

宇宙線を目で見よう

スパークチェンバーの製作

2008年 高エネルギー加速器研究機構サマーチャレンジ演習課題 2

担当：首都大学東京：住吉孝行、汲田哲郎、黒田英諒、石川高史

筑波大学：山田美帆 KEK 素核研：杉本康博

所 属	氏 名

1. 宇宙線

宇宙には、超新星の爆発や太陽表面の爆発などで発生した高エネルギーの粒子が飛び交っている。これは一次宇宙線と呼ばれていて、約90%が陽子、約8%がアルファ粒子（ヘリウムの原子核）、その他の粒子が約1%含まれる。一次宇宙線は、 10^9 eV から 10^{19} eV 以上までの広いエネルギー分布をしている。しかし地表面は、大体10メートルの水の厚さに相当する 1000 g/cm^2 の大気層によって遮蔽されているため、一次宇宙線がそのままの姿で地表まで達することはほとんどない。即ち、地表面で観測される宇宙線は、一次宇宙線が大気中で空気の原子核と相互作用して発生させた二次的なものであり、二次宇宙線と呼ばれる。

一次宇宙線は空気の原子核と衝突して相互作用を起こし、核子（陽子、中性子）や中間子などの素粒子を多く発生させる。これらはさらに空気中の原子核と電磁相互作用や強い相互作用を繰り返し素粒子をつくりだしながらエネルギーを失ってゆく。この過程は大気シャワー現象と呼ばれる（図1）。地表面まで到達する宇宙線は強い相互作用を起こさない電子・ガンマ線やミュー粒子がほとんどで、陽子・原子核や中間子は空気中で吸収されてしまう。

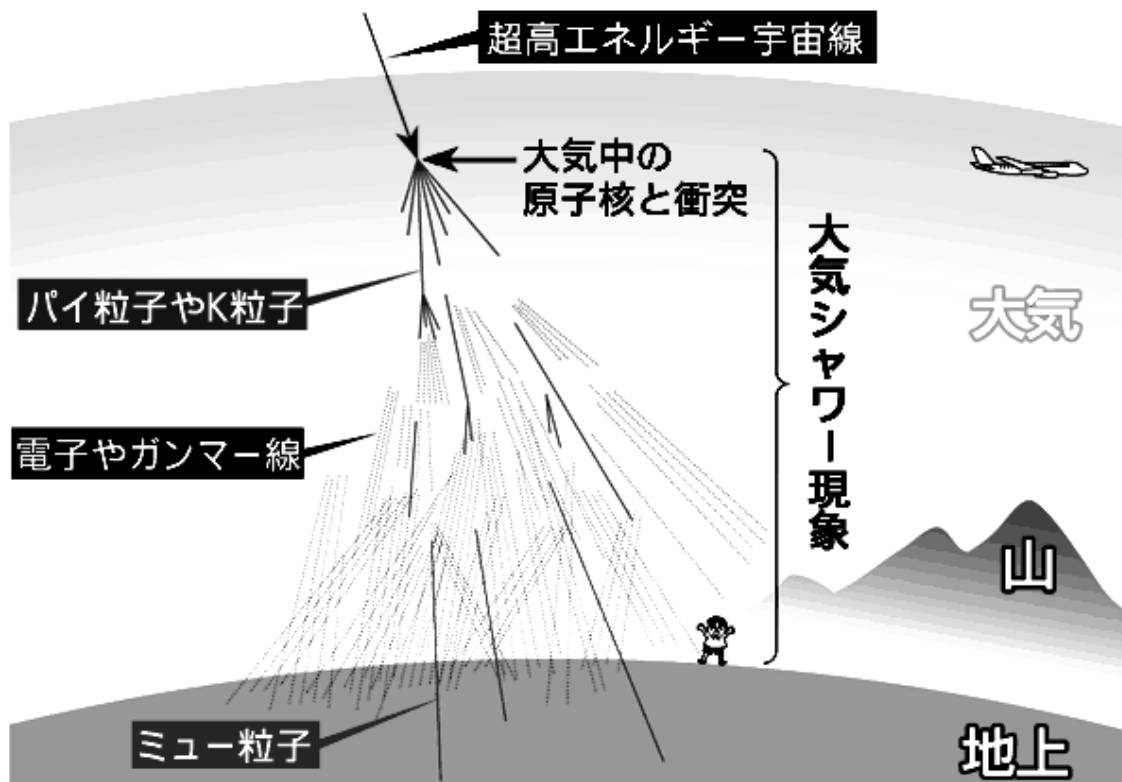


図1：大気シャワーによる二次宇宙線の生成

二次宇宙線の大部分を占めるミュー粒子の天頂角(鉛直上向きを0とした角度)分布は実験的に測定されている。単位面積・単位時間・単位立体角あたりの粒子数で強度を定義すると、天頂角 θ から飛来するミュー粒子の強度 $J(\theta)$ は

$$J(\theta) = J(0) \cos^2 \theta \quad (1)$$

$$J(0) = 0.83 \times 10^{-2} / \text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{sr} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $J(0)$ は鉛直方向から飛来するミュー粒子の強度である。上の式を積分すると、全方向からのミュー粒子は、1平方センチあたり毎分1個くらいの頻度となる。

2. スパークチェンバーの原理

スパークチェンバーは大阪大学の福井崇時、宮本重徳が開発した、荷電粒子の飛跡を観測する装置である。ミュー粒子や電子のような荷電粒子が、物質中を通過すると、周りの分子や原子をイオン化して電子と正イオンを生成することを利用している。

図2に、スパークチェンバーの原理を示す。

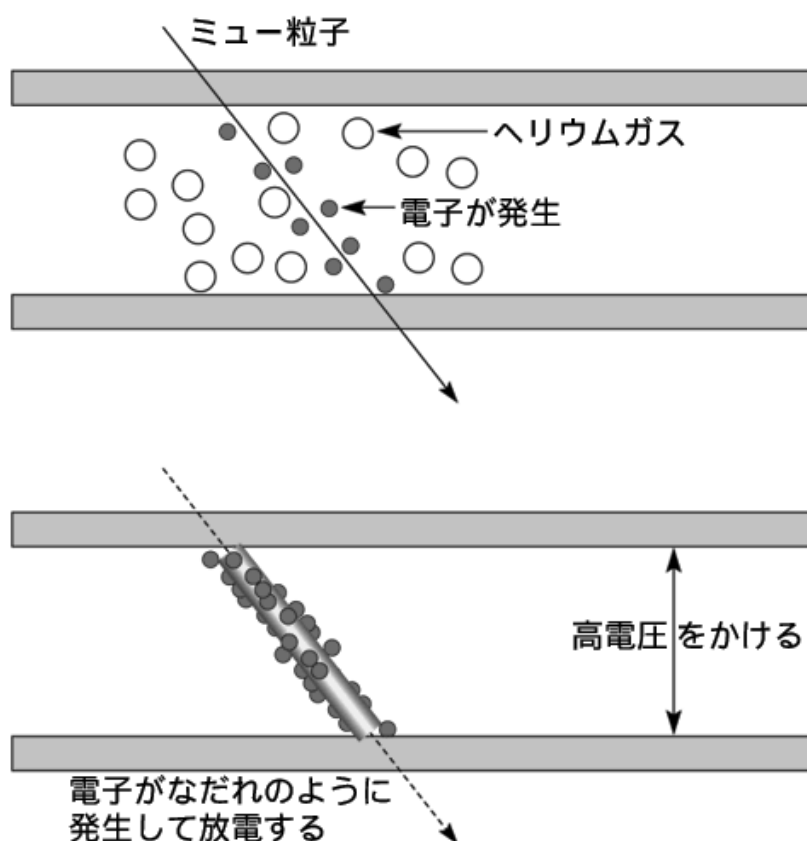


図2：スパークチェンバーの原理

ヘリウムのような不活性気体中に荷電粒子が入射すると、粒子の軌跡の周りの気体原子がイオン化する。この時、気体中に置かれた電極に高電圧を印加すると、電子はプラスの電

圧がかかった電極に引き寄せられて加速される。加速された電子がさらに他の原子をイオン化して電子を生成し、電子数がねずみ算式に増大（電子のなだれ現象）して、電極間に荷電粒子の飛跡に沿った放電（スパーク）が発生する。このような電極対を何枚も並べることにより、荷電粒子の飛跡が放電による発光として目視できる。これがスパークチェンバーの原理である。

電極に高電圧を常時印加しておく、ネオン管や蛍光灯のように、いったん放電が始まると止まらなくなってしまう。そこで、荷電粒子が通過した時だけ電極に高電圧が印加されるような電気回路が必要となる。図3に、システム全体の概念図を示す。スパークチェンバーに宇宙線が通過したことは、電極の上下にプラスチック・シンチレーターを2枚平行に置き、両方が同時に発光したことにより検出することができる。シンチレーターに接続された光電子増倍管から信号が同時に出力された時に電極に高電圧を印加する。

このように、検出器（または、その一部）から得られた情報によって、他の検出器やデータ収集用計算機等を動作させるかどうかを決定する信号を、高エネルギー物理学業界では、「トリガー（引き鉄の意味）」と呼ぶ。この実験では、2枚のシンチレーターの同時発光により、スパークチェンバーの動作にトリガーをかけている。

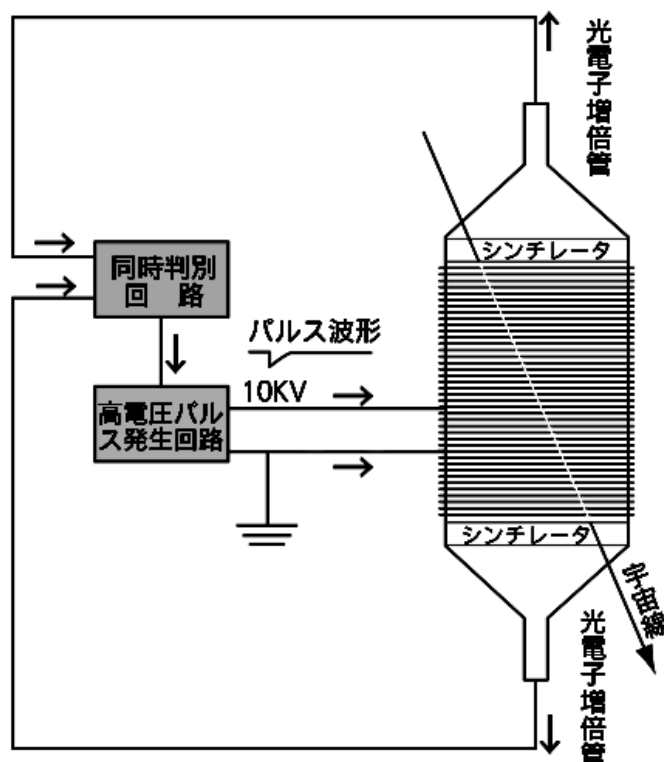


図3：システム全体の概念図

3. スパークチェンバー電極の製作

本実験で制作するスパークチェンバーは、図4のような構造をしている。厚さ4mmの亚克力板をアルミ板電極でサンドイッチしたものを各人2枚ずつ製作し、それを重ねることによってスパークチェンバーを構成する。放電による発光は、透明亚克力越しに目視できる。イオン化させる気体にはネオン65%・ヘリウム35%の混合気体を用いる。この気体中では、電子なだれの増幅率が高いことが知られている。

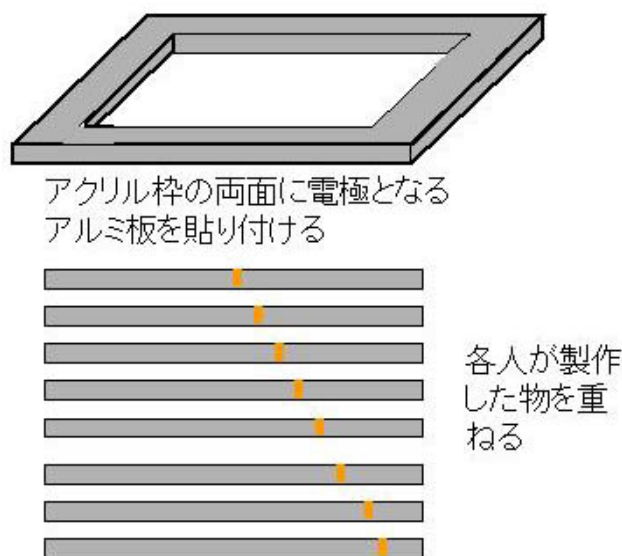


図4：製作するスパークチェンバーの構造

用意された亚克力板に、アルミ板をエポキシ接着剤で接着する。両面に、別の亚克力補強版を被せて、Cクランプで押さえつけ、接着剤の乾燥時間を待つ。両サイドに開けられた穴には、ガス導入用のチューブを接着する。

電極間の体積は、 $20\text{cm} \times 15\text{cm} \times 0.4\text{cm} = 120\text{cm}^3$ である。

4. 電子回路

図5にトリガー電子回路の概念図を示す。トリガー回路の構築にはNIMモジュールを用いる。光電子増倍管からの信号は、ディスクリミネーターに入力される。ディスクリミネーターは入力信号が設定された電圧以上(この実験では20mV)の時にデジタル信号を出力する。NIMモジュールでは、デジタル信号は電圧-0.8Vのパルスである。

図6に、オシロスコープで観測した光電子増倍管からの信号とディスクリミネーターからの信号を示す。光電子増倍管からの信号が入力された直後(20ナノ秒以内)に、ディスクリミネーターから-0.8Vの矩形パルスが出力されていることが分かる。

同時判別回路(coincidence)は二つのディスクリミネーターからの信号が同時に入力された時にデジタル信号を出力する。ここで「同時」というのは、50ナノ秒程度以内の時間差

であり、これは光が 15m 走る時間に相当する。ゲート・ジェネレーターは同時判別回路からの出力パルスの幅を長くするために用いる。スケーラーによって検出した宇宙線の数をカウントする。

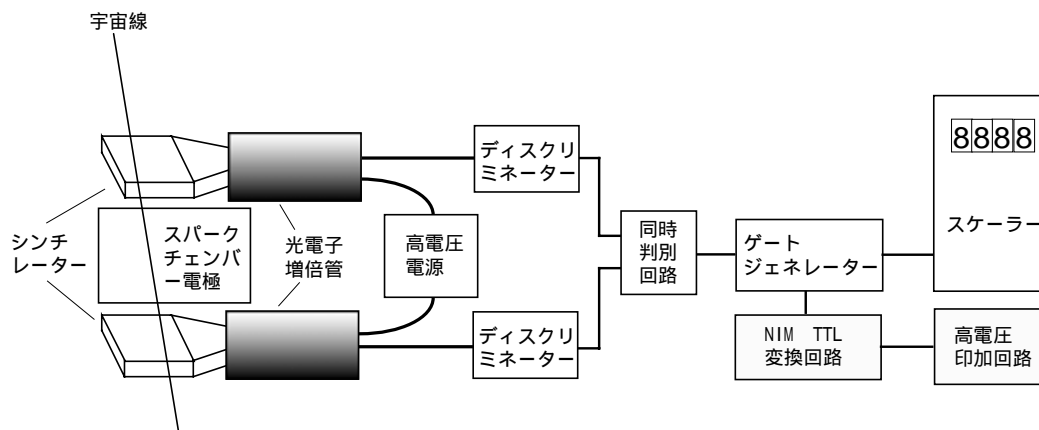


図5：トリガー電子回路

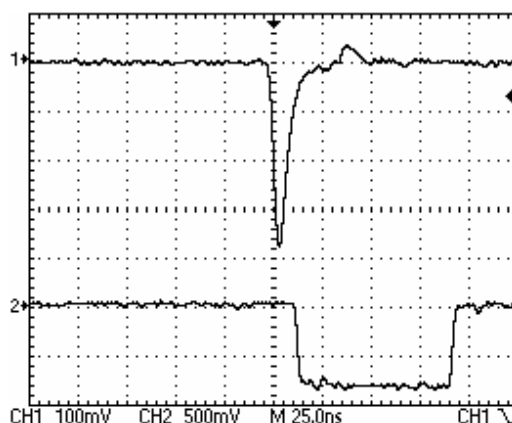


図6：光電子増倍管(上)とディスクリミネーター(下)からの信号

スパークチェンバ-の電極には約 8kV の電圧を印加するが、これを電氣的に ON/OFF するために、高電圧スイッチとしてサイリスター(SCR)を用いる。SCR は高電圧大電流を制御可能なトランジスターの一種であり、この実験で用いる SCR は 5V の入力信号によって、最大 12.8kV、1000A の電圧・電流を制御できる。電極には、宇宙線によってイオン化されたガスの電子とイオンが再結合してしまう前、1 マイクロ秒以内に高電圧を印加する必要がある。実験で用いる SCR は 500 ナノ秒以内に 8kV の電圧をスイッチできるが、実際に短時間で電極に高電圧を印加するためには、回路のインピーダンスを小さくする工夫が重要である。SCR を ON するためには、+5V(TTL レベルと呼ばれる)のパルスを入力する必要がある。そのため、図5に示したように NIM 標準デジタル・パルス(-0.8V)から TTL パルスへの変換を行う。図7に高電圧印加回路の概念図を示す。

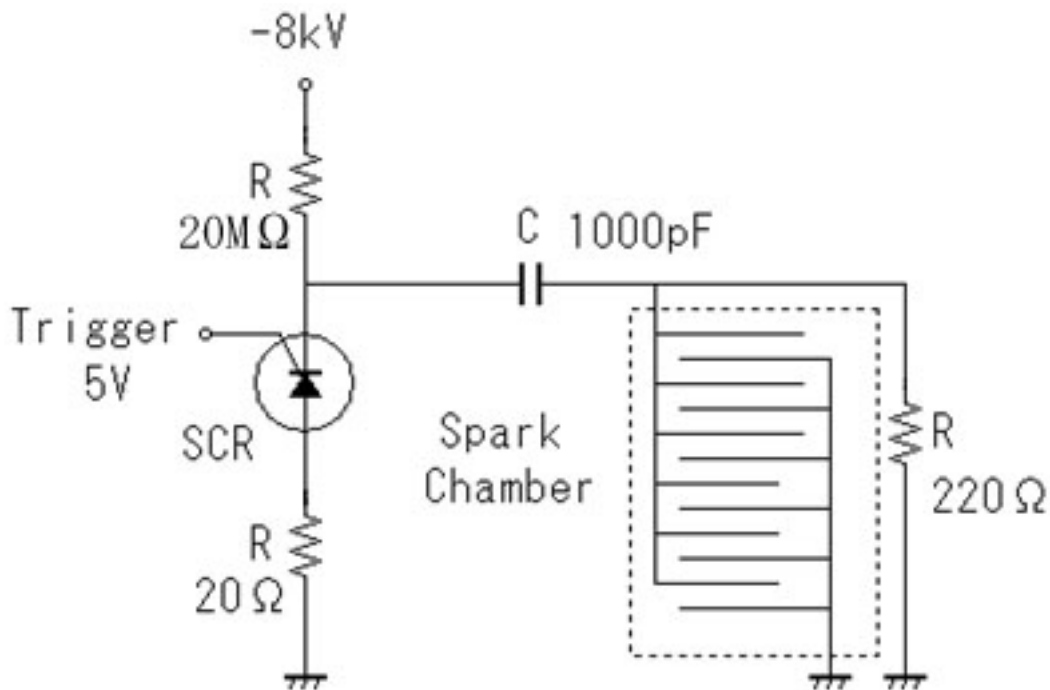


図7：高電圧印加回路

宇宙線が通過していない時には、SCRがOFFになっている。この時、コンデンサーCには、20M と 220 の抵抗2つを通して8kVの電圧がかかり、充電されている。20M の抵抗は、高電圧電源の定格以上の電流が流れないように制限する働きをする。

宇宙線が通過し、SCRに+5Vのパルスが入力されると、SCRがONになる。コンデンサーに蓄えられた電荷は、SCRと20 の抵抗を通してスパークチェンバーの電極に到達し、電極間には瞬間的に8kVの電圧が印加されて放電が起こる。電極間の気体(He/Ne混合ガス)が宇宙線によってイオン化されていれば、放電は、そのイオン化領域に沿って起こり、宇宙線の飛跡を再現する。

SCRに対して直列に接続された20 の抵抗は、SCRに大電流(定格の1000A以上)が流れるのを制限するために入れられている。これがないとSCRが破壊される可能性がある。電極に印加される電圧は、電極間の静電容量(100~1000pF程度)と220 の時定数で減衰するため、ミリ秒以下の短い時間で放電は終了し、次の放電に備える。

5. 高圧ガス

実験で使用するHe/Ne混合ガスは、約100気圧(10MPa)の高圧でポンペに蓄えられている。これをレギュレーター(減圧調整器)によって1気圧(約0.1MPa)に減圧して、チェンバー内に導入する。図8にレギュレーターの構造を示す。

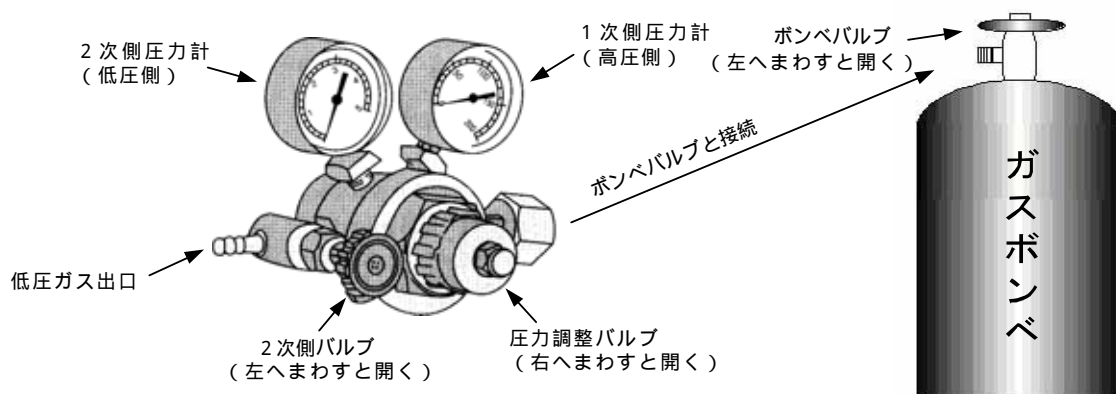


図8：レギュレーター（ガス減圧調整器）の仕組み

1次側圧力計はボンベの、2次側圧力計はスパークチェンバーを接続した下流側の圧力を表示する。

使用する時には、まずレギュレーターに接続されているポンペバルブを開ける（反時計回り）開ける角度は少しでよい。1次圧力計にボンベ内のガスの圧力が表示される。次に、圧力調整バルブで2次側圧力を調整する。時計回りでバルブが開き、2次側圧力が高くなるので注意する。2次側圧力を調整したら、以後は使用后・再使用時にも圧力調整バルブを動かす必要はない。圧力が調整できたら、2次側バルブを開き（反時計回りで開く）、ガスをチェンバーに流す。ガスの流量は、「浮き」を見ながら流量計のバルブで調整する。実験を中断する時は、流量計バルブ、2次側バルブ、ポンペバルブの順に閉める。圧力調整バルブは閉じる必要がない。

6. 宇宙線ミュオン粒子の天頂角分布

スパークチェンバーを使って宇宙線ミュオン粒子を観測し、角度分布を測定する。

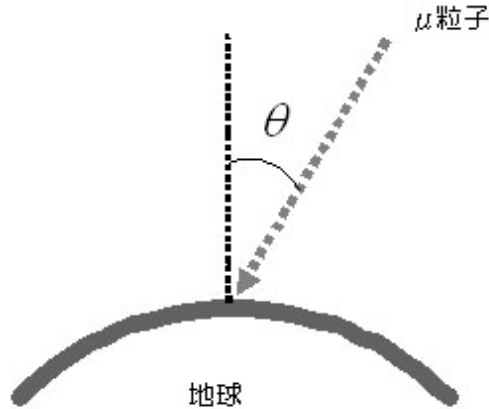


図9 宇宙線の天頂角分布

図9のように、天頂角 θ から飛来する宇宙線の強度を考える。直感的には、 θ が大きい時には地上に飛来するまでに、より厚い空気の層を通過する。宇宙線の強度が \cos^n に比例すると仮定すると、空気によって減衰し易い宇宙線成分は斜めからよりも真上から来る量が多いため、 n が大きく、減衰しにくい成分は n が小さくなる。宇宙線の成分ごとの n は実験的に、ミュオン粒子 ~ 2 、電子 ~ 3 、核子成分 ~ 8 と知られている。地上での宇宙線の大部分を占めるミュオン粒子は物質を透過しやすいために、 n が小さくなっている。

宇宙線ミュオン粒子は、常に地上から距離 X の上空で生成すると仮定する。地表、つまり大気上空のミュオン粒子発生点から距離 X の地点で θ 方向から飛来する μ 粒子の強度 $J(X, \theta)$ は、 $\theta = 0$ で大気の厚さ $X/\cos \theta$ を通過したときの強度 $J(X/\cos \theta, \theta = 0)$ に等しい。つまり、

$$J(X, \theta) = J(X/\cos \theta, \theta = 0) d\Omega \quad (3)$$

$$= J(X, \theta = 0) \frac{J(X/\cos \theta, \theta = 0)}{J(X, \theta = 0)} d\Omega \quad (4)$$

となる。

鉛直強度 $J(X, \theta = 0)$ は平均自由行程 λ で指数関数的に減衰 ($\exp(-X/\lambda)$) するとして、 $J(X, \theta)$ は

$$J(X, \theta) d\Omega = J(X, \theta = 0) \exp\left\{-\left(\frac{1}{\cos \theta - 1}\right) \frac{X}{\lambda}\right\} d\Omega \quad (5)$$

と表せる。

今、 $\theta \ll 1$ とすると、 $(1/\cos \theta - 1)$ について展開して、

$$\begin{aligned} \exp\left\{-\left(\frac{1}{\cos\theta-1}\right)\frac{X}{\lambda}\right\} &\approx 1-\left(\frac{1}{\cos\theta-1}\right)\frac{X}{\lambda} \\ &\approx \left[1+\left(\frac{1}{\cos\theta-1}\right)\right]^{-\frac{X}{\lambda}} \\ &\approx (\cos\theta)^{\frac{X}{\lambda}} \end{aligned} \tag{6}$$

となる。以上より、宇宙線の天頂角分布は $\cos\theta$ の X/λ 乗に比例することが分かる。
 大気の厚さは、上空に行くにしたがい気圧が低下して大気を構成する成分も変わるので、
 厳密な定義は難しいが、地上の面積 1cm^2 の上には、合計して 1000g 分の大気に乗っている。
 これを（距離×密度）の単位で表すと、大気の深さは $X=1000\text{g}/\text{cm}^2$ となる。

図 10 を見ると、地上における μ 粒子の運動量 p のピークは 1GeV 程度である。図 11 において、 1GeV での μ 粒子の飛程は約 5m.w.e (meter water equivalent=厚さ 5m の水に相当する物質質量) であり、これを大気の深さで表すと $500\text{g}/\text{cm}^2$ となる。そのため、 1GeV 程度の μ 粒子では

$$\frac{X}{\lambda} = \frac{1000\text{g}/\text{cm}^2}{500\text{g}/\text{cm}^2} \approx 2 \tag{7}$$

となり、 $\cos\theta$ の 2 乗に比例することが分かる。

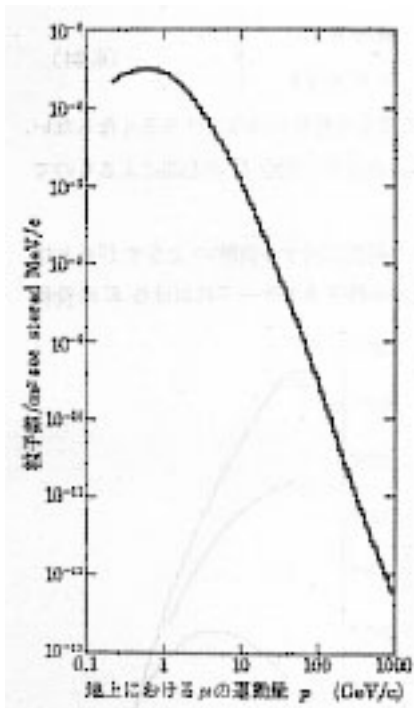


図 10 μ 粒子の運動量スペクトル

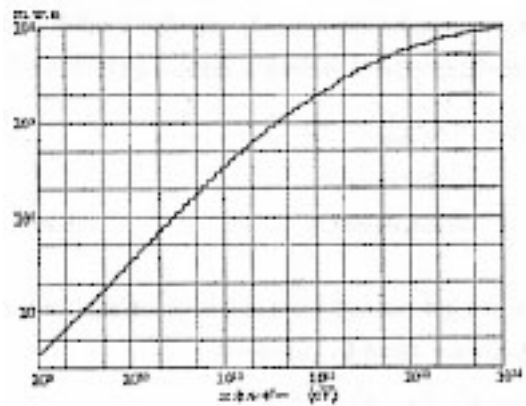


図 11 μ 粒子のエネルギーと飛程

実験では、電子シャッター付のデジタルカメラにトリガー信号を入れて、スパークチェンバーで観測された宇宙線の飛跡を撮影し、(図 12) 角度分布を求める。

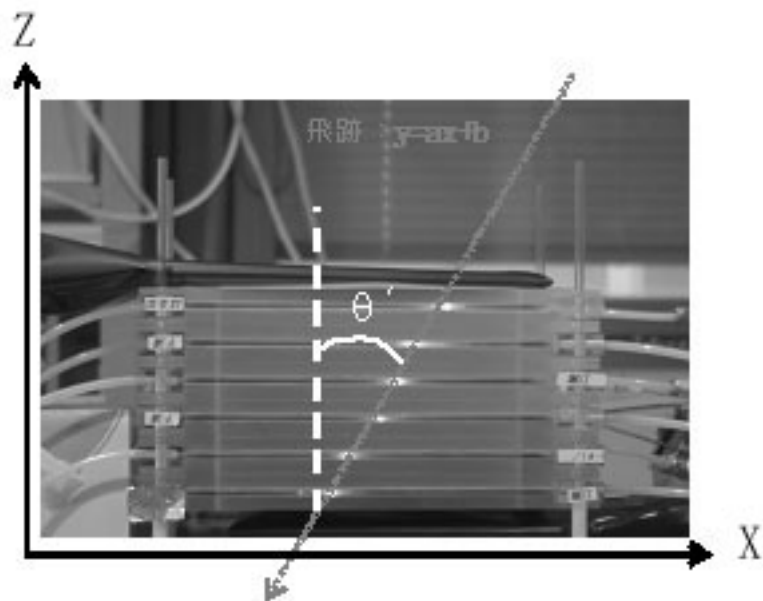


図 12 スパークチェンバーによる宇宙線入射角の測定

注意が必要なのは、ここで観測される角度 θ は、天頂角 θ' と同一ではないということである。

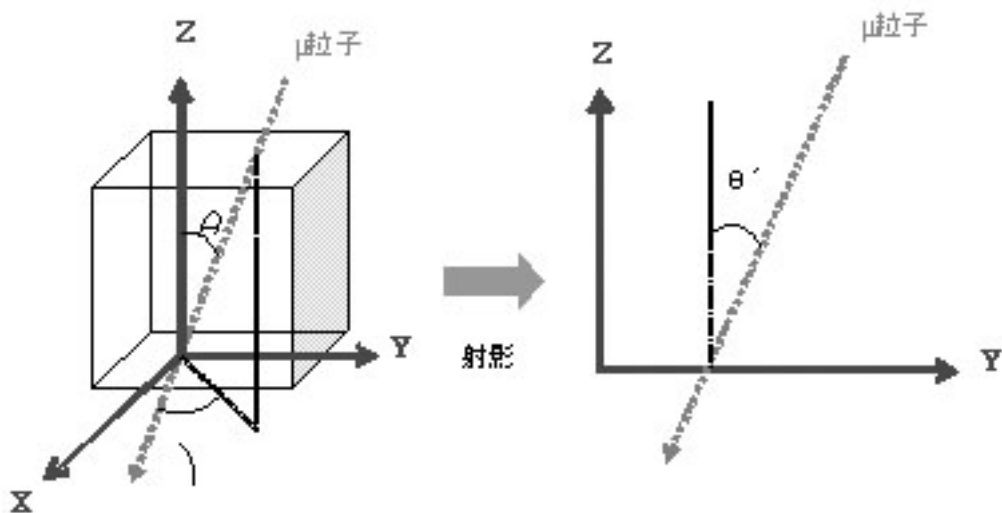


図 13 天頂角 θ' の射影 θ が実験で観測される

(1)式の中の θ は、3次元極座標系におけるものであり、スパークチェンバーで観測しているものは、これを2次元直交座標系に射影した θ' である(図 13)。座標変換を行うと、

$$\cos(\theta') = \sqrt{\frac{1}{\tan^2 \theta \cdot \sin^2 \theta + 1}} \quad (8)$$

と表すことができる。また、実験で観測されるのは、長方形のシンチレータ2枚を通過する宇宙線に限られるので、幾何学的な制限が加わる。

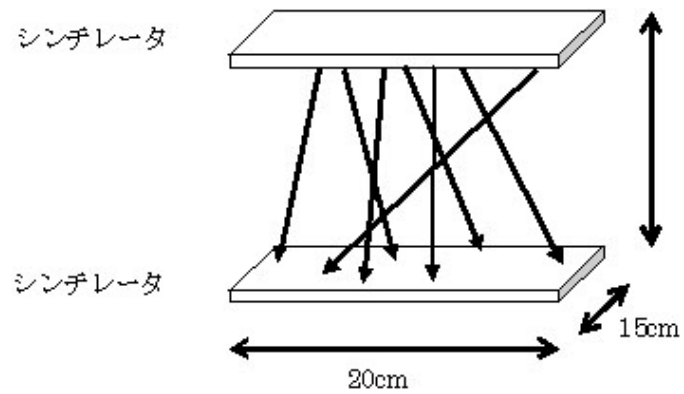


図 14 実験で観測される宇宙線ミュオン粒子

これらの効果を取り入れるために、コンピューター・シミュレーションを行う必要がある。

7. ミュー粒子崩壊の観測（時間に余裕があったら）

ミュー粒子は、弱い相互作用を通して電子とミューニュートリノ、反電子ニュートリノに崩壊する(図 15)。その寿命は 2.2 マイクロ秒であり、この時間内にはミュー粒子は 660m 程度しか飛行できない。地球上で大量の宇宙線ミュー粒子が観測できるのは、宇宙線は光速に近い速度で飛来するため、相対論的効果（いわゆるウラシマ効果）によって、ミュー粒子の固有時間が地球上の時間に比べて遅くなっているからである。

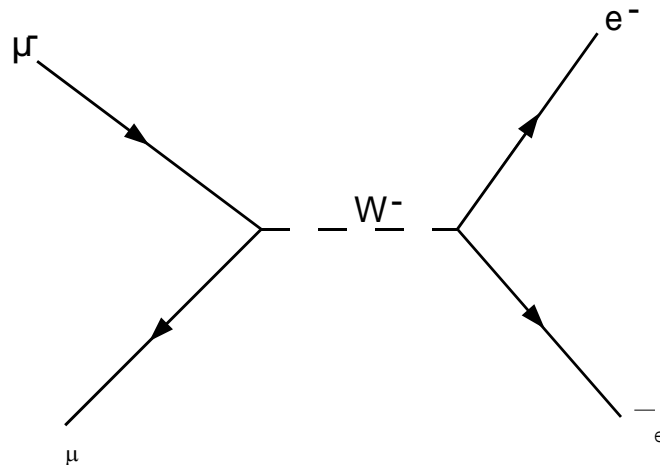


図 15 ミュー粒子の崩壊過程

ミュー粒子を物質中で止めてやると、ミュー粒子の固有時間は観測する我々の時間と同じになり、すぐに電子とニュートリノに崩壊する。ニュートリノは中性粒子のため、スパークチェンバーでは観測できないが、崩壊後の電子を観測することはできる。

図 16 に、ミュー粒子電子崩壊観測装置の概念図を示す。スパークチェンバーを 2 分割し、間に鉛のブロックを入れる。密度の高い鉛によってミュー粒子を止めるためである。シンチレーター 1 と 2 によって、飛来したミュー粒子を検出し、上半分のスパークチェンバーにトリガーをかける。そのタイミングから 1 マイクロ秒以上後でシンチレーター 3 が信号を出した時、ミュー粒子から崩壊した電子が通過したとみなして、下半分のスパークチェンバーにトリガーをかける。

ミュー粒子は、物質内の透過力が非常に高いため、鉛を使用しても、ほとんどが止まらずに透過してしまう。期待される崩壊検出数は 1 時間に 1 個程度と思われる。カメラをセットして数時間無人運転をして写真を撮り、後で写真を解析する。

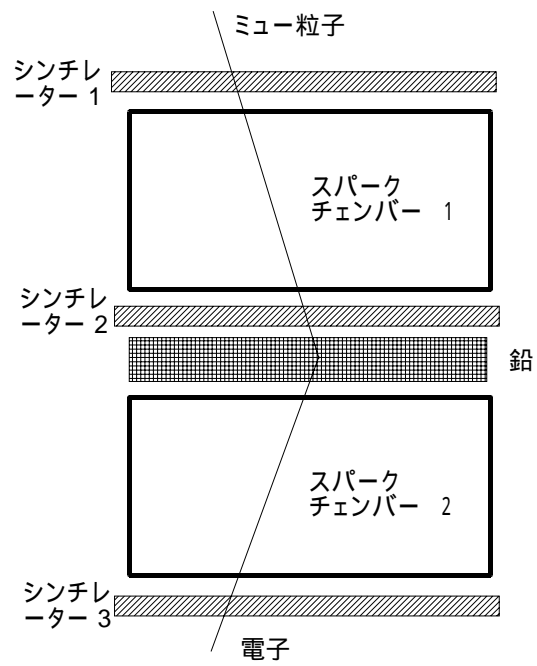


図 16 ミュー粒子崩壊観測装置の概念図