁷⁾。この場合まず加速器等によって得られる重イオンを利用して v_T と REL または dJ/dx との関係をあらかじめ求めておき、何らかの方法で β を推定することができれば REL または dJ/dx に対応して Z の推定ができるわけである。図11はかくして得られた cellulose nitrate, cellulose acetate, polycarbonate (Lexan) それぞれの v_T-dJ/dx (または Z) 曲線である。最近 O'Sullivan, Kobetich, Shirk, Price は120枚の polycarbonate の薄膜を積み重ねたものを気球で高空に上げ数十時間飛翔させて重一次宇宙線の観測を行なったが、たまたまこれらを完全に突き抜け、しかも場所によって v_T がほとんど変わらぬものを見出した。そこでこの粒子に対して 8 GeV/nucleon のエネルギーを仮定し図11のような校正曲線に基づいて核電荷を推定したところ $Z=78 \pm 0.6$ なる結果を得た⁵¹⁾。図12は

図12 120枚の Lexan sheet の stack に 8 GeV/nucleon の重イオンが貫通したときの各 Lexan sheet における L の測定結果: R_0 は Lexan sheet 通過後の Lexan 中の飛程

この場合の各 polycarbonate 層における L の測定値のバラツキを示す。これに対し原子核乾板により同じ粒子について得られた推定核電荷は $Z \approx 76 \pm 3$ で、はるかに固体飛跡検出器のほうが相対的推定精度が高いことを示している。

3.5 核分裂片の質量分布の測定

核分裂のさいに放出される 2 つの核分裂片のそれぞれのエネルギーを同時に測定することによりその質量分布が得られることは周知の事実である。この原理を固体飛跡検出器に適用するためには核分裂片に対する飛程と質量およびエネルギーの関係を知る必要がある。Ait-Salem, Gerhardt, Gönnerwein, Hipp, Paap はつぎのような経験公式を使用して 15.3 MeV

図13 固体飛跡検出器によって求められた ^{235}U (n_{th}, f) の核分裂片の質量分布, ●は半導体による測定結果を示す。

および 4.65 MeV の中性子によって誘起される核分裂における質量分布の測定を試みた⁵²⁾。

$$R = c \{0.129 + (A - A_0)^2 / 87900\} E^{2/3} \quad (7)$$

ここで A と E は核分裂片の質量数とエネルギーを, A_0 は $\frac{\bar{A}_L + \bar{A}_H}{Z}$ を, c は検出器の材料にのみ依存した定数をあらわす。その結果半導体検出器によって得られた質量分布よりは悪いが、一応それらしいものは得られている。筆者らも $R = KA^{-1/6} E^{-1/2}$ なる関係を用いて, ^{235}U の熱中性子による核分裂での質量分布を求めた¹²⁾。その結果を図13に示す。筆者らは現在かかる核分裂片の核種弁別法を利用して REL の大きな領域における v_T-REL 曲線を求めることを試みつつある⁵³⁾。

4. 固体飛跡検出器の応用

固体飛跡検出器の応用範囲はあまりにも広く、その現状をくまなく説明することは困難なので、ここでは原子核、宇宙線および宇宙物理、原子力等の方面に重点をおいて筆者の興味ある応用例を紹介するに止めたい。

4.1 原子核関係

原子核関係で最も多く使用されているのは核分裂の実験に関してであろう。検出器としては軽い粒子に対する感度の悪いガラス, mica, polycarbonate 等が用いられている。とくにしきい値付近での断面積や角度

図14 核分裂の研究に使用される sandwich 法の解説図

分布の測定, 高エネルギーの binary, ternary fission, spallation 等の断面積の測定, 自発核分裂の寿命の測定等々に使用される場合が多い。また GeV 以上のエネルギー領域での利用は少ないが, バックグラウンドがきわめて低いという点からみて将来大いに利用されるようになるものと思われる。このような高エネルギー核反応の研究は現在 BNL のグループ⁵⁴⁾と CERN を中心としたグループ^{55)~59)}とで行なわれており, 図14に示すようなターゲットを飛跡検出器ではさんだ sandwich 方式が使用される場合が多い。いままでのところ単なる断面積や角度分布の測定が^{55), 56), 58)}, せいぜい多くの仮定に基づいて kinematics から粗い質量分布の推定⁵⁷⁾を行なっているにすぎないが, 将来は前節に述べた方法等を用いて質量分布の直接の測定も可能になるものと期待される。また高エネルギー加速器周辺での変わった使い方の例として 600 MeV 陽子の全ビーム強度やその断面での強度分布の測定をあげることができよう⁶⁰⁾。これは cellulose nitrate の薄膜に垂直に $10^{11} \sim 2 \times 10^{12}$ protons/cm² のビームをあて光学密度計でビーム強度の分布を測定するもので, 生成される飛跡は明らかに陽子自身のものではなく弾性散乱とか核反応によって生まれる二次的重荷電粒子によるものと考えられる。

自発核分裂の寿命の測定に固体飛跡検出器がよく使用されるが, つぎに述べるものは比較的短寿命のものについて用いられた珍しい例である。すなわち, Dubna の Flerov, Oganessian, Lobanov らのグループ⁶¹⁾は $^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne}$ ($E_{\text{max}} = 175 \text{ MeV}$) の反応において $^{261}\text{105}$ が生成されていることをその α 崩壊の様相か

図15 $^{261}\text{105}$ 元素の自発核分裂による寿命の測定に使用された装置

ら推論はしたものの確認はできなかった。もしもこの元素が上の反応で作られるものとすれば, その自発核分裂による寿命は $0.1 \sim 2 \text{ sec}$ と推定され, それが立証されればこの元素の存在が確認できるわけである。そこでかれらはその程度の自発核分裂の寿命を測定するため図15に示すような装置を作った。まず ^{22}Ne イオンの照射によりターゲットで反応が起き, その反応生成物が一定の速度で動いている Ni のベルトに飛び込む。そのベルトの周囲には 105 個の飛跡検出器 (リン酸ガラス) が置かれ, それらの核分裂片の飛跡を計数することにより, その半減期および断面積が求まるわけである。かくして得られた自発核分裂の寿命は $1.8 \pm 0.6 \text{ sec}$ で, 生成元素を $^{261}\text{105}$ としたときの理論的推定値とよく一致した⁶¹⁾。

固体飛跡検出器は一般的には上記のような短寿命のものより長寿命の自発核分裂の測定に使用される。とくに地球上の物質のなかにも最近理論的にその存在を予言されている超重核はすべて自発核分裂を起こしかつその寿命が比較的短いため, もしも地表の物質で化学的性質の似ているもののなかに微量でも混入しておればその自発核分裂を検出することによりその存在を確認できるかも知れない。このような立場から Pb, Tl, Bi, Hg, W 等での自発核分裂の有無が各方面で調べられている。このような目的には飛跡検出器は非常に有効で二, 三のグループによって測定が行なわれているが, いまのところそれらの物質の自発核分裂の寿命の上限を与えているに止まっている^{62), 63)}。

4.2 宇宙線および宇宙物理関係

ここでは宇宙線および宇宙物理への応用として, 一次宇宙線中に含まれる Fe 以上の元素組成の測定, magnetic monopole の検出, 隕石および月面試料での超重核存在の有無等の研究の現状について述べる。

固体飛跡検出器が見出されるまでは重一次宇宙線と

magnetic monopole は初め Dirac によってその存在の可能性を指摘された次式によって与えられる単一極の磁荷をもった粒子のことである。

$$g = n\hbar c/2e$$

ここで $\hbar$ は Planck の定数 h を 2π で割ったもの、 n は任意の整数、 e は電荷の最小単位である⁶⁸⁾。かかる粒子の電離能力はその速度が周囲の原子を構成する電子の速度より速ければ、 $(137/2)ne$ の電荷をもち相対論的速度領域にある荷電粒子のそれと同等である。しかも高エネルギー加速器による magnetic monopole の実験でいずれも検出に成功していないことからその質量は少なくとも陽子の3倍以上とされている⁶⁹⁾。したがってもしも magnetic monopole が実在するものとすれば、それは物質通過のさいに重荷電粒子と実質的に同様な作用をすると考えられる。かかる理由で固体飛跡検出器が magnetic monopole の検出に使用されるわけである。

一方10年ほど前 Porter によって一次宇宙線の超高エネルギー ($>10^{17}$ eV) 領域における主成分は magnetic monopole であることの可能性を指摘されてから⁷⁰⁾、各方面で宇宙線中の magnetic monopole の検出が試みられるようになった。最近の Fleischer らによる固体飛跡検出器を使用した一連の magnetic monopole 捜しもかかる試みの1つである^{71)~74)}。そのうち最も簡単な方法は地表に降ってくる超高エネルギーの magnetic monopole (エネルギーが高いためその強度は大気中でほとんど減衰しない) を広い面積をもつ固体飛跡検出器を長時間広げ、magnetic monopole による飛跡の観測を行なうもので、Fleischer らによって行なわれている⁷⁴⁾。いずれも magnetic monopole の検出には成功せず、その上限を与えるに止まっているが、従来の方法に比しかなりの感度を上げることができるのでこの方面での記録を更新しつつあるというのが現状である。

先に述べた超重核 ($Z \geq 110$) が宇宙物質中に存在するか否かは宇宙物理学的見地からも非常に興味ある問題である。かかる超重核の核分裂エネルギーは 200 MeV 以上で ^{235}U , ^{238}U の値 (~ 170 MeV) に比して大きく、したがってその物質中における核分裂片の飛程も15~30%も長い。かくして宇宙物質中での核分裂片の飛程分布から超重核存在の有無を検証することが可能である。Price, Fleischer は隕石中の核分裂片の飛程分布の測定から超重核の存在に対して否定的な結論を得た⁷⁵⁾。一方 Bhandari, Bhat, Lal らは隕石や月物質中での核分裂片の飛程分布をかれらが独自に

開発した TINT 法や TINCLE 法を用いて測定し、超重核によると思われる飛跡を見出している⁷⁶⁾。しかしまだ実験上問題の点もあり、この結果に対して疑念をもっている人が多いようである。

4.3 原子力関係

ここでは中性子計測への応用を中心に述べ、原子炉計測や α 線に対する新しい利用面についても触れる。

固体飛跡検出器では中性子と検出器の材料を構成する原子の核との弾性散乱による反跳核や核反応により生成される重イオンの飛跡を検出することによって中性子の測定を行なうことができる。有機物質の場合にはこれらが混合しておりその中性子に対する response function は結構複雑である。しかしその中性子検出のしきい値は Makrofol E (polycarbonate) の場合でも $E_n = 1.2$ MeV (これはCの反跳核によってきまる) で⁷⁷⁾、そのまま速中性子の検出器として使用できる。ガラスのような無機物質の場合には飛跡生成の感度が低いのでむしろ意識的に核分裂性物質を混入して使用する場合が多い^{78), 79)}。しかも他の軽い粒子に対する感度が低いため、比較的明確にその response function を設定できる。筆者らはこの点に着眼して各種の核分裂性物質を dope したガラス飛跡検出器を組み合わせて一種の threshold detector として使用し、

図18 ^{237}Np , natural U, ^{232}Th , ^{209}Bi の中性子のエネルギーに対する核分裂断面積の関係

図19 Bi_2O_3 を50%含むガラス検出器における
Bi-fission の飛跡

中性子束のエネルギー分布の測定や線量測定に用いることを検討している。図18はいま筆者らが考えている核分裂性物質の中性子エネルギーに対する反応断面積の曲線を示す。これらのうちすでにU, Th⁷⁸⁾, Bi⁷⁹⁾をdopeしたガラス飛跡検出器が製作されており、近く²³⁷Npをdopeしたものもできる予定である。図19に Bi_2O_3 を50% dopeしたガラス検出器を東大原子核研究所の1.3 GeV 電子シンクロトロン⁸⁰⁾の近傍に置いて検出した核分裂片の飛跡を示す。うゑに述べたような飛跡検出器と中性子に対する threshold detectorとして利用する試みは他にもあるが⁸⁰⁾、いずれも有機物質の表面に核分裂性物質を蒸着ないしは電着するものでどうしても感度が低いものしかできないという欠点を伴うが、ガラス検出器ではかなりの量の核分裂性物質がdopeできるとともに図19に示すように核分裂片の飛跡は球形で計数しきわめてつごうがよいという特徴をもつので今後の発展が大いに期待される。また最近低エネルギー領域での中性子検出器としてB入りの cellulose nitrate も開発されている⁸¹⁾。

一方固体検出器は γ , β 線等の強いバックグラウンドの状態でも核分裂片が確実に検出できること、検出器自体としては小型で少量ですむことおよび周囲の環境に対して長期間安定なこと等のため原子炉内での²³⁸U/²³⁵Uの核分裂比の測定^{82), 83)}や炉心部の中性子温度の測定⁸⁴⁾に使用されている。

中性子以外に、固体飛跡検出器は α 粒子検出用に使用されることが多い。そのなかで特徴あるものとしてはRnおよびRn-daughtersによるlung dose推定用のmonitorとしての利用や^{85), 86)}、骨の中の α 放射能に対するradiography等⁸⁷⁾をあげることができよう。とくに後者に関しては最近Somogyi, Srivastavaにより α -radiographyのための基礎研究が行なわれたことが目を引く⁸⁸⁾。

また Frank, Benton は 10^7 rad 以上の γ 線の照射

を受けた有機物質の bulk な etching speed v_e が照射を受けていない場合よりもかなり増大することから、 v_e の変化の測定により $10^7 \sim 10^9$ rad の軟X線や γ 線による吸収線量を推定することを試みている⁸⁹⁾。

紙数も尽きたので最後に前にも述べた Apollo 8号および12号の宇宙飛行士のヘルメットにおける重イオン粒子の飛跡から得られた情報に基づいて、それら重イオンによる宇宙飛行士の受ける生物学的損傷の推定が Comstock, Fleischer, Giards らにより行なわれている⁹⁰⁾ことを述べて筆をおくことにする。

文 献

- 1) 坂上正信: *Radioisotopes*, **17**, 212 (1968)
- 2) 道家忠義: 応用物理, **38**, 1065 (1969)
- 3) R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker and E.L. Hubbard: *Phys. Rev.*, **156**, 353 (1967)
- 4) H.A. Bethe: *Ann. Physik*, **5**, 325 (1930)
- 5) H.H. Heckman, B.L. Perkins, W.G. Simon, F.M. Smith and W.M. Barkas: *Phys. Rev.*, **117**, 544 (1960)
- 6) R. Katz and E.J. Kobetich: *Phys. Rev.*, **170**, 401 (1968)
- 7) P.B. Price and R.M. Walker: *J. Appl. Phys.*, **33**, 3407 (1962)
- 8) E.V. Benton: USRDL-TR-68-14 (1968)
- 9) E.V. Benton and W.D. Nix: *Nucl. Instr. and Meth.*, **67**, 343 (1969)
- 10) W.H. Barkas: Nuclear research emulsion (Academic Press, New York, 1963)
- 11) E.V. Benton and R.P. Henke: *Nucl. Instr. and Meth.*, **67**, 87 (1969)
- 12) 道家忠義: 原研・理研共催「重イオン研究会」12月1日 (1971)
- 13) W.D. Jones and R.V. Neidigh: *Appl. Phys. Letters*, **10**, 18 (1967)
- 14) P.B. Price, D.D. Peterson, R.L. Fleischer, C. O'Ceallaigh, D. O'Sullivan and A. Thompson: *Canad. J. of Phys.*, **46**, S1149 (1968)
- 15) M. Varnagy, J. Csikai, S. Szegedi and S. Nagy: *Nucl. Instr. and Meth.*, **89**, 27 (1970)
- 16) W.H. Huang and R.M. Walker: *Science*, **155**, 1103 (1967)

- 17) S. Katcoff: *Science*, **166**, 382 (1969)
- 18) K. Becker: *Radiation Res.*, **36**, 107 (1968)
- 19) R.H. Boyett, D.R. Johnson and K. Becker: *Radiation Res.*, **42**, 1 (1970)
- 20) P.B. Price and R.L. Fleischer: *Gen. Electric Report*, No. 69-C-216 (1969)
- 21) W.T. Crawford, W. DeSorbo and J.S. Humphrey: *Nature*, **220**, 1313 (1968)
- 22) E.V. Benton and R.P. Henke: *Nucl. Instr. and Meth.*, **70**, 183 (1969)
- 23) W. DeSorbo and J.S. Humphrey: *Radiation Effects*, **3**, 281 (1970)
- 24) H. Crannell, C.J. Crannell and F.J. Kline: *Science*, **166**, 606 (1969)
- 25) C.J. Crannell, H. Crannell and C.O'Sullivan: *IEEE, Nucl. Sci.*, **NS-17**, 337 (1970)
- 26) C.R. Srinivasan, S. Younger, P.B. Macedo and T.A. Litovitz: *Phys. Rev. Letters*, **27**, 1084 (1971)
- 27) D.D. Peterson: *Rev. Sci. Instr.*, **41**, 1254 (1970)
- 28) G. Somogyi, M. Várnagy and G. Pető: *Nucl. Instr. and Meth.*, **59**, 299 (1968)
- 29) D. Lal: *Space Science Reviews*, **9**, 623 (1969)
- 30) N. Bhandari, S.G. Bhat, D. Lal, G. Rajagopalan, A.S. Tamhane and V.S. Venkataraman: *Nature*, **230**, 219 (1971)
- 31) E.V. Benton: *Nucl. Instr. and Meth.*, **92**, 97 (1971)
- 32) W.W. Schultz: *Rev. Sci. Instr.*, **39**, 1893 (1968)
- 33) P. Pellas, G. Poupeau, J.C. Lorin, H. Reeves and J. Audouze: *Nature*, **223**, 272 (1969)
- 34) D. Jowitt: *Nucl. Instr. and Meth.*, **92**, 37 (1971)
- 35) N.L. Lark: *Nucl. Instr. and Meth.*, **67**, 137 (1969)
- 36) W.G. Cross and L. Tommasino: *Health Phys.*, **13**, 932 (1967); L. Tommasino and W.G. Cross: *ibid.*, **15**, 196 (1968)
- 37) D.R. Johnson, R.H. Boyett and K. Becker: *ibid.*, **18**, 424 (1970)
- 38) G.E. Blanford, R.L. Fleischer, P.H. Fowler, M.W. Friedlander, J. Klarmann, J.M. Kidd, G.E. Nichols, P.B. Price, R.M. Walker, J. P. Wefel and W.C. Wells: *Washington University Report* (1969)
- 39) J. Block, J.S. Humphrey and G.E. Nichols: *Rev. Sci. Instr.*, **40**, 509 (1969)
- 40) P.B. Price, R.L. Fleischer and G.E. Nichols: *Gen. Electric Report*, No. 69-C-300 (1969)
- 41) G. Somogyi: *Nucl. Instr. and Meth.*, **42**, 312 (1966)
- 42) U. Höpfer, E. Konecny and G. Fiedler: *Nucl. Instr. and Meth.*, **74**, 285 (1969)
- 43) R.L. Fleischer, P.B. Price and R.T. Woods: *Phys. Rev.*, **188**, 563 (1969)
- 44) E.V. Benton and R.P. Henke: *Nucl. Instr. and Meth.*, **58**, 241 (1968)
- 45) R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker, M. Maurette and G. Morgan: *J. Geophys. Res.*, **72**, 355 (1967)
- 46) P.B. Price, R.L. Fleischer and C.D. Meak: *Phys. Rev.*, **167**, 277 (1968)
- 47) P.B. Price, R.L. Fleischer, D.D. Peterson, C. O'Ceallaigh, D. O'Sullivan and A. Thompson: *Phys. Rev.*, **164**, 1618 (1967)
- 48) P.B. Price, R.L. Fleischer, D.D. Peterson, C. O'Ceallaigh, D. O'Sullivan and A. Thompson: *Phys. Rev. Letters*, **21**, 630 (1968)
- 49) R.L. Fleischer, H.R. Hart and W.R. Giard: *Science*, **170**, 1189 (1970)
- 50) P.B. Price, R.L. Fleischer and G.E. Nichols: *Gen. Electric Report*, 69-C-300(1969); R.L. Fleischer, G.E. Nichols and P.B. Price: *Phys. Rev. Letters*, **23**, 338 (1969)
- 51) D. O'Sullivan, E.J. Kobetich, E.K. Shirk and P.B. Price: *Physics Letters*, **34B**, 49 (1971)
- 52) M. Ait-Salem, H. Gerhardt, F. Gönnewein, H. Hipp and H. Paap: *Nucl. Instr. and Meth.*, **60**, 45 (1968)
- 53) 道家忠義, 遠藤有聲, 岡本肇: 宇宙線研究, **16**, 93 (1971)
- 54) J. Hudis and S. Katcoff: *Phys. Rev.*, **180**, 1122 (1969)
- 55) M. Debeauvais, R. Stein, J. Ralarosy and P. Cüer: *Nucl. Phys.*, **A90**, 186 (1967)

- 56) R. Brandt, F. Carbonara, E. Cieslak, M. Dakowski, Ch. Gfeller, H. Piekarz, J. Piekarz, W. Riezler, R. Rinzinillo, E. Sassi, M. Sowinski and J. Zakrazewski: *Nucl. Phys.*, **A70**, 177 (1967)
- 57) G. Rémy, J. Ralarosy, R. Stein, M. Debeauvais and J. Tripier: Proc. Int. Conf. Nuclear Track Registration in Insulating Solids, Clermont-Ferrand (1969)
- 58) G. Rémy, J. Ralarosy, R. Stein, M. Debeauvais and J. Tripier: *Nucl. Phys.*, **A163**, 581 (1971)
- 59) R. Brandt, F. Carbonara, E. Cieslak, H. Piekarz, J. Piekarz and J. Zakrazewski: CERN Report 71-2 (1971)
- 60) H. Annoni, A. Cordaillat, A.J. Herz O. Mendola and R. Oppel: CERN Report 70-27 (1970)
- 61) G.N. Flerov, Yu Ts. Oganesian, Yu. V. Lobanov, Yu. A. Lasarev, S.P. Tretiakova, I.V. Kolesov and V.M. Platko: *Nucl. Phys.*, **A160**, 181 (1971)
- 62) G.N. Flesov and W.P. Perelygin: *At. Energ.*, **26**, 520 (1969)
- 63) P.B. Price, R.L. Fleischer and R.T. Woods: *Phys. Rev. C.*, **1**, 1819 (1970)
- 64) P.B. Price, P.H. Fowler, J.M. Kidd, E.J. Kobetich, R.L. Fleischer and G.E. Nichols: *Phys. Rev. D*, **3**, 815 (1971)
- 65) L.S. Pinsky, R.D. Eandi, W.Z. Osborne and R.B. Rushing: Proc. 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, **3**, 1630 (1971)
- 66) E.J. Kobetich, P.B. Price, E.K. Shirk, R.D. Eandi, W.Z. Osborne, L.S. Pinsky and R. B. Rushing: Proc. 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, **1**, 1792 (1971)
- 67) D. O'Sullivan, P.B. Price, E.K. Shirk, P.H. Fowler, J.M. Kidd, E.J. Kobetich and R. Thorne: *Phys. Rev. Letters*, **26**, 463 (1971)
- 68) P.A.M. Dirac: *Proc. Roy. Soc.*, **A133**, 60 (1931); *Phys. Rev.*, **74**, 817 (1948)
- 69) R.L. Fleischer, H.R. Hart, I.S. Jacobs, P. B. Price, W.M. Schwarz and R.T. Woods: *J. Appl. Phys.*, **41**, 958 (1970)
- 70) N.A. Porter: *Nuovo Cimento*, **16**, 958 (1960)
- 71) R.L. Fleischer, H.R. Hart, I.S. Jacobs, P.B. Price, W.M. Schwarz and F. Aumento: *Phys. Rev.*, **184**, 1393 (1969)
- 72) R.L. Fleischer, P.B. Price and R.T. Woods: *Phys. Rev.*, **184**, 1398 (1969)
- 73) R.L. Fleischer, I.S. Jacobs, W.M. Schwarz, P.B. Price and H.G. Goodell: *Phys. Rev.*, **177**, 2029 (1969)
- 74) R.L. Fleischer, H.R. Hart, G.E. Nichols and P.B. Price: *Phys. Rev. D*, **4**, 24 (1971)
- 75) P.B. Price and R.L. Fleischer: *Phys. Letters*, **20B**, 246 (1969)
- 76) N. Bhandari, S.G. Bhat, D. Lal, G. Rajagopalan, A.S. Tamane and V.S. Venkatavaran: *Nature*, **230**, 219 (1971)
- 77) K. Józefowicz: *Nucl. Instr. and Meth.*, **93**, 369 (1971)
- 78) R. Yokota, S. Nakajima and Y. Muto: *Nucl. Instr. and Meth.*, **61**, 119 (1968)
- 79) K. Katoh and T. Doke: SJC-A-69-7 (1969)
- 80) G.D. Kerr: ORNL-TM-2120
- 81) W.W. Schultz: *J. Appl. Phys.*, **41**, 5260 (1970)
- 82) C.B. Besant: *J. Nucl. Energy*, **24**, 59 (1970)
- 83) D. Jowitt: *Nucl. Instr. and Meth.*, **92**, 37 (1971)
- 84) C.S. Su and T.C. Liu: *Nucl. Instr. and Meth.*, **89**, 233 (1970)
- 85) D.B. Lovett: *Health Phys.*, **16**, 923 (1969)
- 86) K. Becker: *Health Phys.*, **16**, 113 (1969)
- 87) A. Cole, D.J. Simmons, H. Cummins, F.J. Congel and J. Kastner: *Health Phys.*, **19**, 55 (1970)
- 88) G. Somogyi and D.S. Srivastava: *Int. J. Appl. Rad. and Isotopes*, **22**, 289 (1971)
- 89) A.L. Frank and E.V. Benton: Proc. Int. Conf. Nuclear Track Registration in Insulating Solids, Clermont-Ferrand (1969)
- 90) G.M. Comstock, R.L. Fleischer, W.R. Giard, H.R. Hart, G.E. Nichols and P.B. Price: *Science*, **172**, 154 (1971)