



解説

レーザー駆動中性子源および関連計測

Development of Laser-Driven Neutron Source and Relevant Diagnostics

西村博明^{1,2)}, 有川安信¹⁾, 安部勇輝¹⁾, 余語覚文¹⁾

NISHIMURA Hiroaki^{1,2)}, ARIKAWA Yasunobu¹⁾, ABE Yuki¹⁾ and YOGO Akifumi¹⁾

¹⁾大阪大学レーザー科学研究所, ²⁾福井工業大学

(原稿受付: 2018年11月5日)

高強度レーザー技術の進展に伴い、高強度レーザーにより加速された MeV 級の高エネルギー粒子を介して中性子が発生できるようになってきた。レーザー駆動中性子の発生時間幅は高エネルギー粒子の寿命程度であり、発生領域の大きさは光速とパルス幅の積程度であるため、短パルス (~ピコ秒)、点源 (サブ mm) の中性子源である。また、レーザー装置自体は放射線発生装置に分類されないため、中性子発生装置としての大幅な小型化が期待できる。このような優れた特徴を活かし、原子炉や同位体、加速器など従来の中性子源に加え MeV 級中性子利用への期待が高まっている。本解説では、このようなレーザー駆動中性子源の発生原理や特徴を整理するとともに、大型検体の中性子ラジオグラフィや物質同定を指向した新しい中性子計測診断技術の開発状況を紹介します。レーザー駆動中性子源開発における今後の課題を展望する。

Keywords:

laser-driven neutron, neutron radiography, laser accelerator

1. はじめに

中性子は物性、材料、デバイス、生物、食品、創薬、核物質研究などの科学技術分野のみならず、産業界における製品開発や製造現場における非破壊検査プローブ源として、近年益々その活用を広げている。中性子は水素など軽元素に対する感度が高いため、X線をプローブ源としたラジオグラフィとの併用による大型複合体 (例: 接着剤で接合された袋状の鋼板、鉄管内部を流れるオイル) の非破壊検査は、社会インフラや化学プラント、運輸機器製造の現場でも極めて魅力的な診断法といえる。

旧来より中性子研究の分野に用いられてきた研究用原子炉は、商用原子炉とともに高レベルの安全規制をクリアする必要があり、今後の展開に大きな課題を背負っている。このため、必要な時に必要なエネルギーと数をもった中性子が発生できる「オンデマンド型」コンパクト中性子源の普及が求められている。このような動きを背景に、「コンパクト中性子源とその産業応用に向けた基盤技術の構築」(科学技術振興機構/研究成果最適展開支援プログラム (JST/A-STEP 事業 (2016-2019))) が推進されている。

近年、高出力レーザー技術は大きく進展し、繰り返し動作が可能なテーブルトップのペタワット (10^{15} W) レーザーが市販され、直径数 μm 程度のスポットに集光照射することにより、 10^{20} W/cm² を超える照射強度が得られるようになってきた。 10^{18} W/cm² 以上の照射強度では、ターゲット表面に生成されるプラズマの臨界密度付近で相対論的レーザープラズマ相互作用が誘起され、MeV超のエネルギーをもった高速電子が発生する。レーザー照射面 (表面)

から真空中へ向かう膨張プラズマ先端において高速電子自身が作る電界によりイオンを牽引する。一方、ターゲットを貫通し裏面に到達した高速電子は、厚さがレーザー波長 ($1 \mu\text{m}$) 程度で、かつ高速電子エネルギー相当の電位差をもったシース電場を形成し、ターゲット裏面垂直方向にイオンを加速する (TNSA: target normal sheath acceleration)。特にターゲット表面の吸着物から生じた陽子は、電離ポテンシャルが小さく電荷質量比が大きいため、ターゲットを構成する元素からなるイオンより優先的に加速される。こうして MeV 級の陽子がターゲット裏面からも放出される。このように、高強度レーザーにより生成されたプラズマは、空間スケールを m 級からサブ mm 級へと3-4桁ダウンサイズしたマイクロ加速器を形成する。このプラズマ加速器で得られた高速電子や高エネルギーイオンを利用して、加速器と同様、高エネルギーの X線や中性子が発生できる。中性子発生においては、ターゲット前面に放射された高エネルギー粒子を利用する方式とターゲット裏面に放射された高エネルギー粒子を利用する2つの方法があるが、ターゲット構成の簡便さから、本解説ではターゲット裏面の高エネルギー粒子を利用する方法を中心に述べる。

いずれの方法であっても、限られた空間から発生する中性子パルス源となるので、その強度は極めて高い (発生点で $10^{21} - 10^{23}$ n/(s cm²))。このため、高速の時間分解を必要とする点源ラジオグラフィには最適な線源である。また、レーザープラズマ源は X線と中性子が同期して発生できるという複合光量子利用の可能性をもっている。このよ

corresponding authors' e-mail: nishimu@ile.osaka-u.ac.jp or nishimu-h@fukui-ut.ac.jp

うなレーザー駆動中性子源の特徴を活かした大型検体のラジオグラフィの他、飛行時間法 (Time of Flight: ToF) を用いた物質同定や核データの拡充など新たな応用への期待が高まっている。さらに、加速器と比較して、駆動源であるレーザー装置そのものは放射線発生装置と位置づけられていないので、駆動源を収める大きな空間と重い遮蔽体を必要としない。そのため、小型中性子源施設を実現しやすい。

2. レーザー駆動中性子源

2.1 基本構成

図1 (a)はレーザー駆動中性子源の基本構成を示している。ターゲットは2段構成となる。初段は高エネルギー粒子を発生するターゲットであり、通常、ポリスチレンなどのプラスチックフィルムやアルミニウムやチタンなどの金属フォイルが用いられる。これらは機械的に弱く単一レーザーパルスで破断するので、ショット毎の交換が必要となる。2段目は中性子変換部である。これは延べショット数5万発程度では決定的な破損をしないような堅牢さが求められる。2つのターゲットは数mmの距離で近接して置かれており、高エネルギー粒子のエネルギー分布による飛来時間の広がりには僅かである。この2段構成のターゲットは、野球との類似性から「ピッチャー・キャッチャータラゲット」とも呼ばれる[1]。以下では、この2種からなるターゲットを照射する方式をPC方式と呼ぶこととする。

図1 (b)は、このターゲットを中性子発生源として構成した「ポイント中性子源ラジオグラフィ」の概念を示している。ターゲット点ではX線と中性子とがほぼ同時発生するが、両者の飛来速度が異なるため、ある程度の距離におかれた大口径シンチレータ・パネルからの出力画像には時間差が生じる。そのため、高速シンチレータパネルと高速時間ゲート機能カメラ (ICCD) とを用いて出力画像を時間弁別し、X線ラジオグラフィと中性子ラジオグラフィそれぞれ

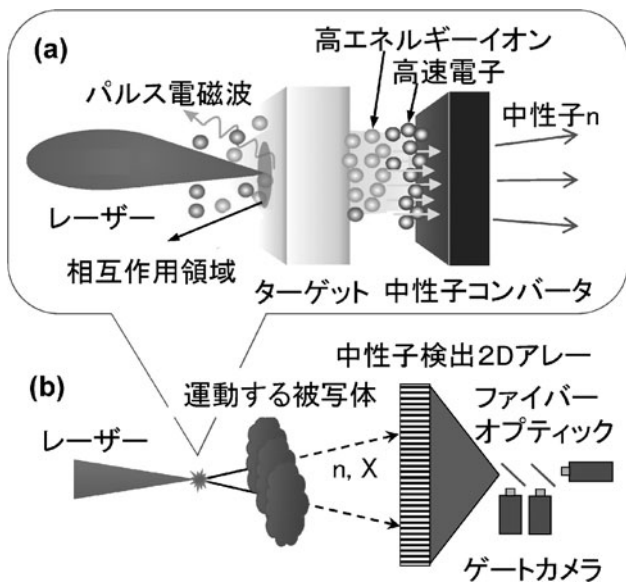


図1 (a)レーザー駆動中性子源の基本構成と(b)中性子ポイント・ラジオグラフィ。

個別の画像として記録できる。画像系は「ポイント・プロジェクション」を形成し、結像系を要さず倍率2~5程度が撮像できる。得られた画像の空間分解能はほぼ線源の大きさとなる。このため、m級大型検体のラジオグラフィをピコ秒の時間分解能、サブmmの空間分解能で撮像できる。一点、従来の中性子ラジオグラフィと異なるのは、MeV級の中性子を用いていることである。MeV級中性子でどのようなラジオグラフィとなるか、これも重要な研究課題となっている。ちなみに、小型加速器を用いて得られる中性子は時間的 (マイクロ秒)、空間的 (数mm) な広がりを持ち、さらにモデレータを介してサブeV級の熱中性子を得ている。このため、レーザー駆動中性子と比較して時間、空間の広がりが格段に大きくなる。このような中性子を用いた場合、コンタクトラジオグラフィとなり、得られる画像の倍率は1である。

2.2 軽元素材への陽子及び重陽子入射による中性子生成

高エネルギー陽子をLi, Be, Bなどの軽元素に照射すると、(p, n)反応により中性子が発生する。同様な反応は重陽子でも起こる。キャッチャータラゲットはこれらのBeやLiなどの軽元素あるいはその化合物から構成される。図2は各種軽元素に対する核反応断面積を示している[2]。横軸は粒子エネルギーである。 ${}^7\text{Be}(p, n){}^7\text{Be}$ は吸熱反応を伴うので、2.1 MeVを閾値とし断面積が急激に大きくなる。これに対して ${}^7\text{Be}(d, n){}^8\text{B}$ 反応では低エネルギーの重陽子でも中性子が発生する。このほか ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応も中性子発生によく用いられる。ただし、Liは材料のハンドリングに難がある。 ${}^{63}\text{Cu}(p, n){}^{63}\text{Zn}$ なども中性子増力材として知られているが、5-20 MeV帯の高い陽子エネルギーが必要である[3]。

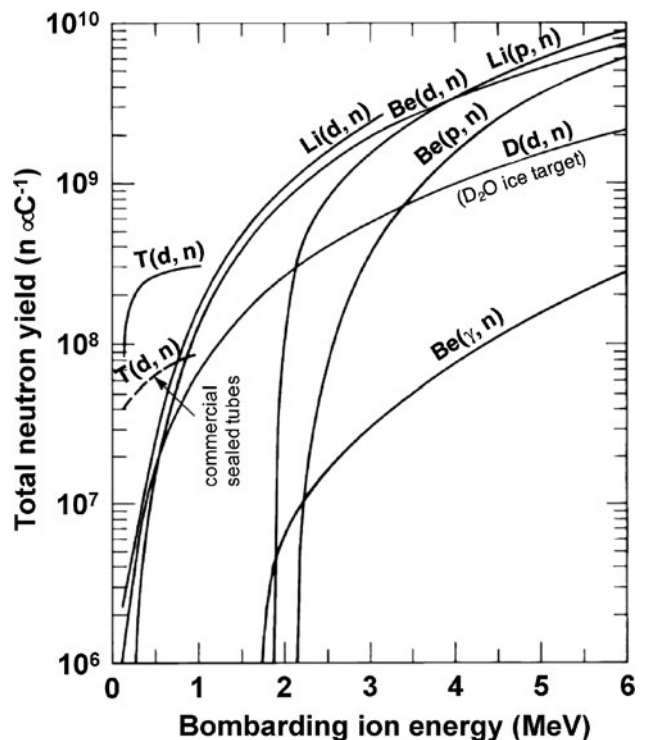


図2 陽子、重陽子補捉核反応断面積[2]。

大阪大学 LFEX レーザー[4]の照射を受けた重水素化ポリスチレンターゲットから放出された陽子、重陽子のエネルギースペクトルを実測し、これを入力値として、距離 2 mm の位置に置かれた厚さ 5 mm の Be に投入した場合の発生中性子角度分布とエネルギースペクトルの計算例を図 3 に示す。計算には PHITS コード[5]を用いた。入射イオンと Be とで決まる質量中心の運動のため入射イオンの運動方向（前方方向）に偏在した中性子発生が見られる。このような指向性は、検出器上の信号レベルを高め、不要な角度領域における放射線遮へいを軽減できるので、実用面で優れた特徴である。また、エネルギースペクトルが広がるのは、単色性を求める用途では欠点となるが、核データベースの構築のように 100 eV から 1 keV 程度のエネルギーをもつ広帯域な中性子を必要とする利用においては、減速材を利用しないで得られる中性子であるため、飛行時間法においては大いに活用が期待される。軽元素材への陽子及び重陽子入射方式は制動放射 X 線の発生が期待できないため、X 線と中性子とを同時に活用したい場合には適さない。一方、X 線の発生がスペクトル計測やラジオグラフィに悪影響を与える場合には、むしろ長所となる。

これまでの研究では、高出力レーザーから高エネルギー陽子への変換効率率は 4-15% 程度[6,7]であり、最終的な中性子数として、単位レーザーエネルギー当たり最大 10^8 (n/sr J) が得られている[8]。各種発生方式や照射レーザー強度依存性も含め、発生実験の現状に関しては第 4 章でまとめて整理する。

2.3 光核反応法

レーザー電磁場によって加速された高速電子の制動放射 X 線と物質との相互作用、いわゆる γn 反応中性子を発生する（注*）。制動放射ならびに光核反応を強く誘起するため、この方式ではキャッチャーは鉛などの高 Z 材料が使わ

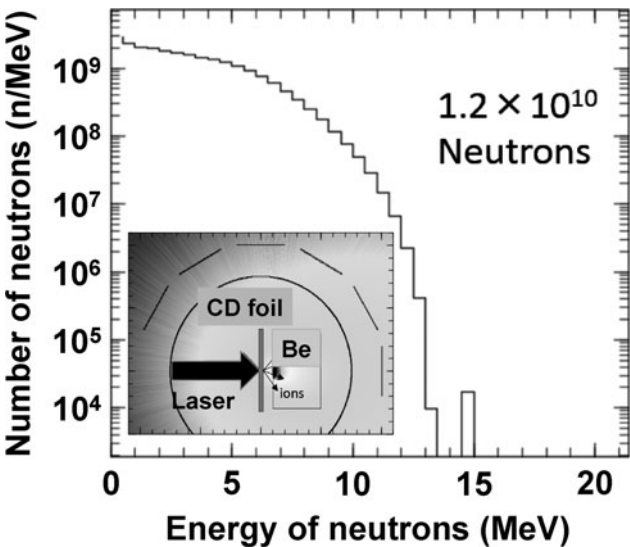


図 3 陽子捕捉法により予測される中性子角度分布とスペクトルの PHITS コード計算例。

* 物質中を電子が運動することにより発生する制動放射 X 線が、高エネルギー量子発生の本拠である。しかし、発生する X 線のエネルギー領域は 100 keV ~ 数 MeV であるため、2 次的に対生成や消滅反応、核励起/脱励起なども起こる。このため、発生する高エネルギー X 線を総括して γ 線と称する場合もある。本解説では 1 次電磁波の制動放射と表現する。

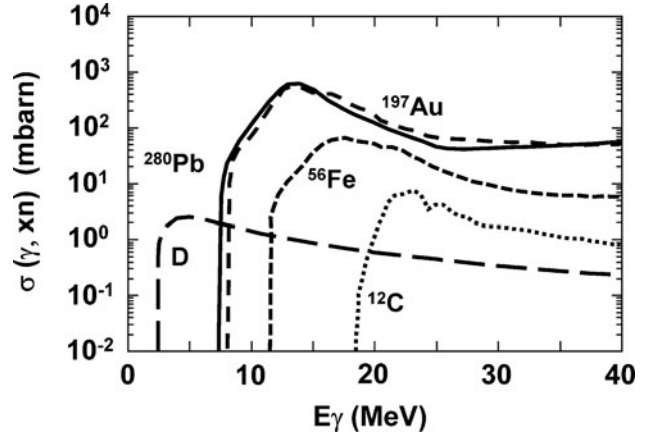


図 4 様々な高 Z 材料に対する光核反応断面積。

れる。図 4 は各種高 Z 材料に対する核反応断面積を示している[9]。ターゲット裏面から得られる高速電子は半角で 50 度ほどの大きな角度広がりを持っていることが知られており、この効果も合わせて、光核反応により生成した中性子は空間的一様性の高い分布となる。なお、レーザー照射強度指数 $a = 150$ （照射強度でほぼ 10^{22} W/cm² に相当）の超高強度照射においては、高速電子により生成された γ 線と Be との光核反応により、前方に強い指向性をもった中性子ビームが高効率に発生することが予測されている[10,11]。図 5 は LFEX レーザー実験で計測した高速電子エネルギースペクトルを入力として、制動放射も含め PHITS コードで計算した光核反応中性子のエネルギースペクトル例である。軽元素材への陽子及び重陽子入射方式における核反応の場合と同様、広帯域にわたり平坦なエネルギースペクトルを示している。この方式においては、キャッチャーターゲットに重元素を用いるので高エネルギー X 線と中性子とを同時に活用したい場合には都合が良いが、中性子スペクトル計測やラジオグラフィにこの X 線が障害となると、この方式は適さない。

これまでの研究では、高出力レーザーから高エネルギー電子への変換効率率は 10-30% 程度[12,13]であり、最終的な中性子は、レーザーエネルギー当たり最大 10^8 n/(sr J) が得られている。この値そのものは軽元素材への陽子及び重陽子入射方式と大きな差は見られてない。光核反応中性子に発生実験の現状についても第 4 章にてまとめて議論する。

2.4 熱核反応

ここまでは、高強度レーザーにより生成した高エネルギー電子やイオンを活用した中性子発生法について述べた。しかし、レーザー駆動中性子発生法の研究の歴史においては、上述のような方式が提唱される以前にも、レーザー駆動方式による中性子源の研究がなされてきた。

レーザーを用いた熱核融合反応（ビーム核反応も含む）はその代表例である。加熱方式としては、爆縮核融合[14,15]や球状ターゲット内面照射方式[16]などがある。ただ、これらの方式は kJ 級の大型レーザーを用いたシン

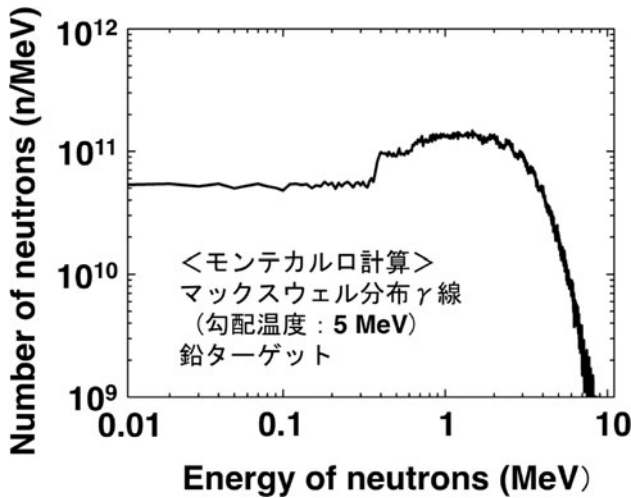


図5 光核反応中性子スペクトルのPHITSコード計算例。

グルショットベースの発生方式である。このため、高強度レーザー方式と発生効率と同程度であるものの（第4章で纏めて整理）、実用的な中性子源としてはまだ遠い位置にある。これは、応用分野では繰り返しパルスによる準定常的な中性子発生が求められており、高強度レーザー方式ではこれを念頭に概念設計が進められている。爆縮核融合方式による中性子の単位時間単位面積当たりの発生強度で比較した場合、例えば旧来の中性子源をはるかに超える桁違いの放射強度（前述のように発生点で $10^{21} - 10^{23}$ n/(s cm²))であったとしても、これを核物理研究に適応しようとする必要とされる総ショット数は、1,000ショットとか10,000ショットとなる。この数字はとても現実的ではない。この問題を打開しようと連続ターゲット供給、連続照射方式の研究も開始されており10 Hzの中性子発生レートで、ショット毎の発生中性子は 2×10^3 n/(sr J)であると報告されている。現状では、熱核融合ではなくビーム核融合が主たる中性子の発生機構となっている[17]。

繰り返し照射の点で期待される方式の一つが重水素原子クラスター加熱法である[18]。ガスパフ装置から高圧ガスを噴出させ、断熱膨張により過冷却、クラスター化した高密度の重水素をターゲットとする。このターゲットに短パルス高強度レーザーを照射することにより逆制動放射でレーザーが吸収され、重水素が加熱され熱核反応が起こるとしている。照射強度としては 10^{16} W/cm²程度である。この方式による中性子として $10^6 \sim 10^7$ n/(sr J)が期待できる。クラスターターゲットにさらに高い強度のレーザーを照射すると、クラスター内の電子がレーザー場で剥ぎ取られ、残ったイオンがクーロン爆発する加熱方式が考えられる。この方式でもMeV級のエネルギーをもったイオン発生が期待できる、PC方式におけるピッチャーの役割をクラスターターゲットで担うことも考えられる。阪部の計算では、 2×10^8 n/(sr J)程度の中性子発生が期待できるとしている[19]。

以上述べたような方式により発生した中性子に共通する特徴としては、そのエネルギースペクトルが2.45 MeV近傍（DD反応）の単色中性子であることである。ただし、熱核

反応ではイオンの温度を反映した、また、ビーム核融合の場合はビーム間の相対速度に相当したエネルギー広がりを示す。

3. 関連計測技術の開発

3.1 計測診断の視点からみたレーザー駆動中性子の特徴と留意点

ナノ秒レーザー単独での中性子発生を除いて、レーザー駆動中性子における共通点はレーザー照射強度が 10^{18} W/cm²を超える相対論的照射強度になることである。このような高強度照射下ではMeV級の高速電子が発生し、これがターゲットのみならず、近隣の計測器やターゲット供給装置、真空容器の壁などと衝突して強力な制動放射X線が放射され、γ線、そして光反応中性子が発生する。このようなγ線や光反応中性子に起因した背景信号は、目的とした中性子（例：熱核融合反応由来の中性子）の信号に重畳する。X線やγ線、中性子はプラズマ点でのみとは限らず、プラズマ源から離れた位置にある機器を介し時間差をもった複数のパルス群として検出器に飛来する。これらは本来計測すべき中性子パルスの同定を困難にする。加えて、軽元素材への陽子及び重陽子入射法やビーム核融合のように中性子発生の空間分布が一様で無いことが予め予測できる場合には、適正に検出器を配置する必要がある。

3.2 発生中性子数の計測

発生中性子数の計測には、Agカウンターが用いられてきた。これは $^{109}\text{Ag} + n \rightarrow ^{110}\text{Ag} + \gamma$, $^{110}\text{Ag} \rightarrow ^{110}\text{Cd} + \beta$ という反応においてβ線を計数する方式である。熱中性子に感度が高いので、高速中性子の測定には減速材がもちいられる。照射強度 10^{14} W/cm²程度での中性子発生にはこの装置は有効であるが、 10^{18} W/cm²を超える高強度レーザー照射下では、本来の熱核融合中性子信号に対して光核反応中性子が数千～万倍大きな信号を出力することがある。このため、高速点火プラズマのように照射強度 10^{14} W/cm²で燃料球を爆縮し、最大圧縮時に 10^{19} W/cm²の照射強度で追加熱レーザーを投入したような場合、もはやAgカウンターは使用できない。当然、高強度レーザー単独照射実験にもAgカウンターは使用できない。このため、高強度レーザーを使用する実験では、高速応答シンチレータと高速光検出器やゲート付き光電子増倍管を組み合わせた飛行時間法が主に採用されている。

単一中性子検出器による「電流モード」での飛行時間計測に加え、数百個もの検出器群による「計数モード」での飛行時間計測が行われている。後者は検出器一つ一つが中性子一つ一つの飛行時間を記録し、それらを統計処理することで中性子の飛行時間分布を得るもので、シンチレータの減衰時間特性に影響されない優れた計測手法である。

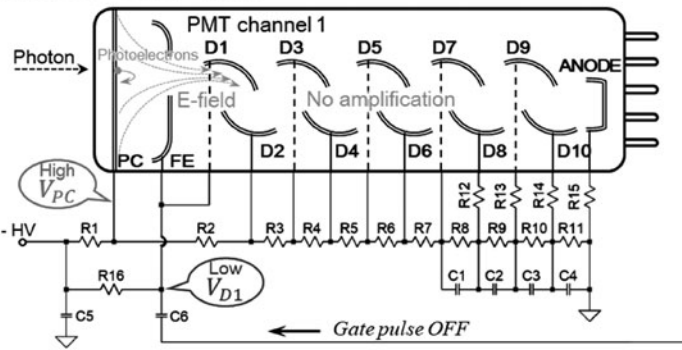
しかし、光電子増倍管においても課題がある。これは、制動放射X線の信号が中性子の信号に対して桁違いに大きいため、中性子を十分検出できるように光電子増倍管の感度を調整すると、先行するX線の入射に伴うシンチレータの巨大発光によってダイノード内の電荷が枯渇し、後続の

中性子に対して出力信号の時間特性が劣化する、あるいは出力が完全に失われる。また、光電子増倍管は信号を出力した後、アフターパルスと呼ばれる疑似信号を長時間（数マイクロ秒～ミリ秒）に渡って出力する。通常このアフターパルスは本来の出力信号に対して格段に大きいものであっても後続の信号に深刻な影響を与えることはないのだが、先述のように中性子の強度に対して大きな X 線が検出器に先行入射する状況では、中性子信号にとって X 線信号由来のアフターパルスの影響は無視できない。これらの問題を解決するために、検出器にはゲート機構が用いられる。しかし、一般に普及しているゲート付き光電子増倍管 (MCP 型・ダイノード型を含む) は、回路の電流量の観点で多チャンネル化に不向きである。そこで、著者らはダイノード型でもアフターパルスを除去できるゲート機構を開発し、尚且つ計数モード用の多チャンネル検出器にも導入可能なシステム設計を行った[20]。アフターパルスの正体はダイノード間を伝搬する光電子及び二次電子が光電管内部の残留気体をイオン化し、そのイオンが前段のダイノードやカソードに衝突する際に放出される電子がダイノード鎖で再度増幅されて有意な信号となったものである。これを完全に除去する為、著者らはフォトカソード(PC) - 第1ダイノード (D1) 間を逆バイアスにすることでアフターパルスの抑制に成功した。多チャンネル並列接続可能な高圧スイッチング回路を検出器外部に設けたことで、検出器内部の回路構成がシンプルになり、現実的な電流量、

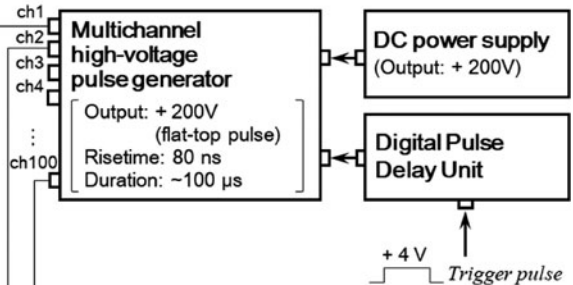
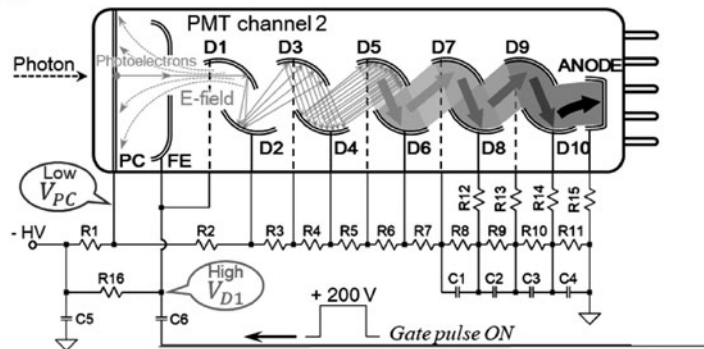
実用に足る時間応答（出力回復時間：100 ns）で複数の検出器を同時にゲート駆動できるようになった。（図 6 (a) (b)参照）。図 7 (a) (b)は最も一般的なゲート方式（第1 - 第2ダイノード間をスイッチングする方式）の光電子増倍管と新方式の光電子増倍管のアフターパルスの比較である。一般的なゲート方式ではPC-D1間の残留ガスのイオン化を防ぐことができないため、出力がオンになって以降、数 μ sに渡ってアフターパルスが生成しているのに対し、著者らの方式ではアフターパルスの生成量はその100分の1以下に抑えられている。

検出器をプラズマ源に近接して設置し、不要な中性子の検出を弱め、着目した中性子を優先的に検出しようとする方法も採用されている。バブル検出器と呼ばれる検出器はこのような考えから多用されている。直径 1.5 cm、長さ 10 cm 程度の円筒状ガラス容器内に透明ジェル状の検出材が封入されたものであり、中性子照射によりガラス管内に発生する直径 1 mm 程度の気泡数を計数する。気泡の発生は、過熱液体の放射線による気化現象を利用したものである。直径数 10 μ m の低沸点液体をジェル状媒体に混入し、保存時には検出器を加圧しておき気泡の発生を抑える。使用時に大気圧に開放すると液滴は過熱状態になり、中性子が入射すると媒体中に荷電粒子が生成され、最終的に肉眼で識別可能な気泡が発生する。このバブル検出器の最大の特徴は、高エネルギー X 線や γ 線に対して吸収が低く感度がほとんど無いことである。このため、時間積分計

(a) PMT “OFF” state



(b) PMT “ON” state



PMT: Photomultiplier tube
 PC: Photocathode
 FE: Focus electrode
 D1, D2, ..., D10: Dynode1, 2, ..., 10
 V_{PC} : Photocathode potential
 V_{D1} : Dynode-1 potential

図 6 (a)多チャンネル中性子検出器用ゲートシステムの回路概略及び動作原理(a)光電子増倍管の出力 OFF の状態, (b)出力 ON の状態。高圧高速パルス発生器を用いたカソード - 第1ダイノード間電圧の高速スイッチングにより、過大光入射時は逆バイアス ($V_{PC} > V_{D1}$) にして多量の光電子の伝搬を遮断し、その後瞬時に順バイアス ($V_{PC} < V_{D1}$) に戻して中性子の信号を出力させる。これにより過大光入射による光電子増倍管内の電荷枯渇や疑似パルス（アフターパルス）の発生を防ぐことができる。

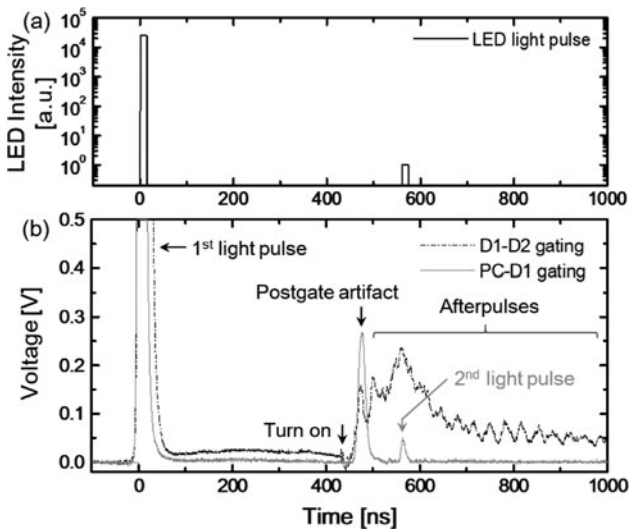


図7 LED ライトパルサーを用いたゲート光電子増倍管の時間応答の比較 (a) ライトパルサーの出力波形及び (b) 汎用的なゲート機構 (黒点線) 及び著者らのゲート機構 (実線) を導入した光電子増倍管の出力波形。過大光入射に伴う光電子増倍管の出力飽和を回避できるという点では両者のゲート機構は同じであるが、著者らのゲート機構は過大光入射後のアフターパルスの発生までも抑制でき、これにより中性子1個分微弱な光信号でさえも極めて高いSN比で検出できる。

測であったとしても中性子数が計測できる。

3.3 エネルギースペクトル計測

2.4節で述べた熱核反応方式の場合、中性子スペクトルは単色であるのに対し、2.2、2.3節で述べた軽元素材への陽子及び重陽子入射方式や光核反応法による中性子は、広帯域のエネルギースペクトルを有していることが予測されている。この広帯域性は、減速材を介さず、点源、短波パルスの中性子源そのものから生まれるので、飛行時間法を用いて各種材料に対する中性子吸収断面積を計測し、核データを拡充するのに有効であると期待されている。このため、予測中性子スペクトルを実験的に検証するため、100 eV から MeV 程度にわたる極めて広帯域の中性子分光が必要となる。1つの検出器ではカバー仕切れないので、帯域をいくつかに分け、それぞれにエネルギー感度が高く、相応する時間分解能を有する検出系が必要となる。例えば、⁶Li を主元素として含むガラスシンチレータ [21] は 1 meV から 1 keV の低エネルギー中性子に対して感度が高いことが知られており、高速中性子 ToF 計測器との組合せで広帯域中性子スペクトル計測が可能である。なお、低エネルギー中性子の計測には、発生源近傍に置かれた機器やプラズマチェンバー、実験室の壁面など様々な散乱体があることに注意し、プラズマから直接飛来する中性子信号のみを捉える工夫が重要である。

3.4 画像計測

図1に示した基本構想にあるように、レーザー駆動中性子の特徴を活かした活用法として大型検体の中性子ラジオグラフィがある。大型検体では、物体内部での中性子散乱のため遅延して飛来している中性子成分が多い。これを除去する有効な手段として時間ゲート法がある。理研・大竹らのシミュレーションでは、高速道路の橋梁を検体に、時

間的に矩形の2 MeV 単色中性子を照射した場合、照射開始から 100 ns 積算までは明瞭だった内部構造画像が 150 ns 積算後には散乱中性子が重畳し完全に画像情報が消失している。このような結果から、高速中性子を線源とし、これを時間ゲートした画像系で撮像するのが極めて有効であることがわかる。また、大型検体の場合、大型のシンチレータ・パネルも必要となる。このような観点から、30 cm×40 cm の大口径アルミハニカムを使用した液体シンチレータパネルが開発されている。液体シンチレータはハニカムを構成する管径 0.8 mm の六角柱内部に染みこませている。シンチレータの厚みは 40 mm であり、1 MeV 中性子を30%の確率で捕獲しシンチレーションに変換できる [22]。

次章で、実用化のために必要とされる中性子数を、小型加速器で得られている中性子数にもとづき議論するが、現状のレーザー駆動中性子源で同程度の中性子数を得るのは容易ではない。このため要求値をできるだけ抑制し駆動レーザーへの負担を軽減するには、画像系の結合効率を向上させるのが有効である。このため、中性子入射に伴いシンチレータから発生した光を増幅する「光増幅パネル」が発案された [23]。図8 (a)はこのパネルの動作原理を示している。1画素 (サイズ: 2×2 mm) あたり1584個のアバランシェフォトダイオード・エレメント (APD-E) からなる 64×48画素の APD パネル、LED アレー (画素サイズ 1.6×0.6 mm, 64×48画素アレー) が回路基板上で接続されている。シンチレータからの入力光子1つに対し電子が 4×10^5 個生成され、最終的な LED 出力として 1×10^5 個の光子が得られる。APD-E 単体では 0-1 出力であるが、確率的に画素としてのダイナミックレンジは APD 一画素に含まれる APD-E の数で決定される。この光増幅パネルはユニット化されており、このユニット数を増やすことで画像系の口径拡大が可能である。光増幅パネルはハニカムシンチレータパネルの出力側に密着して設置し、中性子入射に伴う LED から最終出力画像は、通常の光学レンズと ICCD カメラとで記録される。図8 (b)は、光増幅パネル単体で得た手の影絵である。このとき用いた背景光は 2 m の距離においた出力 0.1 mW 程度の青色 LED 1つのみであった。

4. 研究開発における世界の現状

レーザー駆動中性子源を実用化するにあたり、加速器ベースの小型中性子源による先行研究が参考となる。理研

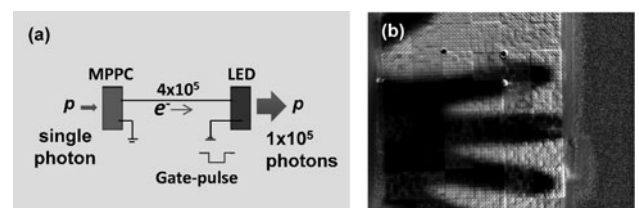


図8 (a) アバランシェ・フォトダイオード・アレーパネル (MPPC) と LED アレーとを組み合わせた光増幅パネルの構成。ならびに (b) このパネルを用い微弱光を背景とした手のシャドウ像。光増幅率は10万倍。

RANSはその中核的な中性子源であり、様々な応用研究が精力的に進められている[24]。RANSのモデレータ直前における中性子レートは 10^{13} n/(sr s)である。このレートにおいて、レーザー駆動中性子源を想定したMeV級中性子ラジオグラフィ予備実験でも期待を持てる画像が得られており、レーザー駆動中性子源においても1つの目標値と設定できる。

図9は、これまで発表された各種方式のレーザー駆動中性子に対する発生数を示している。横軸はターゲット照射強度、縦軸は投入レーザーエネルギーで規格化した単位立体角当たりの発生中性子数を示している。図には、以下の方式を示している：①CD球殻内面照射(四角/黒丸, [15]), ②高アスペクト比ターゲット球状爆縮(星, [13]), ③軽元素材への陽子及び重陽子入射方式(英ラザフォード・アップルトン研VULCANレーザー(小黒丸/円, [1, 25]), 大阪大学LFEXレーザー(大黒丸), 米ロスアラモス研TRIDENTレーザー(黒四角, [8]), 大阪大学GMIIレーザー(黒三角, [26]), その他の装置(小黒丸[18, 27-36]), ④光核反応(京都大学T6レーザー(中抜き十文字, 高速電子スペクトルより推定), LFEXレーザー(回転中抜き十文字, [8])。全体的に照射強度を高くし、より高エネルギーの粒子を発生させることで中性子の発生効率が向上できている。また、投入エネルギーが大きい方が、単位レーザーエネルギー当たりに直しても、多くの中性子を発生できている。後者の傾向が見られるのは次のように説明できる。同一照射強度下で発生しプラズマ内部に閉じこめられた高速電子は、いわゆる「リフラクシング運動」を行い、ターゲット表裏の往復運動(縦方向)のみならず、ターゲット面に沿った方向(横方向)にも広がっていく。この結果、高速電子はエネルギー伝達範囲を広げ加熱領域の質量が実効的に増すので、ターゲットポテンシャルが低下する。こうして、高速電子エネルギー、そして高速イオンのエネルギーが低下する。この低下問題を抑制するには、ターゲットを小さくしてエネルギー分配領域の質量を抑制するか、横方向に広がるプラズマに負けじとレーザーエネルギーを大きくすることが求められる。今、この横方向広がり(の大きさ)を高速電子の運動速度(ほぼ光速)にパルス幅を掛けた値の1/10程度だとする。これはパルス幅1psに対し、ほぼ光速で運動する高速電子の走行距離にして30 μ mである。この大きさを直径としたスポットにおいて照射強度を 10^{19} W/cm²と仮定すると、必要となるレーザーエネルギーは68Jとなる。この値をもとにレーザーパルスのエネルギーを100Jとすると、単一パルスあたり 10^{10} n/srが得られ、100Hzの繰り返しで 10^{12} n/(sr s)が期待できる。しかし、依然、理研・RANSの値 10^{13} n/(sr s)に桁及ばない。これを画像検出器の感度増で補償できれば、必要なレーザーの代表的性能は100J/100Hz/1psといえる。このように、レーザー装置に対する負荷を軽減するため、検出器側で効率向上を図ろうとしている。第3章で説明した増幅パネルの果たす役割が極めて大きいことが理解いただけよう。

しかし、100J/100Hz/1psのような高性能レーザーは、まだ現存していない。これは、高繰り返し高出力レーザーの開発において励起時に発生する熱の処理が障害となっているためである。事実、現状のレーザーは、パルス当たりのエネルギーを抑制して繰り返しレートを上げるか、エネルギーを優先して繰り返しを抑えるかの二者択一状態にあり、エネルギーと繰り返しの2つの要求を同時に満たすには、更なるレーザー開発が必要である。

5. まとめと今後の展望

レーザー駆動中性子源における基本構成、背景にある物理、様々な発生方式、関連する中性子計測診断開発、中性子発生実験の現状、実用化に向けた目標値とこれに向けた開発戦略を述べた。中性子の発生効率を支配する要因として高速電子、あるいは高エネルギー陽子への変換効率が上げられる。LFEXレーザー実験の現状で4%であり、一方で15%を得たという報告があるので、さらなる改善の余地があると思える。また、中性子の発生角度分布やエネルギースペクトルに関して、PHITSのようなモンテカルロコードの結果から推測を行っているが、実験的検証やコードへのフィードバックはまだ開始されたばかりである。

レーザー駆動中性子源の開発戦略としては、シングルショットベースにおいてレーザー駆動中性子によるラジオグラフィの撮像を実証し、次段階として、繰り返しレーザーによる中性子数の増大と画質の向上をめざし、様々な検体の中性子ラジオグラフィを試みていくことになろう。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金・基盤研究(A)「レーザー

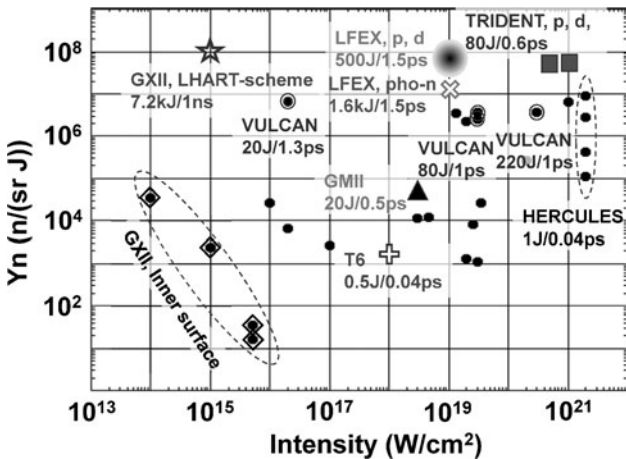


図9 主要なレーザー装置名やエネルギー、パルス幅に対する中性子発生数。横軸は照射レーザー強度、縦軸はレーザーエネルギーで規格化した単位立体角当たりの中性子数を示している。①CD球殻内面照射(四角/黒丸, [15]), ②高アスペクト比ターゲット球状爆縮(星, [13]), ③軽元素材への陽子及び重陽子入射(英ラザフォード・アップルトン研VULCANレーザー(小黒丸/円, [1, 25]), 大阪大学LFEXレーザー(大黒丸), 米ロスアラモス研TRIDENTレーザー(黒四角, [8]), 大阪大学GMIIレーザー(黒三角, [26]), その他の装置(小黒丸[18, 27-36]), ④光核反応(京都大学T6レーザー(中抜き十文字, 高速電子スペクトルより推定), LFEXレーザー(回転中抜き十文字, [8])。照射強度のみならず、レーザーエネルギーが大きいほど、中性子発生率が高い。

駆動光核反応中性子による大型検体非破壊検査技術の開発 (2014~2016) (課題番号: 26246023) ならびに科学技術振興機構 (JST) 「コンパクト中性子源とその産業応用に向けた基盤技術の構築 (A-STEP) 「レーザー駆動中性子源の開発と高速ラジオグラフィへの応用 (2015~2019) (課題番号: AS2721002c) の支援を得て実施された。また、日本学術振興会・二国間交流事業・共同研究 (日中共同研究) 「統計的真空加熱法によるレーザー加速の実験的検証」, JST 戦略的創造研究推進事業「さきがけ」光の極限制御・積極利用と新分野開拓 (JPMJPR15PD) の一部支援を得た。

参考文献

- [1] K.L. Lancaster *et al.*, Phys. Plasmas **11**, 3404 (2004).
- [2] Y. Zuo *et al.*, Phys. Procedia **60**, 220 (2014).
- [3] C.M. Brenner *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 014039 (2016).
- [4] N. Miyanaga *et al.*, Journal De Physique IV **133**, 81 (2006).
- [5] PHITS コードは日本原子力研究開発機構が開発、提供しているオープンコードである。詳しくは <https://phits.jaea.go.jp/indexj.html> を参照。
- [6] A. Yogo *et al.*, Sci. Rep. **7**, 42451 (2017).
- [7] C.M. Brenner *et al.*, Appl. Phys. Lett. **104**, 081123 (2014).
- [8] M. Roth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 044802 (2013).
- [9] K. Shibata *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. **48**, 1 (2011).
- [10] 中井光男 他: レーザー研究 **43**, 98 (2015).
- [11] T. Nakamura and T. Hayakawa, Phys. Plasmas **22**, 083113 (2015).
- [12] M. Key *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 1966 (1998).
- [13] Z. Zhang *et al.*, High Energy Density Phys. **15**, 78 (2015).
- [14] C. Yamanaka and S. Nakai, Nature **319**, 757 (1986).
- [15] O.A. Hurricane, *et al.*, Nature **506**, 343 (2014).
- [16] Y. Abe *et al.*, Appl. Phys. Lett. **111**, 233506 (2017).
- [17] Y. Kitagawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 155001 (2012).
- [18] T. Ditmire *et al.*, Nature **386**, 54 (1997).
- [19] 阪部周二, 橋田昌樹: レーザー研究 **43**, 82 (2015).
- [20] Y. Abe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 10I114 (2018).
- [21] Y. Arikawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 113504 (2009).
- [22] Y. Arikawa *et al.*, SPIE **10328**, 10328oT (2017).
- [23] Y. Arikawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **89**, 10I128 (2018).
- [24] 大竹淑恵: レーザー研究 **43**, 71 (2015).
- [25] P.A. Norreys, Plasma Phys. Control. Fusion **40**, 175 (1998).
- [26] A. Youssef *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 110703 (2005).
- [27] L. Torrisi *et al.*, Molecules **19**, 17052 (2014).
- [28] J. Zweiback Phys. Rev. Lett. **84**, 2634 (2000).
- [29] F. Buergens *et al.*, Phys. Rev. E **74**, 016403 (2006).
- [30] O. Komeda, Sci. Rep. **3**, 2561 (2013).
- [31] D.P. Higginson *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 100703 (2011).
- [32] L. Willingale *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 083106 (2011).
- [33] L. Disdier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1454 (1999).
- [34] S. Frizier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 165004 (2002).
- [35] J. Hah *et al.*, Appl. Phys. Lett. **109**, 144102 (2016).
- [36] C. Zueck *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 124101 (2013).



にしむら ひろあき
西村 博明

1979年大阪大学大学院工学研究科中退。工学博士。1979年大阪大学助手1990年独マックスプランク量子光学研究所・客員研究員、1992年大阪大学助教授、2003年大阪大学教授、2018年福井工業大学教授、現在に至る。レーザープラズマ工学、レーザー核融合、プラズマ分光、プラズマ診断、レーザー駆動中性子などの研究に従事。欧州にて開催されるレーザープラズマ物理やプラズマ分光に関する夏の学校講師にも招聘。2002年プラズマ・核融合学会第7回技術進歩賞受賞、2005年プラズマ・核融合学会第13回論文賞。2017年大阪大学総長顕彰受賞。



ありかわ やすのぶ
有川 安信

大阪大学レーザー科学研究所 講師
レーザー核融合中性子計測器の開発を行っている。レーザー研の核融合実験以外にも、理研、NIFS、各地の加速器、など中性子がでると聞けばどこへでも出かけて行って実験している。最近は大規模レーザー装置の開発も手掛けている。



あべ ゆうき
安部 勇輝

大阪大学レーザー科学研究所特任研究員。2017年大阪大学大学院工学研究科博士課程修了。博士(工学)。レーザーを用いた様々な中性子発生実験における中性子計測を専門とし、バックグラウンドノイズの少ない計測器の開発などを主な仕事としている。また最近、数値シミュレーションを用いた中性子発生物理の研究や、中性子ラジオグラフィの産業応用を実現する為の中性子源全体のシステム設計に取り組んでいる。



よご あきふみ
余語 覚文

大阪大学レーザー科学研究所・准教授。2005年京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻博士後期課程修了。同年より日本原子力研究開発機構関西光科学研究所。2014年より現職。専門は高強度レーザープラズマ相互作用、レーザー粒子加速、レーザー駆動中性子源の開発とその応用。