

第1部

比例計数管

本文に入る前に・・・

比例計数管は、ガス中での電子のなだれ増殖を利用した検出器である。基本構造を下図に示す。円筒形の容器の中に不活性ガスをつめ、中に張った芯線に高電圧（1000-2000V）をかけることで計数管として動作させる。比例計数管でX線を検出する過程を時間順に追っていくと以下ようになる。

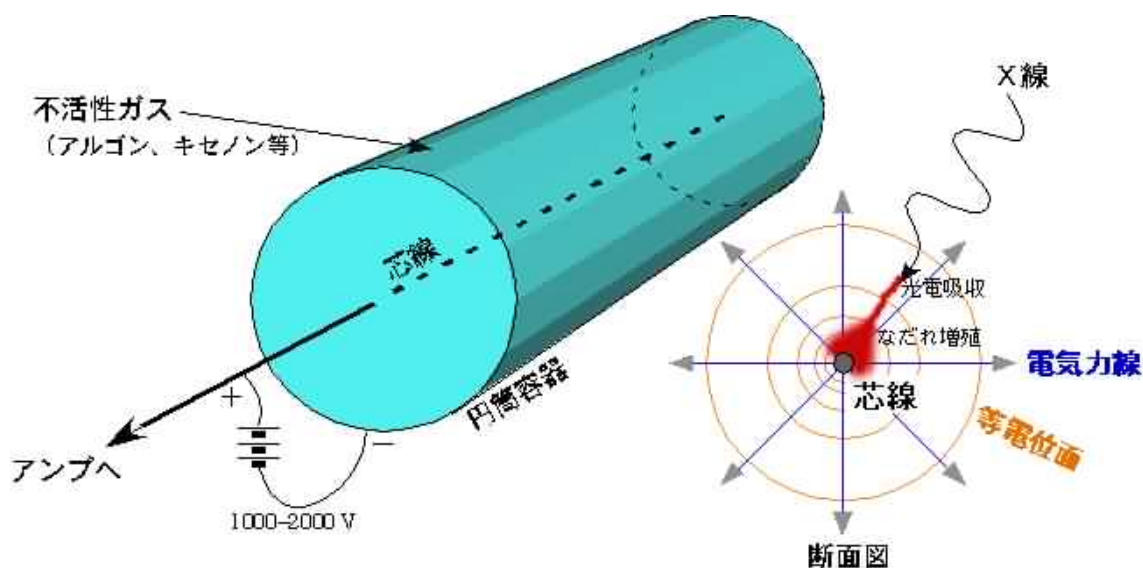


図1 <http://www.astro.isas.ac.jp/ginga/detail/lacGenri.html> より

1. 入射したX線が封入ガスに光電吸収され、X線のエネルギーに比例した数の一次電子雲を作る。
2. 一次電子雲が電場に引かれて芯線の方に移動する。
3. 芯線付近の電場が強い領域まで移動すると、加速された電子がガスを電離し始める。
4. 電離してできた電子が（加速されて）新たにガスを電離し、（二次）電子がねずみ算式に増えていく。
5. 増殖してできた電子が芯線に到達し、電気パルスを発生する。

比例計数管では、増殖してできる二次電子の数が一次電子数に比例するように電場の強さが設定されている（比例計数管の名前の由来）。したがって、最終的にできる二次電子数も入射X線のエネルギーに比例することになるので、電気パルスの大きさから元のX線のエネルギーが推測できる。

比例計数管の信号処理回路では、計数管から電気パルスが出力されるたびにそのパルスを増幅整形し、パルス波高値を計測する。パルスの数をパルス波高値ごとに加算すれば、エネルギースペクトルが計測できることになる。

比例計数管とは・・・

- ガス検出機の一形式

- 出力パルスは同じ条件で使用される電離箱からのパルスに比べてかなり大きい
- 放射線が作るイオン対の数が少なすぎてパルス型電離箱として満足な動作ができないような状況で用いられる
- 低いエネルギー X 線の検出とスペクトル測定
- 中性子の検出に広く用いられる … 14 章、15 章にて

1 ガス増幅

1.1 電子なだれの形成

- ガス中の電界を十分高い値にするとガス増幅が起こる
- 入射放射線によって作られた電子とイオンはそれぞれの電極に移動する (→ 電離箱)

→ この電荷が移動する間に中性ガス分子と衝突をする

- 陰イオン、陽イオンは移動度小さい → 衝突間にエネルギーを得ることができない
自由電子 → 容易に加速され、衝突時に大きな運動エネルギーを持つことが可能
- 運動エネルギーが中性ガスの電離エネルギーより大きい場合
→ イオン対が追加して作られ得る。
- 衝突の間の電子の平均エネルギーは電界とともに増大
- この 2 次電離が起こる電界には閾値が存在する
- 2 次過程で作られた電子も電界で加速される
- 電子もその drift 中に中性ガスと衝突してさらに電離を起こす
- この電離過程はタウンゼント型電子なだれと呼ばれるカスケードの形をとる
- 最初の衝突で作られた自由電子の 1 つ 1 つが同じ過程でさらに多数の自由電子を作る能力を持っている。
- 単位長さあたりに電子の数が増加する割合

$$\frac{dn}{n} = \alpha x \quad (1)$$

(α : 第 1 タウンゼント係数 → 閾値以下の電界に対してゼロ) この式から電子密度が距離とともに指数関数的に成長することが予測できる。

平行平板の配置 → $\alpha = \text{const}$

1.2 検出器の動作領域

図 6.2 の説明 :

- 印加電圧あるいは検出器内の電界に対して、検出器から観測されるパルスの波高が書いてある。
極めて低い電圧
電界はイオン対の再結合を防止するには不十分

→ 収集電荷 < 最初のイオン対

- 電離飽和領域（電離箱領域）
- ガスが増幅が始まるしきい電界 → 収集電荷は増幅され、パルス波高は増大する。
真の比例領域・・・ガス増幅は直線性を保ち、収集電荷は最初のイオン対数に比例
- さらに印加電圧あるいは電界を増すと非線形効果が起こる。
制限比例領域の始まり
- ガイガーミュラー動作領域・・・検出器からの出力パルスは各々同じ波高を示し、入射放射線の性質を反映しなくなる。

1.3 形状の選択

- 大抵の比例計数管は円筒形状に作られる
- 陰極として働く大きな中空の管の軸に沿って細い線を張って陽極とする
- この形状では印加電圧の極性が重要であり、電子を中心軸線に向けて引きつける必要がある。
- ガス増幅は大きな値の電界を必要とする

電界は以下の式で与えられる

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (2)$$

最初の放射線相互作用で作られた全イオン対に対して一様な増幅を実現するにはガスの全体積に比べてガス増幅の領域をごく小さい体積に制限する必要がある。

→ 不感時間はガイガーカウンターに比べてずっと短い

2 比例計数管の設計上の特徴

2.1 封じ切り型比例計数管

- 高電圧に接続するための真空漏れのない電気導入端子を持つ絶縁体が両端にある。
- 外側陰極は普通接地されているので、陽極線近傍の高電圧領域に電子を引き付けるためには、正の高電圧を陽極線にかける必要がある。
- 中性子あるいは高エネルギーガンマ線の測定には、厚さ数ミリの陰極を用いて適当な構造強度を持たせる。
- 低エネルギーガンマ線、X線、あるいは粒子放射線に対しては管の一端あるいは陰極の壁上の適当な場所に薄い入射窓を作る。
- 比例計数管のエネルギー分解能の良さは最初の電離事象で作られた各電子がガス増幅の過程で同じ係数だけ増幅されるか否かである。
- この比例性を乱す機械的效果の中で最も重要なものは電界の軸方向の一様性の乱れである。
→ 陽極直径の変動

α の値が管の長さに沿って一定でなくなり、ガス増幅の程度は場所によって変わる。

→ 管の端部の壁の存在あるいはその近傍にある導電性構造物の存在に起因して絶縁物に陽極線が入る点近傍で電界が極端に歪む。(端効果)

→ 不感領域と比例計数管の残りの有感体積の間で、急激な変化が生じるように設計する。

→ フィールドチューブ

→ 半導電性端部板の使用による電界の補正

→ 管端近傍の電界歪を避けるために適切な電位をかけた端部絶縁板上の導電性リングの使用

2.2 窓なしフロー型比例計数管

♣ 図 6 . 7 の型の検出器

- 放射線源は小形
- 検出器の半球形係数体積内に直接線源を挿入できる
- 放射線源と計数管の有感体積間に入射窓がない。
- 有効立体角は 2π にきわめて近く、放射線が一面だけから放射される線源に対して可能な最大に近い効率を示す。

♠ パンケーキ型検出器 (図 6.8)

- 半球型のものに比べて体積が小さいのでバックグラウンドが小さい
- ガス中のベータ粒子の飛跡が限定されるので出力パルスが小さくなり、アルファ粒子との弁別性がよい
- 複数並べて、多数の試料の放射能を同時に計測するシステムを作るのに向いている

2.3 充填ガス

ガス増幅率は移動速度がずっと遅い陰イオンよりも自由電子の移動に決定的に左右される。

→ 充填ガスは大きな電子付着係数を示さない種類のガスを選ぶ

空気は電子付着係数が小さくないので、空気が混入してガスの純度を下げないように留意して比例計数管を設計しなければいけない。

封じ切り型の計数管

- 非常に便利
- 微妙な漏れによって充填ガスが徐々に汚染されることでその寿命が決められる場合がある。

連続フロー型

- ガス供給装置が必要
- ガスの純度などの問題を避けることができる
- 異種のガスを充てんできる
- ガス増幅率を 100 以下に保つ場合には純粋な希ガスあるいは 2 種類の希ガスの混合物が有用

- アルゴンが広く利用され、P-10 ガスが凡例比例ガス
- 熱中性子検出用の比例管では BF_3 や 3He が利用される
- 高速中性子スペクトル測定用の比例計数管は水素、メタン、ヘリウム、など原子番号の低い元素を利用
- 線量測定では組織等価ガス

充填ガスの特性は主要成分ガスより低い電離電位を持つ第二のガスを少量加えた場合に大きく変化
→ ペニング効果

3 比例計数管の性能

3.1 ガス増幅率

ガス中の増幅過程の研究は2つの部分に分けられる

計数管の単一電子に対する応答

→ ガス増幅領域の外側に発生した単一電子がなだれを引き起こした場合に、ガス増幅で作られた全電荷として定義

単一電子による応答がわかると、最初の多数のイオン対で作られるパルス波高に性質を導くことができる。
電界を歪ませるほど空間電荷効果が大きくなると、各なだれはそれぞれ無関係であり、 n_0 個の最初のイオン対によって作られた全電荷 Q は

$$Q = n_0 e M \quad (3)$$

M: 計数管の動作を特徴づける平均ガス増幅率

一般に平均のガス増幅率は

$$\ln M = \int_a^{r_\tau} \alpha(r) dr \quad (4)$$

積分はガス増幅の可能な半径の全領域にわたって行う

α は δ の関数であるので

$$\ln M = \int_{\delta(a)}^{\delta(r_\tau)} \alpha(\delta) \frac{\partial r}{\partial \delta} d\delta \quad (5)$$

また、(6.3) を代入して

$$\ln M = \frac{V}{\ln b/a} \int_{\delta(a)}^{\delta(r_\tau)} \frac{\alpha(\delta)}{\delta} \cdot \frac{d\delta}{\delta} \quad (6)$$

α と δ の比例関係を仮定して、Diethorn は M の表現式

$$\ln M = \frac{V}{\ln b/a} \cdot \frac{\ln 2}{\Delta V} \left[\ln \frac{V}{pa \ln b/a} - \ln K \right] \quad (7)$$

を算出。ここで

- M=ガス増幅率
- a=陽極半径
- b=陰極半径
- p=ガス圧力

このモデルでは ΔV は引き続いて起こる電離事象間に電子が移動する間にかかっている電位差

K はそれ以下では増幅が起こらない δ/p の最低値

(どちらも与えられた充填ガスについては一定値)

一定のガス圧の比例計数管にたいして (6.8) 式はガス増幅率が印加電圧 V とともに急激に増すことを示す。

対数項を無視すると、増幅率 M は主に V の比例関数として変化する。

→ 比例計数管は安定な電圧電源を使用し、測定中の M の変動を防ぐ必要がある

3.2 空間荷電効果

電子は比較的早く数 μs 以内で陽極に集められる

陽イオンはゆっくりと動き徐々に拡散していく。

この正電荷に起因する空間電荷はある状況では空間電荷がない場合の電界から顕著に電界を歪ませる。

大半のガス増幅が起こる陽極線近傍にこのイオンが形成されるので、空間電荷の影響によって半径の小さい場所の電界が下がる。

空間電荷効果は 2 種類

- 自己誘導型空間電荷効果 …… ガス増幅率が十分高く、あるなだれ中に作られた陽イオンが電界を変え
同じなだれの後段で作られる電子の数を減らす場合
ガス増幅率の大きさと管の幾何学的効果に依存
パルス率にはよらない
- 一般的空間電荷効果 …… 多数の別々のなだれから作られた陽イオンの蓄積効果を含む。
ガス増幅率が低い場合に顕著

3.3 エネルギー分解能

3.3.1 統計的考察

非直線性のない比例計数管からのパルス中に生じた電荷 Q は個々別々のなだれで作られた電荷の和であると仮定できる。

入射放射線で作られた n_0 個のイオン対から各電子が起こしたなだれは n_0 個ある。

単一の電子が引き起こした 1 つのなだれに対する電子増幅率を A とすると 1 個のパルスに寄与するすべてのなだれに対する平均増幅率 M は

$$M = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^{n_0} A_i \equiv \bar{A} \quad (8)$$

また i 番目のなだれが寄与する電荷は eA_i なので

$$M = \frac{Q}{en_0} \quad (9)$$

検出器からのパルスの波高は Q に比例する

n_0 と M の両方が固有の変動を示すので、入射放射線が同じエネルギーを付与した場合でもこの波高はゆらぐ。

これらの因子は独立と仮定しているので誤差伝搬公式を用いて

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \quad (10)$$

$$\sigma_M^2 = \left(\frac{1}{n_0}\right)^2 \sum_{i=1}^{n_0} \sigma_{A_i}^2 \quad (11)$$

$$\sigma_M^2 = \frac{1}{n_0} \sigma_A^2 \quad (12)$$

A:なだれの大きさを表す

これらより

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \frac{1}{n_0} \left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 \quad (13)$$

- 第一項はイオン対の最初の個数 n_0 の相対分散を表す。
- 第二項は単一電子なだれの大きさの変動の寄与を表す。

1. イオン対の数の変動

n_0 のゆらぎはファノ因子 F の項で表され

$$\sigma_{n_0}^2 = F n_0 \quad (14)$$

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 = \frac{F}{n_0} \quad (15)$$

となる。

統計精度と実際のエネルギー分解能との比:ファノ因子

2. 単一電子なだれの変動

単一電子なだれの分布の単純な理論的予測・・・1個の電子による電離確率は電界強度だけに依存し、それ以前の来歴に無関係であるという仮定の下で行われた。

与えられたなだれ中に作られた電子の数の分布はファリー分布で予測

$$P(A) = \frac{(1 - 1/\bar{A})^{A-1}}{\bar{A}} \quad (16)$$

- A:なだれの増幅率、1個のなだれ中の電子の数
- \bar{A} :A の平均値 (=M)

A が大きいとき、ファリー分布は

$$P(A) \cong \frac{1}{\bar{A}} e^{-A/\bar{A}} \quad (17)$$

相対分布は

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 = 1 \quad (18)$$

強い電界では電子による電離の確率はもはや過去の来歴とは無関係でなくなり、単一電子に対して指数分布をもたらず条件が破られている。

この条件で測定した単一電子のスペクトルはその低波高事象の数が指数分布で予測される値よりも減少

したピークを持つ分布を示す傾向がある

Byrne が提案したモデルでは (6.16) の単純な指数関数はポルヤ分布で置き換えられる

$$P(A) = \left[\frac{A(1-\theta)}{\bar{A}} \right]^\theta \exp \left[-\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right] \quad (19)$$

θ : 電離のしきいエネルギーを超えるエネルギーをもつ電子の割合に関係したパラメータ ($0 < \theta < 1$)

ポルヤ分布で予想される相対分布は

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 = \frac{1}{\bar{A}} + b \quad (20)$$

$$b \equiv (1+\theta)^{-1}$$

大きな増幅率 \bar{A} に対しては

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 \cong b \quad (21)$$

3. 総合統計電界

単一電子なだれ分布にかんして仮定した形状がどのようなものであっても、大きな n_0 に対するパルス波高 Q の分布はガウス分布に近づく。

単一エネルギー放射線からのパルスの波高分布としては対称性のよいガウス分布ピークが n_0 と A のゆらぎから予測される

$(\sigma_A/\bar{A})^2$ を評価すると次式を得る。

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \frac{1}{n_0} (F + b) \quad (22)$$

F と b の相対的な大きさから、パルスの波高の分散はなだれの大きさのゆらぎによってきまり、最初のイオン対のゆらぎの寄与は小さいことがわかる。相対標準偏差は

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left[\frac{F + b}{n_0} \right]^{1/2} \quad (23)$$

$n_0 = E/W$ だから、

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \left(\frac{C}{E} \right)^{1/2} \quad (24)$$

- E : 入射放射線が付与したエネルギー
- W : イオン対 1 個を作るのに必要なエネルギー
- $C = W(F + b)$: 与えられた充填ガスに対して一定

比例計数管のエネルギー分解能の統計限界

→ 入射放射線が付与したエネルギーの平方根の逆数に比例して変化

限界分解能 $\propto \sqrt{W(F + b)}$; 異種ガスから得られる分解能を相互比較する場合の指標

3.3.2 エネルギー分解能に影響を与える他の因子

幾何学的因子のなかで最も重要なものは比例計数管に使用する陽極線の均一性と滑らかさ
線の中心からのずれや円筒状陰極の非均一性 (あまり重要ではない)

エネルギー分解能に影響を与える重要な動作パラメータはガスの純度、ガス圧および管に印加した高電圧の安定度

(6.8) 式によればガス増幅率は印加電圧に応じて大きく変化する

比例計数管の計数率の変化がガス増幅率に影響を与えることが一般に観測されている。

主要因として考えられるもの

- ゆっくりと移動する陽イオンによる増倍領域における空間電荷の蓄積
- 陽極近傍における体積再結合の増進
- ゆるく結合した偏極しやすい分子層の陽極線上への蓄積
- 平均パルス立ち上がり時間の違いによる弾道欠損

比例計数管を長期にわたって使用すると増倍率の低下やエネルギー分解能の劣化などの時効効果が表れる

→ シールされた管内への空気の漏洩

→ 陽極線上に固体物質が徐々に蓄積することが有力な原因

3.4 信号パルスの時間特性

パルス型電離箱に関して行ったのと同様の解析を比例計数管の出力パルスの形状の導出に適用する。

相違点があり、その出力パルスの時間特性を大きく変える

- 出力パルスの時間的な経過は2つの段階に分けることができる
 - 放射線で作られた自由電子が最初の位置から増幅が行われる陽極線近傍の領域へ移動するのに要する流動時間
 - なたれ開始からその終了まで要する増幅時間
- 流動時間の影響はイオン対生成の時刻とそれに対応する出力パルスの開始時刻の間に遅れをもたらす
流動時間は通常増幅時間よりずっと大きく、管内の最初のイオン対が作られた半径位置に依存
- イオンと電子の大半は陽極線のすぐ近くで作られるので、出力パルスの大半は電子の移動よりもむしろ陽イオンの流動に起因する
- 最初：陽イオンは高電界領域にあり速く動くので、パルス的高速立ち上がり部分の初期成分をもたらす
最後：イオンは電界が低い大きな半径の領域に到達して流動速度は減少する
→ パルスの後半の部分は非常にゆっくりと立ち上がり、電子回路の有限の整形時間によって実際には観測されなくなることが多い

陽極線回りの電界を記述するのに円筒体系を用いる

電位差 $\Delta\varphi$ のところまで正電荷 Q を運動させると吸収されるエネルギー ΔE は

$$dE = -Qd\varphi \quad (25)$$

電界で表すと

$$\frac{dE}{dr} = Q\delta(r) = Q \frac{V_0}{r \ln b/a} \quad (26)$$

図 6.13 に示すように、陽極線表面からきまった距離 ρ のところに電子なたれの中で n_0 個の電子と陽イオンが形成されると仮定

$Q = n_0 e$ とすると、陽イオンが陰極へと動くに伴って吸収されるエネルギーは

$$E^+ = \int_{a+\rho}^b \frac{dE}{dr} dr = \frac{QV_0}{\ln b/a} \ln \frac{b}{a+\rho} \quad (27)$$

その中にある負に帯電した電子が陽極へと動くに伴って吸収されるエネルギーは

$$E^- = \frac{QV_0}{\ln b/a} \ln \frac{a+\rho}{a} \quad (28)$$

2つの粒子によって吸収されるエネルギーの和は

$$\Delta E = E^+ + E^- = \frac{QV_0}{\ln b/a} \ln \left(\frac{b}{a+\rho} \frac{a+\rho}{a} \right) = QV_0 \quad (29)$$

このエネルギーは検出器の静電容量に蓄えられたエネルギーを消費することにより取り出される

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}CV_{ch}^2 - \frac{1}{2}CV_0^2 &= -\Delta E \\ \frac{1}{2}C(V_{ch} + V_0)(V_{ch} - V_0) &= -\Delta E \end{aligned}$$

$V_{ch} + V_0 \cong 2V_0$ を仮定、 $V_R = V_0 - V_{ch}$ として

$$V_R = \frac{\Delta E}{CV_0} = \frac{Q}{C} \quad (30)$$

平行平板の場合と同じ結果で、この値は時定数 RC がイオン収集時間に比べて長い時に見られる最大のパルス波高値。

大きさは電圧-時間のプロファイルに依存。

電子なだれ中に形成される電子とイオンの大半は陽極線表面近くで形成される

(6.2) で特性づけられる指数関数的な上昇は半分が平均自由行程以内で形成されることを予測する

電子流動による波高の最大値のイオン流動によるそれに対する比は

$$\frac{E^-}{E^+} = \frac{\ln |(a+\rho)/a|}{\ln |b/(a+\rho)|} \quad (31)$$

計数管の寸法として $a=25\mu\text{ m}$, $b=1\text{ cm}$, $\rho=3\mu\text{ m}$ を仮定すると

$$\frac{E^-}{E^+} = 0.019 \quad (32)$$

この例の場合、信号の最大値の 2% 以下が電子の運動によるのみで陽イオン流動がパルス形成を支配する

→ 電子の寄与は無視し、信号パルスはすべて陽極線表面で実質上形成されたイオンの流動によってできるものとして解析を進める。

イオンの流動速度は半径方向によって次のように変化する

$$v^+(r) = \mu \frac{\delta(r)}{p} = \frac{\mu}{p} \frac{V_0}{\ln b/a} \cdot \frac{1}{r} \quad (33)$$

これを運動の式に入れ、

$$\int_a^{r(t)} \frac{dr}{v^+(r)} = \int_0^t dt \quad (34)$$

積分して、時間に依存したイオンの位置の式は

$$r(t) = \left[2 \frac{\mu}{p} \frac{V_0}{\ln b/a} t + a^2 \right]^{1/2} \quad (35)$$

$r(t)=b$ を代入して、イオンを収集するのに要する時間は

$$t^+ = \frac{(b^2 - a^2)p \ln b/a}{2\mu V_0} \quad (36)$$

時間の関数としてイオン運動で吸収されるエネルギーを表すと

$$E^+(t) = \frac{QV_0}{\ln b/a} \int_a^{r(t)} \frac{dr}{r} = \frac{QV_0}{\ln b/a} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (37)$$

$r(t)$ に (6.32) を用いて、 $V_R(t) = E^+(t)/CV_0$ とすると、信号パルスの時間による表式は

$$V_R(t) = \frac{Q}{C} \frac{1}{\ln b/a} \ln \frac{2\mu V_0}{a^2 p \ln b/a} + 1 \quad (38)$$

この式はパルス波高が以下に示す時間内に最大波高の半分の大きさにまで達することを予測する

$$t_{halfamplitude} = \frac{a}{a+b} t^+ \quad (39)$$

t^+ は (6.33) で与えられるイオン収集時間全体

この時点でイオンの半径方向位置は $\sqrt{a \cdot b}$ 、ここで電界の値が陽極線の表面でその値の $\sqrt{a/b}$ まで下がる。

入射放射線によるイオン対の形成はいろいろの半径の領域に広がるので、電子の流動時間の広がりがあるパルスの立ち上がり時間に広がりを追加する

図 6.14 は 2 つの条件における出力パルスの立ち上がり部分の予想形状を示す

- イオン対が一定の半径に作られた場合（実線）イオン対が計数管の体積全体に様に作られた場合（点線）
- 立ち上がり時間と付随した時間の不確かさを最小にするには短い電子流動時間が望ましい
→ 流動時間の電界をできるだけ高くすることおよび大きな電子流動速度を持つガスを選ぶことで達成される
- 数 μm の時定数で比例計数管からのパルスを整形した場合、イオンのゆっくりした流動はパルスの波高に寄与しなくなる
→ 無限大の時定数に対応する波高に比べて弾道欠損として知られる量だけ整形パルスの波高は小さくなる
- 全イオン対が一定の半径の場所に作られた場合、パルスの形とその弾道欠損は一定
→ 一定の率だけすべてのパルスの波高が小さくなってしまふ
- 種々の半径にわたって相互作用がランダムに分布する場合
 t_0 パルス波形は最初のイオン対の半径方向に依存して変わる
- 非常に大きい値の整形時定数を使わない限り、弾道欠損の大きさはこの半径方向分布に依存してかわり、検出器のエネルギー分解能は影響を受ける。
- 一般的にエネルギー分解能に及ぼす弾道欠損の変動の影響を最小にするためには、パルスの立ち上がり時間に比べて整形時定数を大きくする必要がある

パルス立ち上がり時間の変動の利用

バックグラウンド放射線、つ必要な事象により作られた 2 次電子、高速粒子はずっと長い飛程を持ち、広範囲の半径の場所にイオンを作る

→ バックグラウンドパルスは目的とするパルスよりも長い立ち上がり時間を持つ。

→ 立ち上がり時間弁別法で除去できる

3.5 擬似パルス

- ある状況では比例計数管からの主要パルスに続いてサテライトパルスが生じる。
(入射放射線とか関係なく、1 次なだれ中の現象から生じる 2 次過程によって作られる)
→ 計数管の不安定性の原因の一つ
- 擬似アフタパルス
ただ 1 個の電子によって駆動されたなだれの波高に対応して極めて小さいことが多い
→ 単純な波高弁別で除去できる
- サテライトパルス発生の確率はガス増幅率とともに急激に増大する
→ サテライトパルスに敏感な状況では不必要に高いガス増幅率の使用を避ける必要がある。
- 擬似パルス生成をもたらす種々の物理的機構
なだれ中に作られた励起原子が放出する光子から生じている
- 完全には理解されていない他の機構によって 1 次パルスから数百 μs 程度遅れた擬似パルスが発生
- 十分高い電圧を印加してこれらのアフタパルスの計数するようにした場合、ある状況では係数プラトートの終端に到達する

4 検出効率および係数曲線

4.1 動作電圧の選択

電荷放射線は充填ガスにかなりの量のエネルギーを付与して信号パルスを作る

ガス増幅率が高い場合には 1 個のイオン対でも十分大きな量の 2 次電離を持つなだれを引き起こして通常の雑音特性を持つ前置増幅器で計数される。

通常、低いガス増幅率が用いられ、一定の数以上のイオン対が最初に作られないとそのパルスは計数装置の波高弁別レベルを超えることができないようになっている。

4.2 アルファ粒子の計数

検出器からのほとんどすべてのパルスが同じ波高の場合

→ 微分パルス波高スペクトルは単一の孤立したピークを示す。→ 計数曲線は 1 つのプラトーを示す。

(計数管中の飛程がその管の寸法に比べて小さいような単一エネルギー荷電粒子の場合)

窓なしフロー型計数管を用いることが多い。

アルファ線源の放射能の絶対測定は比較的簡単

4.3 ベータ粒子の計数

通常のエネルギ-のベ-タ粒子については粒子の飛程は計数管の寸法を大きく超える

→ ガス中に作られたイオン対の数は粒子が反対側の壁に到達するまでに失ったエネルギ-に比例する
この場合には計数曲線は2つのプラトーを示す。

1つ目のプラトー：アルファ粒子のみを計数する場所

2つ目のプラトー：アルファ粒子、ベ-タ粒子の両方を計数する

4 π ガスフロー型計数箱を用いてベ-タ放射能の絶対計測を行う。

4.4 混合線源

アルファ放射能とベ-タ放射能が同じ試料に混在しているとき
弁別して計数する必要がある。

→ 波高の固有の差を利用して、2つのチャンネルに分離することができる。

4.5 X線およびガンマ線の計数

比例計数管はエネルギ-が十分低く計数ガスと適度な効率で相互作用を起こす軟 X線あるいはガンマ線の検出とスペクトル測定に用いることができる。

低エネルギ- X線のスペクトル測定は比例計数管の最も重要な応用の1つで、ガス中の光子の相互作用で作られた光電子を完全に吸収することを基本に置いている

測定したパルス波高スペクトル中の全エネルギ-ピークの位置から光子のエネルギ-を決定することができる。

低エネルギ- X線は数十 keV かそれ以下の光電子を発生する。

低エネルギ- X線に対する応答関数は検出器中の1次放射線の相互作用で作られた特性 X線に関連した効果によって複雑になる。

重要なものは充填ガス中の1次放射線の光電吸収に続く特性 KX線である。

特性 X線のエネルギ-に等しい量だけ全エネルギ-ピークから低い位置にエスケープピークが現れる。

応答関数にはその他、検出器の入射窓あるいは壁中での一時放射線の相互作用によって発生した特性 X線の吸収から生じるピークも現れる。

光電吸収に続くこうした特性 X線の放出を実際に利用した蛍光ゲート法：

独立した容器の列あるいは位置敏感型検出器として製作され、入射光子の光電吸収とその後の特性 X線の吸収を電子的に分離する。

この方法は1つの容器だけの場合のエネルギ-付与におけるコンプトン散乱の寄与やバックグラウンド自称を低減する効果を持つ。

5 比例計数管の変形

5.1 組織等価比例計数管

- 組織等価比例計数管：ガンマ線と中性子の線量測定で役立つ
その壁と充填混合ガスの元素組成が生体組織を模擬している。
外部からガンマ線または中性子が計数管に入る
→ その壁に2次荷電粒子を生成。
- 壁は2次粒子の飛程に比べて厚いので、平衡条件が成り立ち、壁の内側の面から出る2次粒子束は壁の厚さには関係なく、壁の材料で粒子束の特性に依存する。
- 線量測定におけるもっとも重要な量の一つは2次粒子の線エネルギー付与の分布
- LETの値は吸収線量の測定から線量当量へ変換するさいに用いる線質係数Qを決定するのに必要
- 充填ガスの圧力が十分低くて、ガスに入る粒子が反対側の壁に到達するまでに失うエネルギーが無視できるくらい小さいと、組織等価比例計数管でLET分布が直接測定できる。
→ パルス波高は粒子のLETの値と充填ガス中の粒子の移動距離の積に依存する。
- 低いガス圧力では、粒子の飛跡はほぼすべて直線とみなせる。→ もし計数管が球形をしているとこの飛跡の長さの分布は解析的に計算できる。
→ この分布の値と測定されたパルス波高分布を用いて、粒子のLET分布が求められる。
- エネルギースペクトルが未知の中性子あるいは中性子とガンマ線の混合場の解析にとって特に役立つ。

5.2 平行平板型なだれ計数管

エネルギー分解能のよさよりもタイミング情報の速さが要求される測定に対しては通常の比例計数管を変形したものが関心を集めている。

特に平行平板型なだれ計数管:半導体検出が放射線損傷で使えなくなるような荷電重粒子の測定に有用
最高のタイミング情報を得るためにできるだけ小さな間隔で置いた2枚の平行平板電極から構成
 10^4 程度の最大ガス増幅率が可能

ΔE 検出器：電極間を完全に横切る粒子を測定するのが普通であるので、作られたイオンの数は粒子が横断中に失ったエネルギーの量を反映する。この形式の検出器は ΔE 検出器と呼ばれる。

5.3 位置敏感型比例計数管

電気分割法・・・陽極線は単位長さ当たりかなりの抵抗をもつように制作され、収集電荷は相互作用の位置に単純に関係した割合で陽極線の両端に取り付けられた2台の増幅器の間に分割される。

2台の増幅器の出力を加算すると全電荷に比例した波高をもつ通常のパルスが作られる。

1台の増幅器の出力を加算信号で割算すると、陽極線の長さに沿った相対的位置を示す位置信号が得られる。

別のすぐれた空間分解能を得る方法を開発！・・・抵抗性陽極線の両端に取り付けた前置増幅器からのパルスの

相対的な立ち上がり時間の観測に基づいている。

5.4 マルチワイヤ比例計数管

ある状況では比例計数管内に1本以上の陽極線を取り付けるのが有利になる。
近くの電子なだれが捕集された陽極線には大きな負のパルス
その隣の陽極線には小さな正のパルスが発生
→それぞれの陽極線に接続された前置増幅器からの信号により事象の位置が特定される。

5.5 マイクロストリップガス入り計数管

マルチワイヤ比例計数管の限界を超えるため、新しい多重陽極方式のガス入り計数管
絶縁層の上にエッチング法により金属電極を形成して用いる。
陽極構造が非常に微細(10 μ m)に保たれている
陽極線の代わりにエッチングで製作した金属製ストリップを使う利点
光リソグラフィの技術により、ストリップは非常に狭い間隔にすることができ、空間分解能はマルチワイヤ計
数管よりずっとよくなる。
電子雪崩で形成される陽イオンは遠く離れた陰極へ行く代わりに、すぐ近くの陰極へ素早く引き寄せられる。→
正の空間電荷が早急に消失するので、マルチワイヤ計数管よりずっと高い計数率での使用が可能

図 6.22(a) の配置

交互の陽極と陰極は絶縁層の上に支持されている。
→絶縁層自身もいくらかの陽イオンを捕集し、それに伴って表面電荷が蓄積し、電圧の不安定さと電界の歪
みを生じる。
表面電荷を避けるために、この層にある有限の電気抵抗を持たせる必要がある。
陽極と陰極間の距離が小さいため、その間で放電しやすい。

図 6.22(b) : マイクロギャップ検出器

陰極は連続した導体で陽極はその表面上に中間の絶縁体ストリップにより支持。
絶縁物の面積を出来るだけ小さくすることで電荷の蓄積を減少し、放電による損傷の問題も最小にして動作の
安定化に成功した。

上の検出器たちは2次元位置敏感型の性質を備える。
電子なだれが起きた近くの陽極ストリップは最大の誘起信号を示し、電子回路で認知できる。
第二の座標は絶縁体の裏面に付けられたバックプレーンと呼ばれる導電性の面からとられる。

5.6 ガス比例シンチレーション計数管

比例計数管の性質とシンチレーション検出器の性質を組み合わせたハイブリッド型検出器
励起されたガス原子あるいは分子が放出する可視および紫外の光子によるパルスの発生に基づく。
通常の高圧シンチレータではこれらの励起ガス分子は入射粒子がガス中を通過する場合の相互作用によって作られる。

光出力 …

- 即発成分 … 入射放射線の飛跡に沿った通常のシンチレーション光
- 遅発成分 … 高電界領域で励起分子が再び作られる。

欠点：

比例計数管に比べてガス不純物の影響で劣化しやすい。
→ 大半は連続フロー式ガス純化装置を用いることが多い。