

放射線計測の最前線

名古屋大学 渡辺 賢一*

Recent developments in radiation detectors and instruments are briefly reviewed concerning gas detectors, scintillation and semiconductor detectors. Some topics are focused on novel detectors having been developed by Japanese research groups.

Keywords: radiation measurements, gas detector, compound semiconductor detector, scintillator

1 緒言

本報では、放射線計測分野の最近のトピックについて紹介する。放射線計測で用いられる放射線検出器は、電離放射線と物質の相互作用の結果生じる電離過程あるいは励起過程を電気信号に変換する装置である。多くの放射線計測のテキストでは、放射線検出器は、「ガス検出器」、「シンチレーション検出器」、「半導体検出器」に大別し説明がなされているが、本報もそれにならい、おのおのの検出器の最近のトピックス、特に日本の研究グループが牽引している検出器開発に関するトピックスについて概説する。

2 ガス検出器

ガス検出器は、その名の通り検出器媒体として気体を用いた放射線検出器で、電離放射線が気体と相互作用した結果生じる電子-イオン対を、高電圧を印可して収集することで電気信号に変換するものである。電離箱、比例計数管、ガイガーミュラー計数管などが知られており、近年は微細加工技術を活用した複雑な構造を有する検出器開発が進められている。ガス検出器の最も大きな特徴は、他の検出器媒体と比して、高い

放射線耐性を有するという点で、放射線強度の高い場への適用を考えた際に利点を持つ。さらにガスであるため、検出器媒体を容易に循環・入れ替えることも可能である。放射線検出器には、生成された電子-イオン対等の動きを信号パルスとして捉え、パルスの数を計数するパルスモード計測と、これらの動きで生じる電流値の時間平均値を読み取る電流モード計測を行うものがある。パルスモード計測では、個々のパルスから個々の放射線量子のエネルギー等の情報を得ることも可能であるという利点がある。しかしながら、放射線強度の高い場では、個々の信号パルスを別々に計数することは困難になるため、電流モード計測が行われることが多い。特に、ガス検出器で信号形成に用いられている電子-イオン対は、一般的に他の様式の検出器の情報キャリアと比べ移動速度が小さく収集に時間がかかるため、信号パルスの時間幅が大きくなりがちであるため、パルスモード駆動のガス検出器は高い放射線強度の場での計測には向かないことが多い。上述の微細加工技術を用いた検出器では、サイズを小さくすることが可能で、結果として、信号電荷を収集する時間を短くすることができる。このように、最近のガス検出器開発のトレンドは、微細加工技術を活用したものにフォーカスされてきている。

微細加工技術を活用したガス検出器をマイクロパターンガス検出器といい、Micro Pixel Chamber (μ -PIC)¹⁾ や Gas Electron Multiplier (GEM)²⁾ といったものが代表的なものである。

ここでは、GEM について少し詳しく紹介する。Fig. 1 に GEM の構造を示す。GEM は、無数の小さな孔の開いた厚さ数 10 μ m–数 100 μ m 程度の絶縁体の両面を薄い電極で被覆した構造を有しており、その両面の電極間に高電圧が印加されている。GEM はガスチェンバー内に設置され、電子増倍機構として用いられる。GEM の孔の中には高い電界が生じており、放射線により生成した電子が孔の中で加速され、ガス分子と衝突を繰り返す、雪崩的に電離を引き起こすいわゆる電子雪崩が起こり、電子が増幅される。信号のほぼすべての成分が、この限られた微小な空間で起こる

Recent topics in radiation detectors and measurement
Kenichi WATANABE* (Nagoya University),
〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町
TEL: 052-789-4513, FAX: 052-789-3843,
E-mail: k-watanabe@energy.nagoya-u.ac.jp

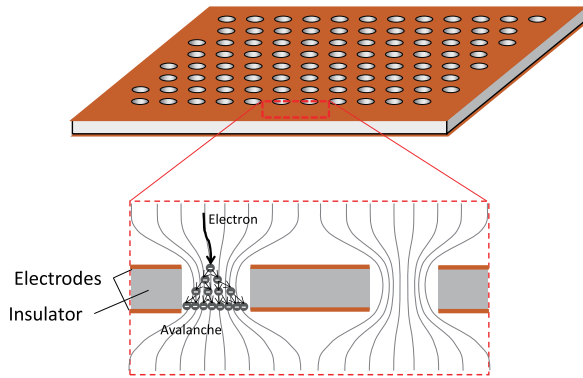


Figure 1. Basic structure of GEM.

電子雪崩により誘起されるため、得られるパルス信号のパルス幅は比較的短くすることができる。GEM 検出器は、CERN のグループにより開発が進められ、主として高エネルギー物理の分野で用いられている²⁾。また、 ^{10}B のような中性子を荷電粒子に変換するコンバータを用いて、中性子イメージング検出器として用いるアプリケーションもある³⁾。

一般的な GEM 検出器の絶縁体にはカプトン箔が用いられている。GEM 検出器は構造上、高い電界が生じる箇所があるため、偶発的に生じる放電を避けることはなかなか困難である。絶縁体にカプトン箔を用いた場合、放電により絶縁体が損傷し、絶縁が破れると電極間が導通してしまうため、検出器としては使用不能になってしまう。こういった従来の GEM の欠点を補うものとして、近年、東大・産総研のグループにより glass GEM の開発が進められている⁴⁻⁶⁾。これは、その名の通り絶縁体にガラスが用いられており、仮に放電が起こったとしても絶縁が破れるほどの損傷が生じる可能性はほとんどなく、比較的放射線強度の高い場の測定も可能となっている。もちろん、放射線強度が高くなると、いくら応答が比較的速い GEM とはいえ、パルスモード計測は困難となる。しかしながら、電子増倍用に充填しているガスを選択することで、電子雪崩発生時にガスが発光を示すことが知られており、この発光を光検出器で検出するという動作モードでも利用可能である。このことを利用すると、放射線強度の高い場では、光学カメラ等を利用することで積分モードの計測を比較的容易に実現することができる。発光計測モード動作の glass GEM の適用例としては、低エネルギー X 線イメージング、中性子イメージング、重粒子線治療で用いられる高エネルギー炭素イオンビームのイメージング等がある⁷⁾。発光計測モード動作の

glass GEM は、特に、高エネルギー炭素イオンビームのイメージングでは、他の検出器と比していくつかの利点を有する。ひとつは高い耐放射線性で、治療レベルのビームを当てても、検出器の劣化はほとんどみられない。また、高エネルギー炭素イオンビームは高い線エネルギー付与 (Linear Energy Transfer: LET) を有しており、シンチレータのような放射線のエネルギーで物質を直接励起子発光している媒体では、励起密度が高いことに起因して、消光現象と呼ばれる現象が起こり、発光量は物質内に付与したエネルギーを必ずしも示さなくなる。しかしながら、発光計測モード動作の glass GEM では、炭素イオンビームが直接ガスの発光を引き起こしているわけではなく、あくまでガスの電離によってそのエネルギーが消費されているため、固体のシンチレータでみられるような消光現象はみられない。このことは、治療場における線量評価というアプリケーションでは、他の検出器に比べ大きなアドバンテージになると期待される。

3 シンチレーション検出器

シンチレーション検出器は、放射線により引き起こされる電離作用と競合して起こる励起作用を用いており、これらが脱励起する際に発するシンチレーション光を光検出器によって検出するものである。電離作用によって生じる電荷を直接収集するタイプの検出器であるガス検出器・半導体検出器との対比で、間接変換型検出器のひとつに分類される。最も代表的なシンチレーション検出器は、 NaI(Tl) シンチレータを用いたものであるが、近年、 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレータのように高い発光量を示すシンチレータもみいだされ、 ^{137}Cs の 662 keV の γ 線に対して 3% という高いエネルギー分解能を示すものも出てきている⁸⁾。さらに SrI(Eu) ⁹⁾、 $\text{GAGG(Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Ce})$ ¹⁰⁾ などの高い発光量のシンチレータがいくつか出てきている。

これらは主としてガンマ線スペクトロスコピー用に開発されたものであるが、一方で、中性子の検出を目的とした新しいタイプのシンチレータの開発も進められている。ここでは、筆者らも加わっている国内のグループにより開発された中性子シンチレータについて紹介する。Gektin らによってみいだされた Ce:LiCaAlF_6 ¹¹⁾ は、当初、紫外線発光レーザーの素子として開発が進められたが、その後、東北大・トクヤマ社のグループにより、これと添加剤を Ce から Eu に替えた Eu:LiCaAlF_6 が中性子用シンチレータとして精力的に開発が進められた¹²⁾。これらのシンチレータ

に含まれる ${}^6\text{Li}$ は熱中性子と 940 barns という高い反応断面積で ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ 反応を起こす。この反応を介し中性子は高エネルギーのトリトン粒子、 α 粒子に変換され、これらがシンチレータを励起しシンチレーション発光を誘起する。 ${}^6\text{Li}$ の天然同位体比が 7.5 % と決して高くないため、これを同位体濃縮し中性子に対する感度を上げたものもある。中性子シンチレータに求められる仕様としては、他のシンチレータ同様、高い発光量、短い発光減衰時定数の他に、 γ 線-中性子イベント間の高い弁別性が挙げられる。中性子に対する検出感度を高めるために、シンチレータの体積を大きくすると γ 線にも感度を持つようになってしまう。また、中性子の存在するほとんどの場で γ 線が混在して、両者を弁別して検出できる能力が求められる。上述の ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ 反応の Q 値は 4.8 MeV と比較的高いため、理屈の上では、これより低いエネルギーを有するガンマ線とは、1 イベントにおけるシンチレーション発光量、つまり信号波高値により両者を弁別することが可能である。しかし、多くのシンチレータと同様、このシンチレータは ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ 反応で生成されるトリトン粒子、 α 粒子といった高 LET 粒子に対しては消光現象が起こり、同じエネルギーの電子より発光量が低下する。そのため、物質との相互作用により高速電子を生成する γ 線イベントとの弁別がより困難となる。消光現象は、Eu:LiCaAlF₆ のほうが Ce:LiCaAlF₆ より顕著であるので、大きなバルクの結晶を用いた中性子検出器で波高弁別のみで中性子- γ 線弁別を行う際には、Ce:LiCaAlF₆ のほうが弁別性能は高い。加えて、Ce:LiCaAlF₆ では、エネルギーの高い γ 線イベントでは、中性子イベントと比べ非常に高速なチェレンコフ発光が観測される。これに加え、シンチレーション発光過程の立ち上がり時間が比較的遅いため、チェレンコフ発光に起因する高速発光成分を認識しやすく、波形弁別法を活用することで中性子- γ 線の弁別能を改善することができる¹³⁾¹⁴⁾。

一方、Eu:LiCaAlF₆ は非常に高い発光量を示すのが特徴である¹⁵⁾¹⁶⁾。上述のように、消光現象は、Ce:LiCaAlF₆ と比べ顕著ではあるが、この高い発光量を利用することで、さまざまな応用が可能である。その一つの例が、Eu:LiCaAlF₆ シンチレータを小片状にし、光ファイバ先端に配した光ファイバ型中性子検出器である¹⁷⁾。シンチレータのサイズを光ファイバのコア径より小さくすることで、シンチレータから光ファイバコアへの集光効率を比較的高くすることができる。これに加え、Li ベースの中性子シンチレータのサイズを小さくすることには、 γ 線イベントの抑制効果

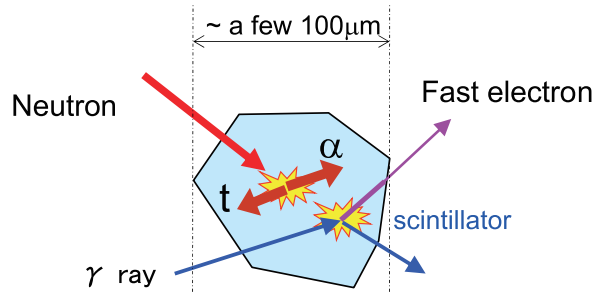


Figure 2. Suppression of γ ray events in a small piece of Eu:LiCaAlF₆ scintillator.

が改善できるという利点もある。Fig. 2 に γ 線イベントの抑制効果の概念図を示す。

${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ 反応で生成されるトリトン粒子、 α 粒子の Eu:LiCaAlF₆ 内での飛程は数 10 μm 程度であり、シンチレータサイズがこれより大きければ、これら荷電粒子の持つエネルギーは、ほぼすべてシンチレータ内に付与され、シンチレーション光に変換される。一方、 γ 線は非荷電粒子であるためシンチレータを直接励起することはできない。物質との相互作用により高エネルギー電子が生成され、この高エネルギー電子がシンチレータを励起、シンチレーション発光を誘起する。波高弁別のみの場合、1 MeV 程度の γ 線イベントが中性子イベントとほぼ同等の波高値の信号を生成するため、数 100 keV 以上の γ 線イベントが中性子イベントに干渉する可能性がある。中性子イベントに干渉の可能性がある 1 MeV 程度の γ 線から生成される可能性のある 1 MeV の高エネルギー電子の Eu:LiCaAlF₆ 内での飛程は 1 mm 程度であり、シンチレータのサイズをこれより小さくすると、高エネルギー電子はすべてのエネルギーを付与する前にシンチレータ外に出ていく。結果として、シンチレータ内に付与されるエネルギーは 1 MeV より小さくなり、生じるシンチレーション発光量も中性子イベントのものより小さくなるため、発光量、つまり信号波高により中性子と γ 線のイベントを弁別することが可能となる。Figure 3 に比較的大サイズの Eu:LiCaAlF₆ シンチレータと小片シンチレータで得られた信号波高分布の結果を示す。

γ 線としては、 ${}^{60}\text{Co}$ 線源から放出されるエネルギー 1.17 MeV、1.33 MeV の γ 線を照射した際の結果である。中性子線は ${}^{252}\text{Cf}$ 線源から放出されたものをポリエチレン減速材で熱中性子化したものを照射している。中性子照射をした際には、どちらのシンチレータもピークを示している。このピークは ${}^6\text{Li}(n,t)\alpha$ 反応で

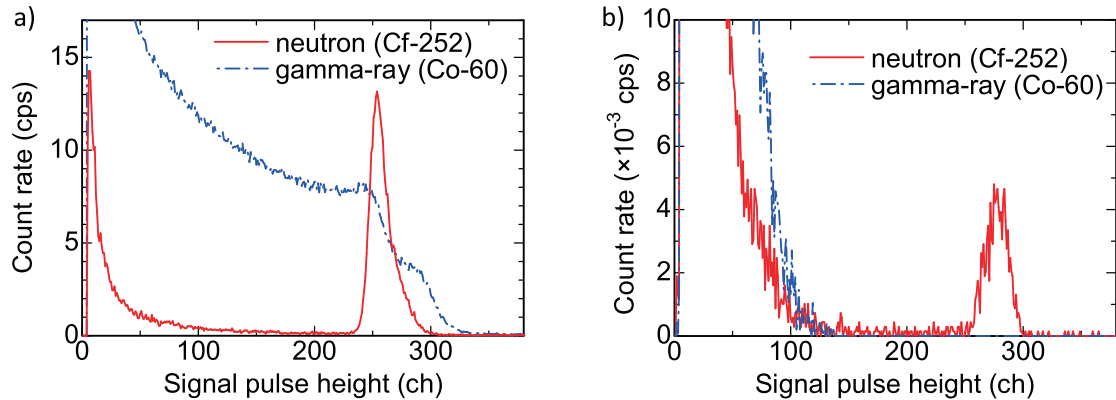


Figure 3. Signal pulse height spectrum obtained from a) bulk and b) small piece scintillators.

放出されたトリトン粒子、 α 粒子の持つ合計 4.8 MeV のエネルギーすべてがシンチレータ内に付与されたイベントに相当する。こういったピーク構造は、シンチレータ内のどの場所で反応が起こっても一様に光を集集できる透明なシンチレータでのみ出現するものである。一方、 γ 線を照射した際の波高分布をみると、大きなサイズのシンチレータでは、1.17 MeV, 1.33 MeV の γ 線のコンプトン端に相当する肩構造がみられ、これらが中性子ピークに干渉することがわかる。小片シンチレータの場合は、これらの構造は確認できず、イベントの多くは低波高信号を示しており、中性子ピークとの干渉はない。このようにシンチレータサイズをコントロールすることで、 γ 線起因の信号波高を抑制し、 γ 線イベントとの弁別が可能となる。このような小片シンチレータを光ファイバ先端に配した光ファイバ型中性子検出器は、非常に高強度の中性子場のモニタリングに適しており、中性子を用いたがん治療法のひとつであるホウ素中性子捕捉療法 (Boron Neutron Capture Therapy: BNCT) 用の中性子モニタ等への利用が検討されている¹⁷⁾。

小片状 Eu:LiCaAlF₆ シンチレータは、高い γ 線抑制能力を有する一方で、当然のことながら、その感度が非常に低いため、適用範囲が限られてしまう。この欠点を解決する方法としては、小片のシンチレータを多数配置して計測するということが考えられるが、多数の小片シンチレータから一様な集光効率で光を集めることを非常に困難である。集光を困難にしている一つの要因は、シンチレータ領域から空気層へ出る際の屈折である。これにより光が界面を通過する度に光が曲げられてしまう。特に多数の小片シンチレータを配置し、そこから光を集める場合、光がシンチレータ領域

から光検出器まで到達するまでに無数の界面を通過していく必要がある、光検出器に到達するまでに飛行する距離が非常に長かつ不均一になってしまう。結果として、光検出器まで到達する確率は低くなると共に効率が均一にならないため、中性子イベントに起因するピーク構造を形成できなくなってしまう。こういった問題を解決する一つの方式が、筆者らによって提案された透明樹脂 (Transparent Rubber Sheet: TRUST) 型の中性子シンチレータである。これは、小片状にした Eu:LiCaAlF₆ シンチレータを子のシンチレータに近い屈折率を持つ透明樹脂の中に分散させたものである。屈折率比が大きな界面では、大きな角度で屈折する。一方、異なる物質間の界面であっても、両者の屈折率比がほぼ 1 に近い場合は、ほとんど屈折せず、あたかも界面が無いかのように光はまっすぐ進むことができる。このように屈折率がほぼ同じ透明樹脂中にシンチレータを分散させることで、シンチレータから発せられた光は、多数の界面があったとしても、ほぼまっすぐ進むことができ、ほぼ均一な効率でシンチレーション光を集光することができる。このように透明樹脂中に Eu:LiCaAlF₆ シンチレータを分散したものを TRUST Eu:LiCaAlF₆ シンチレータと呼んでいる¹⁸⁾。TRUST 化することで γ 線抑制以外にもさまざまな利点がある。ひとつは、透明樹脂は型枠成形で成形するため、シンチレータ形状の自由度は高く、また大型化も単結晶シンチレータと比べると容易である。また、単結晶シンチレータでは、大型化する際にはクラックの無い大型結晶の育成が必要になるが、透明樹脂型に分散されている結晶はおのおの小片結晶であるため、結晶育成に対する要求仕様が緩和され、結晶育成にかかるコストを抑制することが可能である点

もメリットとなる。TRUST Eu:LiCaAlF₆ シンチレータは大型化が容易かつ形状の自由度が高い反面、透明とはいえ単結晶シンチレータと比べると光の透過率は高くないため、如何にしてシンチレーション光を集めるかが問題となる。こういった大型あるいは複雑な形状の TRUST Eu:LiCaAlF₆ シンチレータからの集光には、高エネルギー物理の分野で利用されている波長シフトファイバ光学系が利用できる¹⁹⁾。波長シフトファイバは、光ファイバ側面から入射する光子をコア内で吸収、波長シフトして再放出する。この再放出された光子は、光ファイバコア内を伝送可能であるため、波長シフトファイバは側面から集光可能な光学系として利用でき、大型あるいは複雑形状のシンチレータからの集光に適している。波長シフトファイバ集光光学系と TRUST Eu:LiCaAlF₆ シンチレータを組み合わせ、さまざまな複雑形状の中性子検出器が提案、開発されている。

4 化合物半導体検出器

半導体検出器は、検出媒体が半導体物質から成り、放射線が半導体と相互作用した際に生成される電子-正孔対を、高電圧を印可して収集することで電気信号に変換するものである。放射線計測に用いられる代表的な半導体物質を Table 1 に示す。

最も一般的に用いられている半導体検出器媒体は Si および Ge である。通常の純度の Si 検出器では、有層となる空乏層をそれほど厚くできないため、その利用は低エネルギー X 線、荷電粒子の計測に限られる。一方、高純度 Ge (High Purity Germanium : HPGe) 検出器は、その高い純度により空乏層を厚くすることが可能で、 γ 線スペクトロスコーピーに用いられる。これらの半導体中での、電荷キャリア、つまり電子・正孔の移動度は非常に高く、生成された電子-正孔対の収集効率ほぼ 100% で、非常に高いエネルギー分解能

が得られる。

HPGe 半導体検出器は高いエネルギー分解能を示す γ 線検出器であるが、その狭いバンドギャップのため、室温では熱励起によるノイズが大きくなってしまい検出器として動作させることができない。このため、通常液体窒素温度まで冷却して使用される。このことが、HPGe 半導体検出器を利用する上での欠点となるが、これらに代わり室温動作可能な半導体検出器がいくつか出てきている。CdTe およびこれに Zn を添加した CZT と呼ばれる化合物半導体が代表的なものである。これらは、エネルギー分解能こそ HPGe 検出器には及ばないものの、室温動作可能で、Ge と比して大きい原子番号、密度を有しているため、 γ 線に対する線減弱係数が高く高効率で γ 線を検出可能という利点がある。しかしながら、大きな粒界の無い単結晶を育成することが難しいこと、電荷キャリアの移動度が HPGe に比べると小さいことに起因して、その検出器サイズは最大で 1 cm 程度となっている。

近年、さらに新たな化合物半導体検出器として TlBr の開発が、東北大・東北工大のグループにより精力的に進められている²¹⁻²³⁾。TlBr は、広いバンドギャップを有し室温動作可能で、その大きい原子番号および密度により非常に高い γ 線検出効率を示すことが期待されていた。しかしながら開発当初、電荷キャリアの移動度が低く、放射線検出器として動作に至らない状況が続いたが、帯域精製法といった純化技術が確立したことにより電荷輸送特性が改善され、HPGe には及ばないものの CdTe や CZT と同等の電荷移動特性が得られるようになった²⁴⁾。また、TlBr では、CdTe 等と同様に長時間使用し続けた際にエネルギー分解能等の検出器性能が劣化するポーラリゼーションと呼ばれる現象が起こる問題があった。ポーラリゼーションのメカニズムは CdTe 等とは異なり、イオン電導により Tl⁺ あるいは Br⁻ が移動し偏ってしまうというモデルが提

Table 1. Properties of semiconductor detector materials²⁰⁾.

Material	Atomic number	Density (g/cm ³)	Bandgap (eV)
Si	14	2.33	1.16
Ge	32	5.33	0.72
CdTe	48/52	6.06	1.52
Cd _{0.8} Zn _{0.2} Te (CZT)	48/30/52	6.0	1.64
TlBr	81/35	7.56	2.68

唱され、電極に TI 金属を用いることでポーラリゼーションが抑制されることが示された^{25,26)}。また、CdTe 同様、正孔の移動度は電子より 1 桁以上遅く、正孔を 100 % の効率で収集するためには電極間の距離、つまり検出器厚さを薄くする必要がある。この問題を改善する方法としては、単極性電荷有感型の検出器構造とすることが挙げられる。これは、電極に誘起される信号が、主として電子によって誘起されるようにした電極構造である。単極性電荷有感型の検出器構造としては、Capacitive Frisch Grid 型のもの、Small pixel 効果を利用した多 pixel 化されたものが挙げられる。特に陽極で二次元に多 pixel 化されたもので、陽極と陰極に誘起される信号波高値の比を取ると、どの深さで電荷キャリアが形成されたか、つまり相互作用したかの情報が得られるため、三次元的な相互作用位置を限定できることが示されている。検出器厚さを増加させると、移動度の大きな電子であっても 100 % の効率で収集することは難しくなってくるため、深さ方向の相互作用位置がわかると、これにより電荷収集効率を補正することも可能となる。Pixel 型の検出器で深さ補正を施すことで、¹³⁷Cs からの 662 keV の γ 線に対して 1 % にせまる非常に高い分解能が得られることが示されている²⁷⁾。

5 結言

本報では、放射線検出器の三分類であるガス検出器、シンチレーション検出器、半導体検出器について、主として日本の研究グループが牽引しているものを紹介した。もちろん、ここに取り上げていない検出器も数多開発が進められており、優れた成果が示されているが、誌面の関係上、本報で取り上げられなかった点にご容赦いただきたい。

〈参考文献〉

- 1) A. Ochi, T. Nagayoshi, S. Koishi, T. Tanimori, T. Nagae, M. Nakamura, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. A, 471 (2001) 264.
- 2) F. Sauli, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 386 (1997) 531.
- 3) S. Uno, T. Uchida, M. Sekimoto, T. Murakami, K. Miyama, M. Shoji, E. Nakano, T. Koike, K. Morita, H. Satoh, T. Kamiyama, Y. Kiyanagi, Phys. Procedia, 26 (2012) 142.
- 4) H. Takahashi, Y. Mitsuya, T. Fujiwara, T. Fushie, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 724 (2013) 1.
- 5) T. Fujiwara, Y. Mitsuya, H. Takahashi, T. Fushie, S. Kishimoto, B. Guerard, M. Uesaka, J. Inst. 9 (2014) P11007.
- 6) T. Fujiwara, Y. Mitsuya, T. Yanagida, T. Saito, H. Toyokawa, H. Takahashi, Jpn. J. Appl. Phys. 55 (2016) 106401.
- 7) T. Fujiwara, Y. Mitsuya, H. Takahashi, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 878 (2018) 40.
- 8) E. V. D. van Loef, P. Dorenbos, C. W. E. van Eijk, K. W. Krämer, H. U. Güdel, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 486 (2002) 254.
- 9) N. J. Cherepy, G. Hull, A. D. Drobshoff, S. A. Payne, E. Van Loef, C. M. Wilson, K. S. Shah, U. N. Roy, A. Burger, L. A. Boatner, W. S. Choong, W. W. Moses, Appl. Phys. Lett. 92 (2008) 083508.
- 10) K. Kamada, T. Endo, K. Tsutumi, T. Yanagida, Y. Fujimoto, A. Fukabori, A. Yoshikawa, J. Pejchal, M. Nikl, Cryst. Growth Des., 11 (2011) 4484.
- 11) A. V. Getkin, N. V. Shiran, S. V. Neicheva, M. J. Weber, S. E. Derenzo, W. W. Moses, J. Luminescence, 102–103 (2003) 460.
- 12) A. Yoshikawa, T. Yanagida, Y. Yokota, N. Kawaguchi, S. Ishizu, K. Fukuda, T. Suyama, K. J. Kim, J. Pejchal, M. Nikl, M. Miyake, M. Baba, IEEE. Nucl. Trans. Sci. 56 (2009) 3796.
- 13) A. Yamazaki, K. Watanabe, A. Uritani, T. Iguchi, N. Kawaguchi, T. Yanagida, Y. Fujimoto, Y. Yokota, K. Kamada, K. Fukuda, T. Suyama, A. Yoshikawa, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 652 (2011) 435.
- 14) K. Watanabe, Y. Kondo, A. Yamazaki, A. Uritani, T. Iguchi, N. Kawaguchi, K. Fukuda, S. Ishizu, T. Yanagida, Y. Fujimoto, A. Yoshikawa, Radiat. Meas. 71 (2014) 158.
- 15) T. Yanagida, N. Kawaguchi, Y. Fujimoto, K. Fukuda, Y. Yokota, A. Yamazaki, K. Watanabe, J. Pejchal, A. Uritani, T. Iguchi, A. Yoshikawa, Opt. Mater. 33 (2011) 1243.
- 16) T. Yanagida, A. Yamaji, N. Kawaguchi, Y. Fujimoto, K. Fukuda, S. Kurosawa, A. Yamazaki, K. Watanabe, Y. Futami, Y. Yokota, A. Uritani, T. Iguchi, A. Yoshikawa, M. Nikl, Appl. Phys. Express, 4 (2011)

- 106401.
- 17) K. Watanabe, Y. Kawabata, A. Yamazaki, A. Uritani, T. Iguchi, K. Fukuda, T. Yanagida, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 802 (2015) 1.
- 18) D. Sugimoto, K. Watanabe, K. Hirota, A. Yamazaki, A. Uritani, T. Iguchi, K. Fukuda, S. Ishidu, N. Kawaguchi, T. Yanagida, Y. Fujimoto, A. Yoshikawa, H. Hasemi, K. Kino, Y. Kiyonagi, Phys. Procedia, 60 (2014) 349.
- 19) K. Watanabe, T. Yamazaki, D. Sugimoto, A. Yamazaki, A. Uritani, T. Iguchi, K. Fukuda, S. Ishidu, T. Yanagida, Y. Fujimoto, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 784 (2015) 260.
- 20) G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, fourth ed. John Wiley & Sons, Inc. New York, 2010, pp. 485-499.
- 21) K. Hitomi, T. Murayama, T. Shoji, T. Suehiro, Y. Hiratate, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 428 (1999) 372.
- 22) K. Hitomi, T. Tada, S. Kim, Y. Wu, T. Tanaka, T. Shoji, H. Yamazaki, K. Ishii, IEEE Trans. Nucl. Sci. 58 (2011) 1987.
- 23) K. Hitomi, T. Shoji, K. Ishii, J. Cryst. Growth, 379 (2013) 93.
- 24) K. Hitomi, T. Onodera, T. Shoji, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 579 (2007) 153.
- 25) K. Hitomi, T. Shoji, Y. Niizeki, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 585 (2008) 102.
- 26) K. Hitomi, Y. Kikuchi, T. Shoji, K. Ishii, IEEE Trans. Nucl. Sci. 56 (2009) 1859.
- 27) K. Hitomi, T. Onodera, S.-Y. Kim, T. Shoji, K. Ishii, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 747 (2014) 7.

〈著者略歴〉

渡辺 賢一：2000年6月名古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程原子核工学専攻中退。2000年7月名古屋大学核燃料管理室助手。2007年4月名古屋大学大学院工学研究科准教授。