

カロリメター

宮本道子

## Summary

### Calorimeters

Michiko Miyamoto

I described about calorimeters according to a lecture, "Energy Loss of Particles in Dense Matter-Calorimetry" that is presented by Prof. Richard Wigmans.

As for calorimeters which detect electro-magnetically interacting particles, good results are obtained with semiconductor devices. In calorimetry at low energies, it takes very little energy to create one electron, only 2.9 eV in Ge. Therefore signal of a 1 MeV particle fully absorbed in the crystal will consist of 350000 electrons. The good energy resolution,  $\frac{\sigma}{E} \approx 0.17\%$  is observed at 1 MeV. An example of their impressive resolving powers is shown in Fig 3.

We wish to discuss calorimeters at high energies, but energy-loss is less than the unit that has given its name to our detectors ( $1 \text{ cal} \approx 2.6 \times 10^7 \text{ TeV}$ ).

One of the properties in high energy detections is a multiple scattering. Electrons passing through matter causes this scattering as a result of the coulomb interaction with the nuclear field. The strength of this nuclear field depends upon the  $Z$  of the absorber medium. Therefore data in high energies frequently depend on  $Z$  through  $X_0 \approx \frac{180A}{Z^2} \text{ (g/cm}^2\text{)}$  and  $\rho_M \approx \frac{7A}{Z} \text{ (g/cm}^2\text{)}$ .

Richard Wigmans 著の「重物質カロリメトリーにおける粒子のエネルギー損失<sup>1)</sup>」をまとめてみました。

実験的素粒子物理学は、互いに衝突する速い粒子をマークすることによって、又反応生成物を解析することによって、物質の基本的構造を研究している。出来るだけ実際にこれらの過程において生成されるすべての四次元ベクトルを完全に知るのが理想である。長年の間、泡箱は正確さにおいてなお勝るものがなく、主たる実験的武器であった。知られている粒子の圧倒的過半数は泡箱実験で発見された。

より稀な過程の研究を可能にするために、実験データの数値記録に基づき、解析を高度化し、なお泡箱の正確さに出来るだけ接近する他の技術を用いて出発した。

特に、チャームとビューティの研究は、この接近方法を利用している。実験的な装備は、荷電粒子の道筋を記録する多くの検出器板によって構成されており、それらに対する幅広い変化に富む技術が採用されている。 $\gamma$ に対する変流器や、ミューオンを検出するための吸収器や、運動量解析のための磁場は標準の項目である。

過去 10 年間に、検出器の異なる組みがだんだんもっとも重要になってきている。我々はそれらをカロリメーター又は、総吸収検出器と呼んでいる。基本的にカロリメーターは、区画の物質であり、その中で測定される粒子が相互作用し、すべてのそのエネルギーを減少する低エネルギー粒子のシャワーの形に預ける。その区画は初期粒子エネルギーの一定の断片からなっており、測定される信号に変換される。

Multiton カロリメーターは現在進行中であるか準備中の高エネルギービーム衝突や固定標的ニュートリノまたは重イオン散乱や核子崩壊実験における、ほとんどすべての大きい実験に鍵の役割を演じている。このことは、強力なカロリメーターなしではむしろ無益な将来の超衝突実験に対して真実であろう。

この発展に対する理由は 2 つの組みに分けられる。第 1 はカロリメーターの目的に関係付けられる理由である。

- (a) カロリメーターは荷電粒子と中性の粒子の両方に感度が良い。
- (b) 特徴のあるシャワーの型の違いによって粒子の検証が可能である。
- (c) カロリメトリーは統計過程に基づいているので、測定の正確さは、エネルギーの増加とともに改良されている。磁気的スペクトロメーターに対しては、運動量測定の正確さ  $\frac{\Delta P}{P}$  は  $\sqrt{P}$  に比例して検出器を大きくすることによって、同様に保たれているのみである。
- (d) シャワーを含有するカロリメーターの容積は、エネルギー ( $\log E$ ) とともにほんの少し増加する必要があり、このことは直面している最も高いエネルギーでさえ、人がややこじんまりした実験器具で実験することが出来ることを意味している。
- (e) カロリメーターは速い：100 ns よりもよい応答時間は大変可能性のありそうなことで

あり、検出器がよりぜいたくな環境で操作されなければならないのかどうかということが重要となる。

(f) エネルギーの測定に磁場を必要としない。

(g) 高度に区分されていて、入射粒子の方向の正確な測定を可能にする。

2番目は、人が研究したい物理学に関する理由である。泡箱時代には、興味はハドロン物理学にしばられ、すべての個々の終状態粒子の四次元ベクトルは、これらが新しいタイプのハドロンの崩壊生成物の結合であるかどうかを知るのに重要である。(Fig 1)

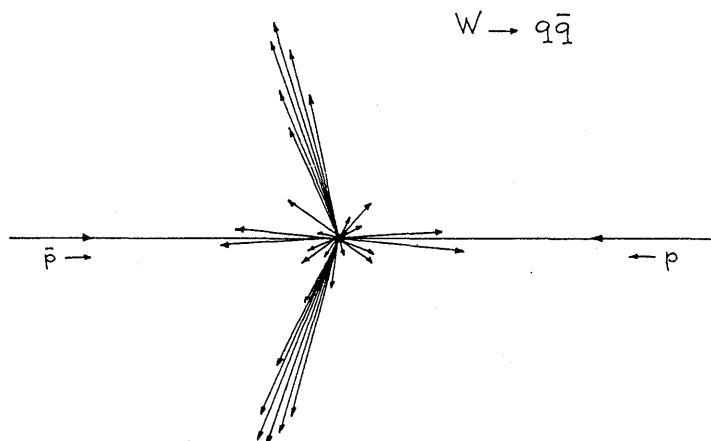


Fig. 1

現在、実験物理学はコーク水準の中に深く浸透している。例えば、W 中間子のようなコークと反コークに崩壊する（例えば  $u\bar{d}$  のように）、重い粒子を考えよう。(Fig 2)

大きな質量差のために、コークと反コークは大きい運動エネルギーを得る。フラグメンテーションと呼ばれる過程において、それらはハドロンのバンチになる身支度をしますが、これらはジェットと呼ばれている。それぞれのジェットは約 10 個の粒子を含んでいる。新しい粒子の性質を測定するために、我々にはまずはじめに、これらのジェットをそのものとして認めなければならない。例えば、ジェットの質量を決定しようと思うならば、ジェットの中で粒子によって担われている総エネルギーとジェットの方向が測定されなければならない。一次では、ジェットを構成している個々の粒子の性質は重要ではない。

新しい粒子はレプトンを伴って崩壊するであろう。もしそれが帯電しているならば、これはカロリメターの信号に寄与しないエネルギー的なニュートリノの生成を暗示している。横方向エネルギー生成のために、 $\nu$  はたやすく観測され、その性質が決定される。このようにして、W ベクトル中間子が CERN で  $P\bar{P}$  衝突において発見された。

これらの例は、強調すべきことが、すべての個々の反応の生成物の四次元ベクトルの正確な測定から、横方向エネルギー損失や、総横エネルギーやジェットの生成等のような特徴あるより球形の場合へ移行したことを図解している。カロリメターはこの目的に極端によく適している。それらは、泡箱が TeV 領域で与えたであろう、大変勇気をそこなう飛跡の森の外で意味を

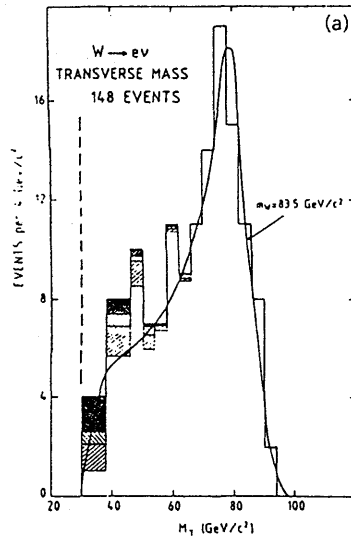
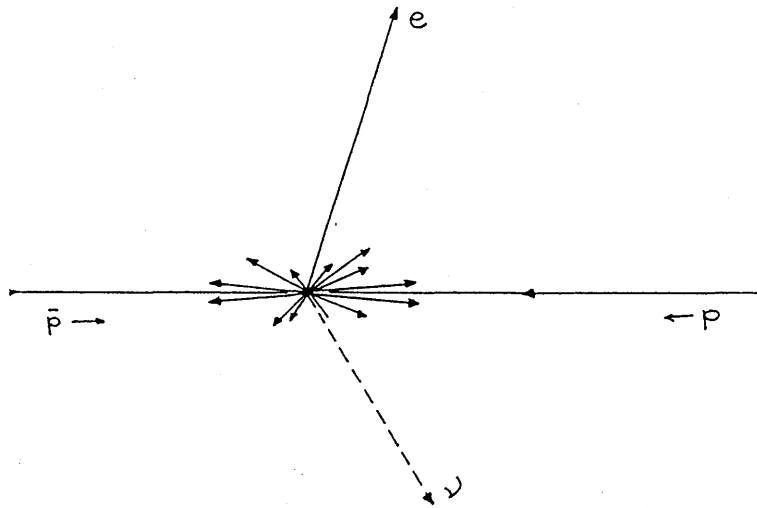


Fig. 2

なしうる。そのうえ、それらは100 nsの範囲内でこれを意味あるものとする。このことはおそらくカロリメーターによってもたらされた最も重要な利益であろう。

## § A 電磁的シャワーを検出するカロリメーター

### A-1 低エネルギーでのカロリメーター

電磁的に相互作用する粒子を検出するカロリメーターは核物理学実験で半世紀以上前から用いられている。最もよい結果は高純度のGe, Ge(Li), Si(Li)結晶のような半導体の仕掛けを用いて得られる。そのような検出器において、電場は低い伝導率を持つ半導体の媒質を横切って起こされる。通常は、この低伝導率領域は逆に斜めに作用する半導体ダイオードの中の荷電空



よって、人が明確に観察していることである。実験に用いられる一番大きいGe結晶は、約100 cm<sup>3</sup>の感度のよい体積を持っている。これは原子核 $\gamma$ 検出器として用いられている。それらの感銘的な分解能力の例はFig 3に示されている。

しかしながら、これら $\gamma$ のエネルギーは数MeVのみであり、それらは結晶の中にすでに単純シャワーを生成している。それらをとおして、特別なエネルギーの $\gamma$ が吸収され、対応するピークに寄与するという、連続的な過程はイベントからイベントへ大変異なるであろう。その

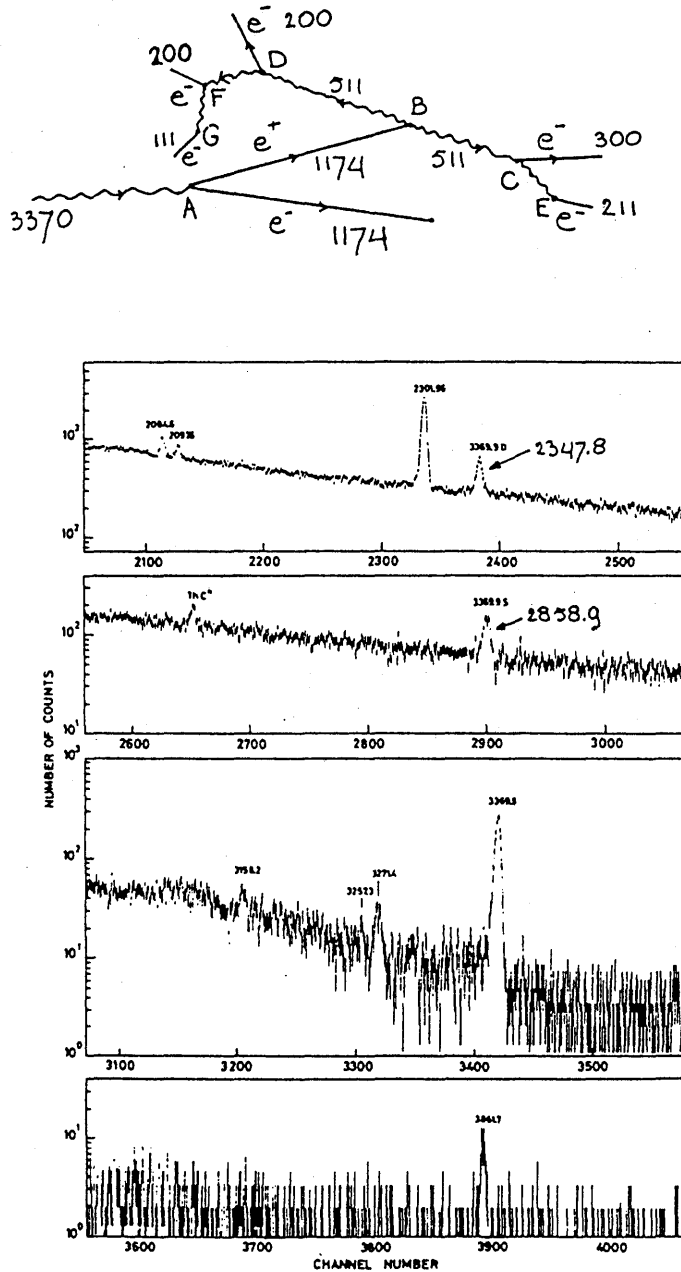


Fig. 4

ような連続の例が、Fig 4 に与えられている。3370 keV の  $\gamma$  が検出器に入り、電子-陽電子対に変わる。両粒子は 1174 keV の運動エネルギーを (A 点で) 得て、残りのエネルギーは  $e^+$  と  $e^-$  の質量になる。電子はその運動エネルギーを電子-空孔対を半導体の中で生成することによって失い、検出器の中で静止する。陽電子も同様であり、陽電子が静止したとき、それぞれ 511 keV の 2 つの  $\gamma$  の形で、エネルギー  $E=Me^+e^-$  を放出しつつ、陽電子は電子とともに消滅する (点 B)。 $\gamma$  はコンプトン散乱をし (C, D 点)、エネルギーの一部は電子に、一部は新しい  $\gamma$  に変換される。その電子は記述されているようにエネルギーを失い、 $\gamma$  はもう一度コンプトン散乱を F 点ですか又は、全エネルギーを電子に変換する光電効果を与える (E, G 点)。これは無限に多い異なる可能性の一例にすぎない。

ピークに寄与する場合に対して、あらゆる連続性は、感度の良い検出器の体積の内部に現われる。特により小さい結晶において、漏電現象がおり、このことは Fig 4 の  $\gamma$  スペクトルに示されている。我々の例の一方又は両方の 511 keV の  $\gamma$  が検出器から逃げている。これはより低い 511 keV と 1022 keV のエネルギーでピークになっていることを示している。そしてもしそれらが逃げなければ、第 3 次又はそれより高次の  $\gamma$  が連続するバックグラウンドを導くであろう。

この例はこれ自身、高エネルギー物理学実験における応用にそれほど重要でないにもかかわらず、われわれの目的に重要なカロリメーターのある状況をよく図解している：漏電における信号の分布の変動効果であるシャワーの生成を。

原子核  $\gamma$  検出に用いられている検出器は、シンチレーション光の生成に基づいている：すなわち NaI (Tl) 結晶。分子が結晶内を通る荷電粒子によって励起されたとき、可視スペクトル又はその近くの波長を持つ光子を放出して、再び基底状態に落ちる。光電子増倍管におけるように光電効果によって、光子を電気的信号に変換する仕掛けを結晶が読み取る。

そのような検出器からの信号を理解することは、前に議論した半導体に対するものよりもこみいって、次のような事が起こる。

- (i) シンチレーション光子は単独のエネルギーではなくて、広いスペクトルにわたる。
- (ii) 光電陰極の感度は強く波長に従属している。
- (iii) 光子の一部のみが光電陰極に到達し、残りは結晶の中で吸収されるか、その外で屈接される。これらの効果は、強く検出器幾何学によっており、又シンチレーション光が生成される位置によっている。

結果として、信号の中の変動 (すなわち光電子の数の) は、一次の過程において放出された光子の数の変動よりも大きい。そして、もし信号の中の変動が一次の過程における統計的変動であるというよりも、他の因子によって支配されるならば、エネルギー分解能  $\frac{\sigma}{E}$  が  $\frac{C}{\sqrt{E}}$  のように、増加するエネルギーとともに改良されることを期得する理由は存在しない。

このことは、実験的結果によって確かめられている。8 keV X 線の測定においては、 $\frac{\sigma}{E} \approx 15\%$  である。もしこの結果が一次の過程における変動によって支配されていることを確かめるならば、このことは平均 40 個の光子が観察されたことを意味する。他の言葉でいえば、1



個の光電子を生成するのに 200 eV の一次粒子を必要とする。1 MeV の  $\gamma$  に対して、それゆえ平均 5000 個の光電子が期待され、これは  $\frac{\sigma}{E} \approx 1.4\%$  を与える。しかし、このエネルギーで得られる最良の分解能は少なくともそれより 3 倍ほど悪い。

## A-2 高エネルギー em シャワーのエネルギー損失の力学

我々は今、エネルギーの単位を eV, keV や MeV から GeV や TeV に変更するが、しかしなお、我々の検出器に対するその名を与える単位 (カロリー  $\approx 2.6 \times 10^7$  TeV) からは、ほど遠い。

事実、高エネルギー em シャワーに関するエネルギー損失の力学は、すなわち電子と陽電子対に対するイオン化、対生成、コンプトン散乱と光子に対する光電効果である。そして又、もう一つの高エネルギーに入ってくる重要な機構は、制動放射である。

制動放射は、高エネルギーにおける電子と陽電子によるエネルギー損失の原理的源にははるかに遠い。結果的に高エネルギー em シャワーは、今まで議論してきたこととは大変違っているが、これはなぜなら、シャワー粒子の増倍が起きているからである。

一次の GeV タイプ電子は数千個の光子を、検出器を通る途中で放射する。5 ~ 10 MeV よりも速いものは  $e^+e^-$  対を生成し、この過程からの速い電子と陽電子は同様に順に放射によってそれらのエネルギーを失う。結論として、シャワーは数千の電子や陽電子や光子等の異なる粒子から構成されている。(Fig 5)

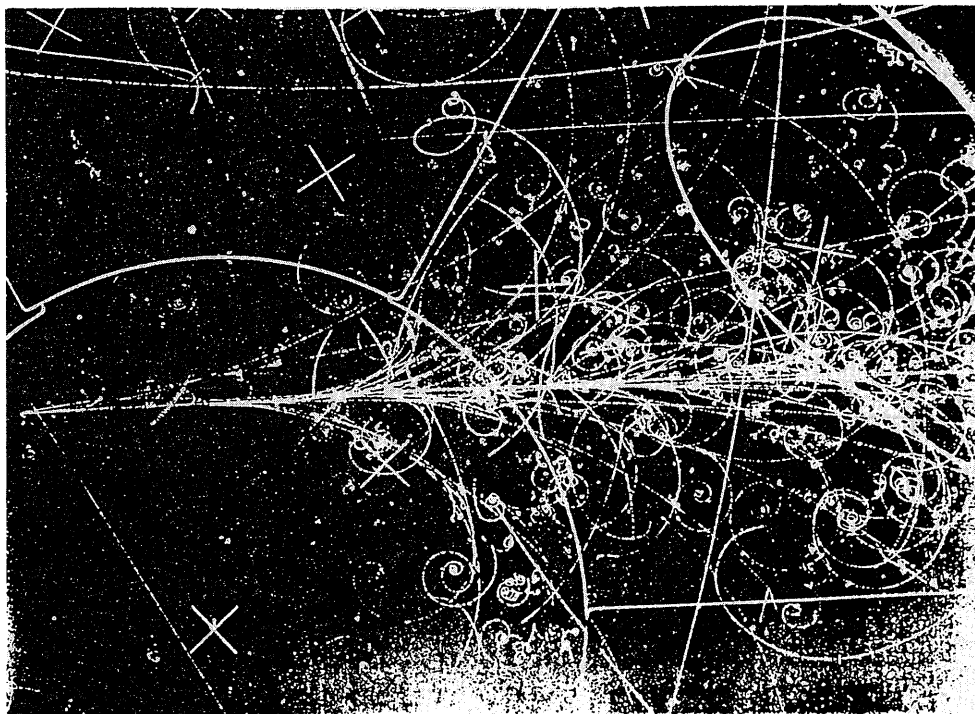


Fig. 5

これら粒子の圧倒的多数は大変ソフトである。シャワー粒子の平均エネルギーは明らかにシャワーの年令の関数であるか又は、検出器の内部の深さの関数である。さらに、シャワーが生成されればされるほど、その構成子のスペクトルはよりソフトになる。

エネルギー損失の力学は、物理学の中で最も良く打ち建てられた理論的枠組みの一つである量子電気力学の法則によって支配される。それは一次的に、シャワーが生成される媒質の電子密度によっている。単位体積あたりの原子の数は、約2倍の範囲内で固体状態のすべての物質に対して同じであり、この密度は媒質の $Z$ に粗くに比例している。

Fig 6 と Fig 7 は、異なる $Z$ 値を持つ3つの物質について、エネルギーの関数として、光子と電子に対するエネルギー損失の力学についての計算結果を示している：炭素( $Z=6$ )、鉄( $Z=26$ )、そしてウラニウム( $Z=92$ )。100 MeV を超える高エネルギーでは光子による対生成と、放射によるエネルギー損失がすべての場合において支配的であるが、低エネルギーでは、種々の物質の相違が考えられる。光子による対生成が支配的で、コンプトン散乱をしはじめるエネルギーと、制動放射よりもイオン化損失が重要でなくなるエネルギーの両方が強く物質に從属しており、それらは $Z$ に粗に逆比例している。

いわゆる臨界エネルギー( $\epsilon_c$ )をこれらの条件が決定するが、すなわちさらに粒子の増倍が

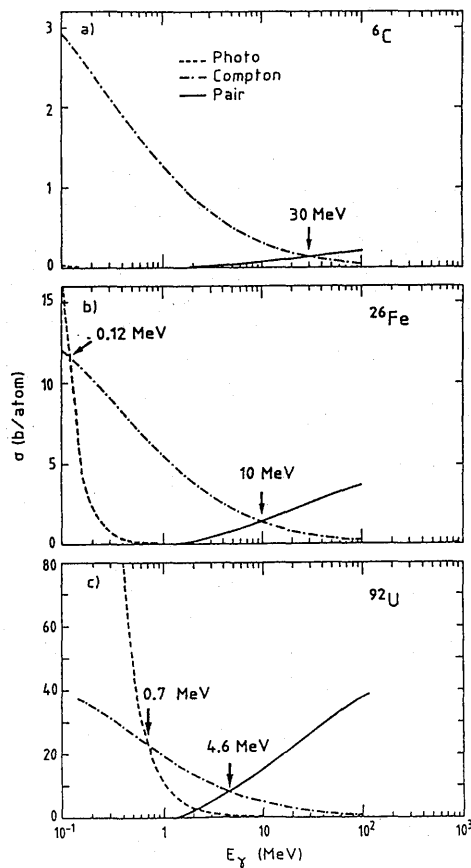


Fig. 6

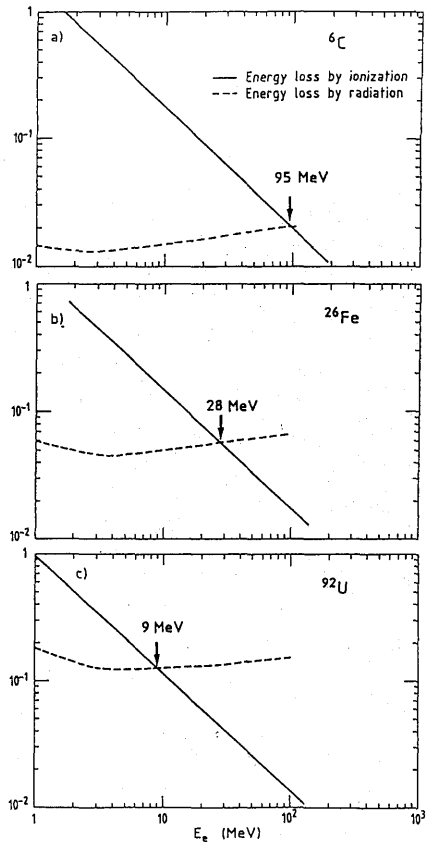


Fig. 7

シャワーの中で起こらない点である。このエネルギーより上で $\gamma$ は平均して1粒子以上（対生成）を生成し、電子は新しい $\gamma$ を生成することによって顕著にそれらのエネルギーを失う。 $\epsilon_c$ 以下で $\gamma$ は1個の電子のみをそれぞれ生成し、これら電子は新しい $\gamma$ それら自身を生成しない。

Fig 6 は又光電効果が極端に  $Z$  に従属していることを示している ( $\sigma \sim Z^5$ )。炭素中でそれは全くなんの役割も演じないが、ウラニウム中では 0.7 MeV 以下で、それは支配的である。

Fig 6 と Fig 7 の情報から、人はすでに縦方向シャワーの側面がどんなふうであるか考えることができよう。もし人が  $e^+$  と  $e^-$  の数を検出器の深さの関数として測定するならば、増倍による鋭い上昇をまず見付けるであろう。これは平均粒子エネルギーが  $\epsilon_c$  に等しくなるまで続けて上昇するであろう。その点を越えると、それ以上の増倍は起こらず、電子が静止するという事実によって、残っている粒子の総数はゆっくりと減少する。

陽電子は初期シャワー部分において支配的である。高  $Z$  物質におけるシャワーは低  $Z$  物質におけるよりも多くの陽電子を含んでいるが、これは陽電子の生成がより低エネルギーまで継続するためである。シャワー粒子の平均エネルギーは又高  $Z$  物質においてより低い、これはより低いエネルギーまで放射損失が支配的であるためである。

基礎になる物理学が理解しやすく、又比較的簡単であるために、em シャワーの発達、モンテカルロテクニックによって大変詳細にシミュレートされうる。EGS 4 という一つのプログラムはこの目的に対して、世界的標準として出現した。それは正しい方法で用いられるならば、非常に信頼出来るものである。

### A-3 em シャワーの特色

em シャワーの発達が一次的に吸収媒質の中の電子の密度によって決定されたので、物質とは独立な方法でシャワーの特色を記述することはある程度可能であり、いずれにせよ便利である。特色あるシャワー容積を記述するのにたびたび用いられる単位は放射長 ( $X_0$ 、縦方向の生成に対して) そして、Molière radius ( $\rho_M$ 、横方向に対して) である。

放射長は、制動放射に対するそのエネルギーの平均 63.2% ( $1 - \frac{1}{e}$ ) をその距離までに高エネルギー ( $> 1 \text{ GeV}$ ) 電子が失う距離として定義されている。非常に高いエネルギーの光子が  $e^+e^-$  対に変わる前に進む平均距離の  $\frac{7}{9}$  に等しい。Molière radius は  $X_0$  と臨界エネルギーの比によって定義され、この臨界エネルギーは、イオン化と放射によって等しい量のエネルギーを失う、エネルギーとして取られる (Fig 7)。迅速な計算をすると、次の近似的な関係を得る：

$$X_0 \approx 180 A / Z^2 \text{ (g/cm}^2\text{)}, \quad \rho_M \approx 7 A / Z \text{ (g/cm}^2\text{)}$$

これらの量であらわされているように、シャワーの生成は近似的に物質独立である。Fig 8 は EGS 4 シミュレーションによって得られた Al と Fe と Pb での 10 GeV 電子シャワーの縦方向生成を示している。全体的に  $X_0$  によって実際概算され、種々の物質間の相違は又理解されうる。放射長は GeV タイプ粒子に対して定義され、それ故 MeV 領域の中で起こる異常さを

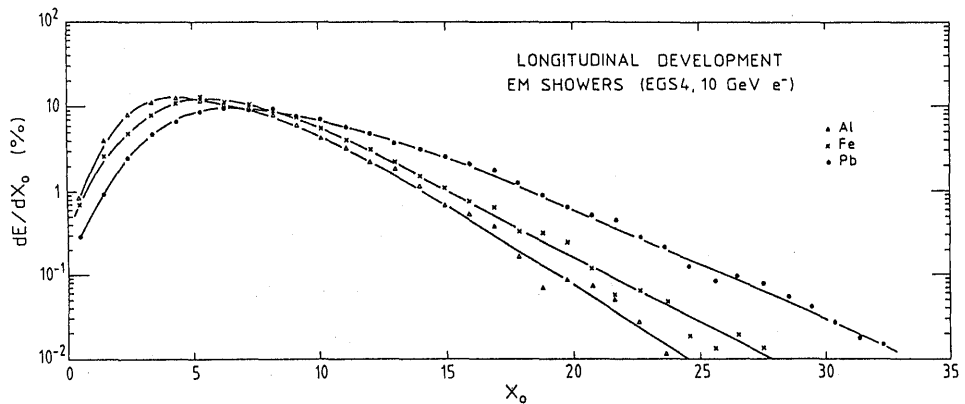


Fig. 8

考慮に入れていない。シャワーの変化は、高いZの吸収物質に対してより深い深さで最大になるが、このことは粒子の増倍が低エネルギーにまで続くという事実のゆえである。そしてこの最大を越える鈍い崩壊は、低エネルギー電子がなお放射するという事実によっている。

これらデータと他のエネルギーでの EGS 4 の結果は、

$$N = N_0 \exp(-bL)$$

という公式とよく合っており、ここでaとbはZによっている。シャワーの最大は  $L = \frac{b}{a}$  によって定義される。

Fig 8 は、これらシャワーを99%吸収するのに約  $25 X_0$  必要であることを示している。これらは、鉛では14 cm、鉄では44 cm、Alでは220 cmに対応している。もしエネルギーが増加すれば、ほんの少し余分の物質が同じ封じ込めを遂行するのに必要である。20 GeV 光子はそれぞれ  $10 \text{ GeV } e^+e^-$  対に変化する前に平均放射長の  $\frac{9}{7} = 1.3$  倍だけ走るであろう。それはそれ故、2倍のエネルギーを含むために  $1.3 X_0$  だけ余分に必要とするのみである。

放射長は、厳密に言えば無限大のエネルギーに対して定義されていて、MeVのエネルギーの飛程においては意味をなさない。我々は約15 cmの鉛が20 GeV光子を99%以上吸収するというを示しただけであるが、一方1.3 MeV  $\gamma$ を放出する強い $^{60}\text{Co}$ 源に対する適切な防御をするためには、より以上の長さを必要とすることを誰もが知っている。この理由はFig 6から明らかである。対生成からコンプトン散乱をする領域の近所での総断面積は特に高Z物質において、高エネルギーにおけるよりも有意に小さい。結果として、鉛中の数MeVの光子の平均自由行程は3 cm又は  $5 X_0$  である。

em シャワーの横方向への広がりには2つの効果が起因となっている。

- (a) 増倍によって、電子が軸から遠ざかる。
- (b) 特にもしそれらがこの軸と有意な角をなして走っている電子それら自身によって放射されるならば、総断面積が最小であるエネルギー領域の中での制動輻射光子はシャワーの軸から全く遠く離れて走る。

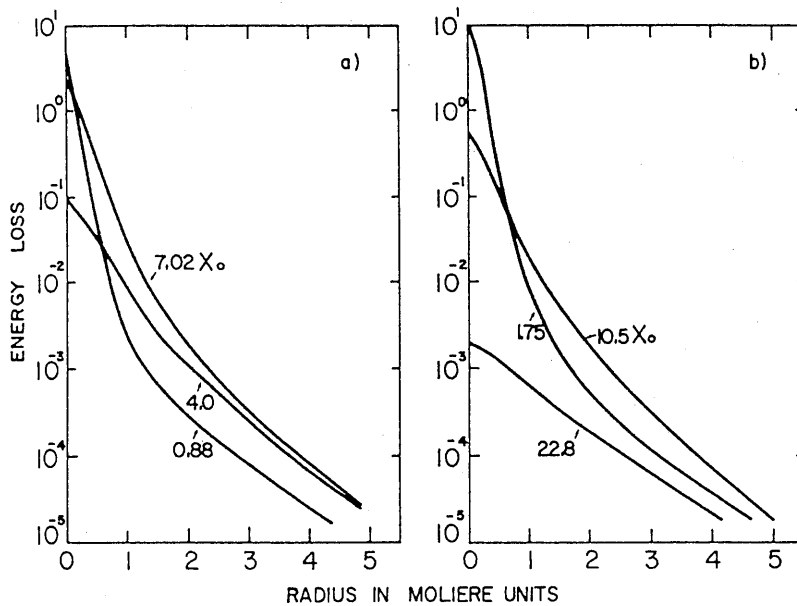


Fig. 9

最初の過程は、シャワーの生成の初期のステージにおいて支配的である。2番目の過程は、シャワーの最大値を越えて重要となることが期待され、又ある理由で特に高Z物質の中に与えられるということが期待される。このことは、EGS 4計算で確かめられている。Fig 9はいろいろの深さにおける、鉛の中でのem シャワーによって生成されるエネルギーの横方向の分布を示している。2つの成分ははっきりと区別しうる（対数の垂直目盛に注意）。

放射の側面は“halo”<sup>2)</sup>によって囲まれたきわだった中心の芯を示している。中心の芯はシャワーの最大値を越えると消える。類似のアルミニウム中での計算が $\rho_m$ 単位で表現された放射長側面が、実際に鉛中より狭いことを示している。放射長と同じように、又Molière半径はMeV領域で生起する特別なことに対して考慮に入れられていない。

Fig 9は、特に最初の数放射長において、em シャワーが大変狭いことを示している。鉛のMolière半径は約1.7 cmである。十分に粒状化されたカロリメーターで、シャワー粒子は1 mmの精度で局在化される。

#### A-4 同次em シャワー検出器

em シャワー計数器として用いられてきた感度の良いカロリメーターは、すべて光の検出器に基づいている。NaI (TI) 結晶について論じたが、これはこの目的のために用いられている。1 GeVシャワーに対してはエネルギー分解能 $\frac{\sigma}{E} = 0.9\%$ が測定されている。シャワーの検出に対して、これはすぐれた結果であるが、エネルギー分解能は、 $\frac{C}{\sqrt{E}}$ のように増加するエネルギーによって改善されないが、もっとゆっくりと増加するエネルギーによって改善されることは、原子核 $\gamma$ に対して、すでに注意した傾向を確かにした。1 MeVにおける典型的な5%の分解能に基づけば、 $\frac{C}{\sqrt{E}}$ の場合では1 GeVで $\frac{\sigma}{E} \approx 0.2\%$ が期待される。

シンチレーション光に基づく、他のしばしば用いられる結晶検出器はビスマスゲルマネート (BGO) である。それは短い放射長と良い機能的性質 (NaI (TI) のような吸湿性のない) のために人気あるものとなっている。十分大きい検出器に対するエネルギー分解能は NaI (TI) に似ていることが期待される。ここでは、光が生成される一次の過程における変動が決してカロリメーターの功績を限定しない。

これは、鉛ガラス計算器に対して異なっている (PbO と SiO<sub>2</sub> の混合物。シャワーからの電子と陽電子によって生成されるチェレンコフ光の検出に基づいている)。吸収体の中で光の速さよりも鈍い速さで進んでいる粒子はこの光を放出しないし又、それゆえ鉛ガラスは 0.7 MeV よりも大きい運動エネルギーを持つシャワーのみを検出する。これは最高値でただ 1000 / 0.7 ~ 1400 個の光子が GeV シャワーエネルギーごとに生成され、又分解能  $\frac{\sigma}{E}$  は、この数での偏差のために、1 GeV で 3% よりも良くなりえないことを意味する。加うるに、これら光子の検出において生起する損失があるならば、分解能を低下させる。

幾何学的損失はこの場合、シンチレーション光に対するよりも重要ではない。チェレンコフ光子は電子が動く方向に粗く放射され、一方シンチレーション光は等方向に放射される。結晶自身によるチェレンコフ光子の吸収が主役を演ずるが、実際にはそれらの半分は光電陰極によって検出される。

チェレンコフ光の検出に基づいている、em カロリメーターのエネルギー分解能は、シャワー生成における変動によって明らかに限定されるが、このことはチェレンコフ光子の数を決定する。エネルギー分解能  $\frac{\sigma}{E}$  に対するこの寄与は  $\frac{C}{\sqrt{E}}$  に等しい。シャワーを入れるのに十分大きい検出器に対して、それは支配的な寄与である。鉛ガラスに対しては  $\frac{\sigma}{E} \approx \frac{5\%}{\sqrt{E}}$  を 1 ~ 20 GeV のエネルギー飛程における em シャワーに対して見出している。

#### A-5 標本カロリメーター

標本カロリメーターは、受動吸収体がところどころに入れられた、数個の感度の良い層の中でエネルギーが測定される工夫である。通常の配位は、能動物質の板を重金属吸収体の板にはさんでいる。信号は変化に富む選択のあるこれら板から得られる。標本カロリメーターは、我々が議論した同次カロリメーターより安い、そしてシャワーが漏れるのを防ぐのに十分なほど大きく、また衝突実験における全立体角にわたる。

これらのカロリメーターの中で、能動的な層を横切るシャワー粒子のイオン化損失を人は測定する。これは小さいが、em シャワーに対して (平均して) 固定されたシャワーをひきおこす粒子の総エネルギー部分を表わす。この標本断片は、カロリメーターの中で能動物質と受動物質の質量比に、粗く言えば一次の大きさと等しい。固体と液体の能動媒質によるカロリメーターに対して、1% ~ 10% のうちのいずれかであり、気体の読み取りによる検出器はやや低く、約 10<sup>-1</sup> である。

標本カロリメーターに用いられたすべての異なる能動媒質については、いずれもチェレンコフ光の検出に基づいていない。このことに対して、明らかな理由が存在する。GeV シャワーエネ

ルギーごとに最高 1400 個のチレンコフ光子が生成されることが示された。もし我々が標本偏差 1% のカロリメーターを持っているならば、平均 14 個の光子のみが、能動層の中に生成されるが、これはエネルギー分解能に対する光子統計のおかしいほど大きい寄与を導く。

このことは、なぜ能動媒質が標本カロリメーターの中で放棄した一次の過程に基づかねばならないかを説明している。実際、それらはすべてシンチレーション光を用いているか、例えば信号の源としてイオン化による荷電生成を用いているかである。これらの過程は少なくともシャワーエネルギーに預けられている 1 GeV ごとに  $10^6$  回起こる。大きい換算因子を適用するので、この大きな数にもかかわらず、光電子統計はエネルギー分解能に寄与する省略出来ない因子となるであろう。シンチレーション読み取りによる標本カロリメーターに対して、GeV ごとの 1000 個の光電子がすでに大変良い結果であると考えられているが、このことはエネルギー分解能  $\frac{\sigma}{E}$  に  $\frac{3\%}{\sqrt{E}}$  の寄与をするであろう。 $10^3 \sim 10^4$  の換算因子はこの場合、標本断片の結合効果と光電陰極に到達するシンチレーション光の大変小さい効果から来ている。

同じ形の効果がワイヤーチェンバー読み取りによるカロリメーターの中で生ずる。これらは気体増幅による直接のイオン化電荷を測定する。大変小さい標本断片のために、GeV ごとのイオン化過程の一次の  $10^6$  個のうちの 100 個のみが、エネルギー分解能に  $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$  の寄与を与えて、感度の良い層の中に生ずる。實際上、その寄与はそれよりも大きくてさえも、能動層の中でのイオン化の数  $N$  が対称分布（ランダウ尾）をしているので、分布  $\sigma_{\text{RMS}}$  は  $\sqrt{N}$  よりも有意に大きい。

非気体読み取りによるカロリメーターのエネルギー分解能に対する主な寄与は、異なる起元を持っている、すなわち信号に寄与する荷電シャワーの数の変動である。これらは標本変動と呼ばれている。それらの効果を評価するために、我々は 2 種類の粒子を区別しよう：

- (a) 吸収層で生成され、能動層を持つ境界を横切る粒子。
- (b) 能動層それ自身の中で生成される粒子。

シャワーエネルギーがそれらをとおしてカロリメーターの中に預けるほとんどの粒子はずっと電子である。EGS 4 によるシミュレーションは、Pb とか U のような高 Z 物質の中で、 $\gamma \rightarrow e^+e^-$  によって、em エネルギー 1 GeV ごとに平均して生成される陽電子は 65 個だけである。低 Z 物質においては、この数は規則的に低い。ソフトなシャワー部分において、臨界エネルギー以下で無視出来ない数のソフトな電子がコンプトン散乱と光電効果によって生成されている。Fig 10 にはこの展望が図示されている。どの 10 GeV 電子のシャワーエネルギーの上又は下で粒子のイオン化をとおして預けられるかということ、それは示している。1 MeV 以下の運動エネルギーを持つ粒子は、アルミニウムの中での 25% から、Pb や U のような高 Z 物質の中の 40% までの範囲を取るといふ、考慮されるべき部分を説明している。もし我々が、これらの粒子が 0.5 MeV を平均して運んでいると仮定するならば、これは GeV シャワーエネルギーごとに 500 個～800 個の粒子を導き、ほとんどが非包含的電子である。実際、それよりもいっそう多くの粒子があるのは、低いエネルギーで電子のエネルギースペクトルが平坦ではなくて、増加していることからわかる。

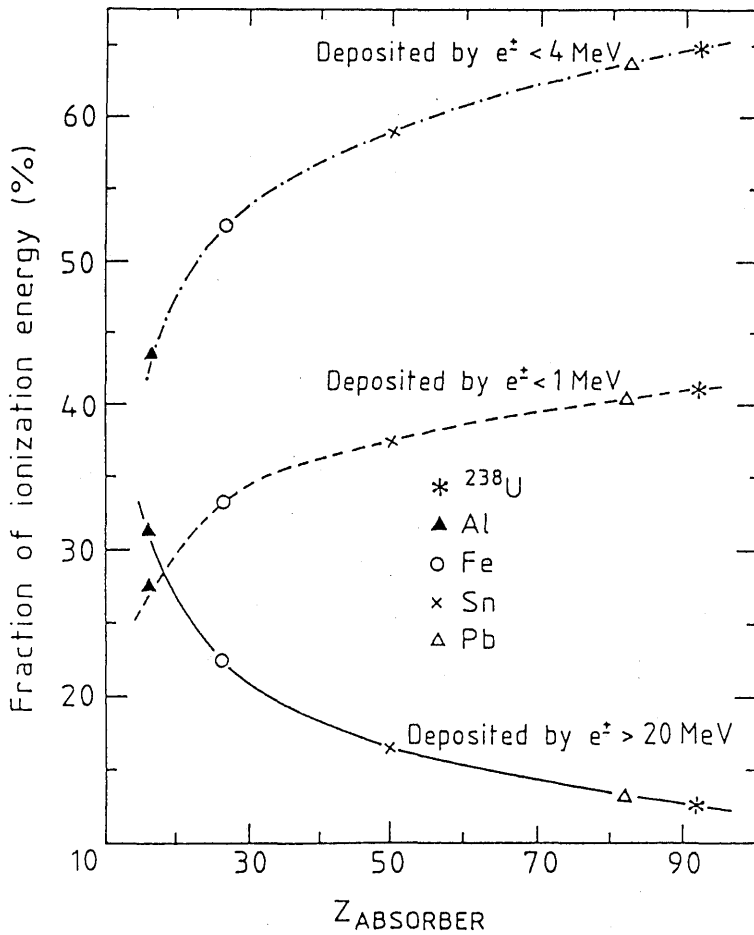


Fig. 10

標本カロリメーターにおいて、ソフトなシャワー電子のほとんどが、信号に寄与しないのは、それらの短い飛程のためである。例えばウラニウム中の 1 MeV 電子の飛程は 0.4 mm だけであり、0.1 MeV に対しては、0.02 mm だけである。それ故、3 mm ウラニウム板の標本カロリメーターの中で、1 MeV 電子の 80% 以上が吸収層の中に生成されるが、うまく感度の良い板にまで到達せず、99% 以上の 0.1 MeV 電子さえも同様である。

能動層に到達する、生成されたソフトなシャワー電子の断片の数は、良い近似で吸収層の深さに逆比例する。大変薄い (< 1 mm) 吸収板に対する偏差のみが生ずる。

能動層に生成されたソフトなシャワー電子はすべてカロリメーター信号に寄与する。それらが標本断片に基づいて代表する、ソフトシャワー電子の総数の一部分、すなわちもし吸収板が分厚くされるか、能動板が薄くされるならば、能動板に生成されるソフトなシャワー電子の数は比例して減少する。

カロリメーター信号に寄与するソフトシャワー電子の数は、それゆえ両方の場合に吸収板の分厚さ ( $t_{\text{abs}}$ ) に逆比例する。能動板に生成される部分はこれら板の分厚さに加えて比例する。ソフトシャワー電子の数の変動は能動板によって検出され、次のように書かれる。



$$\frac{\sigma_{\text{samp}}}{E} = C \sqrt{\frac{t_{\text{abs}}}{E}}$$

この式は特殊な能動媒質と受動媒質の結合と能動板の決められた分厚さに対して、カロリメターのエネルギー分解能に対する寄与を表わす。上に与えられた数から、実際のカロリメターにおいて、これら電子の数は GeV シャワーエネルギーごとに数 100 個を越えないことは明らかであり、又このように変動は少なくとも 1 GeV で 5～10% である。

標本変動に対する、速いシャワー粒子の寄与はいくらか違った特長を示すであろう。これら粒子は支配的に対 ( $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ) の中に生成されている。このことは、それらの数の変動は  $\sqrt{N}$  より  $\sqrt{\frac{N}{2}}$  によって与えられることを意味する。前に示したように、それらの数はソフトな電子に比べて小さい。信号に対する寄与は、もし吸収層が薄い ( $< 1 X_0$ ) ならば、特にそれらは数枚の能動板を通ることが出来るという事実によっていくらか高められる。エネルギー分解能に対するそれらの数の変動の寄与は、 $t_{\text{abs}} > 1 X_0$  ならば、 $\sqrt{t_{\text{abs}}}$  に比例し、能動層の分厚さには独立である。

まとめて、われわれは 3 組のシャワーを持っており、これらは標本変動に大変異なる寄与をする：

(1) その飛程が標本距離よりも長い粒子。エネルギー分解能に対するそれらの数の変動の寄与は  $e^+e^-$  相互の関係によって影響され ( $Z$  従属), 又他の成分に対するよりも受動層の分厚さにより弱く依存する。

(2) 受動層に生成されるソフトなシャワー電子 (不完全に標本化)。エネルギー分解能へのそれらの寄与は  $\sqrt{t_{\text{abs}}}$  に比例し、能動層の分厚さには独立である。

(3) 能動層に生成されるソフトなシャワー電子。エネルギー分解能に対するそれらの寄与は、固定された能動板の分厚さ  $t_{\text{act}}$  に対して  $\sqrt{t_{\text{abs}}}$  に比例し、固定された  $t_{\text{abs}}$  に対して、 $\sqrt{\frac{1}{t_{\text{act}}}}$  に比例する。

(1) における粒子の数は欠損によって限定される。(2) における粒子の数は、大変ソフトな成分の寄与を電子の飛程が切断するので、限定される。(3) における粒子の数が、他の項目のものより潜在的に大きいのは、低エネルギー切断値が (2) に対するものよりもっと低いためである。切断は、ここでは電子を生成する  $\gamma$  がもはや吸収体から逃れられない場合にのみ起こる。

標本変動、すなわち能動板の中に観察されるシャワー粒子の総数は、与えられたカロリメターの信号に対するこれら 3 つの分類の相対的寄与によっている。これは非常なカロリメター従属である。2, 3 の例でこのことを説明しよう。

(i) 鉄/液体アルゴン (LAr) カロリメターにおいて、LAr の中で生成されたシャワー電子は信号に対して支配的な寄与をしている。これは、Fig 11 から結論される。そのエネルギー分解能は、良い近似で  $\sqrt{\frac{1}{t_{\text{act}}}}$  に比例し、このことはこの成分に対して特長的である。

(ii) 又このことは、気体能動層を持つカロリメターにおいて、完全に異なっている。大変小さい標本断片のために、気体中では  $\gamma$  はほとんど相互作用をしない。吸収体の中で生成され

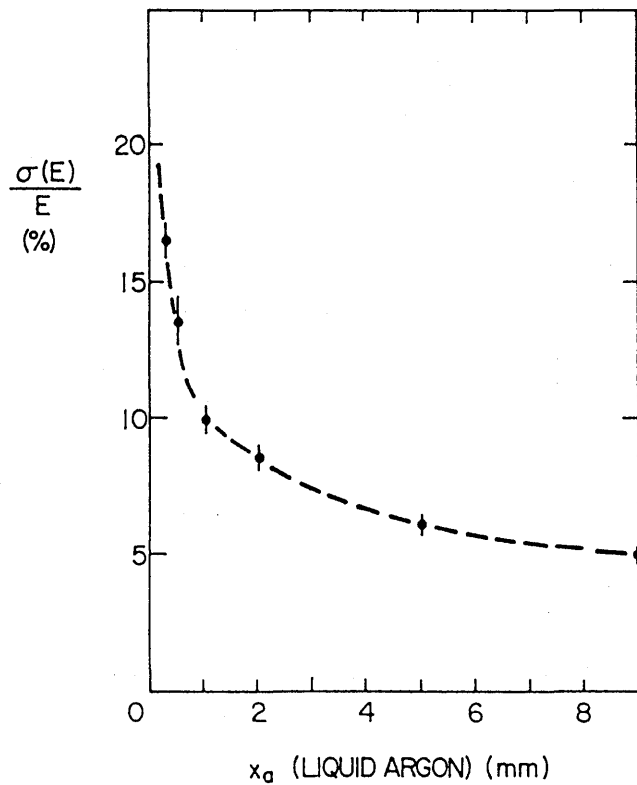


Fig. 11

た粒子のみが、信号に寄与する。結果としては、GeV ごとに検出されたシャワー粒子の数は前の例よりもっと少なく、又変動は対応して大きい。これは実験的にたしかめられており、気体読み取りによるカロリメーターのエネルギー分解能は、重能動層が同じ吸収板の間に入る場合よりも考慮すべきほど悪い (Fig 12), がしかしこの効果の一部分は他の現象によっている。例えば、ランダウ変動。

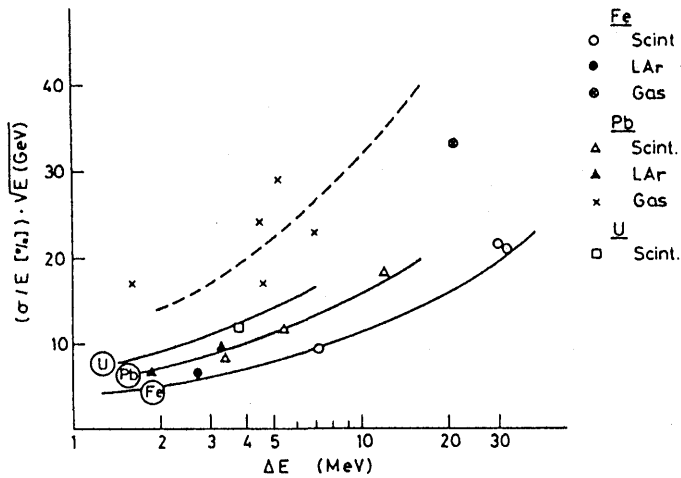


Fig. 12

(iii) カロリメーターが高Z吸収板と低Z能動板で構成されているときに同様の効果が生ずる。能動板におけるソフトなシャワー電子の生成はそこで、断面積が $Z^2$ に比例する光電子によって強く縮小される。ソフトなシャワー光子は、それゆえほとんど独占的に吸収層の中で相互作用する。結果として、鉛とウラニウムのカロリメーターにおいて、em シャワーに対するエネルギー分解能が、實際上、ほんとうに観察される同じ標本断片において、鉄カロリメーターに対するより悪い。

これらの例は、標本カロリメーターのエネルギー分解能が複雑な問題であり、それに対して簡単な公式が与えられていないことを示している。それらは又、もしソフトなシャワー成分によるエネルギーの預託が完全に取り扱われるならば、すなわち keV 領域での切断値が用いられるならば、EGS 4 による計算器シミュレーションが信頼出来る結果を与えるのみであることを示している。

信号に寄与しているシャワー粒子の数の変動が標本カロリメーターのエネルギーに対して、確かに主な寄与をしている。より洗練された取り扱いにおいて、個々の電子が能動層の中に預けるエネルギーの変動を人は考えるべきである。そのような変動は、ギャップを通る電子の角分布のために起こる。重能動層によるカロリメーターにおいて、これら道筋の長さの変動の効果が一般的に小さいのは、信号を支配する飛程が典型的な能動層の分厚さと矛盾しないからであり、その結果電子が板を横切る角度が信号に対してほとんど変わらない。

これは気体能動媒質によるカロリメーターに対しては異なっており、能動板の中を通過している電子が、垂直に板を横切る粒子よりも大きい信号を与える。Fig 13 は、気体標本 em カロリメーターのエネルギー分解能に対する種々の寄与についての Fisher による計算結果を示してい

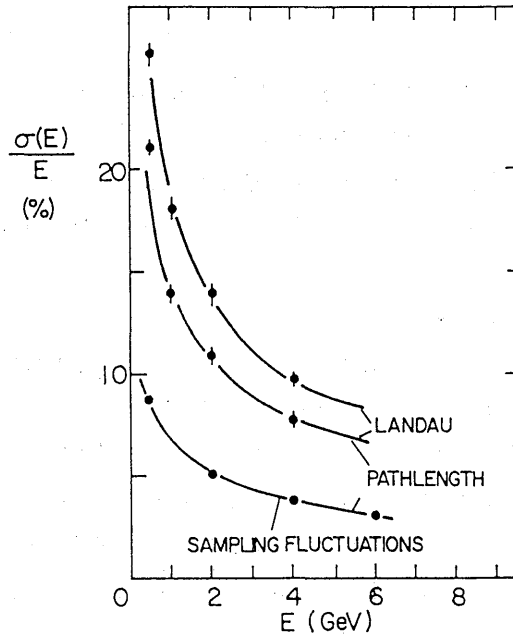


Fig. 13

る。又 Si のような、大変薄い非気体能動層によるカロリメーターにおいて、道筋の長さの変動のエネルギー分解能への寄与がおそらく省略出来ないであろう。0.2 MeV 電子の飛程に対応する典型的な 0.2 mm の Si の分厚さは、吸収体の中で生成され、また能動層に浸透する電子に対する切断効果よりもずっと短いので、電子の角分布はカロリメーター信号に対して重要なのである。

## § B カロリメーター読み取り技術

標本カロリメーターにおける能動層に対して、em とハドロニックシャワーの両方に対して、変化に富む可能性が存在する。特別なカロリメーターにおけるこれらの任意性のいずれか一方を用いることに対する選択は、カロリメーターのできばえについての要求によって、押しつけられる。これらの要求は、しばしば次の項目に関するものである：

- (a) エネルギーの分解能
- (b) エネルギーの関数としての信号の信頼性
- (c) 信号の一様性：信号は理想的には、検出される粒子の空間的な位置によらない。
- (d) 位置の分解能：粒子の読み取りに密接に関連する。
- (e) 密封性：感度の良い検出器体積によるよりはむしろ support 構造や他の“死んでいる”要素によって占められる立体角の部分。
- (f) 重要なハドロン衝突器での可能性の割合。
- (g) 能動物質の放射抵抗。
- (h) 検出器を目盛るための、電子の安定性と可能性。
- (i) 磁場の中で操作する可能性。
- (j) 簡潔さ。

これらの要求の相対的な重要性は、加速器の型と、及んでいるエネルギーの領域に基づいている。価額の状況はしばしば境界条件を限定する。

今まで標本カロリメーターに適用されたすべての能動物質は、シンチレーション光又は能動検出器板の中での荷電シャワー粒子によってひきおこされた電氣的荷電の検出に基づいている。

### B-1 プラスチックシンチレーター

シンチレートしているプラスチックは標本カロリメーターの中の能動媒質として、大変一般的なものになっている。吸収板のサンドイッチ構造からなっているほとんどの系はシンチレーターシートを差し込んでいる。光は波長変化板 (WLS) によって読み取られ、そして標本層に対して垂直に走り、光を電氣的信号に変える仕掛けと光学的に結合するが、例えば光増倍装置 (Fig 14. b) のシンチレーション光は板の端へ内部反射によって進み、薄い空気のスきまを横切ってより長い波長で吸収され、再放射され、光電陰極の感度によりよく調和し、WLS 板の中で内部反射によって 90° をなしてその進行を続ける。

この図は、その中でそれぞれ個々のシンチレーション板が光学的に結合するというやっかい

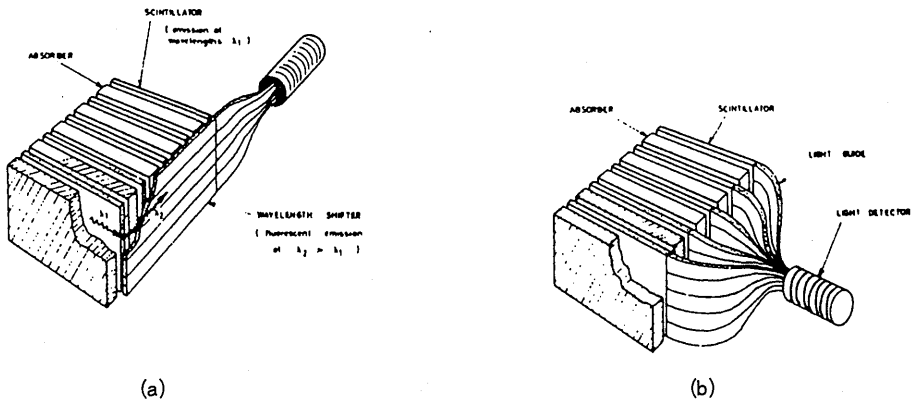


Fig. 14

で高価な構造が光増倍装置 (Fig 14. a) に置き換えられ、又死んでいる部分を最小にする。この利益のために支払う賞金は、検出される光子の数に関連している。光電子統計は、そのような考案において、いつもやっと収支の償いをしている。

他のシンチレーション読み取りの重要な利益は、許容能力の比率に関連している。プラスチックシンチレーターの応答時間は極端に短く又、数 ns の時間分解能がシャワー検出に対してなされている。他の系に比べて主な不便さは、粒状化や信号の一様性、又少なくともある型のシンチレーターに対しては放射感度に関連している。

大変興味のある新しい発展は、シートに代わってシンチレーションファイバーを利用していることである。ファイバーは金属母体の中にはめ込まれ、人が検出しようと思う粒子の方向におおざっぱに互いに平行に走る。この図式は、要求の項目に述べられたほとんどの点に関して有利な点を示し、究極のカロリメーター配位となりうるであろう。

## B-2 荷電の収集

荷電シャワー粒子の通行によって生成された荷電は、固体や液体や気体から収集される。

### B-2-1 シリコン

半導体仕掛けの中の荷電生成の機構については、A-1 にあらましを述べた。シリコン層は、小さな em 標本カロリメーターの中の能動物質として上首尾に用いられている。この技術の特別の利点は、簡潔さ、粒状化、信号の一様性と安定性そして速さの可能性である。

Si 層は大変薄く ( $< 0.5 \text{ mm}$ )、極端に目のつんだ仕掛け ( $X_0 < 0.4 \text{ mm}$ ) の構成を許容している。それらは高度に分けられ (小割板検出器)、シャワーの究極の局所限定を示している。シリコンは近似的にはシンチレーション計数器と同じ速さであるが、これらよりもずっと安定である。

小さな標本断片の不利な点は、すでに A-5 で述べた。他の不利な点は、十分の大きさの Si 標本カロリメーターの高い値段と格子混乱を引き起こす中性子に対する Si の弱味に関連している。それにもかかわらず、Si は超衝突実験でハドロンカロリメーターに対する選択の一つとして考えられている。

## B-2-II 液体媒質

ここで議論しようとしているもう一つの検出器は、イオン化荷電を検出する。液体媒質は如何なる内部信号の増幅もなしで、イオン化箱様式でのみこの荷電を検出する (Fig 15. c)。実際に、人はその中で電子がイオン化原子や十分に長い距離 (cm) を自由に飛び、適当な強さの電場を与える分子から解放される液体を必要とする。もし電子吸収不純物 (例えば,  $O_2$ ) の標準が十分に低いならば、貴金属がこの目的に適している (それらが、不活性であるから)。LAr は最も良く知られた例であり、酸素擬縮 1 ppm 以下に保たれるべきであり、これは又實際上主たる問題ではない。

放射損傷がないために、特殊な LAr の利点は長期操作の安定性に関連する。Si のように、それはよく分割されており、応答は一様に 1% より良い。この技術の弱点は密封性と検出器が低温的に操作されるべきであるという事実の結果と、速さの可能性に関連する。後の問題は、巨視的な距離を飛ぶ電子に基づくすべての技術に共通である。荷電の収集時間は 100 ns より大きく、そのような仕掛けにおいては  $1\mu s$  が最も多い。

もっと最近、液体媒質は LAr として類似の利益を示すものとして発達してきたし、このように低温的に操作される死んだ場所を避け、密封性の問題に関連づける。それらは、TMS, 2-2, 4, 4, TMP, Neopentane, 2, 2, DNB, etc のような名前のコードを選ぶ。それらのもっともらしさは、大きい規模の実験において実証されている。がまんのできる不純物水準は、生成に対する空間タイプの技術を要求し (超高真空), LAr に対するより低い水準である。ノイズに対する信号比は、LAr に対して省略出来ない問題であるが、これら液体媒質において少なくとも 5 という因子だけ悪い。エネルギー分解能と信号線型性によって、それらは LAr に相対的に潜在的利点を示している。

標本カロリメーターの中で能動素子として働くワイヤーチェンバーは比例的又は飽和的 (ガイガー、放電、閃光チューブ) モードにおいて操作される (Fig 15. d)。イオン化された荷電はなだれの発達をとおして内部的に増幅され、鋭敏な針金で検出される。液体媒質とケイ素に対するように、大変良く空間的分解がなされる。他のこの技術の利点は低コストである。

エネルギー分解能に関する不利な点は、極端に小さな標本断片と速度の可能性の結果であ

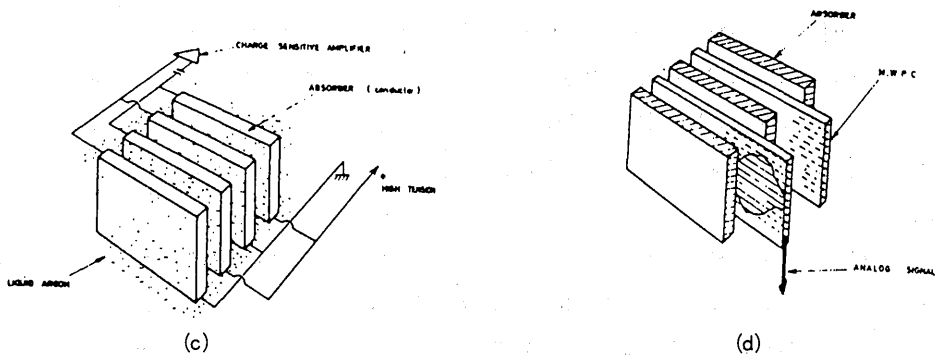


Fig. 15

る。飽和モード中で操作する仕掛け（デジタルカロリメーター又は量子メーター）は加えて、全くきびしい信号の一様性という病に罹っている。一つの帯電した粒子は光のあたる針金に沿う感じない領域の原因となり、これが近所の粒子が検出されるのを妨害する。

**reference**

- 1) Richard Wigmans "Energy Loss of Particles in Dense Matter-Calorimetry"  
Proceedings of the ICFA school on "Instrumentation in Elementary Particle Physics" (Triste, Italy June 1987) World Scientific出版のp. 41
- 2) 日本物理学会誌 1990年11月号 P. 790

(原稿受理 1990年11月30日)