

スクリーンタイプX線フィルムによる重一次宇宙線の観測

市村 雅一^{*1}・上岡 英史^{*1}・北沢 元泰^{*1}・桐井 敬祐^{*1}
小林 正^{*1}・柴田 徹^{*1}・古河 正孝^{*2}・倉又 秀一^{*2}
松谷 秀哉^{*2}・村林 隆行^{*2}・南條 宏肇^{*2}・渡辺善二郎^{*2}
杉本 久彦^{*3}・仲沢 和馬^{*4}

Observation of Heavy Cosmic-ray Primaries by
Means of Screen-type X-ray Film

By

Masakatsu Ichimura, Eiji Kamioka, Motoyasu Kitazawa,
Tadashi Kobayashi, Toru Shibata, Masataka Koga,
Shuichi Kuramata, Hideya Matsutani, Takayuki Murabayashi,
Hirotada Nanjyo, Zenjiro Watanabe, Hisahiko Sugimoto
and Kazuma Nakazawa

Abstract: This paper discusses the possibility of screen-type X-ray film for the observation of heavy cosmic-ray primaries. We investigate in detail the optical characteristics of the intensifying screen $Gd_2O_3:S:Tb$, and perform a simulation calculation for three dimensional diffusion of scintillation light emitted from numerous δ -rays (knock-on electrons produced by a heavy primary) in the screen.

On the basis of these theoretical speculations, we report the experimental results obtained recently by a balloon-borne emulsion

*1 青学大理工

*2 弘前大理

*3 湘南工科大

*4 岐阜大教育

chamber with full use of the screen type X-ray film, focusing to the charge resolution of heavy primaries and their flux with energy larger than the rigidity cut-off at Sanriku latitude, $E_c \sim 4 \text{ GeV/n}$. All results show that the emulsion chamber with multi-layered screen-type X-ray film is quite valid and powerful for the observation of heavy cosmic-ray primary.

概 要

この論文は、スクリーンタイプのX線フィルムを重一次宇宙線の観測に応用した場合の有効性について報告する。まず増感紙 ($\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:Tb}$) の光学的性質について詳しく調べ、それを基に増感紙内で重粒子が作り出す (膨大な数の δ 線を通して放出される) シンチレーション光の三次元拡散シミュレーションを行った。

こうした理論的な考察を基にして、最近三陸で行った気球実験データの解析結果を報告するが、ここでは主に、重一次宇宙線の荷電分解能と三陸緯度での切断エネルギー ($\approx 4 \text{ GeV/n}$) 以上の重粒子のフラックスについて報告する。これらの結果は極めて満足できるものであり、重一次宇宙線の観測にスクリーンタイプのX線フィルムを使用したチェンバーが非常に有望であることがわかった。

1. 序 文

高エネルギーの一次宇宙線の観測は、宇宙線の起源、加速、伝播機構、銀河内での寿命等を調べる上で、豊富な情報をもたらしてくれる。特に宇宙線成分の二次核 (Li, Be, B, ...) の一次核 (C, O, Ne, ...) に対する割合は重要な情報量であるが、その中でも例えば、 100 GeV/n 以上のエネルギー領域での、 B/C (or O), あるいはサブ鉄核グループ ($Z=17\sim 25$) / 鉄核グループ ($Z=26\sim 28$) の割合は、上記の問題に決定的な情報を与える [1]。さらに、空気シャワー [2] や山上エマルジョンチェンバー実験 [3] 等の間接観測からは、 $\sim 10^{15} \text{ eV}$ 近辺で一次宇宙線のスペクトルに折れ曲りのあることが示唆されているが、それらが本当にそうなっているのかどうか直接的に確かめることもまた、興味あるところである。

我々はこのような観点で、1987年度より気球に搭載したエマルジョンチェンバーを用いて一次宇宙線の観測を行ってきたが、最初の観測結果によると、 $10^{14}\sim 10^{15} \text{ eV}$ の領域で陽子成分と鉄核成分のエネルギースペクトルが交差している可能性が明らかにされた [4]。もちろん、鉄核成分の統計量はまだ不十分であり、またエネルギーの推定にも問題があるので、明確な結論は今後に残されている。

エマルジョンチェンバーを使った宇宙線核反応の検出は、普通カロリメーター層で電磁シャワーを裸眼で検索し、挿入されている原子核乾板を顕微鏡で衝突点まで追上げる方式 (いわゆる tracing 作業) をとっている。しかしながらこの方式では、重粒子の検出効率は以下

に述べる理由で極めて悪く、またエネルギーの推定にも重大な問題が含まれている。

検出効率の第一の問題点は、苦勞して追いつけて vertex point に到達したとしても、ほとんどが陽子、 α 粒子であり、重核は極く僅かで、特に鉄核はほんの数%にすぎない。第二の問題は、鉄核等に起因するシャワーは発達が早く、広がりが大きいため（電子数密度が小さい）、低エネルギー鉄核 ($\Sigma E_{\gamma} \leq 3\text{TeV}$) は、X 線フィルム上で見えにくく、幅広いエネルギー領域で鉄核の微分スペクトルを得ることは困難である。

エネルギー決定の問題はさらに深刻である。カロリメータ型エマルジョンチェンバーによる親粒子のエネルギーの決定は、まず電磁シャワーエネルギー ΣE_{γ} を測定し、モデル計算によって $\Sigma E_{\gamma} \rightarrow E_0$ に変換している。しかしながらこの変換過程 (conversion process) には、原子核-原子核相互作用のモデルが関与しており、しかもこの反応は fluctuation が激しいために個々の event に対しては、 $\Sigma E_{\gamma} \rightarrow E_0$ の変換はほとんど意味がない。もちろんスペクトラム学的には、conversion factor の分布がわかれば、たとえ fluctuation が大きくても E_0 のスペクトルをかなり信頼しうる精度で推定することはできる。しかしこの energy-scale-shift が行えるためには、数100例の統計量が必要であり、数10例の統計量では極めて危険である。

ところで、最近 Nishimura ら [5] は医療用のスクリーンタイプ X 線フィルム (今後 SXF と省略する) を一次電子観測に応用し、電磁シャワーの検出限界を大幅に下げること成功した。それによると、0.2~0.3TeV くらいのシャワーまで検出が可能であり、これは半径 100 μm 内に 40~60 ヶの電子数が入射したことに対応する。つまり、酸素核程度の single track も十分に検出可能であり、また荷電粒子多重度が 50 本以上のジェットも直接裸眼検出できることを示唆している。そこで我々は、このフィルムの高感度性に注目し、宇宙線重粒子の検出に応用し、さらにそれが残したフィルム上のスポットの黒化度からその電荷も決定することを検討してきた。

もしもこうした方式の見透しが明らかにされれば、チェンバー軽量化の neck とされてきた電磁カロリメーター層が不要となり、軽量型大面積のチェンバーの製作も可能となろう。従って、宇宙線重粒子の観測統計量も飛躍的に増大することが期待できる。ただこの場合問題になるのはエネルギー決定であるが、我々は入射原子核から放出される蒸発核子、 α 粒子の放出角度、及び二次粒子の pseudo-rapidity の最前方分布から決定することを考えており、その信頼性については現在シミュレーションを行っている [6]。それらについての詳しい報告は、近日中に行う予定であるが、前述の $\Sigma E_{\gamma} \rightarrow E_0$ 変換よりはるかに信頼できることが予備的な解析から明らかにされている。

第二章では、SXF の構造、光学的物性について議論し、第三章ではそれらの結果をもとに、スクリーン内でのシンチレーション光を三次元的にシミュレートし、さらに光量値をフィルム上の黒化度に変換する過程を詳しく議論する。第四章では、'89年度の三陸気球実験で行った、SXF を濃密に挿入したエマルジョンチェンバーについて報告し、重粒子の荷電分解能、切断エネルギー (rigidity cut-off energy ; 三陸では約 4GeV/n) 以上の重粒子のフラックスについて報告する。第五章は、まとめと今後の課題について述べる。

2. スクリーンタイプ X 線フィルム (増感紙+X 線フィルム)

2.1 SXF (スクリーンタイプ X 線フィルム) の構造

図1に我々が使用している SXF の構成を示す。図に示したように、SXF は2枚の増感紙 (Fuji G-8 または Fuji HR-8) とその間にはさまれた一枚の高感度 X 線フィルム (Fuji RXO-H または Fuji HR-H フィルム、今後 RXO フィルムまたは HR フィルムと呼ぶ) とにより構成されている。増感紙は1%の Tb を混入させた Gd_2O_2S を蛍光体として支持板上に塗布したものであり、蛍光体の表面には $10\mu m$ の保護膜がコーティングされている。

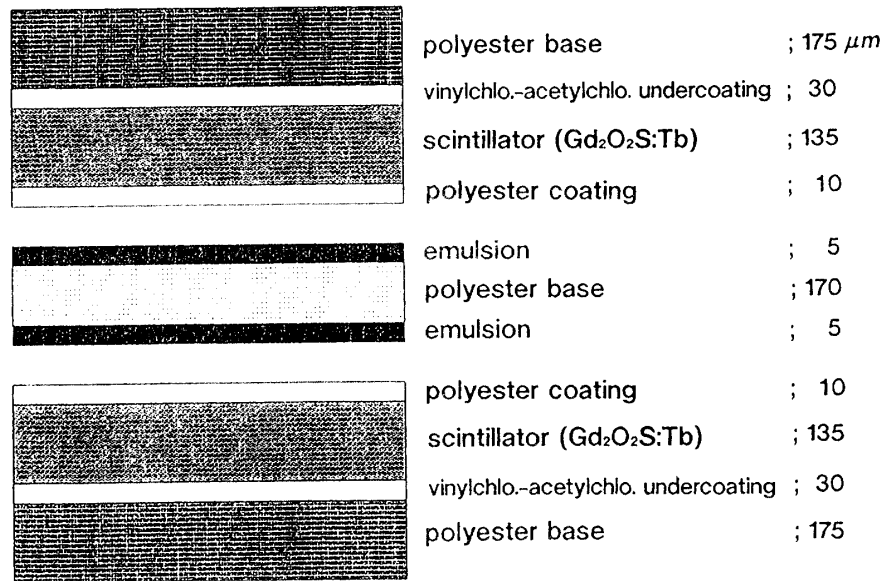


図1 スクリーンタイプ X 線フィルムの構造
(Fuji HR-8 増感紙+Fuji RXO-H X 線フィルム)

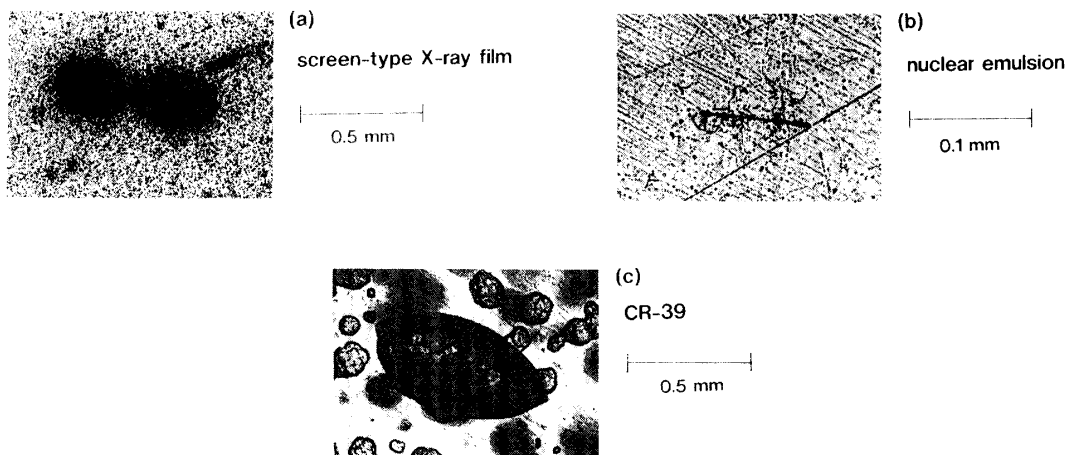


図2 各種感光材に記録された同一鉄核の飛跡 (入射天頂角は 49.7°)
(a) スクリーンタイプ X 線フィルム (b) 原子核乾板 (Fuji ET7B) (c) CR-39

一般には図のように2枚の増感紙とX線フィルム一枚を一組として使用するが、増感紙一枚と一枚のX線フィルムを一組として使用することもある。実際、1988年5月に行ったエマルジョンチェンバー実験では[7]、一部に後者の組み合わせのSXFを使用した。

荷電粒子がSXFを通過すると、フィルムをはさむ2枚の増感紙から粒子の飛跡に沿って放射されたシンチレーション光がフィルムの両面を感光させ、フィルム上に二つの黒いスポットを形成する。鉄やシリコンのような重い粒子によるスポットは大きいので、容易に肉眼で検出することができる。炭素や酸素などの軽い粒子も肉眼で検出可能であるが、そのスポットは小さく、気球のフライト条件（高度、露出時間）やフィルムの現像条件等によって変わってくる。

図2に、入射角49.7度の同じ鉄核について、(a)SXF（HR-8増感紙+RXOフィルム）、(b)原子核乾板（Fuji ET7B-type）及び(c)CR-39の3種類の検出器に記録された飛跡を比較した。

2.2 $Gd_2O_3S : Tb$ の光学的特性

図3にRXOフィルムの分光感度特性（太実線）と蛍光体 $Gd_2O_3S : Tb$ からのシンチレーションの発光スペクトル（黒塗り部分）を併せて示す[8]。図をみて分かるように、シンチレーション光のもつ550nm付近のピークと、RXOフィルムの2番目のピークが一致して

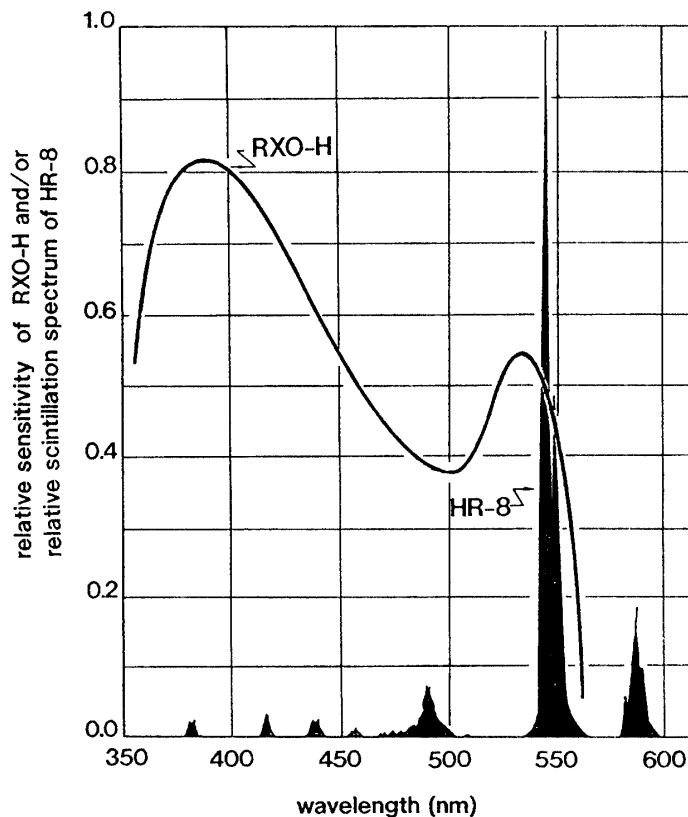


図3 RXOフィルムの感度曲線（太実線）と蛍光体 $Gd_2O_3S : Tb$ の発光スペクトル（黒塗りの部分）

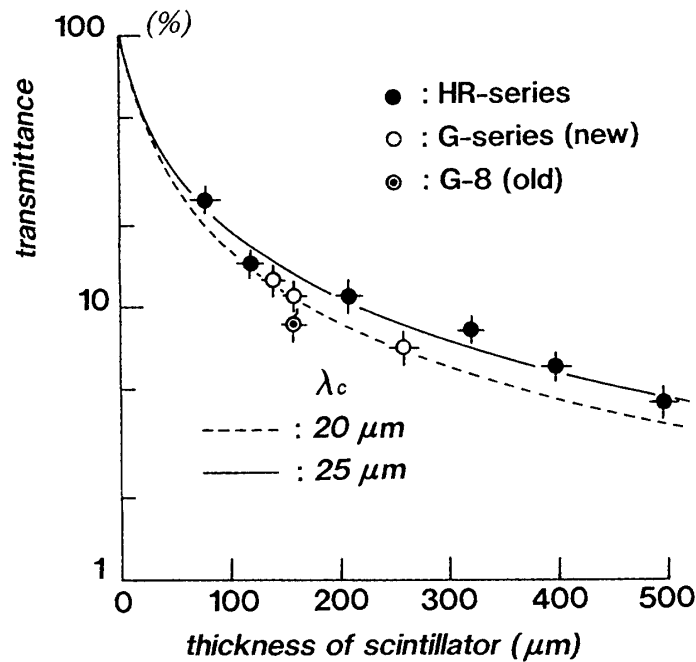


図4 蛍光体 $Gd_2O_2S:Tb$ の厚さに対する光の透過率の変化

おり、RXO フィルムと HR-8 増感紙は良い組み合わせであることが分かる。

図4に蛍光体 $Gd_2O_2S:Tb$ の厚さに対する光の透過率を示した。この透過率の測定は、表面のポリエステル保護膜を取り去り、図3のシンチレーション光のピークに対応した540nmの波長の光で測定したものである。図からHR-タイプのほうがG-タイプより透過率がやや優れていることがわかる。

さてスクリーン中の $Gd_2O_2S:Tb$ の結晶が一様に球形であると仮定すると、光の透過率は、光の結晶に対する衝突の平均自由行程 λ_c と衝突後の光の結晶中での吸収率 κ の二つのパラメーターを導入することによって求めることができる。(付録Aを参照)

$$T(d) = \frac{\sinh(\delta)}{\sinh(d/\lambda_c + \delta)} \quad (1)$$

ここで d は蛍光体の厚さであり、 δ と λ_c は次の式で与えられる変数である。

$$\frac{1}{\lambda_c} = \frac{\sqrt{3}\kappa}{\lambda_c}, \quad \text{and} \quad \delta = \ln \sqrt{\frac{1+\kappa+\sqrt{3}\kappa}{1+\kappa-\sqrt{3}\kappa}} \quad (2)$$

(1)式と(2)式より次式が得られる。

$$T(d) \approx \frac{1}{1+d/\lambda_c} \quad \text{for } \kappa \sim 0 \quad (3a)$$

$$\approx e^{-\sqrt{3}d/\lambda_c} \quad \text{for } \kappa \sim 1 \quad (3b)$$

表1 ポリエステル被膜をとった場合 (T) とつけた場合 (T') の, 種々の厚さの蛍光体に対する光の透過率

d (μm)	T (%)	T' (%)
80	25.5	20.3
120	14.5	12.4
210	11.3	9.7
320	8.3	7.6
400	6.1	5.8
500	4.5	4.3

ここで (3a) は吸収の無い場合, (3b) は完全吸収の場合に対応しているが, 図4をみると吸収のない場合の方が良く合っているように見え, 衝突の $m. f. p.$ は $\lambda_c = 25 \mu\text{m}$ と推定される^{注1)}. 実際の計算では, $\lambda_c = 23 \mu\text{m}$ 及び $\kappa = 0.02$ (これは平均吸収長が $1150 \mu\text{m}$ に対応する) の値を使った.

図1に示したように, 蛍光体の表面にはポリエステルの膜が塗ってあるので, この膜での光の反射率 η を求めておく必要がある. そのためには, 図4に示した蛍光体の透過率 T はポリエステルの膜のないときの値であるので, ポリエステルの膜のあるときの透過率 T' の値も測定しておけばよい. 表1に種々の蛍光体の厚さに対する T と T' の測定結果をまとめる.

簡単な考察から, T' と T の関係は次の式で与えられる (図5参照).

$$T' = [1 + \eta R + \eta^2 + \dots] (1 - \eta) T = \frac{1 + \eta}{1 - \eta R} T \quad (4)$$

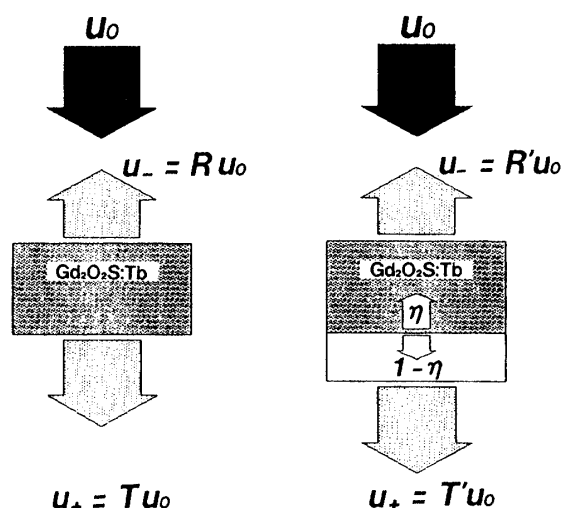


図5 ポリエステル保護膜がある時と無い時の, 増感紙中の光反射の様子.

注1) この値は文献[9]に示した値の約2倍である. これは, 以前のモデルでは, 光子の結晶による散乱は, 後方反射のみを考慮したのに対して, 今回のモデルでは完全な球形の結晶を仮定し, 前方も後方も等しく散乱することによるものである.

ここで R は、ポリエステル膜の無い場合の蛍光体表面での光の反射率である。図4で示したように光の吸収率は $\kappa \sim 0$ であるので、 R は近似的に $1-T$ で与えられる。従って、(4)式と表1に示した測定値より、 η は次のように求められる。

$$\eta = \frac{T-T'}{TT'+T-T'} = 0.488 \sim 0.595 \quad (5)$$

すなわちシンチレーション光のほぼ半分はポリエステルの表面で反射し、残りの半分がRXO-フィルムへ通過することになる。今回の計算では $\eta=0.55$ を使用した。

蛍光体と支持体であるポリエステルベースとの間の下塗り膜の表面での光の反射率 η' は η に等しい[8]と仮定し、またポリエステルベースの表面での、光の吸収率 μ は反射計で次のように得られた。

$$\mu = 0.17 \pm 0.03 \quad (6)$$

すなわち光の約80%はポリエステルベースの表面で反射し、再び蛍光体中で拡散していく。

3. 蛍光体中でのシンチレーション光のシミュレーション

3.1 シミュレーション計算

重い原子核が蛍光体を通ると、かなりの量のシンチレーション光が放射される。原子核の通過によるシンチレーション光の発生には、入射原子核の直接の電離損失によるもの(primary ionization loss)と、その電離によって発生する δ -ray による二次的なもの(secondary ionization loss)の両方がある。非常に重い原子核の場合には、前者によるシンチレーション光は飽和し、スポット全体に対する黒化度への寄与は、後者の膨大な数の δ -ray からの寄与に比べれば非常に小さい[10]。そこでこの論文では、 δ -ray (knock-on-electron) からのシンチレーション光のみを考えることにした。しかし蛍光体でのシンチレーションの発光量に関しては、計算の過程でフリーパラメーター n_0 を導入しており((7)式を参照)、この値は4.3で示すように実験的に校正するので、前者のシンチレーション光を無視したことによる影響は実際上は問題にならない。すなわち n_0 は δ -ray からだけでなく、

表2 Gd₂O₂S: Tb の物性定数

specific gravity	: 7.34
molecular weight	: 206.85
radiation length	: $X_0 = 1.789\text{cm} = 13.13\text{g}/\text{cm}^2$
collision mean free path	: $\lambda_{\text{proton}} = 21.24\text{cm} = 155.9\text{g}/\text{cm}^2$ $\lambda_{\text{oxygen}} = 9.12\text{cm} = 66.9\text{g}/\text{cm}^2$ $\lambda_{\text{iron}} = 5.76\text{cm} = 42.3\text{g}/\text{cm}^2$
electron number per volume	: $N_e = 1.8687 \times 10^{24} \text{ electrons}/\text{cm}^3$
average ionization potential	: $\langle I \rangle = 481.5\text{eV}$
Molière's scattering variables	: $\sqrt{\langle \chi_a^2 \rangle} = 14.37/p$ (p : in keV/c) $\sqrt{\langle \chi_c^2 \rangle} = 40.27\sqrt{\Delta t}/\beta p$ (Δt : in μm)

入射原子核自身の電離損失からのシンチレーション光も含んでいるとみなしておけばよい。

三次元 δ -ray のシミュレーションについては文献[11]に詳してあるので、ここではそこで触れていない部分についてのみ述べる。表2には、 δ -ray のシミュレーションに必要な、蛍光体 $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:Tb}$ に関する定数値と、radiation length と衝突平均自由行程の値をまとめた。なおこれらの数値の評価の詳細は文献[11]に与えられている。

シンチレーションの発光効率、電子のエネルギーが $\sim 10\text{keV}$ より大きい場合には単位長さ当たりの電離損失に比例するので[10]、 δ -ray に沿った単位長さ当たり放射される光子の平均数は文献[11]によって次のように与えられる。

$$\langle n_\gamma \rangle = n_0 \left[1 - \frac{1}{1 + (\beta_e/\beta_0)^3} \right] \left(-\frac{dE_e}{dL} \right)_{\text{Bethe}} \quad \text{with} \quad \beta_0 = 0.08 \quad (7)$$

ここで $(-dE_e/dL)_{\text{Bethe}}$ は Bethe[12]によって導かれたエネルギー損失であり、 $c\beta_e$ は電子の速度、 n_0 は δ -ray の単位エネルギー損失当たり放出される光子の数を示す。 n_0 は任意定数であるが、実際のシミュレーションの計算では $n_0 = 1 \text{ keV}^{-1}$ 、すなわち 1 keV のエネルギー損失当たりの放出光子を1個とした。この値は後に、RXO フィルムの特性パラメータ $\rho_{1/2}$ と結合した形で実験的に校正する。図6に蛍光体 $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:Tb}$ の場合における δ -ray のエネルギー E_e と $\langle n_\gamma \rangle/n_0 (\equiv -dE_e/dL)$ との相関を示した。図には併せて Fuji ET7B タイプエマルジョンの場合についての結果も示した。

光子の数 n_γ は次のポアソン関数からサンプルされる。

$$P(\langle n_\gamma \rangle, n_\gamma) = \frac{1}{n_\gamma!} \langle n_\gamma \rangle^{n_\gamma} e^{-\langle n_\gamma \rangle} \quad (8)$$

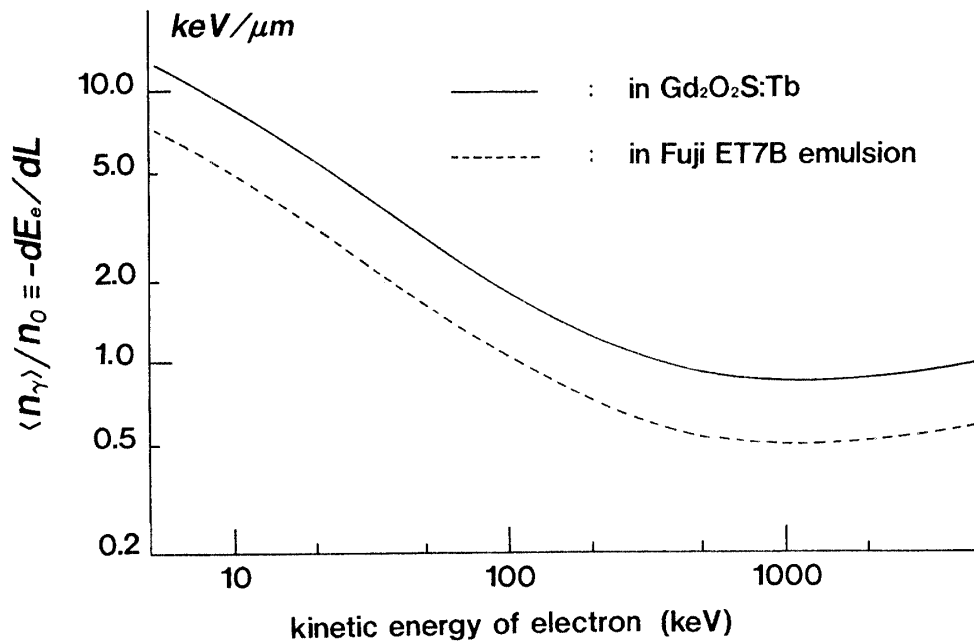


図6 蛍光体 $\text{Gd}_2\text{O}_3\text{:Tb}$ と原子核乾板内での入射電子エネルギーに対する電離損失率の変化

ここで $\langle n_\gamma \rangle$ はもちろん(7)式より決定される。 δ -rayのシミュレーションは $1\mu\text{m}$ ずつ行すが、各光子は $1\mu\text{m}$ の δ -ray飛跡上に沿って、ランダムな場所から等方的に放出されると仮定した。

δ -rayから光子が放出されたあと、それは先に述べたように $23\mu\text{m}$ の衝突平均自由行程で蛍光体の結晶によって等方的に散乱され、吸収されるか蛍光体から出るまで追跡される。

3.2 X線フィルム表面での光子の分布

相対論的な電荷 Z の原子核によって生じる δ -rayの個数は、 Z の二乗に比例するから、 Z^2 で割った光子の総数は、近似的に入射粒子の種類によらない。従って鉄の原子核が入射した場合のみのシミュレーションを行い、その結果を後ほど議論するように Z^2 依存性を考慮して、鉄以外の入射粒子に適用する。表3にシミュレーションの条件をまとめる。

さて、X線フィルムの上面と下面での光子の横広がり分布を以下のように書き直す。

$$\rho_{u,d}(Z; x, y, \theta) dx dy = N_0 \frac{Z^2}{\cos \theta} \hat{\rho}_{u,d}(x, y, \theta) dx dy \quad (9)$$

$$\text{with } \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \hat{\rho}_{u,d}(x, y, \theta) = 1$$

ここで $1/\cos \theta$ の項は、蛍光体中の入射粒子の行路の伸びに由来しており、 N_0 は前節に述べた n_0 に関係している。

図7aと7bに、規格化した横広がり分布 $\hat{\rho}_u(x, y=0, \theta)$ と $\hat{\rho}_d(x, y=0, \theta)$ をいくつかの天頂角について示してある。予想されるように、後者の横広がり分布は、前者のものよりもずっと広がっていることがわかる。以後これらの横広がり分布を簡単に、 $\hat{\rho}_u(x, \theta)$ 、 $\hat{\rho}_d(x, \theta)$ と表す。図9に座標系を示してあるが、次の節で詳細に議論する。

さて、ここで考慮しておかなくてはならないのは、5ミクロン厚の乳剤と170ミクロン厚のポリエステル・フィルム・ベースによる光子の吸収である。すなわち、光子のあるものは乳剤とフィルム・ベースの両方を透過するが、吸収されるものもある。従って乳剤とフィルム・ベースに対する、光子の透過率を知っておく必要がある。

表3 シミュレーション計算の入力条件

energy of projectile nucleus	: $E_N = 10 \text{ GeV}/n$
zenith angle of projectile nucleus	: $\tan \theta = 0.0, 0.2, 0.3, 0.5, 0.8, 1.0, 1.2, 1.3, 1.5, 1.8, \dots, 4.0, 4.2, 4.3, 4.5, 4.8, 5.0$
statistics of simulation calculation	: 50~500 events (depending on $\tan \theta$, for example 500 events for $\tan \theta = 0.0$, and 50 events for $\tan \theta = 5.0$)
transmittance of light in emulsion of RXO-film	: $T_{\text{RXO}} = 0.1, 0.2, 0.3, \dots, 1.0$

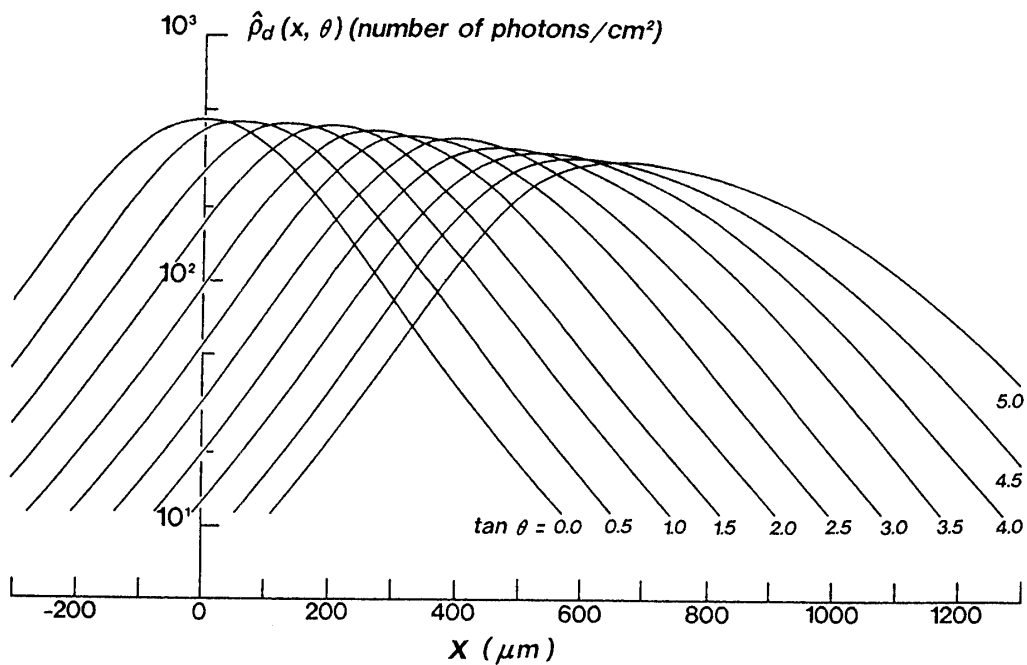
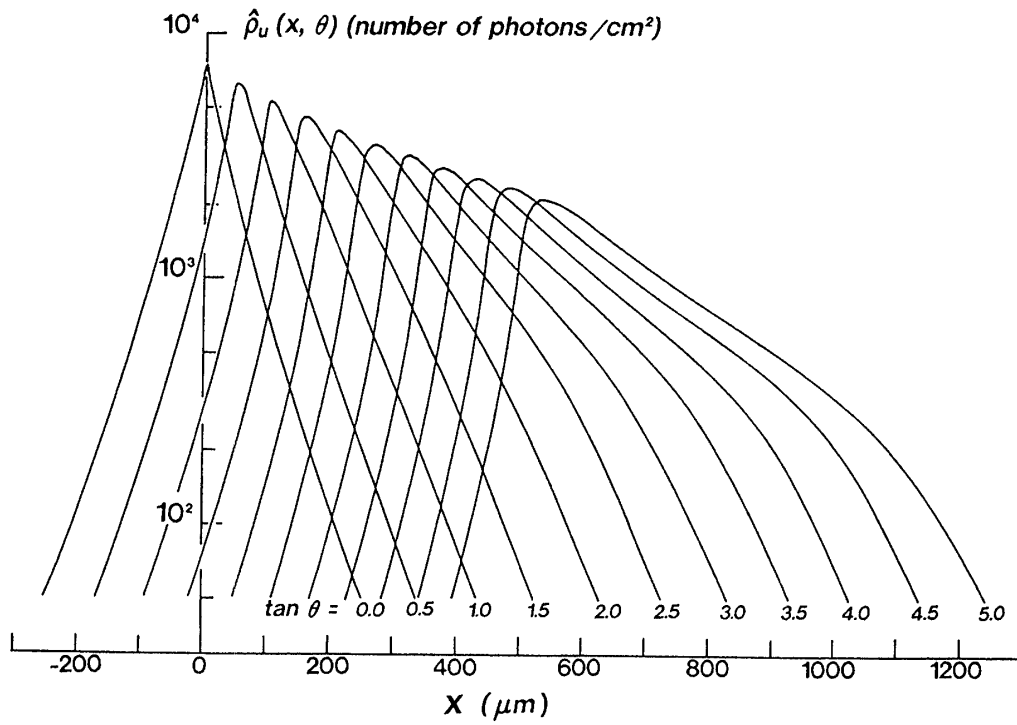


図7 X線フィルム上でのシンチレーション光の光子数密度分布。(a)がフィルム上面での分布であり、(b)はフィルム下面でのものである。

シミュレーションの過程では、10種類の（乳剤とベース両方を合せた）透過率、 $T_{RXO} = 0.1, 0.2, 0.3, \dots, 1.0$ の場合について、下面での光子の数も同時に計算した。その場合、もちろんそれぞれの光子の傾きの効果も考え、 Δ を $\Delta / \cos \theta_7$ で置き換えた。ここで $\Delta (=175$ ミクロン) は、乳剤5ミクロンとポリエステル・ベース170ミクロンの厚さの和であり（図1参照）、 θ_7 は入射する光子の天頂角である。

シミュレーションの結果

$$\hat{\rho}_d(T_{RXO}) = T_{RXO} \times \hat{\rho}_d(T_{RXO}=1.0) \quad \text{for} \quad T_{RXO} \geq 0.7 \quad (10)$$

が大体成立していることがわかった。実際の T_{RXO} の値は、4.3節で議論する。図7bの $\hat{\rho}_d$ の計算結果は $T_{RXO}=1.0$ の場合について示してある。

3.3 光子数から黒化度への変換

RXO フィルム上に記録された重一次線の黒化スポットの横広がり分布を得るためには、光子の密度 ρ_7 を黒化度 D に変換する必要がある。一般に ρ_7 と D との関係、いわゆる特性曲線は現像温度や現像時間等に依存する。

図8に、標準的な現像条件での特性曲線を示す[8]。ここに示した黒化度は、片面の乳剤

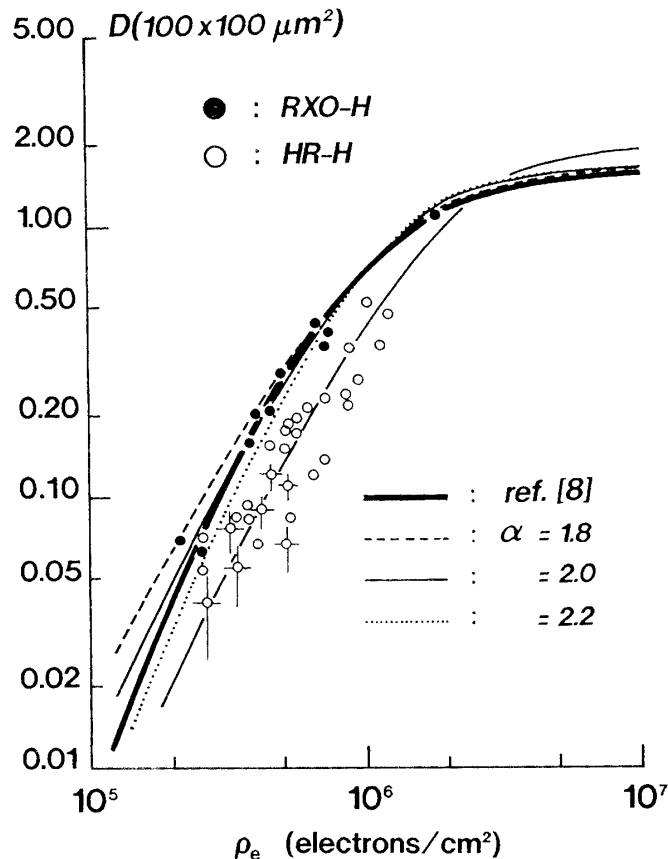


図8 RXO-H フィルムの特性曲線（光学濃度 D と電子数密度 ρ_e の相関）

よるものだけである。この論文では、#200タイプの X 線フィルムの特性曲線[13]を少し変更した次の実験式を用いる。

$$D(\rho_\gamma) = D_0 \left\{ 1 - \frac{1}{1 + (\rho_\gamma / \rho_{1/2})^\alpha} \right\} \quad (11)$$

ここで D_0 は、フィルム・ベースや乳剤中のかぶりに起因する RXO フィルム固有の黒化度を除いた、 $\rho_\gamma \rightarrow \infty$ での飽和黒化度である。また、 $\rho_{1/2}$ は、黒化度の飽和値 D_0 の半分に対応した光子密度である。

パラメーター D_0 を決定するために、フォットメーターを用いて、まず D_∞ と D_{base} を測定した。 D_∞ は（あらゆるバックグラウンドを含んだ）飽和黒化度で、RXO フィルムに強制的に光を当てて得られたものであり、 D_{base} は両面の乳剤を除去して測定したベース固有の黒化度である。実際の測定値は、以下に示すとおりである。

$$D_\infty = 3.46 \pm 0.06 \quad (12a)$$

$$D_{\text{base}} = 0.10 \pm 0.01 \quad (12b)$$

また、かぶりの黒化度は、

$$D_{\text{fog}} = 0.06 \quad (12c)$$

と置くが^{注2)}、これは、文献[8]に示されているものと大体等しい。従って片面の乳剤の飽和値 D_0 は以下で与えられる。

$$D_0 = \frac{1}{2} (D_\infty - D_{\text{base}} - D_{\text{fog}}) = 1.65 \pm 0.04 \quad (13)$$

図8には宇宙線の電子シャワーの実験結果も示す[14, 15]。ここでは、光子の密度は電子の密度に比例すると仮定し、従って実験式(11)の曲線を横軸に沿って移動して両者を比較した。HR フィルムの感度は、 $D \leq 1.0$ の領域でRXO フィルムの大体半分であるが、HR フィルムの飽和黒化度 D_0 は、RXO フィルムのそれより、~20%高い。

ここで宇宙線を含む自然放射線によるバックグラウンドの扱いに注意しなければならない。バックグラウンド光子の密度を ρ_{bg} と表せば、バックグラウンドによる黒化度 D_{bg} は、次式で与えられる。

$$D_{\text{bg}} = D_0 \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \tau_{\text{bg}}^\alpha} \right\} \quad \text{with} \quad \tau_{\text{bg}} = \frac{\rho_{\text{bg}}}{\rho_{1/2}} \quad (14)$$

従って、 D_{bg} を差し引いた正味の黒化度は次式で与えられる。

$$D_{\text{net}}(\rho_\gamma) = D(\rho_\gamma + \rho_{\text{bg}}) - D_{\text{bg}} \quad (15)$$

注2) かぶり黒化度はフィルム製造後の保存温度、現像までの期間、現像状況等に依存する。今回我々が使用したRXOフィルムは、製造から現像までわずか2ヶ月足らずであり、しかも、その間の保存温度は $6 \pm 1^\circ\text{C}$ である。従って、我々のフィルムのかぶり黒化度は、製造直後のそれとほとんど同じと考えて良い。

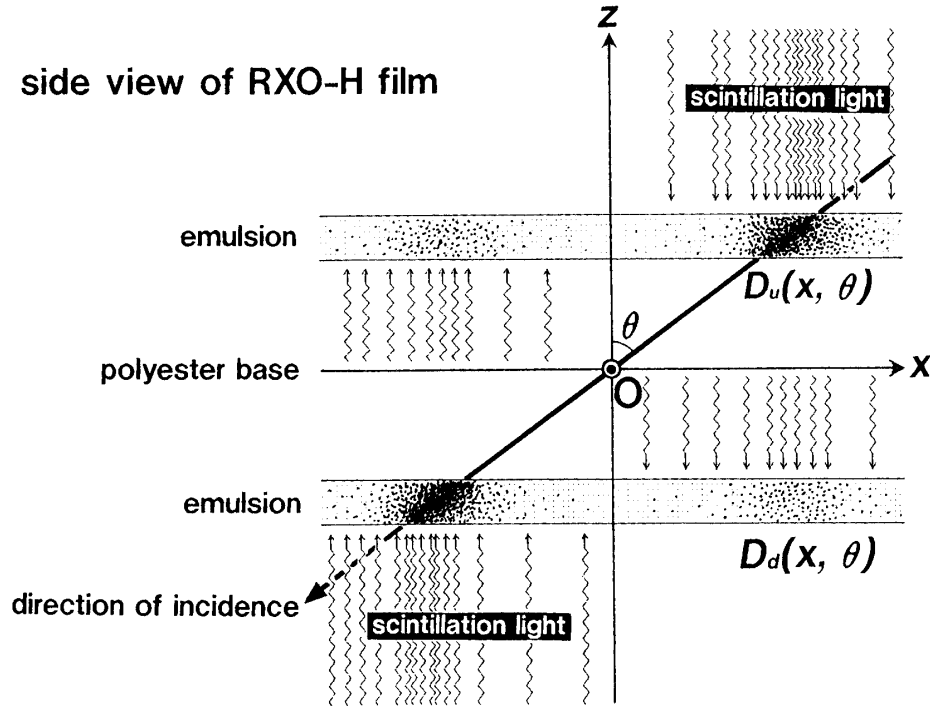


図9 本文中で用いたRXO-Hフィルムの座標系. y軸(⊙)は紙面に垂直な方向

$\rho_7 \ll \rho_{bg} \ll \rho_{1/2}$ の場合には, 式(15)は,

$$D_{net}(\rho_7) = \alpha [D_{bg}^{\alpha-1} D(\rho_7)]^{1/\alpha} \quad (16)$$

となる. すなわち#200タイプのX線フィルムの場合(電子ビームに対して $\alpha \sim 1$ [13])には, バックグラウンドの影響はなくなるが, RXOフィルムの場合($\alpha = 1.8 \sim 2.2$)は, バックグラウンドを差し引いてもその影響は, 依然として残っている. 従って, RXOフィルムの現像は十分気をつけて行ない, 検出すべき黒化スポット濃度に対してバックグラウンド濃度をできる限り小さくしなければならない. 詳細は, 文献[14]に示されている. この実験での現像条件は, 次節の表5にまとめられている.

我々の気球実験のバックグラウンドの黒化度は, 片面乳剤について,

$$D_{bg} = 0.07 \pm 0.02 \quad (17)$$

が得られた. ただし, フィルム・ベースの寄与やフォグの寄与は除いてある. 従って, 式(13), (14)より,

$$\tau_{bg} = 0.1942, \quad \text{for } \alpha = 1.8 \quad (18a)$$

$$= 0.2109, \quad \text{for } \alpha = 2.0 \quad (18b)$$

が得られる. 本論文では, 図8を参考にして, 後者の場合を採用する.

さて, 式(9), (11), (15)より, X線フィルム上面の位置 x での正味の黒化度は,

$$D_u(Z; x, \theta) = D_0 \left\{ \frac{1}{1 + \tau_{bg}^a} - \frac{1}{1 + \tau_u^a} \right\} \quad (19)$$

$$\tau_u = \frac{Z^2}{\cos \theta} \frac{\hat{\rho}_u(x, \theta)}{\rho_0} + \tau_{bg}, \quad \text{with} \quad \rho_0 = \frac{\rho_{1/2}}{N_0} \quad (20)$$

で与えられる。ここで座標系は、図9に示されている。本論文では、 ρ_0 をスクリーン型 X 線フィルムの固有光子密度と呼ぶことにする。これは、RXO フィルムに特有な定数 $\rho_{1/2}$ と増感紙のシンチレーション効率 N_0 の両方に関係している。

ところで、実際のフィルムは両面に乳剤が塗布してあるので、上側と下側の蛍光体からのシンチレーション光の混ざり、フィルム上面から下面（あるいはその逆）への光の幾何学的広がり、及び透過率などを考慮する必要がある。

X 線フィルムの下面側での黒化度は、式 (19) において $\hat{\rho}_u$ を $\hat{\rho}_d$ におきかえれば ($\tau_u \rightarrow \tau_d$) 簡単に得られる。これら2つを重ねた黒化度は、次の式で与えられる（以後、簡単のために、変数 Z や θ をしばしば省略することがある）。

$$D_{u+d}(x) = D_u(x) + D_d(x) \quad (21)$$

X 線フィルムが、2枚の増感紙の間に挟まれていれば、正味合計の黒化度 $D_{tot}(x)$ は、ただちに次式で与えられる。（図9参照）

$$D_{tot}(x) = D_{u+d}(x) + D_{u+d}(-x) \quad (22)$$

ρ_0 と T_{RXO} の具体的な数値は、4.3節で示すように、重一次宇宙線の横広がり分布により決定される。

4. SXF を使用した気球エマルジョンチェンバー

4.1 フライト状況とチェンバー構造

1989年5月25日、SXFを多層的に用いた新しいタイプのエマルジョンチェンバーを搭載した気球が、三陸バルーンセンターから放球された。このチェンバーは、重一次宇宙線の反応点を即座に検出できるように設計してある。フライト記録を、図10に示す。

フライト高度のばらつきを考慮するため、一次核 A に対する有効高度 t_{eff} を次式で求める。

$$\Omega(t_{eff}/\Lambda_A) e^{-t_{eff}/\Lambda_A} = \frac{1}{T_{tot}} \sum_{i=1}^n \Delta T_i \Omega(t_i/\Lambda_A) e^{-t_i/\Lambda_A} \quad (23)$$

$$T_{tot} = \sum_{i=1}^n \Delta T_i \quad \text{and} \quad \Omega(x) = \iint_{\omega \leq 2\pi} e^{-(\sec \theta - 1)x} \cos \theta d\omega \quad (24)$$

ここで、 $\Omega(t/\Lambda_A)$ は一次線 A （大気中での吸収長 Λ_A ）の高度 t での有効立体角で、 T_{tot} は全露出時間（本実験では、 $7.74 \times 10^4 \text{sec}$ ）、 t_i は時刻 ($T_i, T_i + \Delta T_i$) での気球高度である。

いくつかの一次線に対する有効高度、及び吸収長を表4に示す。

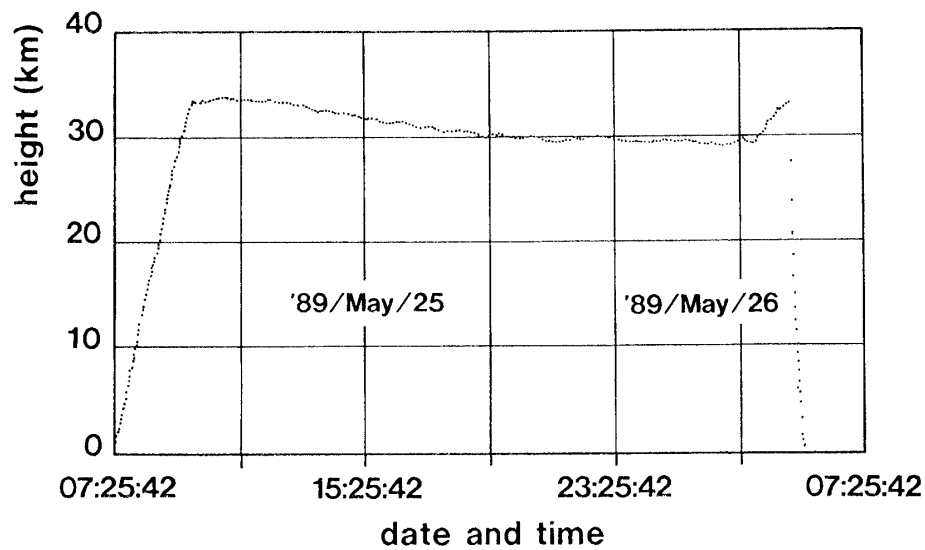


図10 今回の気球実験のフライトレコード

表4 今回の気球実験における有効高度と一次宇宙線の大気中での吸収長

primary	Λ_A (g/cm ²)	t_{eff} (g/cm ²)
proton	110.0	17.0
alpha	51.5	15.1
oxygen	23.7	13.3
iron	14.1	12.3

表5 各種感光材の現像条件

sensitive material	temperature	presoak	developing	stop	fix
ET7B emulsion plate	17.5°C	10min.	30min.	10min.	60min.
#200 X-ray film	18.0	—	25	7	10
RXO-H X-ray film	10.0	—	50	5	15

約20時間の飛行後、チェンバーの回収に成功し、原子核乾板やX線フィルムなどの感光材はただちに現像処理した。これらの現像処理の状況を表5にまとめた。

本実験のチェンバー構造を図11に示す。面積は1.55m²であり、有効な厚さは入射角効果を考えると15.7g/cm²である。以前のカロリメータ型チェンバー[4, 7]よりも大面積であるにも関わらず、重量はより軽量な~200kgである。電磁シャワーカロリメータを取り除いたためである。

4.2 スキャンニングの方法

一次線が酸素核より重い場合には2.1でも述べたように、SXFで記録された一次線の飛跡は裸眼で容易に検出できる。本実験で得られたSXFの写真を図12aに示す。これは、CCD

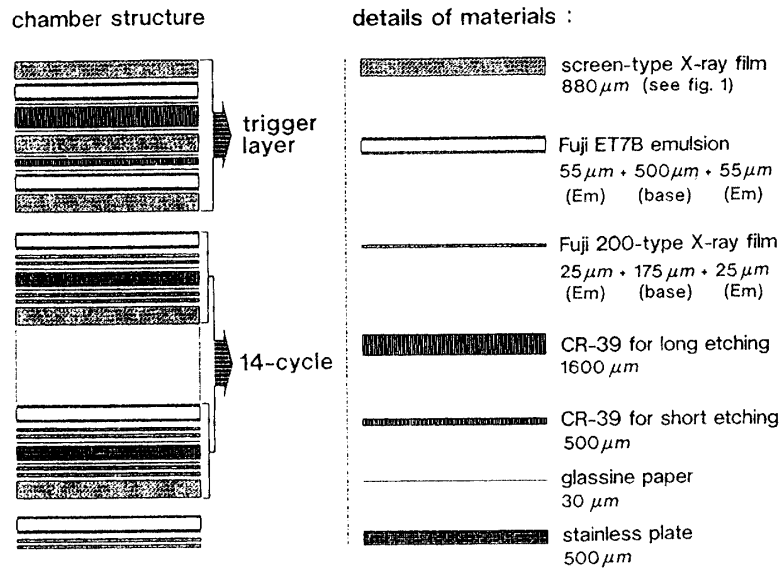


図 11 今回の観測で使したチェンバー構造

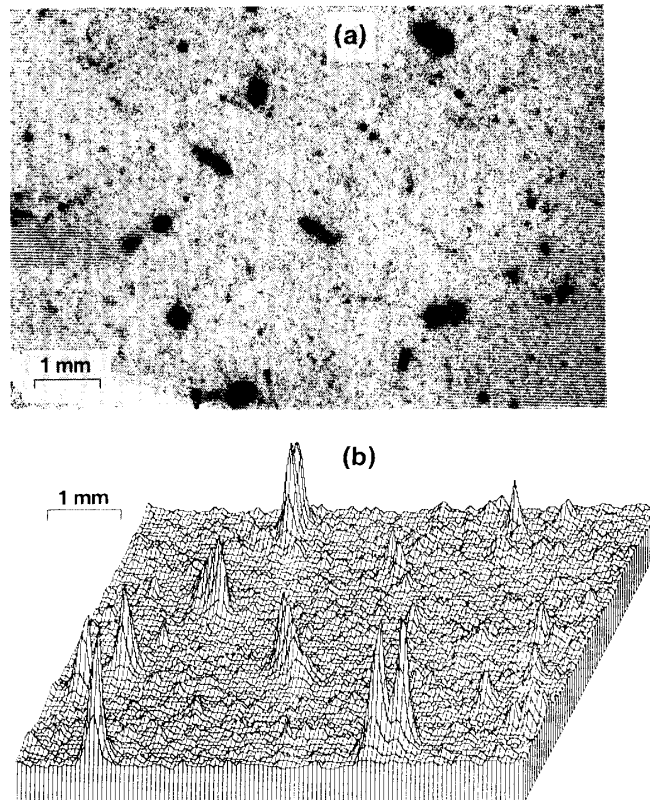


図 12 (a) CCD カメラを通して TV モニター上に映し出した、RXO-H フィルム上の重一次宇宙線飛跡群の写真
(b) (a)の写真に対応した黒化度の三次元等高線図

カメラからフレームメモリーボード (図14) を通してモニター TV 上に映し出して撮影したものである。重一次宇宙線飛跡のシングル黒化スポットと同時にダブル黒化スポットが幾つも見える。この写真に対応した黒化度の3次元等高線地図を図12bに示す。

重一次線が標的核と衝突すると、多重度の小さい場合 ($n_{ch} \leq 30$) には、飛跡黒化スポットは下流のSXFシートでは見えなくなる。一方、大多重度の場合 ($n_{ch} \geq 100$) には、スポットの黒化度は反応点のすぐ下流のフィルムでいったん増加するが、下流にいくつにつれて

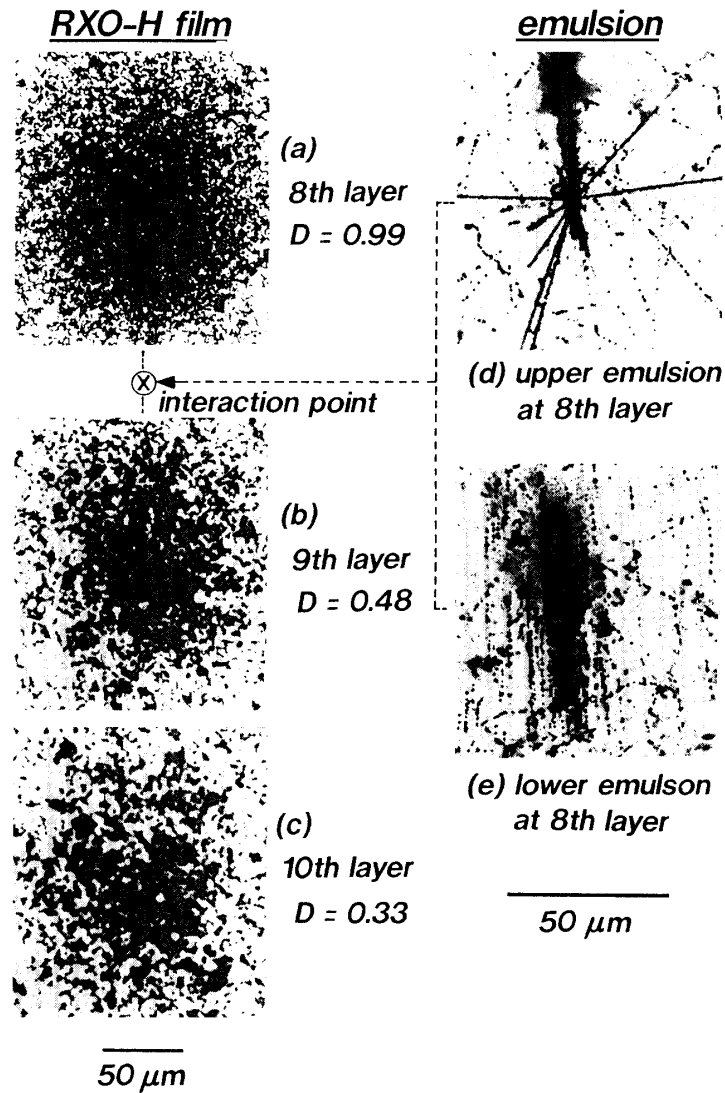


図13 カルシウム核が RXO-H フィルム上に残した飛跡の写真

(a)は核衝突を起こす直前の8層目のフィルム、(b)、(c)はそれぞれ9層目、10層目のフィルムで、核衝突直後のものである。それぞれの黒化度 D は、 $100 \times 110 \mu\text{m}^2$ スリットサイズのフォトメーターで測定した。また(d)と(e)は、8層目のフィルムの直下に置かれている原子核乾板上で検出された中間子多重発生の写真である。

幾何学的な広がり効果のため急速に減少する。この減衰の割合は、反応エネルギーの大きさに依存する。

重一次線反応の直前直後のスポットの黒化度変化の典型的な例を図13a～図13cに示す。これは、増感紙を1枚しか使っていない'88年度のチェンバーで見つかったものである。重一次線の黒化スポットの横広がりが8層目(a)と9層目(b)とで明らかに変化しており、さらに10層目(c)では急激に減少しているのがわかる。従って、8層目と9層目の間のどこかで核反応をおこなっていることがわかる。そこで、8層目のフィルムのすぐ下の原子核乾板を検索した結果、図13dと図13eに見られるようなきれいなジェットを検出した。ここで、前者の写真(d)は乾板の上面側でみられる反応点であり、後者(e)は下面側に記録されたジェットシャワーである。

上述したように、重一次宇宙線飛跡は裸眼でスキャンすることは可能であるが、見落とし

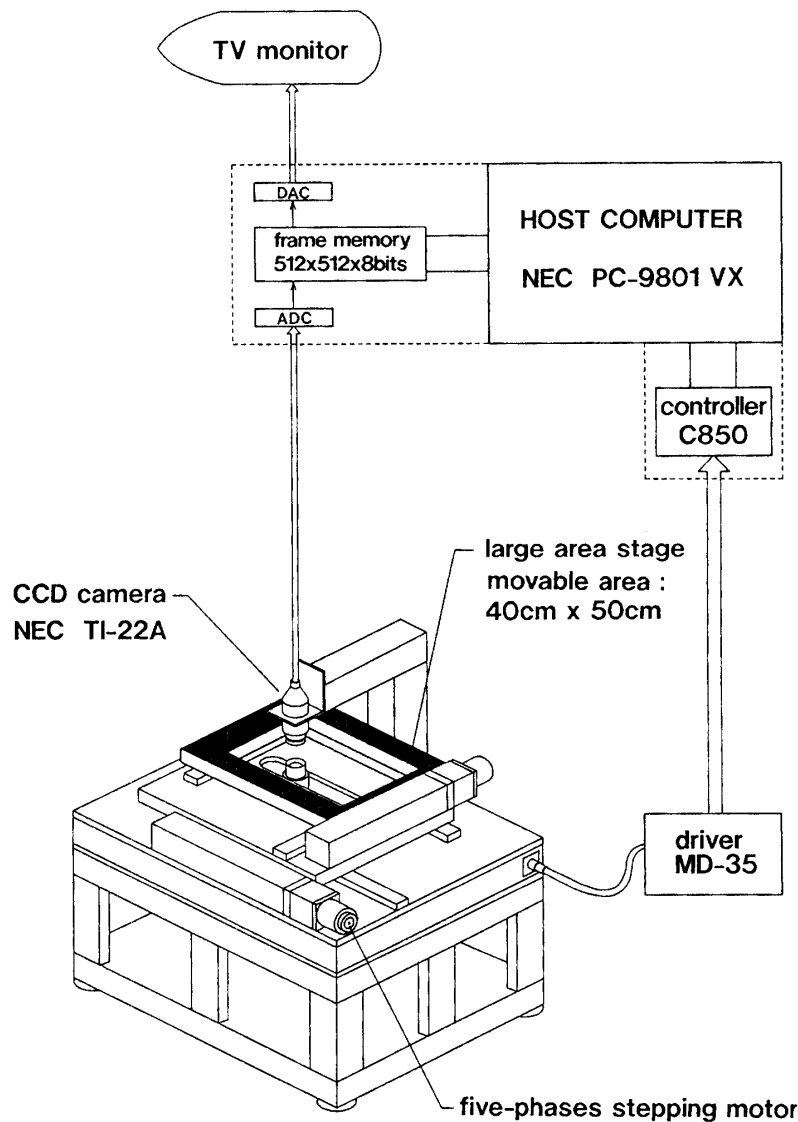


図14 RXO-H フィルム上の重一次宇宙線飛跡を自動測定するシステムの外観図

なしに膨大な数のシグナルを完全に検出することは非常な労力を要する作業なので、自動測定システムを作製した。これは、大型ステージによってX線フィルム(35.5×43.0cm²)全面を稼働させ(可動範囲は40×50cm²)、CCDカメラによって自動的に飛跡を読み込むことができる。このシステムの概略を図14に示すが詳細は別の論文に述べる。

4.3 重核の黒化スポットの横広がり

この節では、図12aに示したような重一次宇宙線の黒化スポットの横広がりについて述べる。実験データと前章で述べたシミュレーション計算とを比較するためには、パラメータ ρ_0 と T_{RXO} を決定しなくてはならない。 ρ_0 と T_{RXO} は、上面側の乳剤面でのスポットの黒化度 $D_u(x)$ と、上面側の寄与を除いた下面側の黒化度 $D_d(x)$ との比較から推定できる。そのため、上面スポット(1)と下面スポット(2)(それぞれ上側、下側の増感紙からの光によって作られている)が混ざらないような、入射角の大きな飛跡を選び(図9参照)、まずそれぞれのスポットについて $D_{u+d}^{(1)}(x)$ 、 $D_{u+d}^{(2)}(x)$ をフォトメータ走査で測定しておく。次に、フィルム上面の乳剤を剥がし、同様に $D_d^{(1)}(x)$ 、 $D_d^{(2)}(x)$ を測定する。従ってそれぞれのスポットに対して $D_u^{(1)}(x) (= D_{u+d}^{(1)}(x) - D_d^{(1)}(x))$ 、 $D_d^{(2)}(x) (= D_{u+d}^{(2)}(x) - D_d^{(2)}(x))$ を得る。使用した飛跡の荷電と入射角は $Z=30$ (δ -ray countにより決定)、 $\theta=76.5^\circ$ である。図15にこうして得られた $D_u^{(1)}$ 、 $D_u^{(2)}$ (それぞれ+、×印で示す)及び $D_d^{(1)}$ 、 $D_d^{(2)}$ (それぞれ○、●印で示す)の測定値を示す。図にはシミュレーションから期待されるカーブもつけているが、それらは、

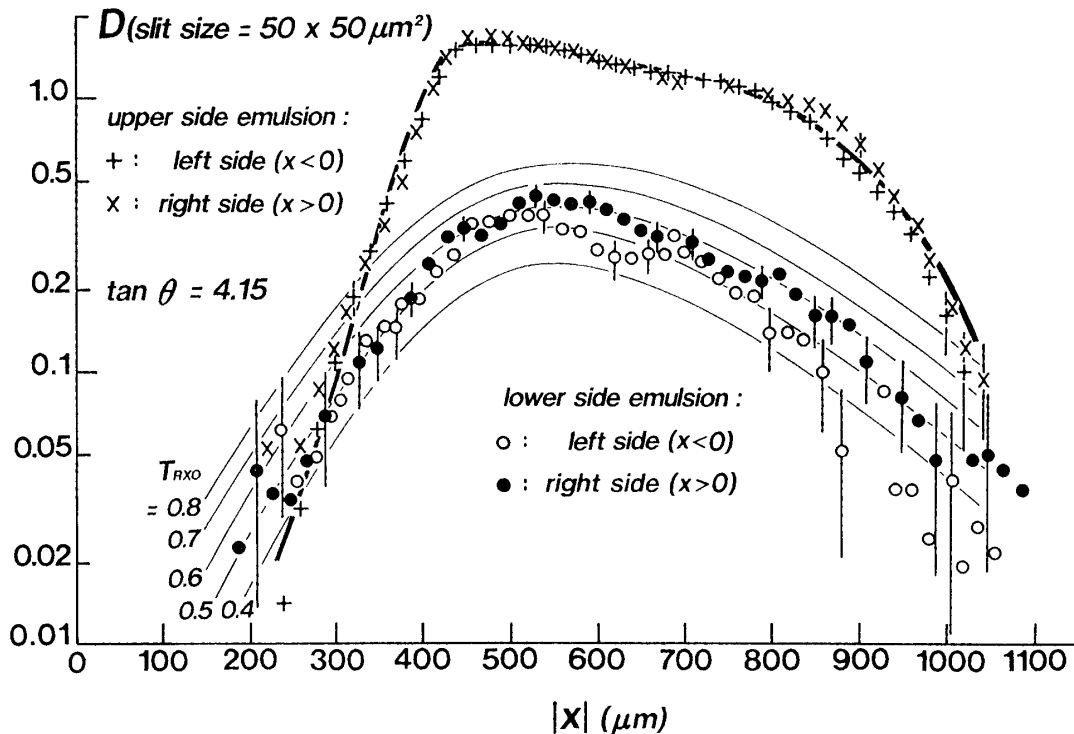
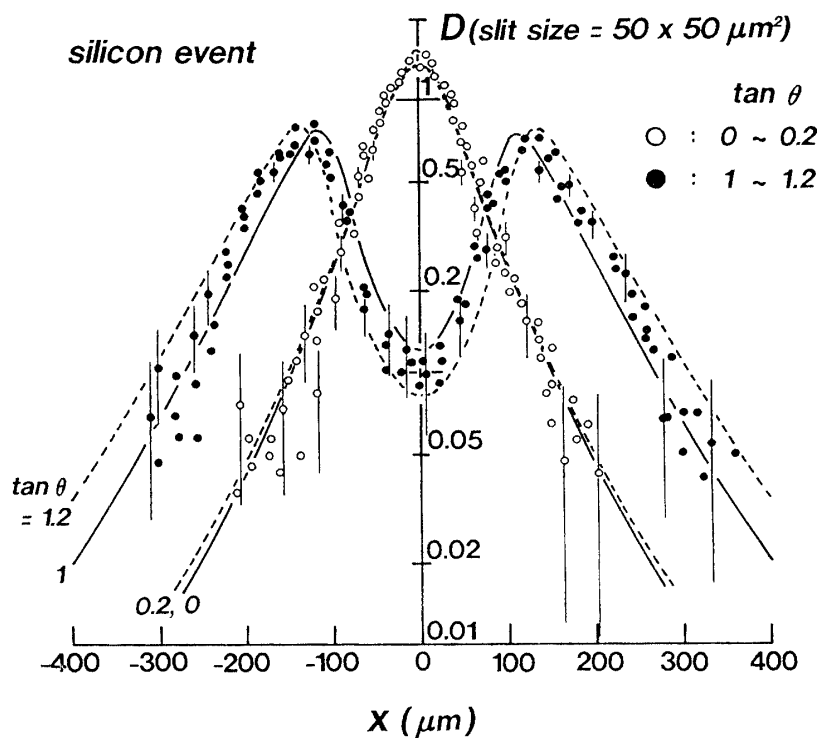
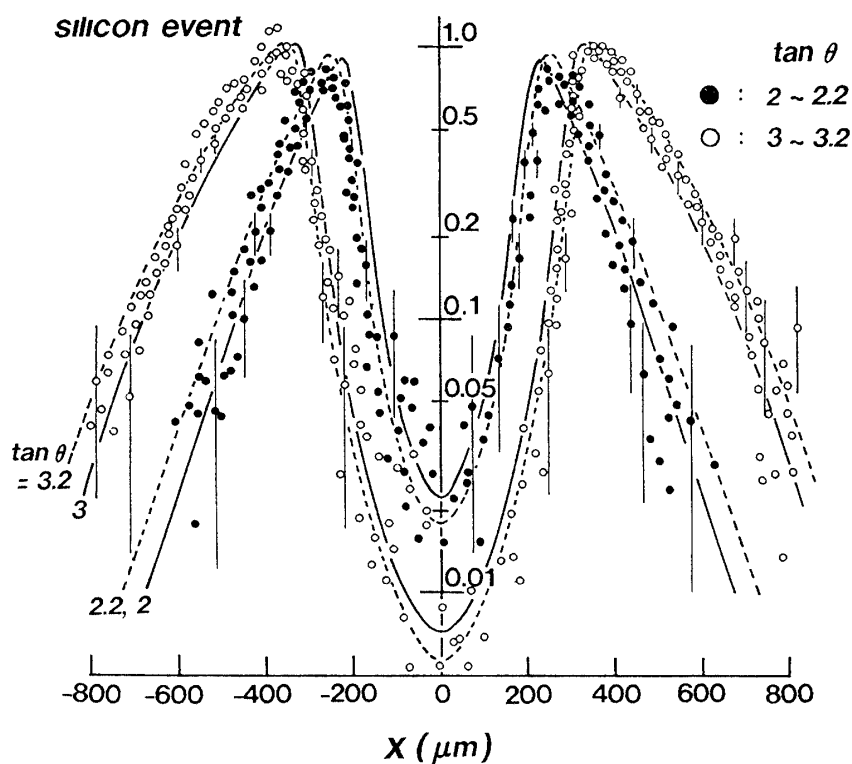


図15 重一次宇宙線($Z=30$)がフィルム上に残した黒化スポットの横広がり分布
フィルム上面の黒化度 D_u を+、×で、下面の黒化度 D_d を○、●で示してある。ここで(+、○)は上側の増感紙から、(×、●)は下側の増感紙からの光によるものである(図9参照)。



(a) $\tan \theta = 0.0 \sim 0.2, 1.0 \sim 1.2$



(b) $\tan \theta = 2.0 \sim 2.2, 3.0 \sim 3.2$

図 16 シリコン核がフィルム上に残した黒化スポットの横広がり分布

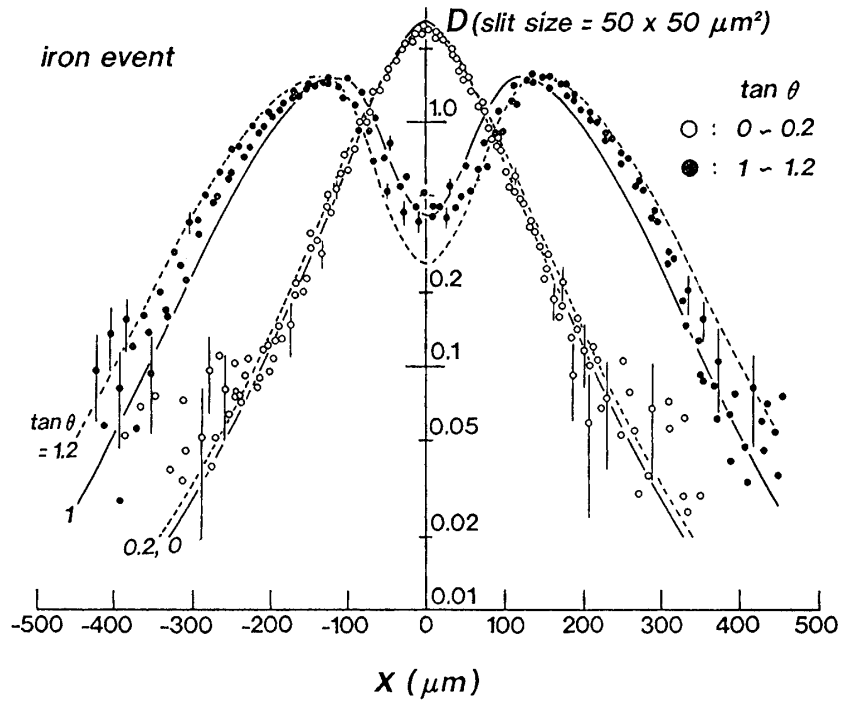
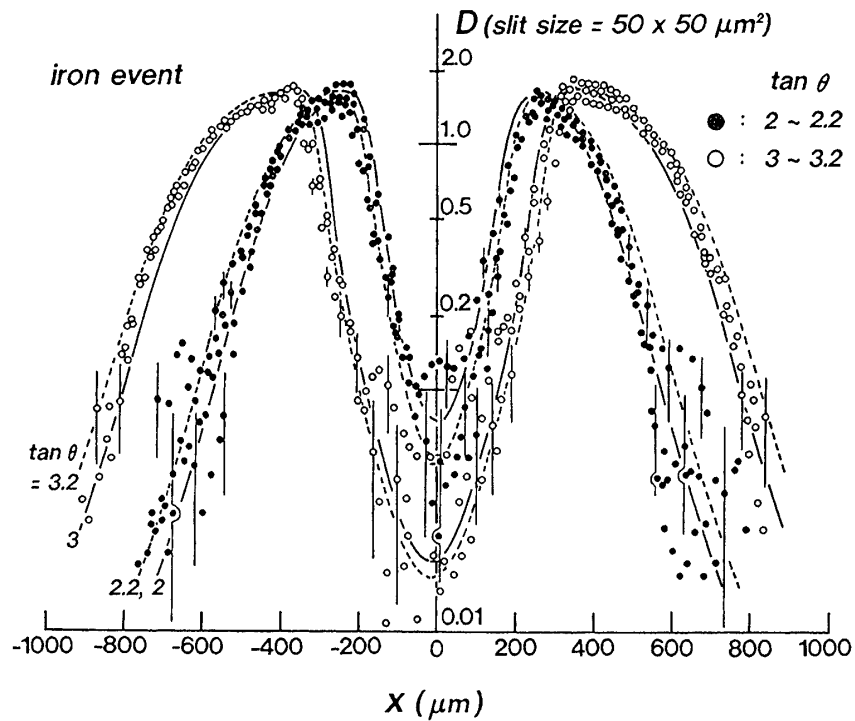
(a) $\tan \theta = 0.0 \sim 0.2, 1.0 \sim 1.2$ (b) $\tan \theta = 2.0 \sim 2.2, 3.0 \sim 3.2$

図17 鉄核について、図16と同じグラフ

$$\rho_0 = 1.70 \times 10^6 (\text{photons/cm}^2) \quad (25)$$

を仮定し、また T_{RXO} についてはいくつかの場合についてカーブを描いた。従って、最も適当な T_{RXO} の値は 0.5~0.6 であり、ここでは

$$T_{\text{RXO}} = 0.55 \quad (26)$$

を仮定する。よって、式 (12b) の $D_{\text{base}} = 0.1$ と次の関係式

$$T_{\text{RXO}} = T_{\text{emulsion}} \times T_{\text{base}} = T_{\text{emulsion}} \times 10^{-D_{\text{base}}} \quad (27)$$

を用いると

$$T_{\text{emulsion}} = 0.69 \quad \text{and} \quad T_{\text{base}} = 0.79 \quad (28)$$

を得る。

こうして推定した ρ_0 , T_{RXO} を使って、種々の入射角をもつ別の重一次線飛跡の横広がり が再現できるかどうか興味あるところであるが、図16~図17にその結果を示そう。どの入射核についても、実験データと計算結果が驚くほど一致しており、 ρ_0 と T_{RXO} の推定値が非常に良いことがわかる。これらの結果は、次章で議論するように重一次線核の電荷決定の信頼性を上げるのに有用である。

4.4 重一次宇宙線の荷電分布

4.2 節で示した自動走査システムにより得られた $D_{\text{max}} - \sec \theta$ の scatter plot を図18に載

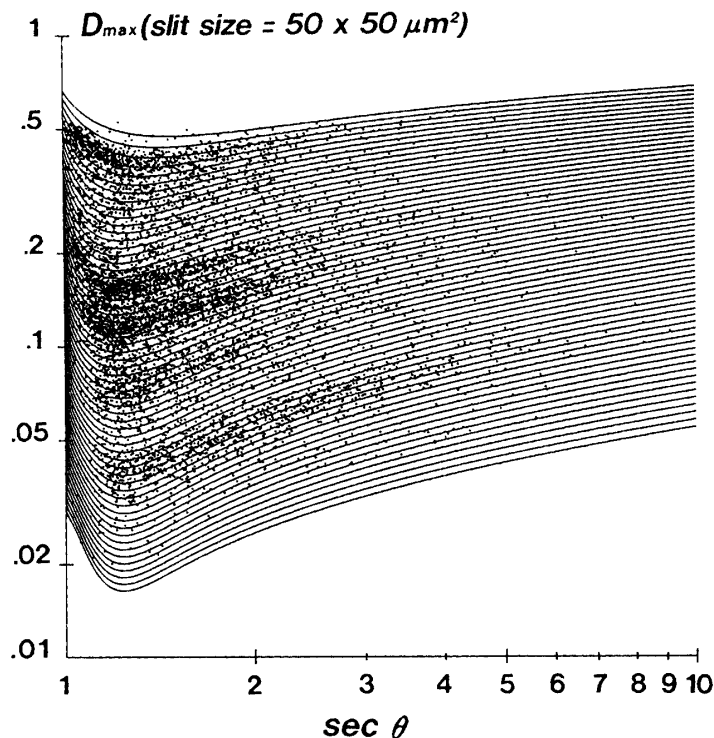


図18 自動測定システムによって得られた D_{max} と $\sec \theta$ の scatter plot

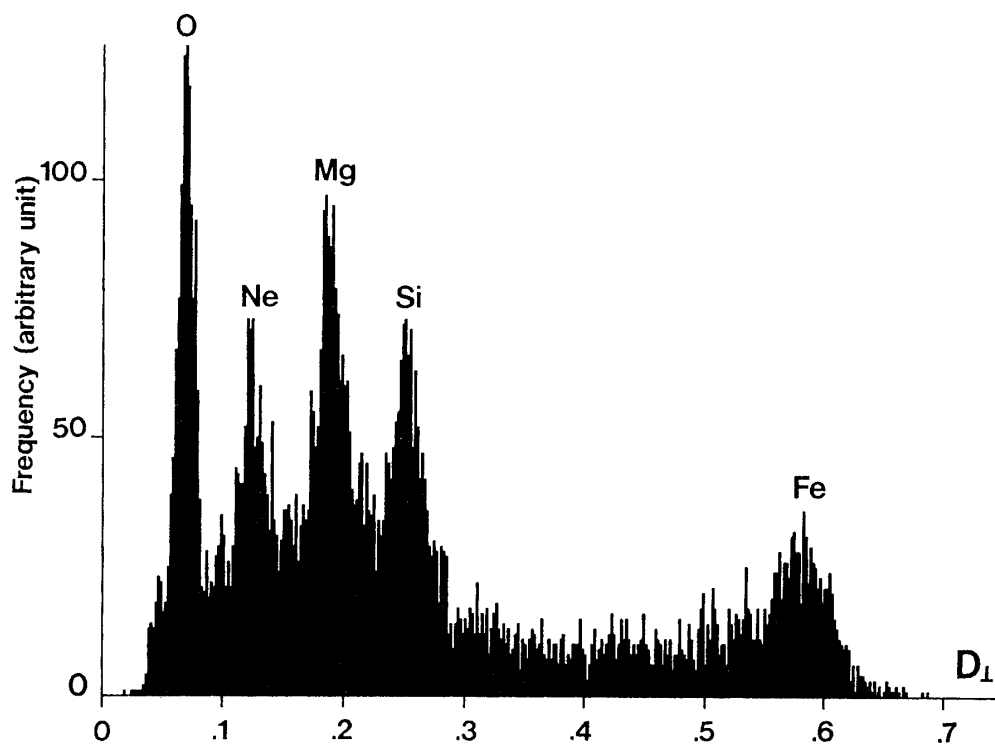


図19 図18で、シミュレーションから求めた曲線に沿って測定点を投影し、鉛直入射の黒化度 D_{\perp} に規格化した電荷スペクトル

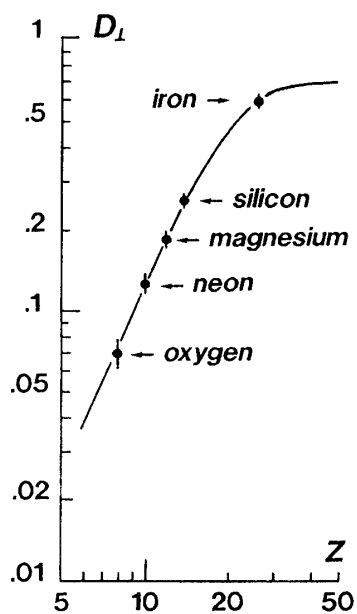


図20 鉛直入射に規格化した黒化度 D_{\perp} と入射核の電荷 Z との相関. 曲線は (29) 式より描いた.

せる。ここで、 D_{\max} はスリットサイズ $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ で測定した各イベントの最大黒化度をあらわし、それは図16と図17で示した横分布のピーク値に対応する。また、 θ は親粒子の天頂角である。図18で $\sec \theta \sim 1.2$ 近辺で D_{\max} が極小値を示す理由はフィルムの上面エマルジョン及び下面エマルジョンに写った二重黒点の分離によるものであり、その後の天頂角の増大にともなう D_{\max} のゆるやかな増加は、スクリーン中での入射原子核の走る距離が θ とともに長くなるため、光子数が増加することに起因している。また、エマルジョンやスクリーンの厚さの不均一さ、退像効果等による黒化度の揺動をできるだけ小さくするため、 D_{\max} は各層 $l (l=1, 2, \dots, m)$ における最大黒化度 $D_{\max, l}$ について平均した値をとっている。ここで、 m は入射粒子が核相互作用しないで生き残った場合の層数を示す。図18に我々のシミュレーション計算による数値曲線も同時にのせる。それについての詳しい内容は付録Bにまとめる。

次に、図18の実験点をシミュレーション曲線に沿って、 $\theta = 0$ の軸に投影した最大黒化度 $D_{\perp} (\equiv D_{\max}(Z; \theta = 0))$ のヒストグラムを図19に示す。図をみてわかるように、いくつかの重一次宇宙線成分のグループがはっきりと識別できる。図20に D_{\perp} と Z の関係のグラフを示す。図中の曲線は次のような式であわせた。

$$D_{\perp} = D_{0\perp} [1 - e^{-(Z/Z_0)^{\nu}}] \quad (29)$$

ここで、 $D_0 = 0.7$, $\nu = 2.5$, $Z_0 = 19.5$ である。従って、次の式が得られる。

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \Phi(D_{\perp}/D_{0\perp}) \frac{1}{\nu} \frac{\Delta D_{\perp}}{D_{\perp}} \quad (30a)$$

ここで、 $\Phi(x)$ は

$$\frac{1}{\Phi(x)} = \left(1 - \frac{1}{x}\right) \ln(1-x) \approx 0.5 \sim 1.0 \quad \text{for } Z \leq 26 \quad (30b)$$

従って、図19の各グループをガウス分布であわせると、次のような荷電分解能が得られる。

$$\Delta Z = 0.5 \sim 0.6 \quad \text{for } Z \leq 18 \quad (31a)$$

$$\leq 1.2 \quad \text{for } Z = 26 \quad (31b)$$

ここで (31b) の場合、鉄核以外の重一次線の混入により、観測された荷電スペクトルは鉄核のみのビームから期待される幅よりも広がっているため、上に与えた鉄核の分解能 ΔZ は上限値とみなすべきである。

4.5 重一次宇宙線のフラックス

前の節において、重一次宇宙線の荷電スペクトルは、十分満足できる分解能で得られることを示した。次に三陸緯度での切断エネルギー (rigidity cut-off energy), $E_c = 4.03 \text{ GeV}/n$ 以上のエネルギーをもつ各荷電グループ別のフラックス値を見よう。

我々の実験では各トラックの天頂角が得られるので、図21aと図21bに、各トラックの角度 $[\sec \theta, \sec \theta + d(\sec \theta)]$ 間の微分値での分布を示す。ここで、縦軸は方位角について積分し、我々の観測高度での毎秒 1 cm^2 あたりの粒子数に規格化されている。図に描かれ

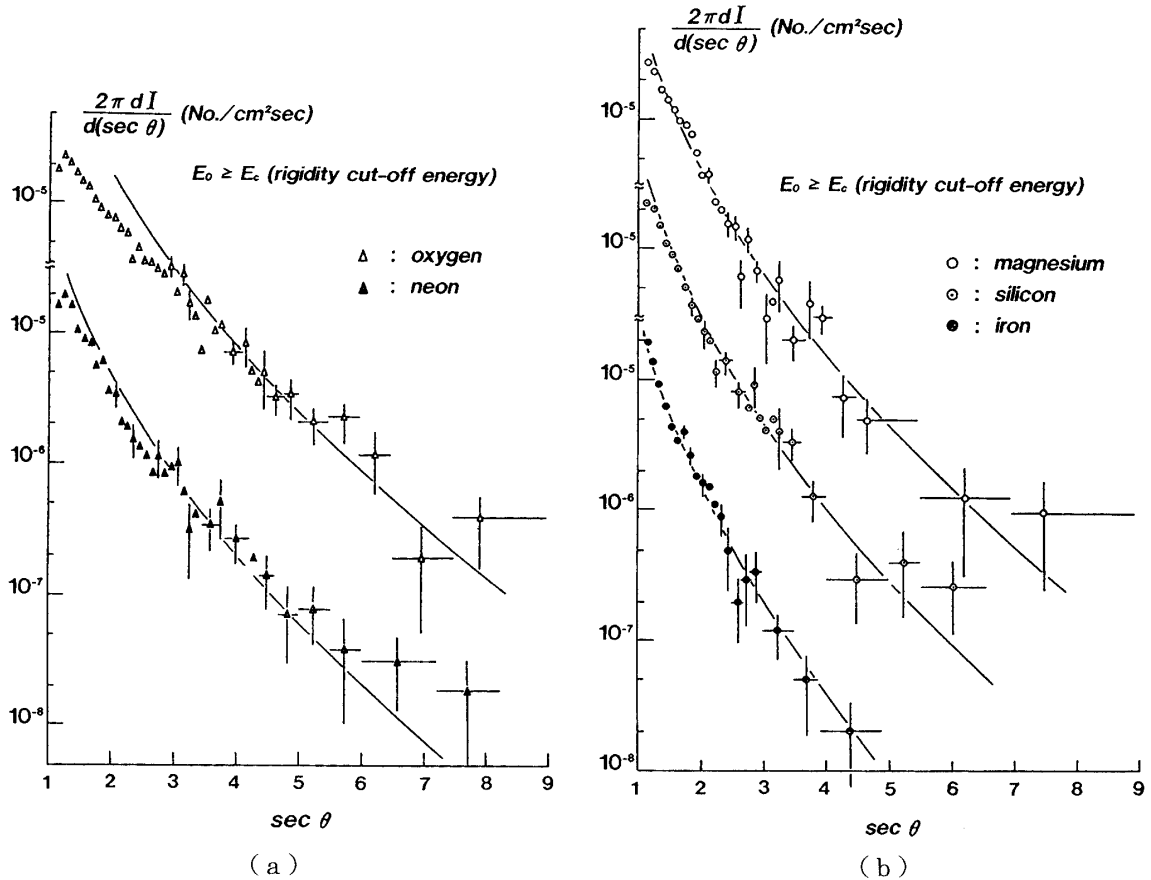


図21 (a) 酸素核, ネオン核, (b) マグネシウム核, シリコン核, 鉄核の天頂角分布. 曲線は, HEAO-3 の観測絶対強度を仮定した時の計算値.

た曲線は大気中での各粒子の減衰効果(表4)はもちろんのこと, 地球の湾曲による小さな補正もほどこしたのち, 式(24)の被積分項から求めたものである. 一次宇宙線の絶対強度 $I_A (\geq E_c)$ はHEAO-3の値[16]を用いたが, 我々の実験データは期待曲線と形及び絶対値の両方で非常に良い一致をみせている. 酸素核グループの天頂角の小さな部分で期待値からのずれが見られるが, これは角度の小さい軽い核成分はそれがバックグラウンドノイズなのか, それとも本当のトラックなのかモニターTV上での弁別がむずかしいということに起因しており, 検出ミスのバイアスによるものである. この問題は4.3節で議論されたように, 自動走査システムを用いる場合, もっと高い分解能のイメージデータを用いることで改良されるかもしれない. 自動走査システムの詳しい内容は別の論文で報告する予定である.

5. まとめと議論

今回の仕事で我々はRXOフィルムと $Gd_2O_3:S:Tb$ について次のような物性定数を決定した.

- a) 光子と蛍光体内結晶との平均衝突距離: $\lambda_c = 20 \sim 25 \mu m$
- b) 衝突後の結晶中での光子の吸収率: $\kappa \sim 0$

- c) ポリエステル被覆の表面での光子の反射率: $\eta=0.49\sim 0.59$
- d) ポリエステルベースの表面での光子の吸収率: $\mu=0.17$
- e) RXO-film の乳剤中での光透過率: $T_{\text{emulsion}}=0.69$
- f) SXF の固有光子密度: $\rho_0(\equiv \rho_{1/2}/N_0)=1.70\times 10^6\text{photons}/\text{cm}^2$

上述の数値はRXOフィルム上に記録された重一次宇宙線による黒化スポットの横分布の形及び絶対値の両方をきわめてよく再現する。これらの数値計算に基づいて、三陸緯度での切断エネルギー ($E_c\sim 4\text{GeV}/n$) 以上の重一次宇宙線の荷電分布を得た。我々の CCD 読み取り装置による荷電分解能は $Z\leq 18$ について $\Delta Z=0.4\sim 0.5$ が得られており、その値は我々の目的に十分かなうものである。

今回の仕事の場合、固定スリットサイズ ($50\times 50\mu\text{m}^2$) を用いたが、そのかわりに何種類かのスリットサイズを用いた方が荷電分解能はずっと改良されるかもしれない。超重原子核 ($Z\geq 30$) の場合、黒化度の飽和効果はその領域では効いてくるので、荷電分解能をもっとよくするためには、この論文で用いた最大黒化度 D_{max} のかわりにその横分布を調べるべきであろう。これに関する詳しい内容は近日中に報告する予定である。

この実験で得られた重一次宇宙線のフラックス値は HEAO-3 の結果とよく一致しているが、もっと高いエネルギー (数 TeV/n) でのフラックス値についてもまた近く報告する予定である。

謝 辞

本実験にあたり宇宙科学研究所 (ISAS) の気球部門のスタッフの方々に、ゴンドラ作成、気球の飛行、チェンバーの回収等多くの御助力を賜ったことに深く感謝します。また、東京大学宇宙線研究所 (ICRR) のエマルション部のスタッフの方々には感光材料の現像等に対する御助力と同時に、貴重な議論にも参加していただいたことに感謝します。

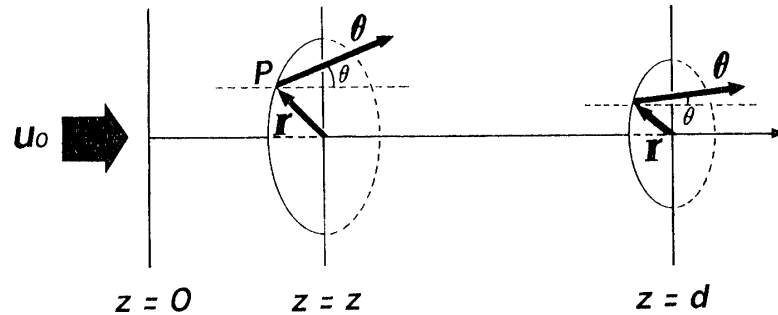
スクリーンタイプ X 線フィルムを宇宙線観測に用いるよういち早く提案され、我々に貴重なコメントをいただいた西村純先生 (ISAS) に心から感謝します。また、本気球実験に対し終始御助力いただき、有用な議論をしていただいた藤井正美博士 (ISAS) にも深く感謝します。

増感スクリーンの光学定数の測定に対し助力をいただいた井上正人氏 (キャノン光学研 OC-Task 部)、及びスクリーンに関する貴重な情報をいただいた青木雄二氏 (化成オプトニクススクリーン技術部) に感謝します。

数値計算は SX-1EA (NEC スーパーコンピュータ、青山学院大学) を使用した。

付録 A - 蛍光体内での光拡散 -

図 A.1 に示すように、 z 軸を光の入射方向にとり、 z 軸に垂直な位置ベクトルを r 、位置 r での光子の方向ベクトルを $\theta(\theta, \phi)$ とする。位置 (z, r) で方向ベクトル θ を持つ光子の強度を $u(z, r; \theta)$ で表すと、光子は蛍光体中の結晶に等方的に散乱されるため、 θ, ϕ はそれぞれ $0\leq\theta\leq\pi, 0\leq\phi\leq 2\pi$ の値をとる。そこで、我々は光子の強度 u を z 軸の正の方向へ進む成分 u_+ と、負の方向へ進む成分 u_- の 2 つに分けて考えることにする。この拡散問題については、最初 Kubelka と Munk が一次元的に議論しているが [17]、ここでは彼

図 A.1 蛍光体 $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Tb}$ 内での光散乱の模式図

等の方法を三次元に拡張し、より現実の拡散に近い方法について述べる。

区間 $(z, z+dz)$ 内での光子数の変化について考えると、 u_+ 、 u_- についてそれぞれ以下のような拡散方程式を得る。

$$\cos \theta \frac{\partial u_+}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda_c} u_+ - \sin \theta \mathbf{e} \cdot \frac{\partial u_+}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1-\kappa}{\lambda_c} \int [u_+(\theta') + u_-(\theta')] \rho(\theta-\theta') d\theta' \quad (\text{A. 1a})$$

$$\cos \theta \frac{\partial u_-}{\partial z} = +\frac{1}{\lambda_c} u_- - \sin \theta \mathbf{e} \cdot \frac{\partial u_-}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1-\kappa}{\lambda_c} \int [u_-(\theta') + u_+(\theta')] \rho(\theta-\theta') d\theta' \quad (\text{A. 1b})$$

ここで λ_c は蛍光体内の結晶に対する光子の衝突 *m. f. p.*、 κ は結晶に対する光の吸収率である ($1-\kappa$ は散乱率に対応)。また、 $\rho(\theta)$ は光子が結晶に散乱された時の散乱角分布であり、等方的に散乱されると仮定すれば、

$$\rho(\theta) d\theta = \frac{1}{4\pi} d(\cos \theta) d\phi \quad \text{with } 0 \leq \theta \leq \pi \quad \text{and } 0 \leq \phi \leq 2\pi \quad (\text{A. 2})$$

と表わされる。式 (A. 1a)、(A. 1b) は $\theta=0$ に固定すれば、Kubelka と Munk の導いた一次元拡散方程式に一致する。また両式の右辺第2項の drift 項 $\sin \theta \mathbf{e} \cdot \partial u_{\pm} / \partial \mathbf{r}$ は透過率だけを求めるのであれば必要ないが、ここでは一般的に横広がり分布も得られるように残しておく。

(A. 2) 式を考慮して、 U_{\pm} を次式で定義する。

$$\iint u_{\pm}(z, \mathbf{r}; \theta) \frac{d(\cos \theta) d\phi}{4\pi} = U_{\pm}(z, \mathbf{r}) \quad (\text{A. 3})$$

さらに、等方散乱を考慮して $u_{\pm}(z, \mathbf{r}; \theta) \doteq U_{\pm}(z, \mathbf{r})$ と仮定すれば、(A. 1a)、(A. 1b) 両式はそれぞれ、

$$\cos \theta \frac{\partial U_{\pm}}{\partial z} = -\frac{1}{\lambda_c} U_{\pm} - \sin \theta \mathbf{e} \cdot \frac{\partial U_{\pm}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1-\kappa}{2\lambda_c} (U_{+} + U_{-}) \quad (\text{A. 4a})$$

$$\cos \theta \frac{\partial U_-}{\partial z} = + \frac{1}{\lambda_c} U_- - \sin \theta e \cdot \frac{\partial U_-}{\partial r} + \frac{1-\kappa}{2\lambda_c} (U_+ + U_-) \quad (\text{A. 4b})$$

と表わすことができる.

(A.4a), (A.4b) 式から U_- を消去し, θ , ϕ について積分すると,

$$\left\{ \langle \cos^2 \theta \rangle \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \langle \sin^2 \theta \rangle \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right\} U_+ = \frac{\kappa}{\lambda_c^2} U_+ \quad (\text{A. 5})$$

$$U_- = \frac{1+\kappa}{1-\kappa} U_+ + \langle \cos \theta \rangle \frac{2\lambda_c}{1-\kappa} \frac{\partial U_+}{\partial z} \quad (\text{A. 6})$$

を得る. ここで,

$$\langle \cos^2 \theta \rangle = \frac{1}{3}, \quad \langle \sin^2 \theta \rangle = \frac{2}{3} \quad \text{and} \quad \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{2} \quad (\text{A. 7})$$

である.

蛍光体の厚さを d とおくと, 境界条件は次のようになる.

$$U_+(0, r) = u_0 \delta(r) \quad \text{and} \quad U_-(d, r) = 0 \quad (\text{A. 8})$$

こうした条件のもとに, (A.5), (A.6) 式より, $z=d$ の時の U_+ を求めてやると,

$$U_+(d, r) = \frac{u_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{J_0(rp) 2p dp}{A_+ e^{\zeta d/\lambda_c} + A_- e^{-\zeta d/\lambda_c}} \quad (\text{A. 9})$$

を得る. ここで J_0 は 0 次の Bessel 関数, また,

$$\zeta(p) = \sqrt{2p^2 \lambda_c^2 + 3\kappa} \quad \text{and} \quad A_\pm(p) = 1 \pm \frac{1+\kappa}{\zeta(p)} \quad (\text{A. 10})$$

である.

以上の計算結果より, 透過率 $T(d)$ は直ちに計算することができて,

$$T(d) = \frac{1}{u_0} \int_0^\infty U_+(d, r) 2\pi r dr = \frac{\sinh(\delta)}{\sinh(d/\lambda_c + \delta)} \quad (\text{A. 11})$$

となる. ここで λ_c , δ は本文中(2)式で定義されたものである.

付録 B — シミュレーション計算から期待される D_{\max} と $\sec \theta$ の scatter plot —

3.2 節, 3.3 節で議論したように, 図 7a, 7b に示した光子数密度は, 本文中に示した数値パラメーター τ_{bg} , ρ_0 , ... を (19)~(22) 式に適用すれば, 光学濃度 (黒化度) に変換することができる. この黒化度を用いれば, 図 18 に示した scatter plot を求めることができる. しかしながら, 計算結果を測定値と比較するには, CCD カメラを用いた時の測定条件について考察しておかなければならない. すなわち, 図 16, 17 に示した重粒子スポットの黒化度

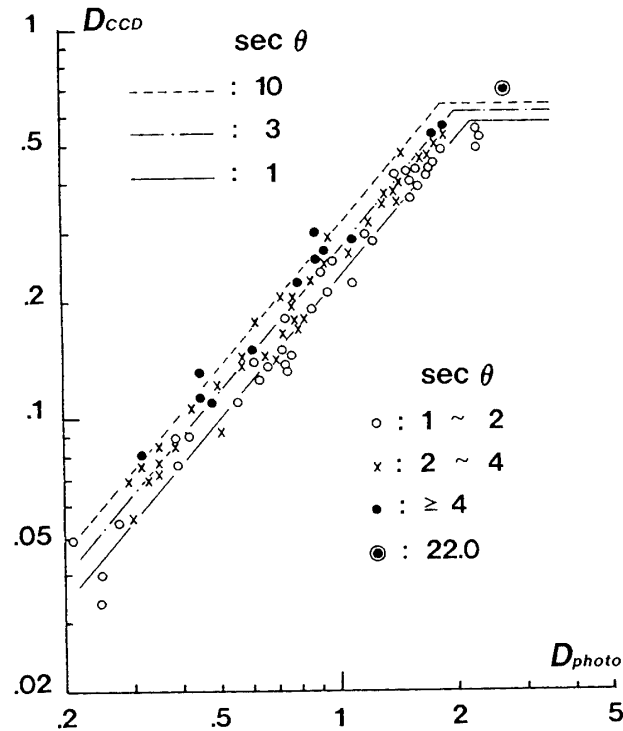


図 A.2 重粒子スポットの黒化度を CCD で測定した値 D_{CCD} と、フォトメータで測定した値 D_{photo} の相関

の横分布はフォトメータで測定したものであるのに対して、図18に示した scatter plot は、CCD カメラで測定したものである (図14参照). CCD によって得られた黒化度 D_{CCD} は、フォトメータで測定した黒化度 D_{photo} とは以下のような理由で違うことに注意しなくてはならない. D_{CCD} は X 線フィルムから約11cm 離れた所に集光レンズをセットし、それを通して CCD で測定したものであるが、 D_{photo} はフィルムに対物レンズ (開口数 : 0.25) をできるだけ接近させ、それを通して光電子増倍管で測定したものである.

図 A.2 にスリットサイズ $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ で測定した D_{photo} と D_{CCD} の相関を示す. これを見ると入射天頂角に対する依存性が若干見られるが、我々はそれも考慮に入れて、 D_{photo} と D_{CCD} の相関を次式で近似した.

$$D_{\text{CCD}} = K(\theta) D_{\text{photo}}^{1.175} \quad \text{for} \quad D_{\text{photo}} < D_c(\theta) \quad (\text{A. 12a})$$

$$= K(\theta) D_c^{1.175} \quad \text{for} \quad D_{\text{photo}} \geq D_c(\theta) \quad (\text{A. 12b})$$

ただし、

$$K(\theta) = 0.225 \times (\sec \theta)^{0.125} \quad (\text{A. 13a})$$

$$D_c(\theta) = 2.200 \times (\sec \theta)^{-0.08} \quad (\text{A. 13b})$$

これらの式から得られた曲線も、図 A.2 に同時に示す.

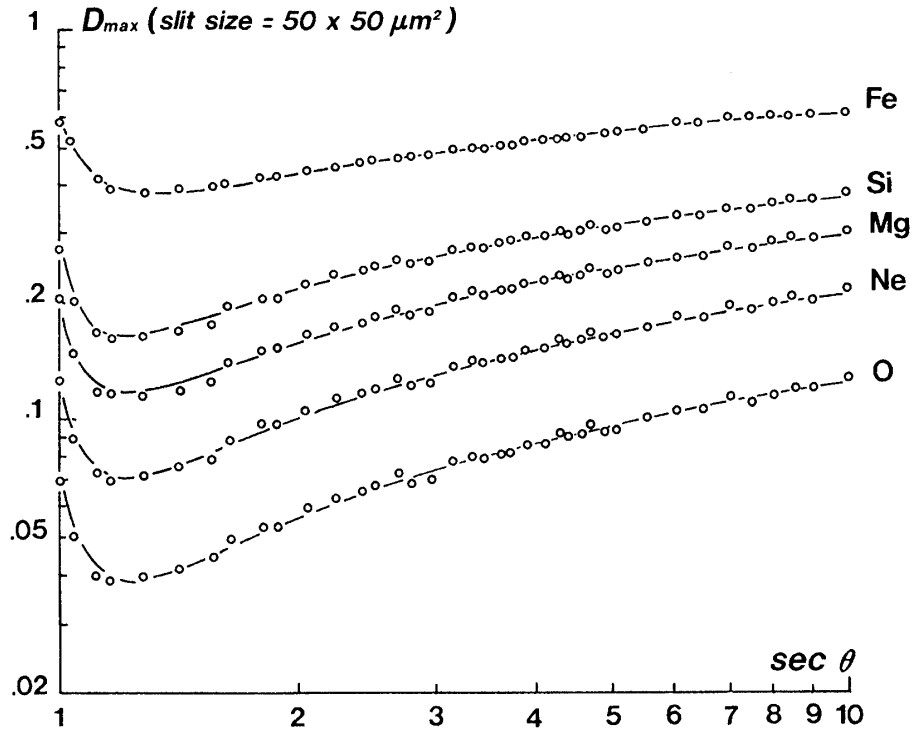


図 A.3 シミュレーション計算から得られた、各重粒子別の D_{\max} - $\sec \theta$ の scatter plot. 実線は、(A.15) 式を、最小二乗法を用いてシミュレーションデータに fit したものの

表 6 (A.17) 式における展開係数の数値

i	a_i	p_i	q_i
0	2.6460	.39642	-.45766
1	22.956	-.74697	1.3464
2	39.121	.44060	-.50853
3	9.4007	.35780	-.32035

さて、これらの効果を考慮した上で、シミュレーション計算より得られた scatter plot を図 A.3 に示す。これを見ると次の関係があることがわかる。

$$\log_{10} D_{\max} \propto -|a|w + b \quad \text{for } \theta \sim 0^\circ \quad (\text{A.14a})$$

$$\propto -|p|\sqrt[4]{w} + q \quad \text{for } \theta \geq 75^\circ \quad (\text{A.14b})$$

ただし、 $\omega = \log_{10}(\sec \theta)$ とおいた。これらの結果を参考にして、 D_{\max} と $\sec \theta$ の相関が次式に従うと仮定した。

$$\log_{10} D_{\max}(Z, w) = (aw + b)e^{-\xi w} + (p\sqrt[4]{w} + q)[1 - e^{-\xi w}] \quad (\text{A.15})$$

$$\text{with } b = \log_{10} D_{\perp} \quad \text{and} \quad \xi = 30.0 \times (-b)^{0.775} \quad (\text{A.16})$$

ここで D_{\perp} は、鉛直上方から入射した時の黒化度の最大値 ($D_{\max}(Z, 0)$) である。

さらに、 a, p, q を $\log_{10} D_{\perp} (=b)$ に関して展開し、

$$a = \sum_{i=0}^3 a_i b^i, \quad p = \sum_{i=0}^3 p_i b^i \quad \text{and} \quad q = \sum_{i=0}^3 q_i b^i \quad (\text{A.17})$$

とした。ここで、各係数は最小二乗法で決定したが、その値を表6にまとめる。こうして得られた曲線群を図18に示す。

文 献

- [1] S. P. Swordy, D. Muller, P. Meyer, J. L'Heureux, and J. M. Grunsfeld, Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Adelaide (1990), vol. 3, p.93.
- [2] B. V. Sreekantan, Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto (1979), vol. 14, p. 345.
- [3] Fuji-Kanbala ECC group, Ren *et al.*, Phys. Rev. **D38** (1988), pp. 1404, 1417 and 1426.
- [4] Y. Kawamura, H. Matsutani, H. Nanjyo, K. Teraoka, K. Toda, M. Ichimura, K. Kirii, T. Kobayashi, Y. Niihori, T. Shibata, K. Shibuta, and Y. Yoshizumi, Phys. Rev. **D40** (1989), p.729.
- [5] J. Nishimura *et al.*, Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, La Jolla (1985), vol. 9, p. 539; T. Taira *et al.*, Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, La Jolla (1985), vol. 6, p. 239.
- [6] 市村雅一他, to be published.
- [7] Y. Kawamura *et al.*, Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Adelaide (1990), vol. 3, p. 89.
- [8] Fuji Film Data sheet for Grenex HR series, published by Fuji Medical System Co. Ltd. (1990); Y. Aoki, private communication.
- [9] Y. kawamura *et al.*, Proc. Int. conf. on Cosmic Rays, Adelaide (1990), vol. 4, p.368.
- [10] J. B. Birks, The Theory and Practice of scintillation Counting, Pergamon Press, Oxford (1964).
- [11] M. Ichimura, K. Kirii, and T. Shibata, to be submitted to Nucl. Instr. & Methods.
- [12] H. A. Bethe, Ann. Physik, **5** (1930), p. 325; **76** (1932), p. 293.
- [13] I. Ohta *et al.*, Nucl. Instr. & Methods, **161** (1979), p.35.
- [14] 小林 正, 藤井正美, 西村 純, 平良俊雄, 会津英子, 古森良志子, 宇宙科学研究所報告, 特集第24号 (1989), p.75.
- [15] 渋田一夫他, 昭和63年度大気球シンポジウム (1988), p.200.
- [16] M. Simon, H. Spiegelhauer, W. K. H. Schmidt, F. Siohan, J. F. Ormes, V. K. Balasubrahmanyam, and J. F. Arens., The Astrophys. J., **239** (1980), p. 712.
- [17] P. Kubelka and F. Munk, Z. F. tech. Physik, **12** (1931), p. 593.