

放射線検出器の応答メカニズムの解明に向けた PHITS の
飛跡構造計算の開発とその応用日本原子力研究開発機構
北海道大学
日本原子力研究開発機構平田 悠歩*, 甲斐 健師, 小川 達彦
松谷 悠佑
佐藤 達彦

This article focuses on evaluating the response of radiation detectors using Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS). In the PHITS code, track-structure mode is implemented, which enables the simulation of a high spatial-resolution radiation track, applicable to non-linear detector studies. The newly developed electron track structure mode for arbitrary targets (ETSART) allows the simulations of atomic interactions e.g., ionization and excitation processes, in various materials. The review presents the effectiveness of ETSART in analyzing detectors by reproducing the quenching phenomenon of a phosphor. The simulation mode in PHITS would promote the theoretical analysis and development of radiation detectors, with future plans to expand its application to various detector types and materials.

Keywords: Particle and Heavy Ion Transport code System, radiation detector, track-structure mode, quenching effect

1 はじめに

放射線は、医療、産業、基礎研究などの幅広い分野で広く利用されており、放射線検出器による放射線量の正確な評価は安全な放射線利用にとって重要である。放射線検出器は放射線による付与エネルギーに比例し

た大きさの信号を出力することで、線量の計測を可能にする。しかし、放射線の種類によっては、付与エネルギーと検出器の出力の比例関係が非線形となり、検出器の性能を低下させる問題が生じる。たとえば、重粒子線などの放射線に対する検出器出力が低下する現象は、半導体検出器のパルス波高欠損^{1,2)}や蛍光体検出器の消光現象³⁻⁵⁾として多くの研究で報告されている。このような問題を解決するためには、どのようなメカニズムで検出器出力が変化するかを、理論的に解析することが重要である。検出器出力を理論的に解析するためには、放射線が入射してから検出器が信号を出力するまでの過程を再現できるシミュレーションコードが必要である。

日本原子力研究開発機構では、モンテカルロ法を用いた放射線輸送計算コード PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System)^{6,7)}の開発が進められている。PHITS は、任意の三次元空間における放射線輸送計算が可能であり、放射線検出器の検出効率計算などにも応用されてきた^{8,9)}。PHITS には、高い空間分解能で放射線の挙動を追跡することが可能な飛跡構造解析モードが実装されている¹⁰⁻¹²⁾。この機能では、入射した放射線が引き起こす個々の原子相互作用(電離・励起など)をシミュレートし、検出器応答に直接関連する励起電子の生成も模擬できるため、検出器応答の理論的な解析に有用である。

飛跡構造解析モードには放射線の種類や評価する物質ごとにいくつかのモードが存在する。イオン線に対する汎用飛跡構造解析モード ITSART (Ion Track Structure model for Arbitrary Radiation and Targets)¹³⁾は任意の物質において任意のイオン線の飛跡構造の解析が可能である。一方で、電子線に対しては液相水や半導体 Si など対象となる物質が限定された特殊モードも実装されている。これらの電子線飛跡構造解析モードは実験値に基づくエネルギー損失関数に基づ

Development and application of PHITS track structure calculations to elucidate the response mechanisms of radiation detectors.

Yuho HIRATA*, Takeshi KAI and Tatsuhiko OGAWA (Japan Atomic Energy Agency), Yuhsuke MATSUTANI (Hokkaido University), Tatsuhiko SATO (Japan Atomic Energy Agency),
〒319-1195 茨城県那珂郡東海村大字白方 2 番地 4
TEL: 029-282-6025, E-mail: hirata.yuho@jaea.go.jp

く断面積を使用しているため電子励起や振動励起を含む相互作用過程を高い精度で再現できるが、物質固有のエネルギー損失関数が必要なため適用範囲が特定の物質に限定されている。放射線検出器に使用される物質は多岐にわたり、新たな検出器材料も日々提案されているため、物質固有のエネルギー損失関数を準備することは困難といえる。そこで、我々は任意の物質で利用可能な電子線飛跡構造解析モード ETSART (Electron Track Structure mode for ARbitrary Targets) を開発した¹⁴⁾。

本解説では、PHITS を用いてさまざまな放射線検出器の応答評価を行うために必要な新機能 ETSART について紹介する。さらに、イオン線を照射した際の蛍光体の消光現象について ETSART と ITSART を組み合わせたシミュレーションにより再現した例¹⁵⁾を紹介する。

2 検出器応答を評価するための飛跡構造解析モードの開発

飛跡構造解析モードを開発するには電子が物質中で引き起こすさまざまな相互作用の断面積が個別に必要な。電子が引き起こす原子との相互作用は、エネルギー付与をとみなわない弾性散乱と、エネルギー付与をとみなす非弾性散乱に大別される。非弾性散乱はさらに、電離、電子励起、振動励起に分類される。ETSART を開発するためにはさまざまな物質に対するこれらの断面積を計算する必要がある。

まず、電離の断面積の計算方法を紹介する。電離断面積は衝突理論で利用されている Relative Binary-Encounter-Bethe (RBEB) モデルを用いて計算した¹⁶⁾。RBEB モデルでは電子のエネルギーが E の場合の電離断面積 $\sigma(E)$ は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} \sigma = & \frac{4\pi a_0^2 \alpha^4 n}{\frac{2B}{mc^2} (\beta_t^2 + \beta_b^2 + \beta_u^2)} \\ & \left\{ \frac{1}{2} \left[\ln \left(\frac{\beta_t^2}{1 - \beta_t^2} \right) - \beta_t^2 - \ln \left(\frac{2B}{mc^2} \right) \right] \left(1 - \frac{1}{t^2} \right) \right. \\ & + 1 - \frac{1}{t} - \frac{\ln t}{t+1} \frac{\left(1 + \frac{2E}{mc^2} \right)}{\left(1 + \frac{E}{2mc^2} \right)^2} \\ & \left. + \frac{\left(\frac{B}{mc^2} \right)^2}{\left(1 + \frac{E}{2mc^2} \right)^2} \frac{t-1}{2} \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、

$$t = \frac{E}{B}$$

$$\beta_t^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{E}{mc^2} \right)}, \beta_b^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{B}{mc^2} \right)}, \beta_u^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{U}{mc^2} \right)}.$$

また、 B は電離する軌道電子の束縛エネルギー、 U は軌道電子の運動エネルギー、 n は軌道電子数、 a_0 はボーア半径、 α は微細構造定数で $\alpha = 7.3 \times 10^{-3}$ 、 m は電子質量、 c は光速である。

さらに、電離により発生した二次電子の運動エネルギー W は、式 2 から決定できる¹⁶⁾。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dW} = & \frac{4\pi a_0^2 \alpha^4 n}{\frac{2B}{mc^2} (\beta_t^2 + \beta_b^2 + \beta_u^2)} \left\{ \frac{-1}{t+1} \left(\frac{1}{w+1} + \frac{1}{t-w} \right) \frac{1 + \frac{2t}{mc^2}}{\left(1 + \frac{t}{2mc^2} \right)^2} \right. \\ & + \left(\left(\frac{1}{w+1} \right)^2 + \left(\frac{1}{t-w} \right)^2 + \frac{b_p^2}{\left(1 + \frac{t}{2mc^2} \right)^2} \right) \\ & \left. + \left[\left(\frac{1}{w+1} \right)^3 + \left(\frac{1}{t-w} \right)^3 \right] \left[\ln \left(\frac{\beta_t^2}{1 - \beta_t^2} \right) - \beta_t^2 - \ln \left(\frac{2B}{mc^2} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、

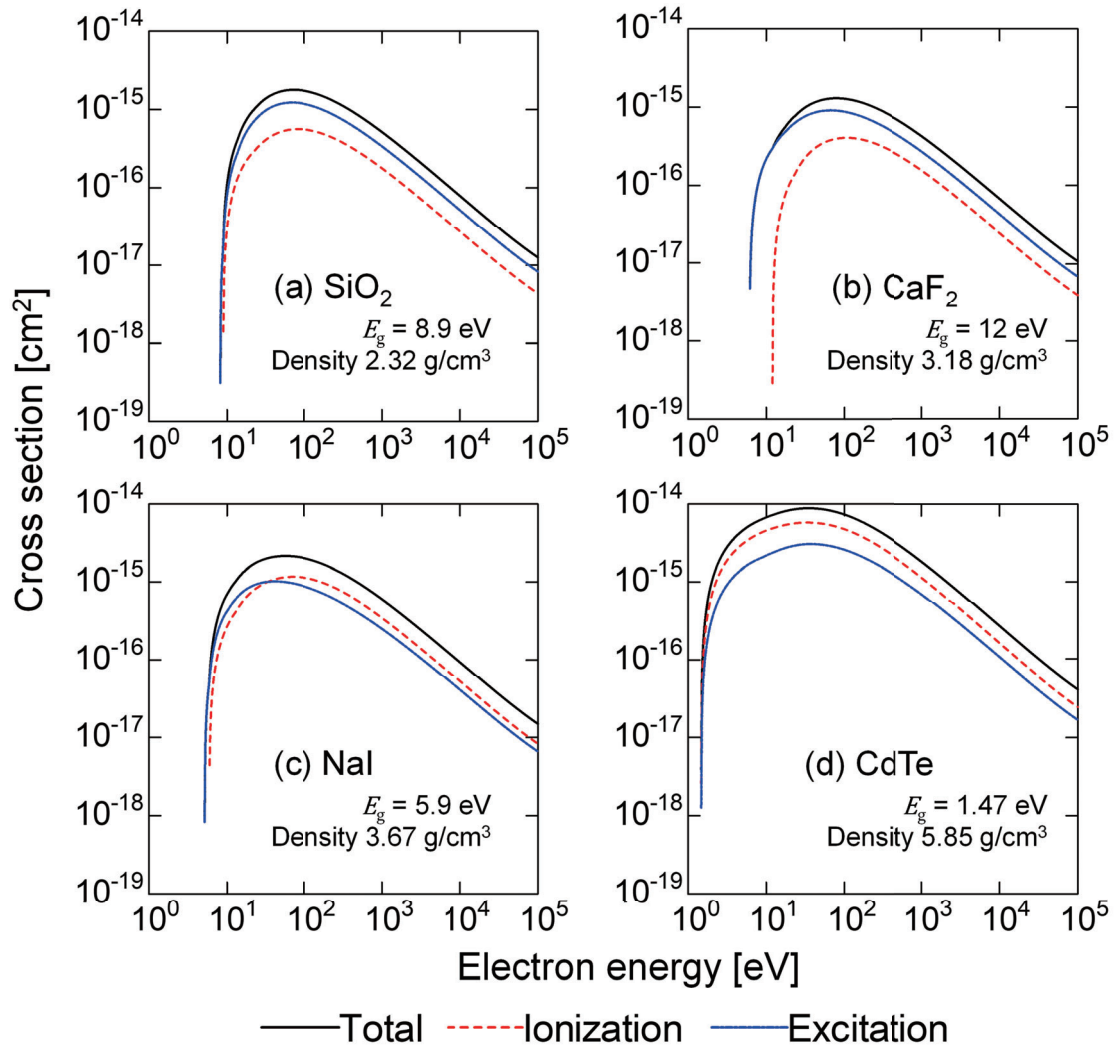
$$w = \frac{W}{B}.$$

式 (1), (2) が計算できれば、入射粒子の電離確率や電離した際に遷移するエネルギーを決定できるため、電離相互作用の再現が可能となる。式 (1), (2) では、変数として束縛エネルギー B 、運動エネルギー U 、軌道電子数 n が必要となる。原子番号 1 の水素から原子番号 100 のフェルミウムに対しては原子データライブラリ (EADL) にこれらの値が含まれている¹⁷⁾。EADL の値を参照することで任意の物質の電離断面積が計算可能となった。なお、ETSART では、内殻電子が電離した場合に、緩和過程によりオーজে電子や特性 X 線を生成する過程も考慮している。

次に励起反応の断面積の計算方法を紹介する。励起反応のうち電子励起には電子を集団で励起するプラズモン励起と、基底状態の電子を励起準位に遷移する電子遷移という 2 つの主要な励起反応がある。プラズモン励起により誘発されるプラズモン振動のエネルギーであるプラズモンエネルギー E_p は式 (3) で計算できる。

$$E_p = \hbar \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_V}{m}} \quad (3)$$

ここで e は電気素量、 m は電子の質量、 N_V は振動に関与する電子密度である。これまでに、プラズモンエネルギー E_p を電離断面積における束縛エネルギーの代わりに使用することでプラズモン励起の断面積が計算できることがわかっている¹²⁾。そこで、ETSART の断

Figure 1. Inelastic cross-sections for (a) SiO₂, (b) CaF₂, (c) NaI, and (d) CdTe.

面積計算手法においても式 (1), (2) の束縛エネルギーに E_p を用いることでプラズモン励起の断面積を計算した。電子遷移の断面積も電子が励起準位に遷移するために必要なバンドギャップエネルギー E_g を束縛エネルギーとして式 (1), (2) を用いて計算した。振動励起の断面積は物質の結晶構造などに依存しているため、断面積の計算にはエネルギー損失関数が必要となる。また、振動励起は数 eV 以下の励起を引き起こさない低いエネルギーの電子との相互作用を議論する際に重要であり、検出器物質で使用される物質では断面積も比較的小さいため、ETSART では無視した。

最後に、弾性散乱の断面積の計算方法を示す。弾性散乱は主にターゲット物質中の電子との散乱であり、電子密度から計算が可能である。ETSART では PHITS

で従来から使用されている Moliere モデル¹⁸⁾ で計算した。

以上の断面積計算手法により、ETSART では任意の物質の相互作用ごとの断面積を、組成、密度そしてバンドギャップエネルギーから計算することが可能になった。この断面積計算手法により計算した二酸化ケイ素 (SiO₂)、フッ化カルシウム (CaF₂)、ヨウ化ナトリウム (NaI)、テルル化カドミウム (CdTe) の電離および励起断面積を Fig. 1 に示す。バンドギャップエネルギーが小さい物質ほどより低エネルギーまで断面積が広がっている。一方で、断面積の絶対値は物質の密度が高いほど大きくなっている。このように、放射線検出器に使用されるさまざまな物質の電離・励起断面積が計算できた。なお、この断面積計算手法の妥当性は、

半導体 Si の断面積についてエネルギー損失関数を使用して計算された結果と比較することで検証されている¹⁴⁾。

ETSART による計算例として、 SiO_2 における励起電子の生成分布を Fig. 2 に示す。Figure 2(a) では 4 keV

の電子線が SiO_2 の内部に広がり励起電子を生成する様子がナノスケールサイズで示されている。また、Fig. 2(b) では任意の荷電粒子用の飛跡構造解析モード ITSART と組み合わせることで、1 MeV の陽子が

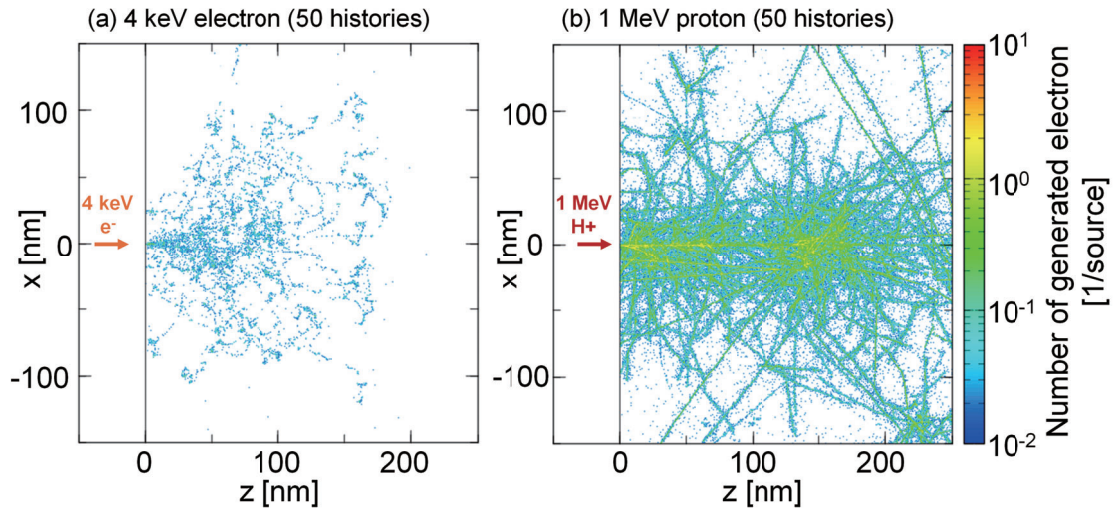


Figure 2. Spatial distribution of excited electrons in SiO_2 when bombarded with (a) 4 keV electron beams and (b) 1 MeV proton beams.

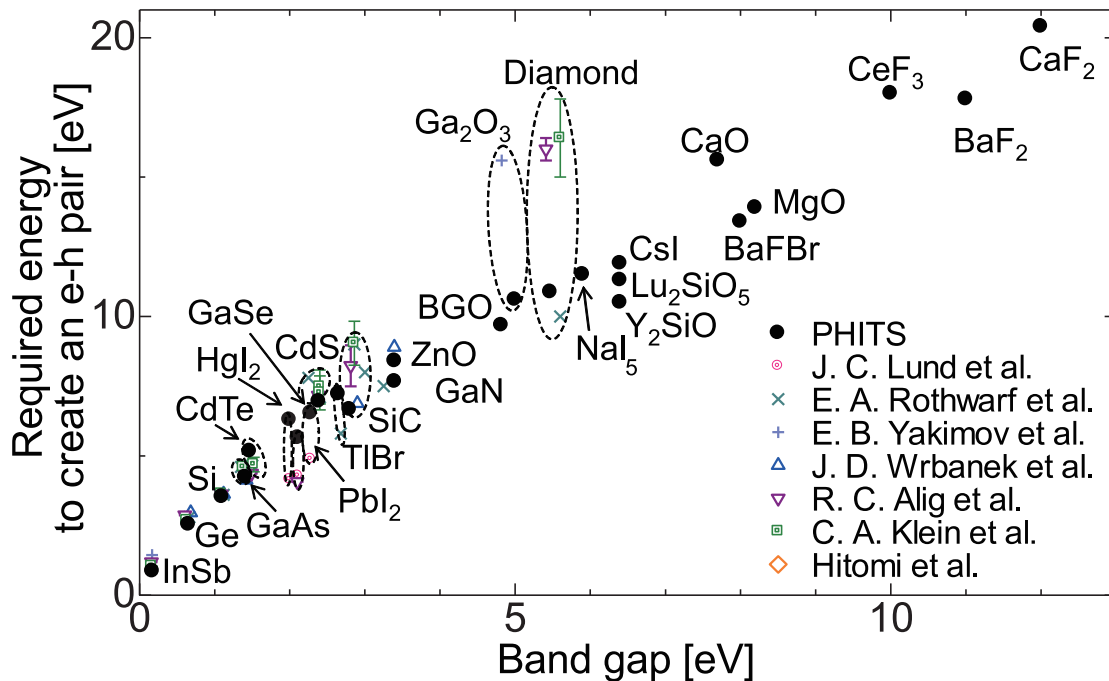


Figure 3. The relationship between ϵ values and bandgap energies. The ϵ values derived by the PHITS simulation were compared to the corresponding experimental values¹⁹⁻²⁵⁾.

SiO₂ で励起電子を生成する様子を示すことができた。ETSART では電離・励起反応を明示的に模擬することで、電子線により発生した励起電子数を見積もることができる。これにより、励起電子の空間的な発生分布を計算することが可能となった。

Figure 3 には、一つの電子正孔対を生成するのに必要なエネルギー (ϵ 値) と物質のバンドギャップエネルギーの関係を示す。 ϵ 値は主に半導体検出器の性能を表す基本的な物理量として使用される。 ϵ 値は一般的にバンドギャップエネルギーよりも高くなる。これは、放射線によるエネルギーの一部が電子正孔対の生成以外の振動励起過程などに使われるためだと考えられる。ETSART では振動励起を模擬していないが、電子の運動エネルギーがバンドギャップを下回った時点で輸送計算を停止しており、この余剰エネルギーが振動励起による損失に相当すると考えられる。ETSART を用いて計算された ϵ 値は、5 eV 以下のバンドギャップを持つ物質に対する実験値¹⁹⁻²⁵⁾ を概ね再現した。一方で、高いバンドギャップエネルギーでは報告されている実験値との乖離が見られたが、高いバンドギャップエネルギーの ϵ 値は実験結果もばらつきがみられている。現状のモデルでは、分子は単純な原子の集まりとして定義されており、化学的な原子間の結合状態を考慮しなかったため最外殻電子の束縛エネルギーが実際と異なる可能性も考えられる。また、電

子遷移の断面積はバンドギャップエネルギーを束縛エネルギーとしたシンプルなモデルで計算しており、複雑な励起過程を考慮していない。今後、このような細かな物性値も考慮できるようになれば、ETSART の計算精度はより向上すると考えられる。

ETSART の開発により、検出器応答の評価において重要な励起電子数の生成をナノスケールで評価することが可能となった。これにより、検出器に放射線が入射してから発光や電気信号に変換される一つ手前の励起電子の生成までをシミュレーションで再現できるようになった。

3 飛跡構造解析計算を用いた検出器応答の評価

次に、開発した ETSART を組み込んだ PHITS を用いて、実際の検出器の応答を解析した。ここでは、イオン線を照射した際に発生する蛍光体の消光現象の解析例を示す。筆者はこれまでに BaFBr:Eu²⁶⁾ と光ファイバーを用いた検出器の開発を進めてきた^{27,28)}。この検出器に対してヘリウム線や炭素線などのイオン線を照射すると、高い線エネルギー付与 (LET) 領域でエネルギー付与量当たりの発光量が低下する消光現象が先行研究にて観測された。この消光現象に対して、発光量の減衰を予測する理論モデルが提案されているが²⁹⁾、さまざまなイオン線に対して LET と消光現象

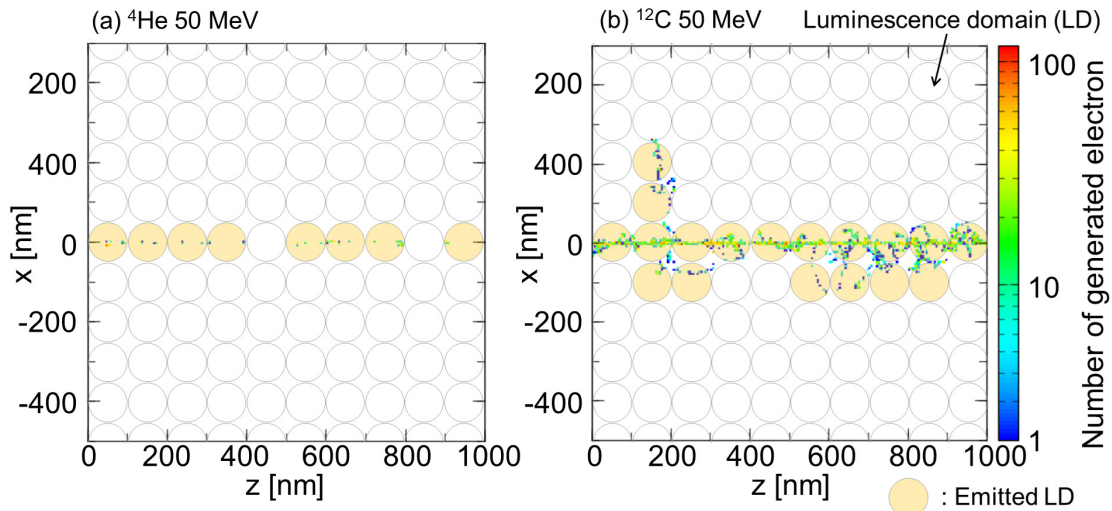


Figure 4. Example of a calculation model for luminescence intensity. The left panel shows generated electron distribution from a ⁴He ion beam (50 MeV, low-energy deposition), and the right panel from a ¹²C ion beam (50 MeV, high-energy deposition). Small dots mark the generated point of excited electrons, and colored circle is the emitted luminescence domains.

の関係を原理的に再現できておらず²⁷⁾, 消光現象を予測するモデルの精度は不十分といえる。そこで, より原理的かつ正確に消光現象を予測し評価するモデルを確立するためには消光現象の発生メカニズムを解析する必要がある。

蛍光体は放射線により発生した励起電子が不純物や欠陥などの発光中心で脱励起する際に発光している³⁰⁾。消光現象は一つの発光中心の周辺に高密度で励起電子が発生した結果, 発光をともなわずに熱などの形でエネルギーを放出し, 結果として放射線によるエネルギー付与量当たりの発光量が低下すると考えられる³¹⁾。PHITSでは飛跡構造解析を行うことで, 励起電子が生成するまでの過程は追跡できるが, 励起電子が発光に変換する過程は模擬できない。そこで, PHITSの計算結果から蛍光体の発光量を予測するためのモデルを考案した¹⁵⁾。

考案したモデルでは, 蛍光体が任意の大きさの発光ドメインで構成された球体であると仮定した (Fig. 4)。各発光ドメインには一つの発光中心が含まれ, 一つの励起電子が生成されるとその発光ドメイン内の発光中心は飽和する。飛跡構造解析モードを用いれば, 粒子線が生成する励起電子の空間分布を計算できるため, このモデルにより粒子線による発光量の算出が可能である。なお, PHITSではLattice機能によりナノメートルスケールの微小な繰り返し構造を任意の体系中に

設定できるため, 発光ドメインを容易に設定することができる。

Figure 5に195 nmの発光ドメイン直径で計算した (a) ^4He および (b) ^{12}C の深部線量分布を示す。Figure 5に示すように, 我々の計算結果は実験値を再現することに成功している。発光ドメインは一つの発光中心を含むため, その直径は発光中心が均等に分布している場合の発光中心同士の距離となる。BaFBr:Euにおけるトラップ中心の密度は, 10^{15} cm^{-3} のオーダーであると報告されており^{32,33)}, 発光中心の距離は60 nm–200 nm程度であるため, 設定した発光ドメインの直径は妥当な大きさであると考えている。PHITSによる推定結果は, 異なるイオン線によるさまざまな条件下での測定値を再現することができた。これは, 仮定した励起電子が発光にいたる過程の妥当性を示した結果といえる。また, 消光現象が依存する主要なパラメータとして発光中心間の距離が重要であることも示された。これは, 蛍光体の添加物濃度を向上させることにより消光現象を抑制できる可能性があることを示唆している。この情報は今後の検出器開発において, 消光現象が起こりにくい蛍光体を開発する上で役立つと考えられる。このように, PHITSを用いた飛跡構造解析は放射線検出器の応答メカニズムを原理的に解析することが可能であり, 検出器開発において有用である。

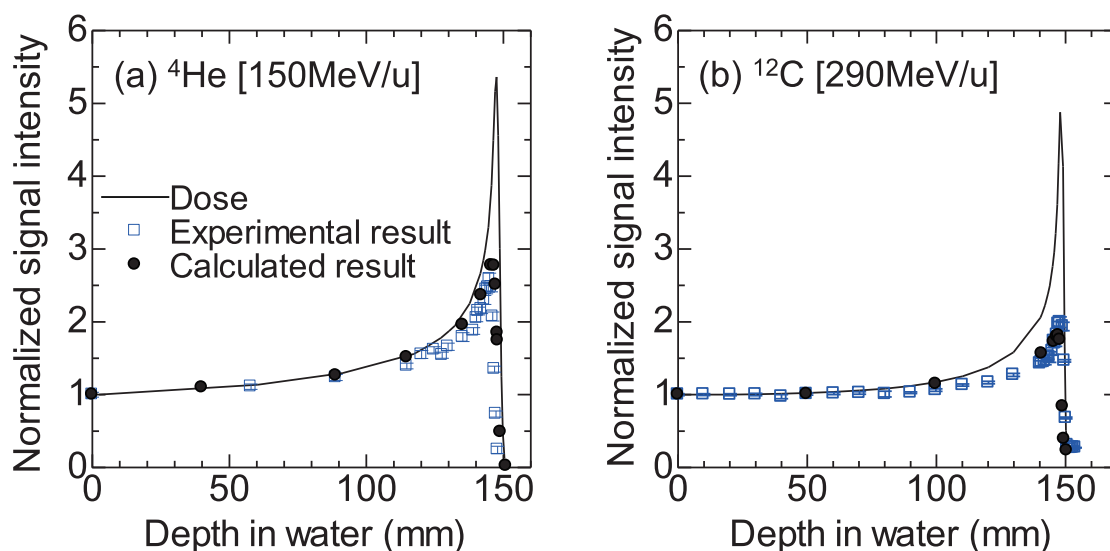


Figure 5. (a) Dose distribution of 150 MeV/u ^4He and (b) 290 MeV/u ^{12}C in BaFBr:Eu when the LD diameter was set to 80 nm. Circles: physical doses; triangles: experimental values; squares: simulated values in this work.

4 まとめと展望

本解説では、放射線が放射線検出器において検出されるまでの過程をシミュレーションで解析するためのツールとして、飛跡構造解析モードの開発とその応用例を紹介した。PHITS の飛跡構造解析モードは、放射線検出器の応答予測にとどまらず、物質の放射線による損傷評価など幅広い解析に応用できる可能性を秘めている。本解説では、蛍光体の応答予測について述べたが、今後は半導体検出器やガス検出器など異なるタイプの検出器の応答を、実験と併せて解析していく予定である。さらに現在の ETSART は検出器物質として固体を対象としたモデルを採用しているが、今後は気体や液体などにも対応できるようにモデルを改良し、シミュレーションによる評価の幅を広げることを目指している。

〈参考文献〉

- 1) T. Kitahara, H. Geissel, Y. Laichter, P. Armbruster, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., 196 (1982) 153.
- 2) E. L. Haines, A. B. Whitehead, Rev. Sci. Instrum., 37 (1966) 190.
- 3) A. Nohtomi, T. Sakae, T. Terunuma, Y. Tsunashima, K. Hosono, Y. Hayakawa, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A-Accel. Spectrom. Dect. Assoc. Equip., 511 (2003) 382.
- 4) Y. Hirata, K. Watanabe, A. Uritani, A. Yamazaki, Y. Koba, N. Matsufuji, J. Radiat. Prot. Res., 41 (2016) 228.
- 5) H. Yasuda, I. Kobayashi, Radiat. Prot. Dosim., 95 (2001) 339.
- 6) T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. Abe, T. Kai, P. E. Tsai, N. Matsuda, H. Iwase, N. Shigyo, L. Sihver, K. Niita, J. Nucl. Sci. Technol., 55 (2018) 684.
- 7) Y. Iwamoto, T. Sato, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. Abe, T. Kai, N. Matsuda, R. Hosoyamada, K. Niita, J. Nucl. Sci. Technol., 54 (2017) 617.
- 8) Y. Hirata, T. Sato, K. Watanabe, T. Ogawa, A. Parisi, A. Uritani, J. Nucl. Sci. Technol., 59 (2022) 915.
- 9) T. Ogawa, T. Yamaki, T. Sato, PLoS One, 13 (2018) 1.
- 10) Y. Matsuya, T. Kai, T. Sato, T. Ogawa, Y. Hirata, Y. Yoshii, A. Parisi, T. Liamsuwan, Int. J. Radiat. Biol., 98 (2022) 148.
- 11) T. Kai, A. Yokoya, M. Ukai, K. Fujii, R. Watanabe, Radiat. Phys. Chem., 115 (2015) 1.
- 12) Y. Hirata, T. Kai, T. Ogawa, Y. Matsuya, T. Sato, Jpn. J. Appl. Phys., 61 (2022) 106004.
- 13) T. Ogawa, Y. Hirata, Y. Matsuya, T. Kai, Sci Rep, 11 (2021) 1.
- 14) Y. Hirata, T. Kai, T. Ogawa, Y. Matsuya, T. Sato, Jpn. J. Appl. Phys., 62 (2023) 106001.
- 15) Y. Hirata, T. Kai, T. Ogawa, Y. Matsuya, T. Sato, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B-Beam Interact. Mater. Atoms, 547 (2024) 165183.
- 16) Y. K. Kim, J. P. Santos, F. Parente, Phys. Rev. A, 62 (2000) 052710.
- 17) S. T. Perkins, D. E. Cullen, M. H. Chen, J. Rathkopf, J. Scofield, J. H. Hubbell, Tables and graphs of atomic subshell and relaxation data derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z = 1–100 (Livermore, CA (United States), 1991) Vol. 30.
- 18) G. Moliere, J. Phys. Sci., 3 (1948) 78.
- 19) A. Rothwarf, J. Appl. Phys., 44 (1973) 752.
- 20) J. C. Lund, K. S. Shah, M. R. Squillante, F. Sinclair, IEEE Trans. Nucl. Sci., 35 (1988) 89.
- 21) E. B. Yakimov, A. Y. Polyakov, I. V. Shchemerov, N. B. Smirnov, A. A. Vasilev, P. S. Vergeles, E. E. Yakimov, A. V. Chernykh, F. Ren, S. J. Pearton, Appl. Phys. Lett., 118 (2021) 202106.
- 22) C. A. Klein, J. Appl. Phys., 39 (1968) 2029.
- 23) R. C. Alig, S. Bloom, Phys. Rev. Lett., 35 (1975) 1522.
- 24) J. D. Wrbanek, S. Y. Wrbanek, G. C. Fralick, L. Chen, Report No. NASA/TM 214674 (2007).
- 25) K. Hitomi, T. Onodera, S. Y. Kim, T. Shoji, K. Ishii, IEEE Trans. Nucl. Sci., 62 (2015) 1251.
- 26) Y. Iwabuchi, N. Mori, K. Takahashi, T. M. Shionoya, Jpn. J. Appl. Phys., 33 (1994) 178.
- 27) Y. Hirata, K. Watanabe, S. Yoshihashi, A. Uritani, Y. Koba, N. Matsufuji, T. Yanagida, T. Toshito K. Fukuda, Sen. Mater., 29 (2017) 1455.
- 28) Y. Hirata, K. Watanabe, A. Uritani, A. Yamazaki, Y. Koba, N. Matsufuji, T. Yanagida, K. Fukuda, Radiat. Meas., 106 (2017) 246.
- 29) J. B. Birks, Proc. Phys. Soc. Sec. A, 64 (1951) 874.
- 30) T. Yanagida, T. Kato, D. Nakauchi, N. Kawaguchi, Jpn. J. Appl. Phys., 62 (2023) 010508.
- 31) Y. Hirata, T. Sato, K. Watanabe, T. Ogawa, A. Parisi, A. Uritani, J. Nucl. Sci. Technol., 59 (2022) 915.

- 32) F. K. Koschnick, J. M. Spaeth, R. S. Eachus, J. Phys.: Condes. Matter 4 (1992) 8919.
- 33) H. Von Seggern, T. Voigt, W. Knüpfer, G. Lange, J. Appl. Phys., 64 (1988) 1405.

〈著 者 略 歴〉

平田 悠歩：2020 年名古屋大学大学院工学研究科総合エネルギー工学専攻博士後期課程修了。2020 年国立研究開発法人日本原子力研究開発機構博士研究員。2023 年同機構研究員（現職）。博士（工学）。専門：放射線計測，原子力工学，量子ビーム科学，光工学。

甲斐 健師：2005 年宮崎大学大学院物質エネルギー工学専攻博士後期課程修了。2005 年大阪大学レーザーエネルギー学研究センター特任研究員。2008 年日本原子力研究開発機構特定課題推進員。2011 年同機構博士研究員。2014 年同機構研究員。2015 年同機構研究副主幹。2020 年同機構研究主幹（現職）。博士（工学）。専門：原子分子物理，放射線物理。

小川 達彦：2012 年東京大学大学院工学系研究科原子力国際専攻博士後期課程修了。2012 年国立研究開発法人日本原子力研究開発機構博士研究員。2015 年同機構研究員。2020 年同機構研究副主幹（現職）。博士（工学）。専門：放射線物理，原子核物理，宇宙線。

松谷 悠佑：2018 年国立大学法人北海道大学大学院保健科学研究院保健科学専攻博士後期課程修了。2018 年国立研究開発法人日本原子力研究開発機構博士研究員。2021 年同機構研究員。2022 年北海道大学大学院保健科学研究院講師（現職）。2023 年国立研究開発法人日本原子力機構クロスアポイントメント職員。博士（保健学）。専門：放射線生物，放射線物理，放射線生物物理，放射線治療。

佐藤 達彦：2001 年国立大学法人京都大学工学研究科原子核工学博士後期課程修了。2001 年日本原子力研究所研究員。2005 年国立研究開発法人日本原子力研究開発機構研究員。2020 年同機構研究主席（現職）。博士（工学）。専門：宇宙線，放射線生物，放射線物理。