

中性子検出器

1. はじめに

中性子はその透過力が極めて強く、通常の鉄等はほとんど減衰せずに通過する。その透過力はX線のように原子番号に依存せず、ある特定の原子に吸収される。したがって、原子番号の大きな物質から構成される構造物内部のラジオグラフィには有効である。一方、X線では感度の低い、原子番号の一番小さな水素に対しても中性子は敏感であるため、生体中に多く含まれる水素の同定にも使用される。また、中性子は電荷を有しないため、原子の核外電子と相互作用せず、原子核との相互作用を行う。このため、中性子では原子核内部の情報を得ることが可能である。これはX線がもつばら核外電子との相互作用を行うのとは対照的である。さらに、中性子は磁気モーメントを有するため、磁性体の磁気構造や励起を調べることが可能であり、中性子散乱による方法は、磁性体研究の中の大きな一分野を形成している。

言うまでもなく、中性子を利用するためにはその発生源が必要である。現在、中性子の発生源としては、放射性同位元素、原子炉、及び加速器がある。放射性同位元素は、原子炉や加速器に比べて小型で比較的取り扱いが簡便であるため、実験研究に利用される。中性子源として利用される放射性同位元素には、自発核分裂を利用した ^{252}Cf 線源、 $\text{Be}(\alpha, n)$ 反応を利用した $\text{Am}\text{-Be}$ 線源や $\text{Pu}\text{-Be}$ 線源がある。原子炉は多くの中性子を発生できることから、研究用原子炉を用いた中性子散乱研究、中性子ラジオグラフィ、中性子医療等に幅広く利用されている。また、加速器を用いた中性子源としては、陽子や重陽子等の荷電粒子を加速してターゲットに衝突させ、その核反応によって生ずる中性子を利用するものがある。加速器による中性子源は、原子炉に比べてその発生する中性子量が少ないが、パルス状の中性子を発生させることが可能であるため、飛行時間法を用いて中性子のエネルギー毎の反応を詳細に調べることが可能である。近年では日本原子力機構と高エネルギー

ギー加速器研究機構との共同プロジェクトによる大強度陽子加速器施設(J-PARC)や米国SNSに代表されるような大強度のパルス中性子を発生させることも可能になってきている。

さて、中性子を用いて物質の構造や性質を調べたり、ラジオグラフィを行ったりする場合には、それを検出する検出器、すなわち中性子検出器が不可欠である。すでに述べたように、中性子は極めて透過力が強く、かつ電荷を有しないため、中性子を直接検出するのは極めて困難である。本テキストでは、中性子検出の方法、種類等について解説すると共に、実際に使用されている検出器についても紹介する。なお、本テキスト執筆にあたっては巻末の参考文献[1-9]を参考にした。

2. 中性子について

中性子の検出法について述べる前に、中性子について触れる。中性子は1932年英国のチャドウィックによって発見されたことになっており、彼はこの功績により1935年のノーベル物理学賞を受賞している。しかし、それ以前に、放射能の研究で有名なキュリー夫人の娘夫妻イレヌとジョリオはアルファ線をベリリウムに照射すると強い透過力のある放射線が発生し、この放射線をパラフィン等に当てると陽子が発生することを発見していた。一方、チャドウィックはこの放射線の性質を詳しく調べ、これが陽子とほぼ同じ質量を持ち、電荷を持たない中性の「中性子」であることを実証した。これは現在の言葉で言うと、 $\text{Be}(\alpha, n)$ 反応によって発生した中性子との弾性散乱で生じた陽子を観測していたことになる。前章で述べたように、中性子は透過力が強く、重い物質からできている構造物の内部のラジオグラフィや、磁性体の磁氣的性質を調べたりするのに用いられる。本章では、中性子検出という立場から、中性子の基本的な性質について述べる。

Table 1 に現在知られている中性子の特性を記す。まず中性子の電荷はゼロである。このことは、中性子が物質と相互作用をする場合、核外電子や原子核のクーロン力の影響を受けずに、原子核と

Table 1 中性子の主な特性

静止質量	1.6749543×10 ⁻²⁷ (kg) = 1.008665012u = 931.5731 MeV
電荷	0
波長	1.8×10 ⁻⁸ (cm) @0.025eV
スピン	1/2
磁気モーメント	μ _n =-0.96623650×10 ⁻²⁶ (J/T)
崩壊形式	ベータ崩壊 n→p+β+v E _{βmax} =780keV 寿命：約 1000 秒

直接相互作用することを意味する。したがって、中性子をプローブとすれば、原子核の内部構造を知ることも可能となる。しかし、電荷を有しないということはその検出にある種の困難さが伴う。

次に中性子は粒子であると同時に波動性も有する。これは、ボーアの相補性原理に基づいて、中性子に限らず、量子力学的粒子には必ず要請される基本的特性である。したがって、通常の波と同様に中性子の回折現象が観察される。この中性子の波動性と電荷ゼロという性質を利用しているのが中性子散乱実験である。中性子の波長λ(cm)はそのエネルギーをE(eV)とすると、

$$\lambda = 2.86 \times 10^{-9} E^{-1/2} (cm) \quad (2-1)$$

となる。例えば、熱中性子と呼ばれE=0.025(eV)のエネルギーを持つ中性子の場合、その波長は1.8×10⁻⁸(cm)=1.8(Å)となり、ほぼ原子の大きさのオーダーである。もし、中性子のエネルギーを連続的に変化させることができれば、ブラッグの条件

$$2d \sin \theta = n \lambda \quad (2-2)$$

を満たす格子間隔dを有する物質に中性子を当てればそのθ方向に鋭いピークが得られることになり、物質の構造解析が可能となる。中性子エネルギーの連続的な変化を達成できるのが、パルス中性子を用いた中性子の飛行時間法 (Time of Flight: TOF 法) である。TOF 法は、ある瞬間に発生した、様々なエネルギーの中性子を含むパルス中性子が、その発生源から離れた場所に到達するまでの時間が中性子エネルギーの関数になる

ことを利用するものである。すなわち、発生源から観測点までの距離をL、中性子エネルギーをEとすると、この中性子が観測点に到達するまでの時間Tは、中性子の速度をvとすると、

$$E = mv^2 / 2 \quad (2-3)$$

$$T = L/v = L/\sqrt{2E/m}$$

となる。逆に言えば、パルス中性子発生から中性子の観測までの経過時間がわかればその中性子エネルギーが計算できるのである。つまり、中性子の測定を時間的に行うことが、中性子エネルギー毎の測定につながるのである。

また、中性子はスピン1/2をもち、フェルミ-ディラックの統計に従い、磁気モーメントを有する。したがって、中性子は原子の対電子の磁気モーメントと相互作用することが可能であることから、磁性体の磁気構造や磁気励起について調べることができる。これはX線回折では不可能であり、磁性体の研究では、中性子散乱を利用する方法が重要視されている理由である。さらに、中性子はその透過力が極めて強い。したがって、X線が透過しにくい原子番号の大きな物質で構成された構造物の内部の検査に利用される。その一方、中性子はX線に対して減衰係数の小さな水素等に対しても敏感であり、X線ラジオグラフィでは得られない、物質中の水素の分布を得ることができる。中性子散乱によって、たんぱく質の水素の位置決定はその一例である。

なお、中性子は単独では安定ではなく、ベータ崩壊することが知られており、その寿命は約1000秒、ベータ線の最大エネルギーは780keVである。このような特徴を有する中性子であるが、電荷を有しないため、その検出は中性子と物質の相互作用を通してしか検出することができない。次章では中性子検出に利用される反応について述べる。

3. 中性子検出に利用される反応

これまで繰り返し述べてきたように、中性子は電荷を有しないため、直接的な電離能力がない。したがって、中性子の検出には光子同様、物質との相互作用により生ずる荷電粒子の電離作用を用いる。中性子の検出に利用される核反応には、

中性子捕獲反応と中性子散乱反応がある。以下にこの2つの反応について述べる。

Table 2 中性子検出に利用される捕獲反応

$^{235}\text{U} + n$	\rightarrow	核分裂片 + $\sim 200\text{MeV}$
$^3\text{He} + n$	\rightarrow	$^3\text{H} + p + 0.765\text{MeV}$
$^6\text{Li} + n$	\rightarrow	$^3\text{H} + 4\text{He} + 4.78\text{MeV}$
$^{10}\text{B} + n$	\rightarrow	$^7\text{Li} + ^4\text{He} + 2.79\text{MeV}$ (7%)
	\rightarrow	$^7\text{Li}^* + ^4\text{He} + 2.31\text{MeV}$ (93%)
		$^7\text{Li}^* \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He} + \gamma$ (0.48MeV)
$^{197}\text{Au} + n$	\rightarrow	^{198}Au
		$^{198}\text{Au} \rightarrow ^{198}\text{Hg} + \beta + \gamma$
$^{155}\text{Gd} + n$	\rightarrow	$^{156}\text{Gd}^*$
	\rightarrow	$^{156}\text{Gd} + (\gamma\text{線} + \text{転換電子})$
$^{157}\text{Gd} + n$	\rightarrow	$^{158}\text{Gd}^*$
	\rightarrow	$^{158}\text{Gd} + (\gamma\text{線} + \text{転換電子})$

Table 3 主な中性子捕獲反応の反応断面積と反応後の粒子のエネルギー

反応	断面積 (barns)	荷電粒子のエネルギー (MeV)	存在比 (%)
$^{235}\text{U}(n, \text{FF})$	583	核分裂片 ($\sim 200\text{MeV}$)	0.72
$^3\text{He}(n, p)$	5333	p 0.57 ^3H 0.19	0.00014
$^6\text{Li}(n, \alpha)$	940	α 2.05 ^3H 2.74	7.5
$^{10}\text{B}(n, \alpha)$	3837	α 1.47 ^7Li 0.84	19.8
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	96	β 線 (最大エネルギー: 0.31)	100
$^{155}\text{Gd}(n, \gamma)$	60900	転換電子 (0.039 \sim 0.25)	14.8
$^{157}\text{Gd}(n, \gamma)$	254000	転換電子 (0.029 \sim 0.23)	15.7
$\text{natGd}(n, \gamma)$	48890	転換電子 (0.029 \sim 0.25)	100

3.1. 中性子捕獲反応

中性子捕獲反応とは、中性子が原子核に捕らえられ、その結果中性子過剰な原子核が形成され、荷電粒子を放出するか、あるいはガンマ線を放出して安定な原子核になる反応である。中性子検出上重要な、中性子捕獲反応を **Table 2** に示す。

これらの反応の断面積は、その中性子のエネルギーによって大きく異なる。そこで、中性子をそのエネルギー E_n によって以下のように分類することができる [1]。

冷中性子: $E_n < 0.025\text{eV}$

熱中性子: $E_n \sim 0.025\text{eV}$

低速中性子: $0.03\text{eV} < E_n < 100\text{eV}$

中速中性子: $100\text{eV} < E_n < 10\text{keV}$

高速中性子: $10\text{keV} < E_n < 10\text{MeV}$

しかし、これらの分類は、そのエネルギー範囲が明確でないため、正確な定義は困難である。

Table 3 に **Table 2** の反応の熱中性子に対する断面積及びその反応における荷電粒子のエネルギー、自然界の存在比を示す。ただし、 $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ 反応ではガンマ線を放出する反応についてのみ記した。また、エネルギー毎の反応断面積を **Fig. 1** に示す [10]。以下にこれらの反応について、いくつかの検出器を取り上げつつ、その特徴を述べる。

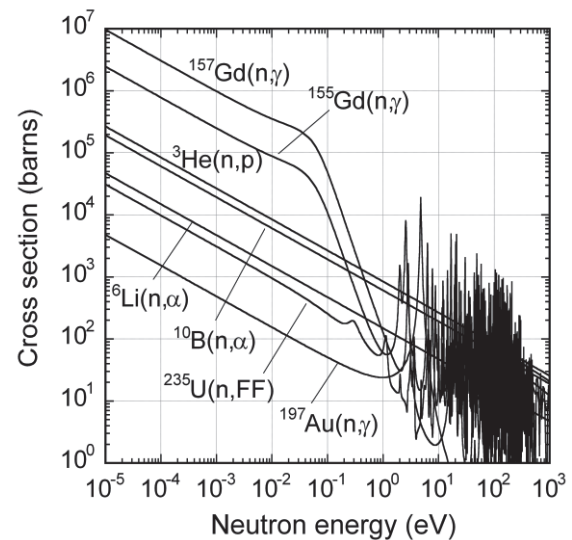


Fig.1 中性子検出に用いられる主な反応の捕獲断面積 [10]

3.1.1. $^{235}\text{U}(\text{n},\text{FF})$ 反応

中性子による核分裂反応は、中性子計測上極めて重要な反応である。通常はその取り扱いの容易さから、 ^{235}U の核分裂反応が利用される。Table 3 からわかるように、その反応断面積はその他の捕獲反応に比べて小さい。したがって、この反応を用いた場合、検出器としての中性子感度は低くなる。しかし、反応後に生成されるのが、極めて大きなエネルギーを持った核分裂片であるので、これによって生成される1つ1つのパルスの大きさは非常に大きくなる。このため、中性子測定の際にノイズ源となるガンマ線のパルスを波高弁別器を使って容易に弁別できる。このことから、核分裂反応を利用した検出器は、高いガンマ線場での使用が可能となり、主に原子炉での中性子測定に用いられる。

3.1.2. $^3\text{He}(\text{n},\text{p})$ 反応

^3He は、気体の中で中性子断面積が最も大きく、熱中性子では 5300b という値をもつ。そこで、 ^3He は通常比例計数管と呼ばれる中性子検出器の封入ガスとして用いられる。 $^3\text{He}(\text{n},\text{p})$ 反応の Q 値は 765keV と比較的小さいが、反応の結果生ずる陽子と ^3H (トリトン) のそのガス中での走行距離、すなわち飛程は、1気圧の ^3He ガスにおいては、それぞれ 6cm 、 2cm 程度になる。このため、これらの飛程を短くするために、封入圧を高くしたり、ストップングガスと呼ばれる重いガス (例えば CF_4 ガス) を混合させたりしてその壁効果を抑制するのが普通である。

また、 $^3\text{He}(\text{n},\text{p})$ 反応は熱中性子の測定他に高速中性子のエネルギースペクトル測定にも利用される。Fig. 1 からわかるように、 $^3\text{He}(\text{n},\text{p})$ 反応の断面積は、非常に広い範囲で共鳴を持たず、いわゆる $1/v$ 法則に従う。さらに、生成核が、後に述べるような $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)\text{Li}^*$ のように励起状態にならないため、生成核の全運動エネルギーが $Q+E_n$ になる。このため、中性子エネルギー E_n の測定が容易になる。しかし、 ^3He は軽いので、高速中性子との衝突によって反跳 ^3He が生じ、これに起因するパルスが中性子エネルギー測定を困

難にする場合もある。また、 ^3He は天然にはほとんど存在せず、大変高価である。近年では、米国での核セキュリティ政策の変更により、 ^3He の価格の高騰が続き、 ^3He を入手することが困難な状態が続いている。

3.1.3. $^6\text{Li}(\text{n},\alpha)$ 反応

天然に存在する Li は質量数 7 と 6 のものがあるが、中性子測定に利用される質量数 6 の ^6Li は天然の存在比が 7.5% である。また、中性子と ^6Li の反応生成物であるアルファ粒子と ^3H は励起状態になることはなく、反応によりガンマ線を放出することはない。また、反応の Q 値は 4.78MeV と大きく、反応の断面積は熱中性子に対して 940b であり、大きな $1/v$ 範囲も有する。 ^6Li はフッ素の化合物 LiF と安定化させ (Li 単体は水と激しく反応し、引火性の高いガスを発生する危険物)、シンチレータに混合させて中性子有感物質として用いられることが多い。生成荷電粒子であるアルファ粒子と ^3H の ^6Li 中での飛程はそれぞれ、数十ミクロン及び数ミクロン程度である。また、 LiF を固化したものは良い中性子遮蔽剤となる。

3.1.4. $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$ 反応

天然ホウ素中に約 20% の割合で存在する質量数 10 の ^{10}B は、中性子検出器用材料に広く使われている。フッ素との化合物である $^{10}\text{BF}_3$ は常温で気体であり、上に述べた ^3He と同様、中性子用比例計数管の封入ガスとして用いられている。 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$ 反応の生成物であるアルファ粒子と ^7Li は、 $^3\text{He}(\text{n},\text{p})$ 反応の生成物である陽子と ^3H に比べて重いので、そのガス中での飛程は $^3\text{He}(\text{n},\text{p})$ 反応の陽子やトリトンと比べて短い。したがって、同じガス圧で比較すると、 ^3He 比例計数管の場合ほど壁効果は顕著でなく、比較的寸法の検出器でも全エネルギーが吸収されやすい。このため、反応の Q 値に対応するパルス波高の信号の割合が多い。 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)$ 反応の断面積は $1/v$ 則に良く従うので、 $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管の感度は中性子エネルギーの増加と共に減少する。そこで、 $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管をパラフィンなどの減速材で囲み、ここで

中性子を減速・熱化させて検出する方法がとられることもある。しかし、 $^{10}\text{BF}_3$ ガスは毒性のあるガスであり、その取り扱いには注意が必要で、その特性上封入圧力を ^3He 検出器ほど高くできない。さらに、 $^{10}\text{BF}_3$ ガスは放射線照射によって分解しやすい。このため、 $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管は、原子炉の中性子測定に用いる場合には、原子炉の起動時に用いられ、そして炉出力が上昇した場合には、 $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管を強い放射線に曝さないよう、移動させる場合もある。

一方、ホウ素は固体でも中性子検出用材料として用いられる。例えば、上の $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管の欠点は基本的に $^{10}\text{BF}_3$ ガスに由来するので、これを中性子コンバータと被電離気体を分離したのが ^{10}B 比例計数管である。 ^{10}B 比例計数管の寿命は $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管より長くすることができ、さらに最高使用温度も高くすることができる。しかし、 ^{10}B 比例計数管はその内面に ^{10}B 化合物が塗布されているので、その塗布膜内でのエネルギー損失があり、被電離気体に到達するアルファ粒子と ^7Li のエネルギーは広く分布する。したがって、出力パルス波高分布は広い範囲に分布し、その結果、通常の計数管で得られるプラトー特性が得られない。このため、後述するように、 ^{10}B 比例計数管を用いる場合は、その印加電圧や増幅率の安定性には十分な注意が必要である。また、パルスを計測するのではなく、その直流電流を測定する電離箱にも ^{10}B 化合物は用いられる。原子炉の中間出力領域や出力領域に使用されるガンマ線補償型電離箱及び非補償型電離箱がその良い例である。

$^{10}\text{B}(n,\alpha)$ にはその反応が 2 種類ある。1 つは基底状態の ^7Li ができる反応と励起状態の $^7\text{Li}^*$ ができる反応である。 $^7\text{Li}^*$ は 480keV のガンマ線を放出して基底状態の ^7Li になる。熱中性子に対しては、これらの反応の割合は $^7\text{Li}^*$ ができる反応が圧倒的に多い (93%)。 $^{10}\text{BF}_3$ 比例計数管のパルス波高分布にはそれぞれの反応 ($Q=2.79\text{MeV}$ 及び $Q=2.31\text{MeV}$) に対応したピークが確認できる。 480keV のガンマ線は、ある場合には、それを同時計数用信号として用いることができ、ガンマ線

その他のバックグラウンドノイズを低減することができる。しかし、 ^{10}B 化合物を中性子遮蔽材として用いた場合には、同時にガンマ線の遮蔽も必要になることに注意が必要である。

3.1.5. $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ 反応

自然界に 100%の割合で存在する質量数 197 の金は、放射化箱検出器として用いられる。 $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ で生成される ^{198}Au は放射性核種であり、半減期 2.7 日でベータ崩壊する。これによる放射線を測定することにより、金に照射された照射量を測定することができる。金箔による方法は、原子炉の照射孔のような狭い場所での中性子の測定に広く用いられる。

3.1.6. $^{155}\text{Gd}(n,\gamma)$ 反応及び $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$ 反応

自然界にそれぞれ 14.8%、15.7%の割合で存在する質量数 155 及び 157 の Gd は中性子に対して極めて大きな捕獲断面積を示す。したがって、天然の Gd でさえも熱中性子に対して 48890b という断面積をもち、これは自然界に存在する物質のうち、最大の値を持ち、数ミクロンの Gd 薄膜でほぼ 100%の熱中性子が吸収される。そこで、Gd 薄膜と半導体検出器を組み合わせることによって中性子の測定が可能である。しかし、 $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$ で生成される荷電粒子は、内部転換電子であり、実際に使用可能な転換電子は数十 keV のものである。したがって、Gd をベースとしたシンチレータの場合、吸収された中性子 1 個あたりの出力は小さくならざるを得ない。しかも、Gd の原子番号は 64 と大きく、高いガンマ線感度を有することが欠点となる。 $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$ で生成される励起核 Gd^* は、その基底状態から 8MeV も高いエネルギー準位にあり、その遷移過程で様々な高エネルギーのガンマ線を放出する。Gd の中性子断面積が大きいにも関わらず、これまで Gd が中性子検出にはあまり利用されてこなかった理由の 1 つがこれである。この例外としては輝尽性蛍光体と酸化ガドリニウムを用いた中性子イメージングプレートがあるのみである。

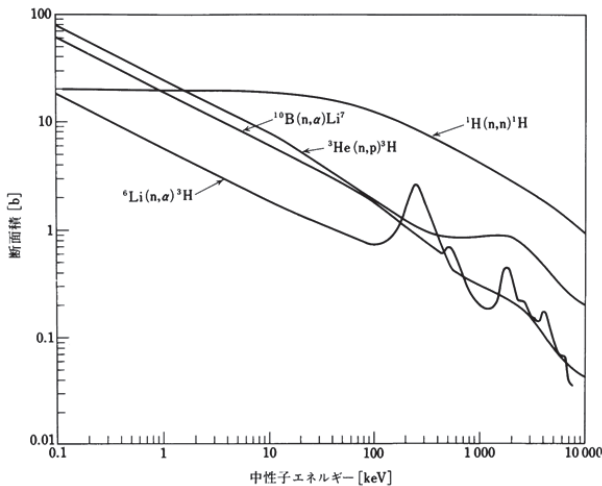


Fig.2 ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ 反応の断面積の中性子エネルギー依存性[1]

3.2. 中性子散乱反応

中性子検出において、中性子の散乱現象が利用される場合、ターゲット核となる原子核の質量数は小さいものが使用される。その理由は、中性子が質量数 A の原子核に衝突したとき、その原子核の得るエネルギー E_R は、中性子の入射エネルギーを E_n 、散乱角を θ としたとき、

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \cos^2 \theta \quad (3-1)$$

で与えられるため、 A の小さい核が大きなエネルギーを持ちうる。特に、 $A=1$ の水素の場合、入射中性子は全エネルギーをターゲット核に付与し得る。このため、中性子検出において、重要となる中性子散乱反応は、 ${}^1\text{H}(n,p)$ 散乱あるいは、 ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ 反応である。ターゲット核が水素の場合、衝突後の水素すなわち、反跳陽子のエネルギー E_p は、

$$E_p = E_n \cos^2 \theta \quad (3-2)$$

で与えられる。したがって、最大エネルギーをもつ反跳陽子は、それが中性子の入射方向 ($\theta=0$) に散乱される場合、すなわち正面衝突をする場合に得られ、この場合、 $E_p=E_n$ であって、中性子は全エネルギーを陽子に付与する。このことが、中性子の遮蔽に際して水素を多く含んだ水等の物質が使用される理由でもある。

${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ 散乱の断面積の入射中性子エネルギー依存性を Fig.2 に示す[1]。 ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ 散乱は他の ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ や ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ 反応と比較して中性子エネルギー依存性が小さく、高速中性子に対して大きいことがわかる。このため、反跳陽子を利用する方法は、高速中性子の測定に利用される。使用する検出器は、円筒形の容器に低圧の水素ガス等を封入した比例計数管が良く使用される。なお、速中性子入射に対して、反跳陽子等の荷電粒子を発生させるポリエチレン等の物質をラジエータと呼ぶことがある。

4. 中性子検出法

前節までは、中性子検出の原理とも言うべき中性子と原子核の反応について述べてきた。本節では、その中性子と中性子有感物質の反応をどのように利用して中性子を検出するかについて述べる。中性子検出法の分類の仕方は様々であるが、ここでは、微分型検出器と積分型検出器に分類する。Table 4 にその分類を示す。なお、本章以降中性子検出器としては中性子捕獲反応を利用したものについて述べる。

Table 4 中性子検出器の分類

種類	検出器	使用する主な物質
微分型 検出器	ガス入り検出器 (電離箱、比例計 数管)	${}^3\text{He}$ 、 BF_3 、 B_2O_3 、 U_3O_8
	シンチレーション 検出器	ZnS:Ag/LiF リチウムガラス
積分型 検出器	イメージングプレ ート	BaFBr:Eu
	写真フィルム	ハロゲン化銀
	放射化箔検出器	Au

4.1. 微分型検出器

微分型検出器とは、入射する中性子を1つずつ計測する検出器である。したがって、微分型検出器は検出された中性子の時間情報を有することができる。微分型検出器には、ガス入り検出器(電

離箱、比例計数管) 及びシンチレーション検出器の多くが含まれる。

ほとんどのガス入り中性子検出器は、中性子と中性子有感物質との相互作用の結果生ずる2次荷電粒子がガスを電離し、それに起因する電荷を、印加した電圧によって検出するのが基本であり、実際には、その電荷による生ずる電気パルスを計測する。Fig. 3に印加電圧と出力されるパルスの大きさの関係を示す[6]。ただし、横軸の印加電圧や縦軸のパルスの大きさの絶対値は検出器の構造によって異なるので、あくまで目安である。Fig. 3の曲線は印加電圧の大きさによっていくつかの領域に分けることができる。

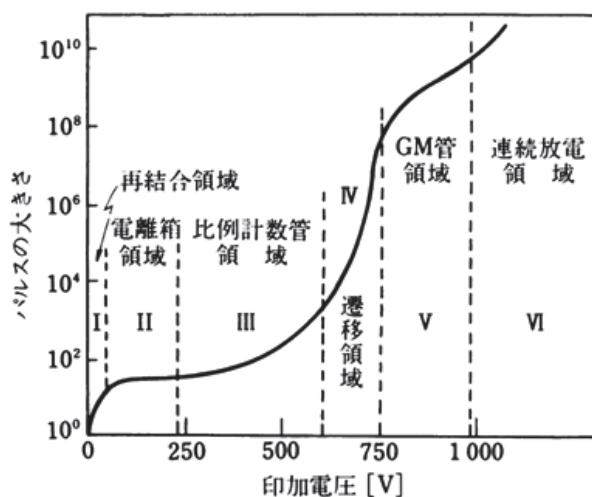


Fig.3 検出器印加電圧とパルスの大きさ[6]

①再結合領域

この領域では印加電圧が低く、そのため電子やイオンの移動速度が小さい。このため、電子とイオンの再結合の確率が高い。印加電圧を大きくすると移動速度が大きくなって再結合確率が小さくなり、パルスの大きさが徐々に大きくなって、再結合の確率がゼロとなり、ついにはある一定の大きさとなる。

②電離箱領域

再結合領域から印加電圧を大きくしてもある一定の大きさのパルスしか生じなくなる。これは発生した電荷が全て収集されていることを示す。

③比例計数管領域

電離箱領域からさらに印加電圧を大きくすると、電場が強くなり、最初に電離した電子がさらに加速される。この領域ではその電子が封入ガスをさらに電離して2次的、3次的に電子・イオン対が生成されパルスの大きさが対数的に増大する。増大した電子・イオン対の数と一次電離による電子・イオン対の比をガス増幅率と呼ぶ。比例計数管ではガス増幅率が 10^3 程度になることもある。この領域では一次電離の量とガス増幅後の電離量は比例している。このため、この領域を比例領域と呼ぶこともある。

④遷移領域

比例計数管領域からさらに印加電圧を大きくしていくとパルスの大きさは増大していくが、一

次電離による電荷量と比例性がないため、この領域は放射線計測に使用されない。

⑤GM管領域

印加電圧をさらに大きくすると、GM管（ガイガー・ミュラー管）領域に達する。この領域は電界が非常に強く、一度の電離現象により中心電極のほぼ全域で電子なだれが生じる。このため、パルスの大きさは一次電離量とは無関係に一定の大きさを示す。このため放射線のエネルギーを測定することはできないが、非常に大きなパルスが得られ、測定が容易になる。

⑤連続放電領域

この領域では一度電離が生じると連続放電が生じもはや放射線検出器としては使えない領域である。

中性子検出器に使用される領域は電離箱領域又は比例計数管領域のどちらかである。以下に種々のガス入り検出器についてその特徴を述べる。

4.1.1. 電離箱

先にも述べたように、電離箱として動作させる領域では印加電圧が小さいため、中性子によるパルスの大きさが小さく、通常その平均としてDC電流が測定される。この意味ではDC電流を測定する電離箱は時間情報が少ないため、積分型検出器に近い。DC電離箱の例が、原子炉の計測に使

用されるガンマ線補償型及び非補償型電離箱、及び核分裂電離箱である。

一方、電離箱をパルス型として動作させることも可能である。以下にパルス型計数管の動作原理について説明する。Fig. 4のように時刻ゼロで電極間隔 d の平行平板型電離箱中の位置 x_0 の点で平板に平行に電離が起これ、 N 個の電子・イオン対ができたとする[5]。このときの電極容量及び浮遊容量を含めた全体の静電容量を C 、負荷抵抗を R 、抵抗 R に誘起される電圧を $V(t)$ とする。このとき、電子による上側電極への誘導電荷を $Q_-(t)$ 、イオンによるそれを $Q_+(t)$ とすると、

$$Q_-(t) = Ne \frac{x_-}{d} \quad (4-1)$$

$$Q_+(t) = -Ne \frac{x_+}{d} \quad (4-2)$$

となる。ここに、 e は電子の素電荷であり、

$$x_- = x_0 - w_- t \quad (4-3)$$

$$x_+ = x_0 + w_+ t \quad (4-4)$$

はそれぞれ電子とイオンの時刻 t での位置を示す。また、 w_- 及び w_+ はそれらの移動速度である。したがって、集電極（上側電極）を通じて

$$\begin{aligned} -I(t) &= \frac{d}{dt} (Q_-(t) + Q_+(t)) \\ &= Ne \frac{w_- + w_+}{d} \end{aligned} \quad (4-5)$$

の電流が C と R に流れることになる。ここで、積 RC で定まる時間がイオンや電子が電極に到達する時間より十分大きければ、電流はほとんど容量 C に蓄積されるとしてよく、その結果誘起電圧は

$$V(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I(t) dt \quad (4-6)$$

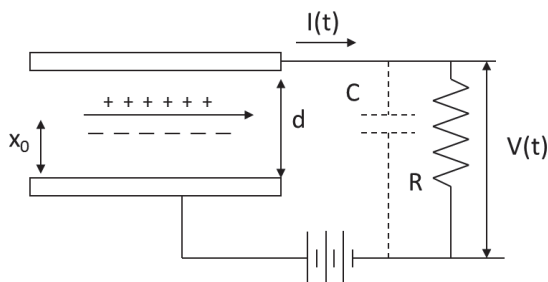


Fig.4 パルス型計数管の動作原理[5]

となる。ただし、電子やイオンが電極に到達すれば誘導電流は流れず、電子の移動速度はイオンのそれよりも非常に大きいので、電圧 $V(t)$ は

$$V(t) = \begin{cases} \frac{Ne}{C} \frac{w_- + w_+}{d} t & (t < t_-) \\ \frac{Ne}{C} \frac{x_0 + w_+ t}{d} & (t_- < t < t_+) \\ \frac{Ne}{C} & (t > t_+) \end{cases} \quad (4-7)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned} t_+ &= \frac{d - x_0}{w_+} \\ t_- &= \frac{x_0}{w_-} \end{aligned} \quad (4-8)$$

である。 $V(t)$ の時間変化を図示すると Fig. 5 のようになる[5]。つまり、時定数 RC が非常に大きい場合、電圧パルスは電離の起こった位置に無関係になる。しかし、計数率を高くするため、通常のパルス型電離箱の時定数はイオンの移動時間よりも短くとるのが普通である。したがってそのパルス波高は電子に起因する部分のみとなり、

$$V = \frac{Ne}{Cd} x_0 \quad (4-9)$$

となる。ただし、イオンの速度は電子の速度の比べて小さいので無視した。この結果は、電離が起きた位置によってパルス波高が異なることを意味する。

なお、Fig. 4 から、電圧が誘起されるのはこれらの電子・イオン対が電極に到達して初めて形成されると考えやすいが、これは誤りである。どの

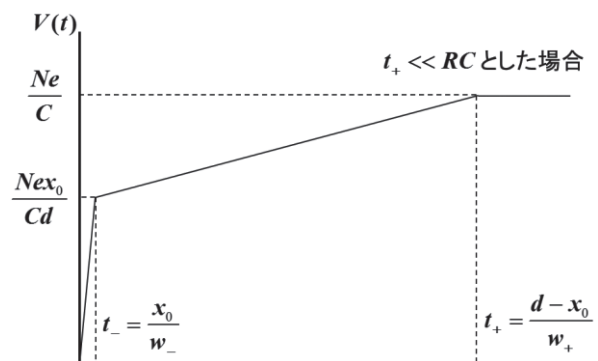


Fig.5 誘起電圧の時間変化[5]

ような放射線検出器でも、外部放射線により電荷が生じ、これが運動することによって信号が生じることを理解する必要がある。先の電離箱では $t=0$ では電子・イオンによる誘導電荷の和は正確にゼロであり、このときには電圧は生じない。しかし、これが運動することによって誘導電荷に差が生じその結果誘導電流が流れ電圧が発生する。誘導電荷の導出については **7. 付録** にまとめておいた。

さて、電離箱領域で DC 電流ではなく、電気パルス測定する中性子検出器に核分裂計数管がある。中性子有感物質として核分裂性物質を用いた計数管を核分裂計数管と呼ぶ。核分裂計数管は、原子炉の中性子測定において最も基本となる検出器である。典型的な核分裂計数管は、外径 20～30mm 程度の円筒型で、その中に円筒状の電極があり、その電極の片面あるいは両面に 90%程度に濃縮した ^{235}U の酸化物 U_3O_8 を薄く（およそ $1\text{mg}/\text{cm}^2$ ）塗布したものである。封入ガスとしては Ar や Ar に窒素を少量添加したガスを用いる。印加電圧は電離箱領域で作動させるため、通常数百 V 以下である。核分裂電離箱の原理は、中性子と ^{235}U の核分裂反応によって生成した核分裂片が、封入ガスを電離し、その電荷を印加した電圧で電極に収集することで行う。前述したように、 ^{235}U の核分裂反応で生成した核分裂片は非常に大きなエネルギーを持っているので、ガンマ線によるパルスに比べて大きなパルスを生成するので容易に波高弁別が可能である。核分裂計数管の中性子感度は、通常 $0.1\text{cps}/\text{nv}$ 程度である。核分裂計数管の測定回路と典型的なパルス波高分布をそれぞれ **Fig.6** 及び **Fig.7** に示す[11]。

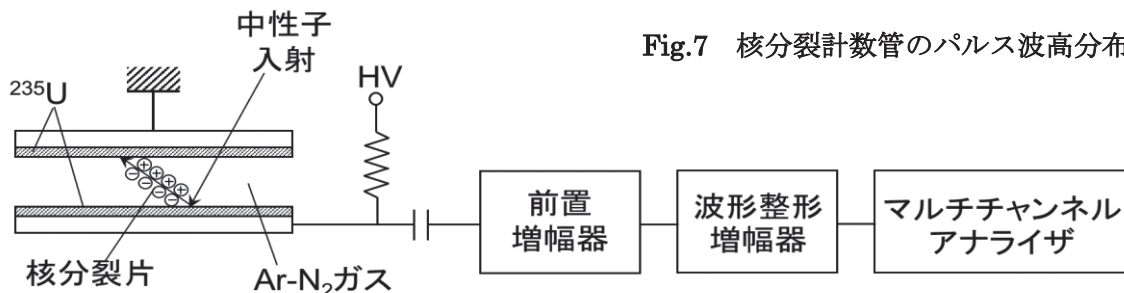


Fig.6 核分裂計数管の測定回路[11]

Fig.7 において、波高の低いパルスが多数計測されているが、これはアルファ粒子やガンマ線、及び電氣的ノイズによるパルスである。一方、約 40 チャンネル ($1.64\ \mu\text{A}$) にピークをもつものが中性子によるパルスである。したがって、測定するパルス波高の閾値を 15 チャンネル程度に設定すれば、ほぼ中性子だけの信号を計測することが可能である。なお、同図において単位が電流値になっているのは、核分裂計数管では通常電離によって生じた電荷ではなく、流れる電流パルスを測定しているためで、典型的なパルスの立ち上がりが数 ns 以下で、パルス幅が 100ns 程度の三角波状の極めて速いものである。核分裂計数管の計測範囲はパルスモードでは 10^6nv 程度であるが、キャンベル法と呼ばれる測定方式によってさらに計測できる範囲を広げることができる。キャンベル法は変動電流の二乗平均値が中性子束レベルに比例することを利用したもので、パルスモードとキャンベルモードを併用することにより計測範囲を 10 桁程度まで広げることが可能となっている。

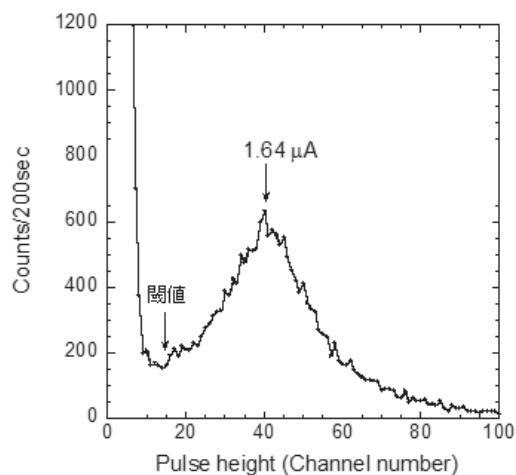


Fig.7 核分裂計数管のパルス波高分布[11]

4.1.2. BF₃ 比例計数管

BF₃ 比例計数管は通常円筒形状の中に BF₃ ガスが封入されており、その中心電極として細いワイヤが張られている。中性子感度を高めるために¹⁰B を 90%以上に濃縮した¹⁰BF₃ ガスを使用するのが通常である。この¹⁰BF₃ ガスは中性子との反応によって 2 次荷電粒子を発生させる中性子有感受物質であると共に、この 2 次荷電粒子によって電離される被電離気体の役割をはたしている。すなわち、中性子入射による¹⁰B(n,α) 反応の結果アルファ粒子と⁷Li 粒子が発生し、これによって¹⁰BF₃ ガスが電離され電子・イオン対が生じる。そして芯線に高電圧を印加しておくことによってこれらの電荷を収集し出力信号とする。しかし、この電荷量は核分裂片によるものに比べて小さいため、芯線には 1000~2000V の電圧を印加してガス増幅を起こさせて信号量を増大させている。既に述べたように¹⁰B(n,α) 反応は 2 種類の反応形式があり、⁷Li の励起状態を経由するものとししないものがある。それに応じて反応の Q 値は 2.31MeV と 2.792MeV となる。入射中性子が熱中性子の場合、そのエネルギー (0.025eV) 反応の Q 値と比べて非常に小さく、実質上ゼロとして差し支えない。したがって、通常エネルギー保存則と運動量保存則から

$$\begin{aligned} E_{\alpha} + E_{Li} &= Q \\ m_{\alpha}v_{\alpha} + m_{Li}v_{Li} &= 0 \\ E_{\alpha} &= \frac{1}{2}m_{\alpha}v_{\alpha}^2 \\ E_{Li} &= \frac{1}{2}m_{Li}v_{Li}^2 \end{aligned} \quad (4-10)$$

が成立する。この場合アルファ粒子と⁷Li 粒子は互いに反対方向に飛行する。上式から

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= \frac{m_{Li}}{m_{\alpha} + m_{Li}}Q \\ E_{Li} &= \frac{m_{\alpha}}{m_{\alpha} + m_{Li}}Q \end{aligned} \quad (4-11)$$

となり、それぞれのエネルギーは質量の逆比となる。これにより、生成粒子のエネルギーは⁷Li の励起状態を経由する場合 Q=2.31MeV であって、

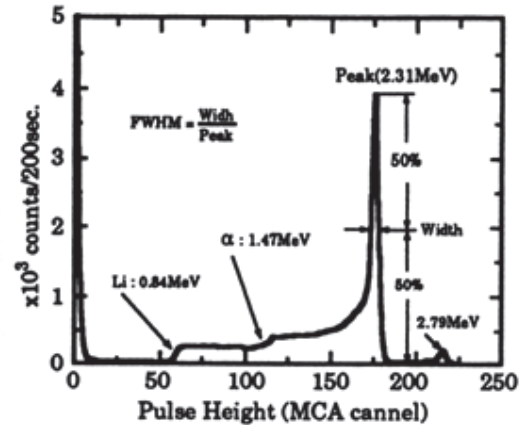


Fig.8 BF₃ 比例計数管のパルス波高分布[2]

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= 1.47 \text{ MeV} \\ E_{Li} &= 0.84 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (4-12)$$

となり、⁷Li の励起状態を経由しない場合は Q=2.792MeV で、

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= 1.78 \text{ MeV} \\ E_{Li} &= 1.01 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (4-13)$$

となる。Fig. 8 に BF₃ 比例計数管のパルス波高分布の例を示す[2]。反応の Q 値が全て付与される 2.79MeV と 2.31MeV とそれに続くならかなスペクトルが観測できる。このスペクトルはいわゆる壁効果によるもので、アルファ粒子または⁷Li 粒子がそのガス中で全エネルギーを失う前に検出器の壁に衝突することによって生じるものである。したがって、⁷Li やアルファ粒子によるエッジが観測されている。BF₃ 比例計数管は安価で出力パルス波高も比較的高いが、その反面 BF₃ ガスは分解しやすく毒性を有するという欠点を持つ。

4.1.3. ¹⁰B 比例計数管

上記 BF₃ 比例計数管の BF₃ ガスに由来する欠点を改良したものが¹⁰B 比例計数管である。¹⁰B 比例計数管は検出器円筒の内面に¹⁰B を含んだ化合物を薄く塗布したもので、封入ガスとして Ar もしくはその混合物が用いられる。このため、¹⁰B 比例計数管の寿命は BF₃ 比例計数管に比べて長く、動作温度も高くできる。しかしその反面、熱中性子の場合、1 回の¹⁰B(n,α) 反応によって封入ガスにエネルギーを付与できるのはアルファ粒

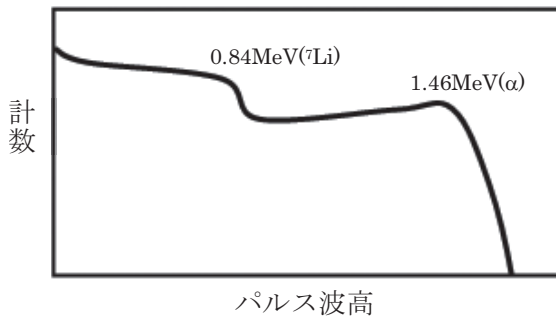


Fig.9 ^{10}B 比例計数管のパルス波高分布[1]

子もしくは ^7Li 粒子のどちらかになる。これは $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ 反応によって生じるアルファ粒子と ^7Li 粒子は互いに反対方向に飛行するためである。従って ^{10}B 比例計数管のパルス波高分布は Fig. 9 に示すような波高ゼロから分布するスペクトルとなる[1]。このように「谷」のないパルス波高分布では計数プラトーが得られず、その計測系には注意が必要である。さらに、中性子感度を上げるために ^{10}B の塗布厚を上げるとその塗布層からアルファ粒子や ^7Li 粒子が飛び出ることができなくなるため、かえって感度が下がってしまう。このため、 ^{10}B 比例計数管の感度はそれほど高くできない。

4.1.4. ^3He 比例計数管

^3He 比例計数管は基本的な構造は BF_3 比例計数管と同じで、封入ガスを ^3He ガスに変更したものである。 ^3He ガスはその熱中性子断面積が 5300b と気体の中では最も大きく、かつ不活性ガスであるので封入圧力を非常に高く (20 気圧程度) して感度を上げることも可能である。ただし、反応によって生成される陽子とトリトンは軽いのでそのガス中での飛程は長く、そのため壁効果が比較的顕著である。熱中性子の場合、陽子とトリトンに与えられるエネルギーは前節での議論から

$$E_p = \frac{m_t}{m_p + m_t} Q = 0.574 \text{ MeV} \quad (4-14)$$

$$E_t = \frac{m_p}{m_p + m_t} Q = 0.191 \text{ MeV}$$

となる。 ^3He 比例計数管の典型的なパルス波高分布を Fig. 10 に示す[2]。 ^3He 比例計数管の計測回

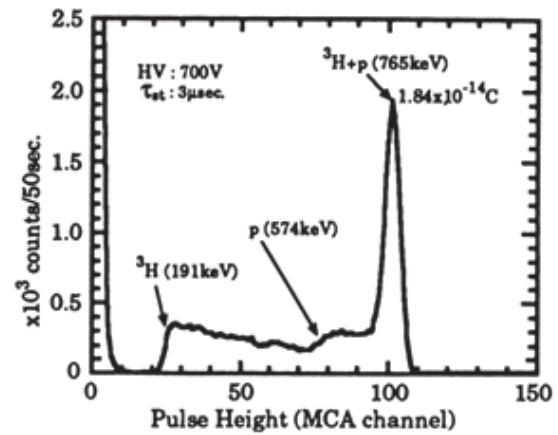


Fig.10 ^3He 比例計数管のパルス波高分布[2]

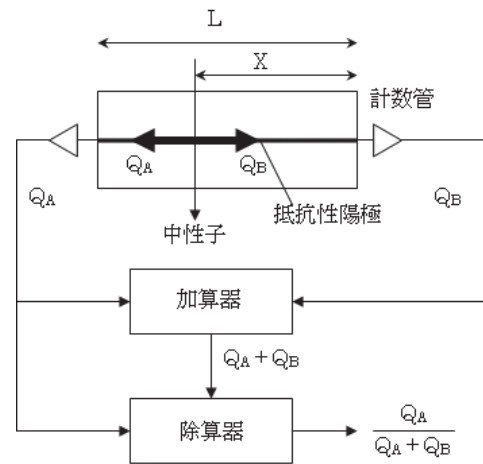


Fig.11 1次元 ^3He 中性子検出器の概念図[5]

路は基本的に電荷有感型前置増幅器を用い、波形整形時定数は $1\sim 3\mu\text{s}$ で行うが、計数率を上げるため、 $0.5\mu\text{s}$ で整形を行う場合もある。

^3He 比例計数管はその高い中性子感度のため、J-PARC や JRR-3 などの中性子散乱施設で大量に使用されている。なお、 ^3He ガスは天然中にほとんど存在せず、人工的に生成する必要があるためかなり高価であるのが欠点である。さらには、 ^3He ガスの供給国の1つである米国が2001年の同時多発テロ以降、核セキュリティ政策を強化したため、 ^3He ガスそのものが入手できにくい状態が現在でも続いている。

なお、ここに紹介したのは位置感性を有しない0次元の検出器であるが、芯線に抵抗を持たせ、検出器の両端から出力される信号の大きさが中

中性子入射位置に相関があるため、これを用いて 1 次元中性子検出器として使用されているものもある。この簡単な概念図を Fig. 11 に示す[5]。これは、計数管の陽極に抵抗を持たせると、その両端から出力される信号はその発生位置の逆比に比例することを利用したもので、その和と一方の信号の比をとることによって位置を決定する手法である。また、この電荷分割の方法以外では、その両端に発生するパルスの立ち上がり時間の違いや、到達時間の違いによって位置を決定する方法もある

4.1.5. シンチレーション検出器

荷電粒子との相互作用の結果、光を放出する物質をシンチレータ、その光をシンチレーション光と呼ぶ。通常はシンチレーション光の放出を促進するため、その中に活性化物質と呼ばれる物質を微量添加する。ガンマ線サーベイメータに良く使用される NaI(Tl)はその良い例で、活性化物質である Tl を約 10^{-4} 程度の割合で添加されている。

シンチレータを中性子検出に使用する場合は中性子有感物質が必要である。中性子用シンチレータには中性子有感物質をその母体を含むものと、シンチレータ自身には含んでいないが中性子有感物質を混合したものがある。前者の代表的なものに Li ガラスがあり、後者には ZnS:Ag/⁶LiF がある。ZnS:Ag はアルファ線用検出器として使用され、古くはラザフォードの実験で用いられたほどシンチレーション光が大きい。元来シンチレーション光は微弱で ZnS:Ag のように大きな蛍光をするシンチレータ以外はその検出は困難であったが、光電子増倍管が実用化され、現在ではかなり微弱なシンチレーション光でも測定可能となっている。ZnS:Ag/⁶LiF の大きな特徴は、その単位吸収中性子あたりの発光量が極めて大きいこと、また、ガンマ線に対する感度が低いことである。このため、中性子検出用シンチレータとして広く使われている。一方、ZnS:Ag/⁶LiF は白色で発光に対して不透明性があり、そのパルス波高分布は広く分布している。ZnS:Ag/⁶LiF を用いた検出器としては、ISIS の ENGIN-X や J-PARC の

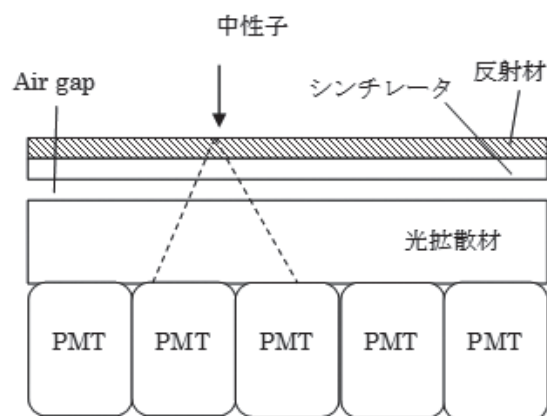


Fig.12 アンガーカメラの構造図

物質生命科学実験施設にある匠というビームラインに設置されたものがあるが、これについては後述する。

一方、Li ガラスは活性化物質に Ce を用いたものが比較的良く使用される。発光波長は 400nm 付近に生ずるものが多いが、これは構成材料に大きく左右される。Li ガラスは蛍光波長に対して透明にすることができるので、単色エネルギーの中性子照射に対して中性子ピークを観測することができる。しかし、Li ガラスシンチレータはまたガンマ線照射によっても発光する。典型的な Li ガラスシンチレータでは、約 1.6MeV のガンマ線照射によるパルスの波高が中性子によるパルスの波高と同じになる。したがって、この程度のガンマ線の付随する中性子場において、パルス波高の違いによる中性子とガンマ線の弁別は困難になる。また、Li ガラスは他のシンチレータと比較すると、相対的に光の出力が小さいことも欠点である。その一方、Li ガラスの長所は、比較的 low 価格であること、また発光の寿命が短いこと等があげられる。発光の寿命が短いことは、測定系さえ十分であれば、高計数率も可能となることを意味している。Li ガラスを用いた検出器にアンガーカメラという検出器がある。シンチレータの背面に光電子増倍管を多数並べたもので、光電子増倍管の出力をうまく処理することによって、光電子増倍管の受光面積よりも小さな位置分解能を得ることができるものである。Fig. 12 にアンガーカメラの簡単な構造図を示す。中性子との反応によって

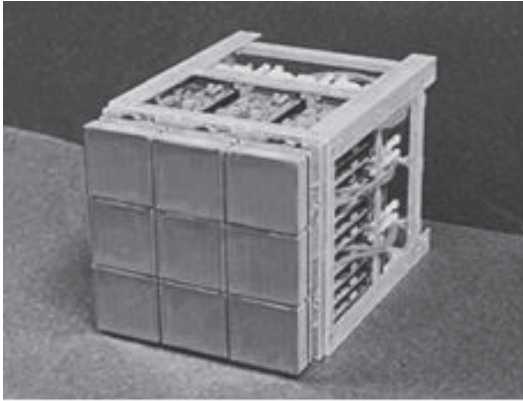


Fig.13 米国 SNS のアンガーカメラ[12]

生じたシンチレーション光は、光拡散材を通じていくつかの光電子増倍管に入射する。通常シンチレーション光は 360 度方向に拡散するが、反射材を設けたり、Air gap を設けることによって、中性子反応点から光電子増倍管を見込む角度を大きくし、シンチレーション光を受ける光電子増倍管の数を数個にすることができる。この光電子増倍管の信号をコンピュータ処理することによって、中性子反応位置を計算する。アンガーカメラを用いた実際の検出器の例として米国 SNS の SNAP という装置に設置されたものがある。この外観写真を Fig. 13 に示す[12]。これは位置敏感型光検出器を 9 個用い、位置分解能は 1.3mm であるという。

4.2. 積分型検出器

積分型検出器にはイメージングプレート、写真フィルム、放射化箔検出器等があるが、ここではイメージングプレート及び放射化箔検出器について説明する。

4.2.1. イメージングプレート

積分型検出器の 1 つにイメージングプレート[13]がある。イメージングプレートとは輝尽性蛍光体と呼ばれる蛍光体と有機バインダを混合し、これを支持体の上に薄く塗布したものである。輝尽性蛍光体もシンチレータ同様、放射線情報を光

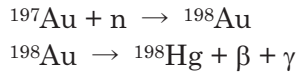
に変換するものである。しかし、輝尽性蛍光体では放射線入射によって電子・正孔対が形成された後、これらの多くは輝尽性蛍光体内部の欠陥にトラップされてしまう。その後レーザーのような光で刺激するとトラップされた電子が開放され、これが正孔と再結合することによって蛍光を発生する。これを輝尽性蛍光と呼ぶ。輝尽性蛍光体として BaFBr:Eu という蛍光体を用い、これを 2 次元の放射線検出器として医療用画像撮影に応用するのに成功したことで輝尽性蛍光体の研究もされるようになった。イメージングプレートは全体で厚さが 0.5mm 程度であり、厚さ 10 μ m 程度の PET 製の表面保護膜、150 μ m 程度の輝尽性蛍光体と有機バインダの混合物の層、及び 250 μ m の支持体から構成される。放射線は表面保護膜の方から入射させる。市販のイメージングプレートは大きさが 20cm \times 25cm である。放射線照射されたイメージングプレートは専用の読み取り機に入れられ、その上をコリメートしたレーザーで走査しながら発生する輝尽性蛍光を光電子増倍管で測定する。こうして最大位置分解能 50 μ m の 2 次元画像が得られ、このシステムは実際の医療現場で使用されている。なお、一度使用したイメージングプレートは強い白色光にさらすと蓄積された情報は消去できるので再利用可能である。

一方、BaFBr:Eu は中性子有感物質を含んでいないので中性子検出はできない。そこで、中性子有感物質として酸化ガドリニウムを混合した中性子イメージングプレートが開発された[14]。この中性子イメージングプレートは中性子散乱実験によってたんぱく質の構造解析に威力を発揮した[15]。特に中性子は水素に対して非常に敏感であるため、その水素位置の同定が可能となった。ただし、中性子イメージングプレートの原料として用いられる BaFBr:Eu は元来が X \cdot ガンマ線用であったため、ガンマ線感度が高い。このため、ガンマ線が付随する中性子場において使用する場合は何らかのガンマ線対策をする必要がある。

4.2.2. 放射化箔検出器

放射化箔検出器は原子炉照射孔のような狭い場所の中性子束を測定するのに用いられ、イメージングプレートや写真フィルムのように簡単に 2 次元のイメージを取得できるというわけではないが、中性子束の絶対値の測定に金箔を用いたものが良く使用されるので、ここではこの方法について説明する。

金は自然界に質量数 197 のものが 100%存在し、中性子捕獲反応によって ^{198}Au が生成される。 ^{198}Au はベータ崩壊し、その後ガンマ線を放出して ^{198}Hg となる。金の放射化断面積は熱中子で 98.8b、半減期は約 2.7 日である。このときの反応は、



である。ただし、 ^{198}Au と中性子の反応は無視した。そこで、 ^{197}Au と中性子の反応断面積を σ 、中性子束を ϕ 、 ^{198}Au の崩壊定数を λ 、 ^{197}Au と ^{198}Au の数を N_1 及び N_2 とすると、

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -N_1\sigma\phi \\ \frac{dN_2}{dt} &= N_1\sigma\phi - \lambda N_2 \end{aligned} \quad (4-15)$$

となる。ここで、中性子束が一定で、 ^{197}Au の減少を無視すると、

$$N_2(t) = \frac{N_1(0)\sigma\phi}{\lambda}(e^{-\sigma\phi t} - e^{-\lambda t}) \quad (4-16)$$

となり、 ^{198}Au の放射エネルギー $A(t)$ は、

$$\begin{aligned} A(t) &= \lambda N_2(t) \\ &= N_1(0)\sigma\phi(e^{-\sigma\phi t} - e^{-\lambda t}) \end{aligned} \quad (4-17)$$

となるが、通常は $\sigma\phi t \ll 1$ が満足されるので、

$$A(t) = N_1(0)\sigma\phi(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4-18)$$

となる。なお、照射時間を非常に大きくした場合は、

$$A_s = A(\infty) = N_1(0)\sigma\phi \quad (4-19)$$

となり、これを飽和放射能と呼ぶ。

実際にはある時間照射してその後放射放射能を測定するのであるから、照射時間を T 、照射終了後時刻 t_1 から t_2 の間放射能を測定したとすると、その放射能は、

$$\begin{aligned} D &= \int_{t_1}^{t_2} A(T)e^{-\lambda T} dt \\ &= \frac{N_1(0)\sigma\phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda T})(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \end{aligned} \quad (4-20)$$

となり、中性子束は

$$\phi = \frac{D\lambda}{N_1(0)\sigma(1 - e^{-\lambda T})(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (4-21)$$

と求められる。

なお、原子炉照射孔のように熱中子以外の中性子が混在する場合は、厚さ 0.5mm 程度のカドミウムフィルタを用いてカドミウム比 (=フィルタなしの計数/フィルタありの計数) を測定して熱中子の割合を推定する場合もある。

5. J-PARC での検出器

J-PARC は日本原子力研究開発機構と高エネルギー加速器機構によって共同で運営されている大強度陽子加速器施設である。その中の物質・生命科学実験施設 (Material and Life Science Facility、MLF) では、加速器からの陽子ビームによりパルス中性子及びミュオンを発生させ、物質科学及び生命科学的研究が行われている。陽子ビームを受け入れ、MLF で中性子ビームが発生したのは 2008 年 5 月のことである。現在では段階的に出力を増大し、最終目標の 1MW の安定運転を目指しているところである。

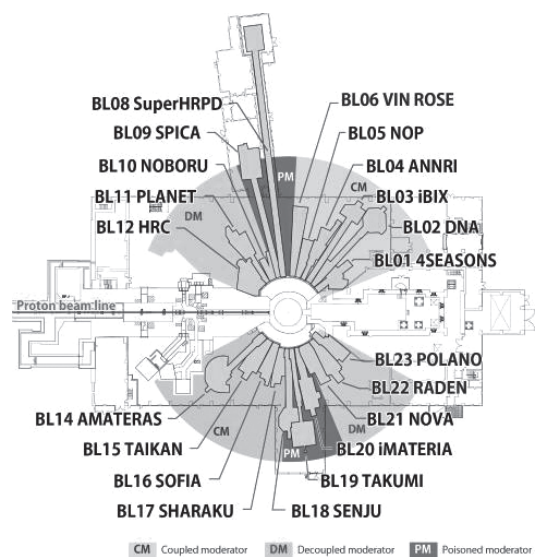


Fig.14 MLF における中性子実験装置[16]

Fig. 14 に MLF の中性子実験装置を示す[16]。MLF では現在 23 本のビームラインが稼働あるいは建設中である。このビームラインにはそれぞれ中性子実験装置が配備されているが、それに使用されている中性子検出器は多くが前章で説明した一次元 ^3He 中性子検出器である。 ^3He 中性子検出器は中性子検出感度が高く、かつガンマ線感度も低いという理想的な性能を持っているためである。一方、茨城県の運営による「茨城県物質構造解析装置」(iBIX、BL03) や JAEA の運営による「工学材料解析装置」(匠、BL19)、「極限環境単結晶構造解析装置」(千手、BL18) ではシンチレーション検出器が採用されている。匠ではクリアファイバとシンチレータを用いた 1 次元検出器が、iBIX や千手では波長シフトファイバとシンチレータを用いた 2 次元検出器が使用されている。本稿では、一例として匠で使用されているシンチレータを用いた検出器について解説する。

5.1. 工学材料解析装置「匠」とその検出器

工学材料解析装置「匠」の目的は中性子によって様々な材料の中性子回折を飛行時間法で行うことによって、その材料の応力やひずみを測定することである。「匠」に使用されている検出器には参考文献[10]にまとめられており、本節ではその内容に従って解説する。

匠用検出器では、試料-検出器間距離 (L_2) が 2.0m、 $2\theta=90^\circ\pm 15^\circ$ の広いカバー領域、分解能 3mm が要求された。このため、我々は英国ラザフォードアップルトン研究所と国際協力を締結し、同施設 ISIS にある ENGIN-X に設置されている検出器を元に本検出器の開発を行った。

Fig. 15 に製作した検出器の外観写真を示す。製作した検出器の本体は外形が 805 × 1370 × 217mm、重量が 120kg である。これに光電子増倍管が 48 本接続されるため、実際には 180kg の重量となる。中性子有感面積は約 1m × 20cm で、360ch のピクセルから構成される。1 ピクセルあたりの大きさは 3mm × 20cm である。

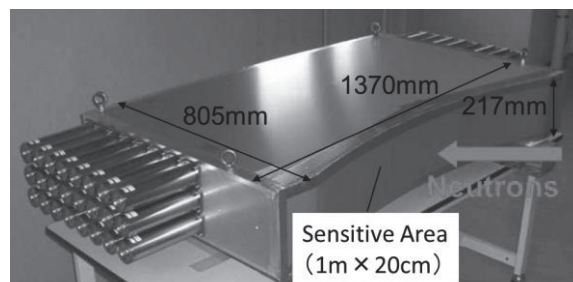


Fig.15 「匠」用検出器の外観写真

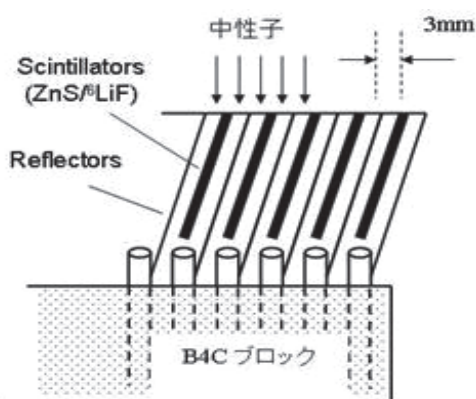


Fig.16 「匠」用検出器のヘッド構造[10]

5.2. 検出器構造

Fig. 16 に検出器ヘッドの構造を示す[10]。本検出器では、中性子用シンチレータとして、ZnS/ ^6LiF を用いている。中性子がシンチレータに入射すると、 $^6\text{Li}(n,\alpha)$ 反応によってトリトンとアルファ粒子が生成され、そのエネルギーが ZnS 蛍光体に付与される。その結果約 450nm にピークを有するシンチレーション光が発生し、その光を B₄C に埋め込まれた光ファイバで集めるといものである。この光ファイバは検出器側面に配置された光電子増倍管に接続されており、電気信号に変換される。

本検出器ヘッドの大きな特徴は、シンチレータの両面から光を検出していること、及びシンチレータを中性子飛来方向に対して斜めに配置 (ベネチアン配置) することにより実質有感厚さを増大させていることである。

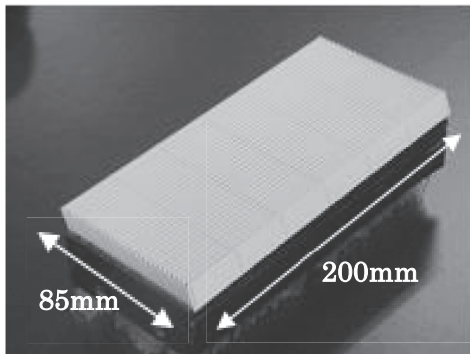


Fig.17 検出器ブロック外観[10]

シンチレータは中性子入射方向から見て 3mm の幅を有しており、これが位置分解能となる。シンチレータから発せられた光は隣のチャンネルに届かないように反射板で区切られている。こうすることでシンチレータの両面から光を効率よく検出することができる。

実際の検出器ヘッドは試料-検出器間距離を一定にするため、いくつかのブロックを $R=2m$ で配置している。そして、検出器 1 体あたりのチャンネル数は 360 である。Fig. 17 に実際のブロックを示す[10]。斜めに短冊状に配置されているのが、反射材でその間に ZnS シンチレータが固定されている。原理的には、1つのチャンネルから導かれた光信号を対応する 1つの光電子増倍管で計測することが可能であれば、チャンネル数が多くなるだけで複雑な計測システムを構築する必要はない。しかし、実際に必要な検出素子は数千から数万もの膨大な数に達するのでそれだけの光電子増倍管を用意するのは非現実的であり、不可能である。このため、光電子増倍管の数を減らすためのコーディングが不可欠である。その概念図を Fig. 18 に示す。1つの検出部から2つの信号を取り出し、これらを別々の光電子増倍管に接続する。その光電子増倍管からの信号を電子回路によって同時計数処理を行い、中性子入射位置を決定する。本方法の利点は2つある。1つは、光電子増倍管の個数を大幅に減少させることができることである。光電子増倍管の2つの出力の同時計数を取って出力元の検出素子を決定するのであるから、光電子増倍管の個数を N 個とする

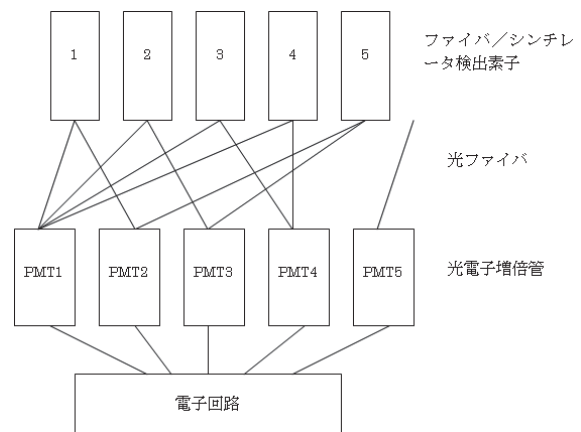


Fig.18 ファイバコーディング概念

と、 N 個の中から 2 つのものを取り出す組合せの数だけの検出素子が配置可能となる。すなわち、光電子増倍管が N 個あれば、検出素子は $N C_2 = N(N - 1)/2$ 個接続可能である。逆に言えば、検出素子の数が M であり、 M が非常に大きいときは、光電子増倍管の数をほぼ $\sqrt{2M}$ にまで減少できる。これは M が大きいときは非常に有効である。Fig. 18 は光電子増倍管が 5 個の場合を示したものであり、検出素子の数は 5 個しか示していないが、実際には、検出素子は $5 \times 4 \div 2 = 10$ 個接続可能である。本検出法には同時計数処理が必須であるが、このため、単体の光電子増倍管によるノイズを減少させることが可能になっている。これがもう 1 つの利点である。匠用検出器は 1 台あたり 360 チャンネルあるが、これを 3 つに分割し、120ch ずつとし、120ch を 16 個の光電子増倍管 (${}_{16}C_2=120$) でチャンネルを決定している。これが検出器 1 台あたり 48 本の光電子増倍管必要な理由である。なお、1ch あたりに必要な光ファイバの本数 (高さ方向で 20cm) は 100 本近くになり、検出器 1 体あたりでは 36,000 本程度の光ファイバが必要となる。したがって、検出器の重量はほとんどが光ファイバである。

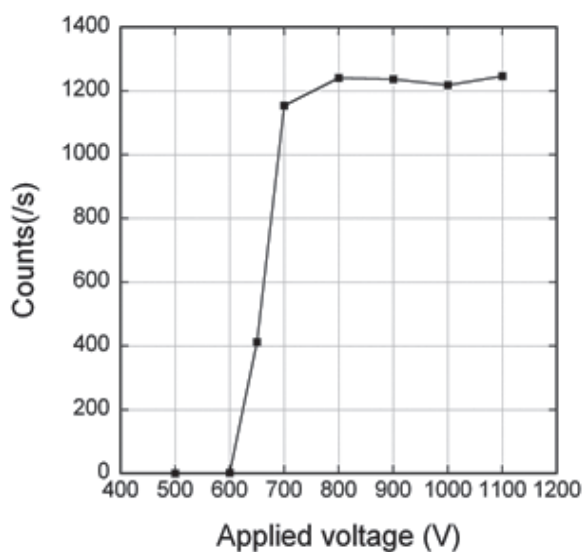


Fig.19 光電子増倍管出力特性[10]

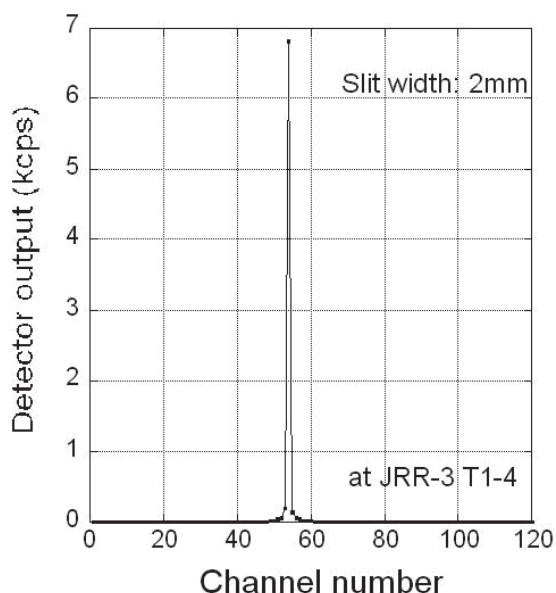


Fig.20 検出器出力特性[10]

5.3. 検出器特性

Fig. 19 に1つの光電子増倍管からの出力をデータ処理回路に入力し、その出力を光電子増倍管の印加電圧の関数として測定したものである。印加電圧が 800V 以上でプラトー特性を有し、そのプラトー幅は 300V 以上あることがわかる。プラトー特性を有していることは印加電圧がそのプラトー領域にあれば一定の出力が得られること

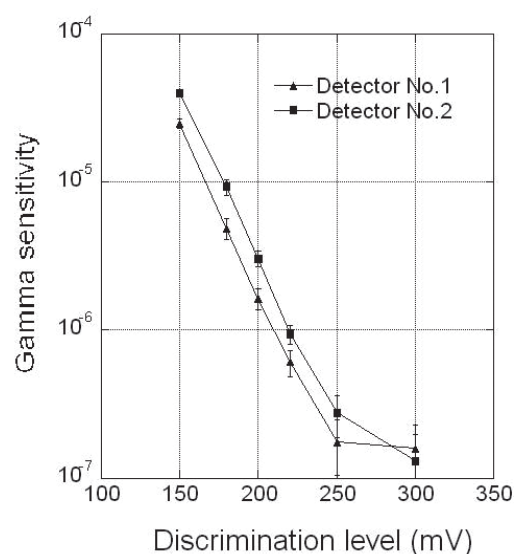


Fig.21 ガンマ線感度特性[10]

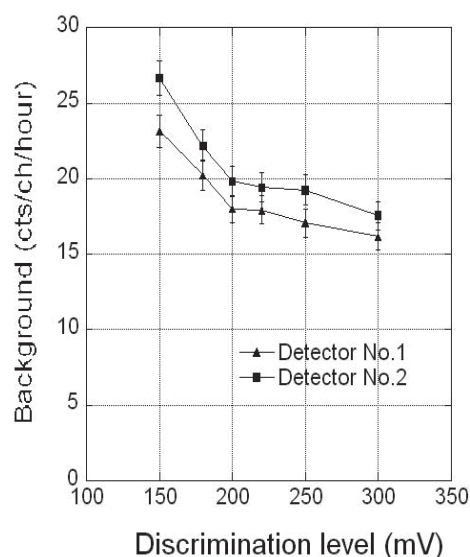


Fig.22 バックグラウンド特性[10]

を意味しており、通常の ³He 比例計数管と同様の使用方法ができることになる。

Fig. 20 には検出器の 1 つのチャンネルに細いビームを入射したときの出力特性を示している。入力チャンネルのみに強い信号が得られ、ファイバのコーディング及びデータ収集回路におけるチャンネル決定のアルゴリズムにも誤りがないことがわかる。

Fig. 21 には計測回路のディスクリミネーションレベルを変えた時のガンマ線感度を示す。ガン

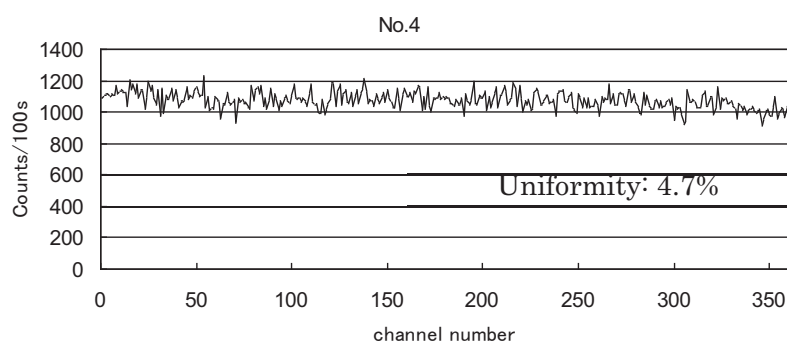


Fig.23 検出器出力一様性[10]

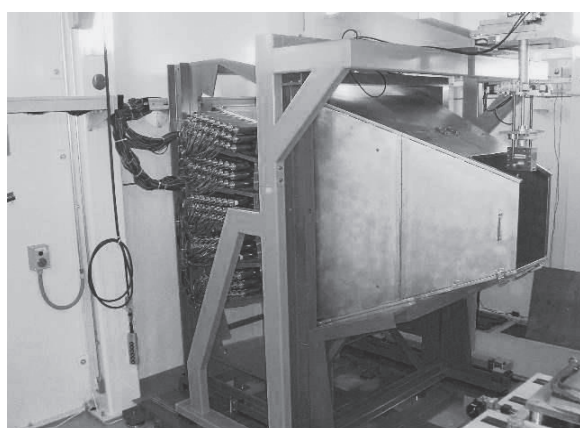


Fig.24 据え付けられた検出器[10]

マ線エネルギーは約 1.3MeV である。2つの検出器の例を示したが、両検出器ともディスクリミネーションレベルが 250mV 以上でガンマ線感度が 10^{-6} 以下であることがわかる。

Fig. 22 には検出器のバックグラウンド特性ディスクリミネーションレベルの関数として示す。1チャンネルあたり、1時間で平均 15 から 20 カウントのバックグラウンドが計測されることがわかる。このバックグラウンドは大部分が宇宙線等のガンマ線によるもので、測定した場所によって異なる。本結果は通常の実験室で測定したものであるが、MLF の遮蔽体内に搬入して測定すると、約 12~13 カウント/ch/hour に減少する。

Fig. 23 は実際の匠で試料位置にポリエチレン棒を置いた時のカウント数を示す。本検出器は検出器チャンネルの一様性は標準偏差で 5%程度である。

Fig. 24 に匠に据え付けられた検出器を示す。検出器は南バンクと北バンクに分かれており、それぞれに 6 台ずつ、計 12 台の検出器が据え付けられている（写真は全 10 台のときのもの）。本検出器は大きなトラブルもなく安定に運転されている。最後に匠の検出器についての性能を Table 5 に示す。

Table 5 匠検出器の性能

項目	仕様
検出器総数	12
有感面積	1000 mm x 200 mm
位置分解能	3mm
チャンネル数/検出器	360 channel / 検出器
検出効率	>50%@1Å
ガンマ感度	< 10^{-6} @1.3MeV
試料-検出器距離	2.0 m

6. まとめ

放射線検出器の中でも、中性子検出器に限ってその原理やその特徴を解説した。しかし、中性子検出器の種類は非常に多く、全て紹介したわけではない。中性子検出器については数多くの著書があり、詳細は巻末の参考文献を参照していただきたい。また、検出器の一例として J-PARC の MLF に使用されているシンチレーション検出器を紹介したが、MLF では他の検出器、 ^3He 検出器、2次元シンチレーション検出器、2次元ガス検出器も使用されており、これらについては MLF のホームページ等に掲載されている。

7. 付録（誘導電荷について）

検出器に生ずる信号は荷電粒子の移動による誘導電荷及びその変化に伴う誘導電流であることは本文中で述べた。従って、検出器の信号を評価する場合にはその誘導電荷を求める必要がある。ここでは簡単な平行平板型電極及び円筒型電極の場合にその導出を記す。

その準備としてグリーンの相反定理を紹介する。グリーンの相反定理とは N 個の導体系があって、それらの電位及び電荷が V_i, Q_i であったとする。また同じ体系で違う電位、電荷（それぞれ V'_i, Q'_i ）があった場合、

$$\sum_{i=1}^N Q_i V'_i = \sum_{i=1}^N Q'_i V_i \quad (7.1)$$

が成立する。これをグリーンの相反定理という。これは通常の電磁気学の教科書[17]に掲載されているので詳細はそれにゆずる。これをまず平行平板の場合に応用する。平行平板型検出器の場合、両極に電圧が印加されており、両極には電荷が蓄積されているが、誘導電荷を求める場合には両極が接地されてその間に点電荷があった場合を考慮すればよい。その図を Fig. 25 (a) に示す。これと一緒に考える体系として Fig. 25 (b) のような体系を考える。これは非常に簡単な体系で内部に点電荷がなく、片方が電位 V_0 に、もう片方が電位ゼロにある場合を考える。なお、点電荷は非常に小さな導体上にあるものとする。この2つの系に

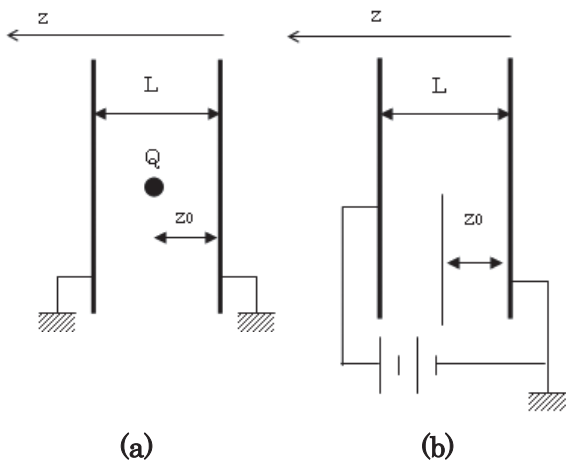


Fig.25 平行平板中の点電荷

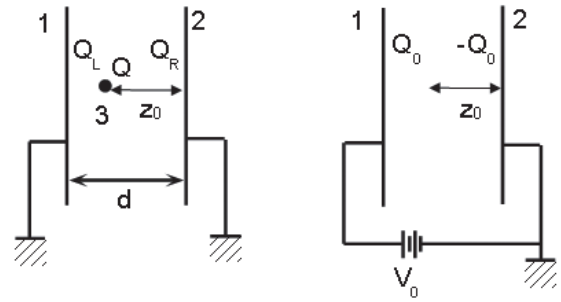


Fig.26 グリーンの相反定理の適用図

グリーンの相反定理を適用する。Fig.26 のように左側の電極を導体1、右側の電極を導体2、点電荷の乗っていると考える小さな導体を導体3とし、ダッシュのついていないほうを点電荷のある場合、ダッシュのある場合を点電荷のない場合とする。また、点電荷がある場合、点電荷のある位置の電位を V とし、左側の電極に Q_L 、右側の電極に Q_R の電荷が誘起され、点電荷がない場合、電位差 V_0 によって左右の電極に $\pm Q_0$ の電荷が生じているものとする。この図から、

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_L & V_1 &= 0 & Q'_1 &= Q_0 & V'_1 &= V_0 \\ Q_2 &= Q_R & V_2 &= 0 & Q'_2 &= -Q_0 & V'_2 &= 0 \\ Q_3 &= Q & V_3 &= V & Q'_3 &= 0 & V'_3 &= V(z_0) \end{aligned} \quad (7.2)$$

なので、グリーンの相反定理を適用すると、

$$Q_1 V'_1 + Q_2 V'_2 + Q_3 V'_3 = Q'_1 V_1 + Q'_2 V_2 + Q'_3 V_3$$

が成立し、

$$\begin{aligned} Q_L V_0 + Q_R \cdot 0 + Q V(z_0) &= Q_0 \cdot 0 + (-Q_0) \cdot 0 + 0 \cdot V \\ \therefore Q_L &= -Q \frac{V(z_0)}{V_0} \end{aligned} \quad (7.3)$$

となる。点電荷のない Fig. 25 (b) あるいは Fig.26 の右図の電位分布は極めて簡単で

$$V(z) = \frac{z}{d} V_0 \quad (7.4)$$

となるので、結局

$$Q_L = -Q \frac{z_0}{d} \quad (7.5)$$

となる。全誘導電荷は $-Q$ だから、右側電極に誘導される電荷は、

$$Q_R = -Q \frac{d - z_0}{d} \quad (7.6)$$

となる。つまり、平行平板型電極に点電荷がある場合、電極に誘導される電荷は点電荷からその電極までの距離の逆比となる。そこで、この点電荷が左側の電極に向かって一定速度 w で近づく (z 軸の正の方向) とすると、左側電極から流れ出す誘導電流は、

$$I_L^{ind}(t) = -\frac{dQ_L}{dt} = \frac{Q}{d} \frac{dz_0(t)}{dt} = Q \frac{w}{d} \quad (7.7)$$

となり、右側の電極からは

$$I_R^{ind}(t) = -\frac{dQ_R}{dt} = -\frac{Q}{d} \frac{dz_0(t)}{dt} = -Q \frac{w}{d} \quad (7.8)$$

となる。

ここで、 $1/d$ は左側の電極に単位電位を与えたときの電界分布に等しい。これを Schockley-Ramo の定理という。一般的に本定理は、次のように書かれる。

Fig. 27 のように、いくつかの導体のある中に電荷があり、その中の 1 つに誘導される電流は次式で与えられる；

$$I^{ind}(t) = -Q \mathbf{v}(t) \cdot \bar{\mathbf{E}}_w(\mathbf{x}(t)) \quad (7.9)$$

ここに、

Q : 点電荷の電荷量

$\mathbf{v}(t)$: 点電荷の速度

$\bar{\mathbf{E}}_w(\mathbf{x}(t))$: 点電荷のある位置での重み付き電界

である。ただし、電流は電極から出ていく方向を正としている。また、重み付き電界とは、点電荷を取り除き、求めようとしている電極のみに単位電位を与え、その他の電極をゼロにしたときの電界である。電界は電位から求まるので、Fig. 27 で電極 1 に誘導される電流を求めるには、点電荷を

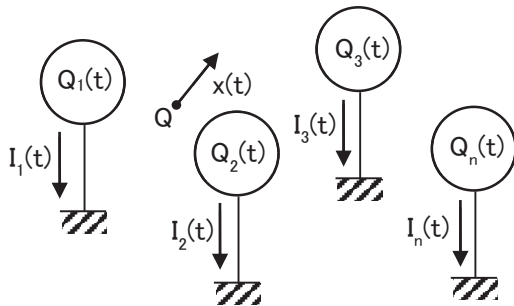


Fig.27 Schockley-Ramo の定理の説明図

取り除き、電極 1 のみに電位を与え、その他の電極をゼロにした場合のラプラスの方程式 (ポアソンの方程式ではない) を解くことに帰着される。これから得られる電位分布を重み付き電位 V_w と言い、重み付き電界 $\bar{\mathbf{E}}_w$ とは通常の

$$\mathbf{E}_w = -\nabla V_w \quad (7.10)$$

の関係がある。また、誘導される電荷の総量は次式で表される。

$$Q^{ind}(t) = \int_0^t I^{ind}(t') dt' \quad (7.11)$$

点電荷が時刻 t_1 の時に $\mathbf{x}(t_1)$ に存在し、その後時刻 t_2 に $\mathbf{x}(t_2)$ に移動したときの誘導電荷の総量は、

$$\begin{aligned} Q^{ind}(t) &= \int_{t_1}^{t_2} I^{ind}(t') dt' \\ &= -Q \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{v}(t') \cdot \bar{\mathbf{E}}_w(\bar{\mathbf{x}}(t')) dt' \\ &= Q \int_{t_1}^{t_2} \frac{d\bar{\mathbf{x}}(t')}{dt'} \cdot \nabla V_w(\bar{\mathbf{x}}(t')) dt' \\ &= Q(V_w(\bar{\mathbf{x}}(t_2)) - V_w(\bar{\mathbf{x}}(t_1))) \end{aligned} \quad (7.12)$$

となる。従って、誘導電荷の総量は移動経路によらず、移動点の重み付き電位のみ依存する。

それでは、この Schockley-Ramo の定理を円筒型電極に応用してみよう。芯線及び外筒の半径をそれぞれ a 、 b とし、その間に点電荷 Q があつた時に芯線に誘導される誘導電荷を求めれば良いことになる。芯線に印加電圧 V_0 を印加し、外筒を接地したときの円筒内部の電位は初等的にも求められるが、ここではラプラスの方程式を解くことによって求めてみる。電位 V は動径距離にのみ依存するので、ラプラスの方程式は動径部分のみとなって、

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} = 0 \quad (7.13)$$

$$\therefore V(r) = C_1 \ln(r) + C_2$$

境界条件 $V(a) = V_0$ 及び $V(b) = 0$ から

$$V(r) = V_0 \frac{\ln(b/r)}{\ln(b/a)} \quad (7.14)$$

となり、

$$\mathbf{E}(r) = -\frac{dV(r)}{dr} = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \quad (7.15)$$

と求められる。したがって、 $r=r_0$ の位置にある点電荷によって芯線に誘導される電荷は

$$Q_a = -Q \frac{V(r_0)}{V_0} = -Q \frac{\ln(b/r_0)}{\ln(b/a)} \quad (7.16)$$

となる。また点電荷の位置 $r(t)$ にある時の芯線への誘導電流は

$$I_a^{ind}(t) = -\frac{dQ_a}{dt} = -\frac{1}{r(t)} \frac{Q}{\ln(b/a)} \frac{dr(t)}{dt} \quad (7.17)$$

となる。この場合の重み付き電位は $V_0=1$ として、

$$V_w(r) = \frac{\ln(b/r)}{\ln(b/a)} \quad (7.18)$$

である。

さて、ここで比例計数管の場合を考える。比例計数管は芯線のごく近くで電子増倍が起こるため、電子の移動距離がごく小さく、その信号に与える影響は非常に小さい。例えば、芯線から距離 ρ だけ離れた位置で芯線に平行に電子増倍が起こり、 $\pm Q$ の電子・イオン対が生じたとする。その後電子は芯線（陽極）方向へ、イオンは外筒方向へ移動する。7.12 式から、電子による芯線への誘導電荷の総量は、移動前後の重み付き電位にのみ依存するから、

$$\begin{aligned} Q_a^{ind,electron}(t) &= -Q(V_w(a) - V_w(a + \rho)) \\ &= -Q \frac{\ln((a + \rho)/a)}{\ln(b/a)} \end{aligned} \quad (7.19)$$

となり、イオンによるものは

$$\begin{aligned} Q_a^{ind,ion}(t) &= Q(V_w(b) - V_w(a + \rho)) \\ &= -Q \frac{\ln(b/(a + \rho))}{\ln(b/a)} \end{aligned} \quad (7.20)$$

となる。これらの比は

$$\frac{Q_a^{ind,electron}(t)}{Q_a^{ind,ion}(t)} = \frac{\ln((a + \rho)/a)}{\ln(b/(a + \rho))} \quad (7.21)$$

となる。これに典型的な値として $a=25\mu\text{m}$ 、 $b=1\text{cm}$ 、 $\rho=3\mu\text{m}$ を仮定すると[5]、

$$\frac{Q_a^{ind,electron}(t)}{Q_a^{ind,ion}(t)} = 0.019 \quad (7.22)$$

となり、電子の寄与は 2%以下である。このため、以下では電子の影響は無視し、電子増倍が芯線表面で生じたと仮定する。イオンの流動速度 v と電界には以下の関係があることが知られている。

$$\frac{dr(t)}{dt} = v = \mu \frac{E}{p} \quad (7.23)$$

ここに、 μ は定数で p は圧力である。これに電界の式を代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{dr(t)}{dt} &= \frac{\mu}{p} \frac{1}{r(t)} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \\ \therefore \frac{1}{2} \frac{d}{dr} (r(t)^2) &= A \\ \therefore r(t) &= \sqrt{2At + C} \end{aligned} \quad (7.24)$$

初期条件として $r(0)=a$ を仮定すると、

$$r(t) = \sqrt{2At + a^2} = a \sqrt{1 + \frac{t}{t_0}} \quad (7.25)$$

となる。ただし、

$$t_0 = \frac{a^2}{2A} = \frac{pa^2 \ln(b/a)}{2\mu V_0} \quad (7.26)$$

である。したがって、(7.17)より

$$I_a^{ind}(t) = -\frac{Q}{2\ln(b/a)} \frac{1}{t + t_0} \quad (7.27)$$

となる。また、誘導電荷は

$$\begin{aligned} Q_a^{ind}(t) &= \int_0^t I_a^{ind}(t') dt' \\ &= -\frac{Q}{2\ln(b/a)} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \end{aligned} \quad (7.28)$$

となる。ここで t_0 は通常のパラメータを代入すると数 ns のオーダーとなる。また、得られる信号は負であること、すなわち、外部から芯線に流れ込むような誘導電流が流れることがわかる。誘導電流はイオンが外筒に到着するまで流れるが、それに要する時間は

$$t_+ = \frac{b^2 - a^2}{2A} = \frac{b^2 - a^2}{2\mu V_0} p \ln(b/a) \quad (7.29)$$

であり、このときには全誘導電荷は $-Q$ となる。イオンの到達時間 t_+ は典型的なパラメータを入れる

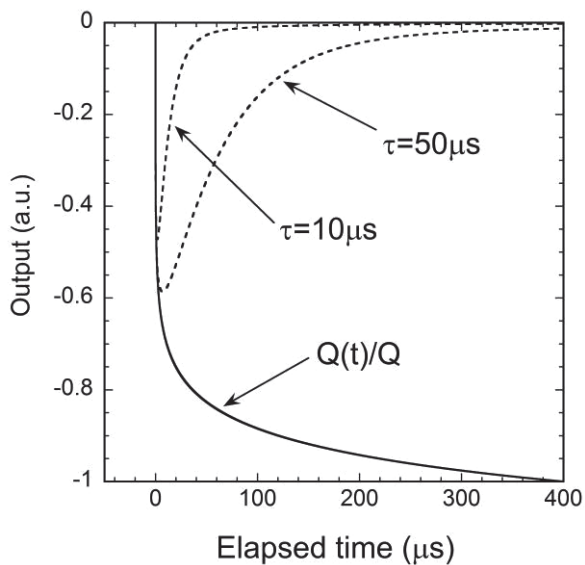


Fig.28 比例計数管の誘導電荷

と数百 μs という非常に大きな値となるので、通常はこれを微分回路に入力して短くしている。

Fig.28 に $a=25\mu\text{m}$ 、 $b=1\text{cm}$ 、及び $t_0=2.5\text{ns}$ とした場合の図を示す。イオンが外筒に到達する時間は $t_+=400\mu\text{s}$ であり、同図にはこれを時定数 $10\mu\text{s}$ 、 $50\mu\text{s}$ で微分した場合の結果も併せて示す。

参考文献

- [1] 石森富太郎編、原子炉工学講座 1 原子核工学基礎 (培風館、1971)
- [2] 日本原子力研究所 東海研究所 研究炉部、研究炉利用ハンドブック (1999)

- [3] 電気学会大学講座 放射線工学 (電気学会、1971)
- [4] 原子力工学講座 原子核物理学概論・中性子 (共立出版、1956)
- [5] 木村、阪井訳 放射線計測ハンドブック第2版 (日刊工業新聞社、1990)
- [6] 阪井訳 放射線計測の理論と演習上下巻 (現代工学社、1986)
- [7] 実験物理学講座 26、放射線 (共立出版、1973)
- [8] 西野監修、関口訳 放射線計測 (コロナ社、1990)
- [9] 三浦、管、俣野著：放射線計測学 (裳華房、1960)
- [10] 坂佐井、波紋 20(2), 171-174, 2010-05, 及びその引用文献
- [11] 坂佐井、電気評論 2003年10月号、p62
- [12] http://neutrons.ornl.gov/workshops/users2007/M1/Haines_User_Meeting_Oct_2007_final.pdf
- [13] http://www.fujifilm.co.jp/bio/si_imgplate/whatsip.html#01 等を参照
- [14] Y. Karasawa, et al., Physica B 213&214, 978 (1995).
- [15] 例えば、N. Niimura, et al., Natural Structural Biology 4, 909 (1997)
- [16] <http://j-parc.jp/researcher/MatLife/ja/instrumentation/ns.html>
- [17] 例えば、ジャクソン電磁気学 (上)、J.D.ジャクソン著、西田稔訳、(吉岡書店、1995)