The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	レーザー核融合点火実験用高速応答中性子計測器の開発
Author(s)	有川, 安信
Citation	大阪大学, 2010, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2283
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

レーザー核融合点火実験用
高速応答中性子計測器の開発

平成 22 年 7 月

有川　安信

概要

将来のクリーンかつ永久的持続可能なエネルギー源として核融合エネルギーの実現が期待されている。レーザー核融合では重水素・三重水素で構成された燃料球に四方八方からレーザーを照射して、高温・高密度の状態を作り出し、核融合点火を引き起こして燃焼に導く。点火条件を達成するためには、圧縮から点火・燃焼に至る過程を詳細に調べる事が重要である。点火前の始状態である燃料の密度・半径積（燃料面密度）を実験によって明らかにして点火に必要な燃料面密度を実現する事、また点火に至る加熱と燃焼のダイナミクスを実験的に明らかにする事が重要である。前者は核融合散乱中性子を観測して燃料面密度の観測を可能にする事で実現でき、後者は高速応答の中性子計測器で中性子の生成履歴を観測する事で実現できる。

本研究では核融合燃焼履歴計測のための高速応答中性子計測器の開発、および燃料面密度計測のための散乱中性子計測器の開発に関する成果をまとめる。本論文は以下の四章から構成されている。

第一章では本研究の背景として、レーザー核融合における高密度圧縮の重要性と高温点火部の必要性、点火条件について理論的基礎について述べ、さらに中性子計測の意義について述べた。

第二章では大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにおける高速点火核融合原理実証実験 FIREX プロジェクトにおいて燃焼履歴を計測するために、高速応答かつ高感度の中性子計測器の開発を行った。この計測器は中性子生成数 10^6 程度で燃焼履歴のピーク時刻を±50 ps の精度で観測できる事が実験的に示された。また本研究によってこれまで明らかにされてこなかったプラスチックシンチレーターBC-422 の発光立ち上がり時間が 20 ps であり、ベンゾフェノン消光材入りの BC-422Q の立ち上がり時間は 8 ps である事が明らかになった。さらにこの計測器には高速点火核融合独特の問題である高強度 X 線ノイズへの対策がとられており、エネルギー1 kJ でパルス幅 4 ps の追加熱レーザーを用いた実験において、X 線によるノイズを許容レベルまで抑えることに成功した。

第三章では燃料面密度計測のための散乱中性子計測手法の開発について述べる。散乱中性子計測を可能にするためには散乱中性子に感度が高くかつ高速の中性子シンチレーターが必要である。我々は新素材の ^{6}Li ガラス中性子シンチレーター「APLF80+3Pr」を開発した。APLF80+3Pr の性能評価実験を行った結果、要求を満たす性能が得られ、米国 National Ignition facility における点火実証実験において散乱中性子の観測が十分に可能である事が示された。APLF80+3Pr を用いたカレントモード中性子 Time-of-Flight 計測器の設計を行い、数値計算によって現状実験環境である中性子生成数 10^{10}、燃料面密度 0.1 g/cm^2 において散乱中性子信号を観測できる事を示した。また大阪大学の FIREX 実験でも適用できるようさらなる高感度化のために、多チャンネルカウンティングモード計測器の開発を行った。このシステムは FIREX のこの 1 年程度先に見込まれる核融合出力である中性子生成数 10^7 以上、燃料面密度 21 mg/cm^2 以上で散乱中性子が観測できるよう設計された。このシステ

ムを設計するに当たり最も重要な構成要素であるシンチレーターアレーの開発を行い、中性子源を用いた実験により多チャンネル計測が可能であることを示した。

第四章はこの論文を総括する。

目次

第一章　序論 1

第一節　エネルギー問題と核融合 1

第二節　爆縮の方式－直接照射と間接照射 3

第三節　点火の方式－中心点火と高速点火 4

第四節　高密度圧縮の必要性と燃料面密度について 5

第五節　圧縮に必要なレーザーエネルギー 8

第六節　高温点火部の必要性 9

第七節　レーザー核融合における核反応計測の重要性 12

第二章　燃焼時刻計測のための高速応答中性子シンチレーション計測器の開発 15

第一節　高速点火核融合と燃焼履歴 15

第二節　高速応答中性子検出器の設計 19

第一項　要求性能と装置の設計コンセプト 19

第二項　シンチレーターの設置位置、サイズの設計 21

第三項　高電子増倍管の決定 24

第四項　光学系の選択－バンドルファイバーについて 25

第五項　シンチレーター用反射材効果とフォトン収率について 27

第三節　プラスチックシンチレーターの種類の決 30

第一項　BC422 および BC422Q について 30

第二項　プラスチックシンチレーターの構成物と発光メカニズム 30

第三項　励起緩和過程と時定数 31

第四項　立ち上がり時間の測定 34

第五項　立ち下がり時間の測定 37

第六項　発光量の測定 39

第四節　時間分解能評価 42

第一項　装置応答の立ち上がり時間と統計誤差による時刻計測精度評価 42

第二項　バンドルファイバーの応答特性評価 45

第三項　同軸ケーブルの応答特性評価 47

第四項　時刻測定基準信号、時刻校正について 51

第五項　X 線減衰用の鉛による中性子波形ひずみについて 51

第五節　装置応答測定実験 53

第一項　全体構造のまとめ 53

第二項　超短パルス UV レーザーを用いた応答関数測定および応答関数の評価 54

第六節　高速点火実験における試験　56
第一項　全体構造　56
第二項　応答関数測定　58
第三項　ノイズ評価　60
第四項　高速点火実験での実用　64
第七節　まとめ　65

第三章　燃料面密度計測のための散乱中性子計測器の開発　73

第一節　散乱中性子計測開発の重要性　73
第一項　高密度圧縮の重要性と燃料面密度計測について　73
第二項　燃料面密度計測の重要性と計測手法について　74
第二節　散乱中性子について　77
第一項　スペクトル計算　77
第二項　計測手法コンセプト　81
第三節　高速減衰 ^{6}Li シンチレーターの開発　82
第一項　材料設計指針　82
第二項　ガラス材料開発　82
第三項　シンチレーター特性評価 1. 物性評価　87
第四項　シンチレーター特性評価 2. スペクトル特性　90
第五項　シンチレーター特性評価 3. 発光減衰時間測定　94
第六項　シンチレーター特性評価 4. 発光量測定　99
第七項　レーザー核融合実験における性能評価　101
第四節　NIF 実験用散乱中性子計測器の開発　104
第一項　計測概念と理論計算による信号予測　104
第二項　計測器設計　109
第三項　ノイズ評価　113
第四項　第四節のまとめ　116
第五節　激光１２号実験用散乱中性子計測器の開発　117
第一項　計測概念　117
第二項　多チャンネルシンチレーターアレーに求められる必要体積と必要チャンネル数の計算　119
第三項　シンチレーターアレーの開発とフォトンガイド効果評価　123
第四項　装置設計と評価実験　131
(1)マルチアノード PMT デザイン　131
(2)レンズ結合型イメージインテンシファイアデザイン　133

第五項　第五節のまとめ　141
第六節　まとめ　142

第四章　結論　149
謝辞
業績目録

第１章　序論

第一節　エネルギー問題と核融合

近年“第 3 次の石油危機”とも言われる状況の中、石油は一時 1 バレル 100 ドルを越え、30 年後には 200 ドルを突破するとの観測もある。現代の高度経済社会を支えるためには莫大な電気エネルギーが不可欠である。また一方で地球温暖化や大気汚染の進行を抑制することから、化石燃料の革新的な利用方法や、非化石エネルギーの開発が急がれている。新エネルギーであり得るための条件は、1. 世界規模でのエネルギー供給を満たす資源が見込まれ、2. 資源の地域的な偏在や社会的な導入の制約が少なく、3. わが国として自給制が高いことなどである。現在実用化されている非化石エネルギーのうち、高度経済を支えるだけ十分なエネルギーを生成できているものは核分裂エネルギーのみである。しかし核分裂には長寿命放射性廃棄物が 1 万年からという時間スケールで残留するという問題があり、現在の人類は地中に埋蔵するという手段以外放射性廃棄物の最終処分法を確立できてはいない。未来にわたって安心して使い続けられるエネルギーであるためには、廃棄物もクリーンである必要がある。また、水力、風力に加えて、近年はバイオマス、太陽光などの開発等、自然エネルギーの開発も盛んであり、これらのエネルギー開発を促進することは化石エネルギー依存から脱却するために当然必要であるが、一国のエネルギーを安定供給し続けるにはいたっていない。未来永劫安心して使える新しいエネルギー源が必要である。

核融合エネルギーは太陽をはじめとする恒星のエネルギー源であり、核分裂反応と比べて圧倒的に放射線廃棄物の少ない。環境と調和した夢のエネルギー源として核融合エネルギーの開発が求められている。

現在世界で開発されている核融合技術は大きく２分される。一つ目は磁場により燃料プラズマを長時間閉じ込め核融合利得を得る磁場閉じ込め核融合方式であり、他方は高強度レーザーが引き起こす高圧力によって燃料を圧縮し、高温部を作り出して点火燃焼を起こす慣性閉じ込め核融合である。

前者は定常燃焼ができるシステムであり、学術研究の最終目標は定常燃焼を実証することである。日本国内では日本原子力開発機構の JT-60 大型トカマク装置[1]や、核融合研究所のヘリカル装置[2]が、世界的プロジェクトとしては ITER[3]等が開発拠点として有名である。一方レーザー核融合は単発的な核融合を繰り返すことで定常性を得る、学術研究が最終目標とするところは単発の点火燃焼の実証であり、阪大レーザーエネルギー学研究センターの FIREX プロジェクト[4]、米国の NIF(National Ignition Facility)[5]やフランスの

LMJ(Laser Mega Jule)[6]等が巨大プロジェクトとして知られる。

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターは高強度レーザー激光 XII 号を用いてレーザー核融合の研究を進めてきた。特に近年は超高強度レーザーLFEX を用いた高速点火核融合方式の原理実証に向けた研究が進められている。

第二節　爆縮の方式 - 直接照射と間接照射

燃料を爆縮する方法には２つの方法がある。レーザー光をターゲットに直接照射する「調節照射」方式と、レーザー光をまず原子番号の高い物質からできたキャビティーの内側に照射し、そこから発生する黒体放射 X 線を燃料カプセルに照射する「間接照射」方式の２つである。図に典型的な直接照射ターゲットと間接照射ターゲットの写真と模式図を示す[7, 8]。

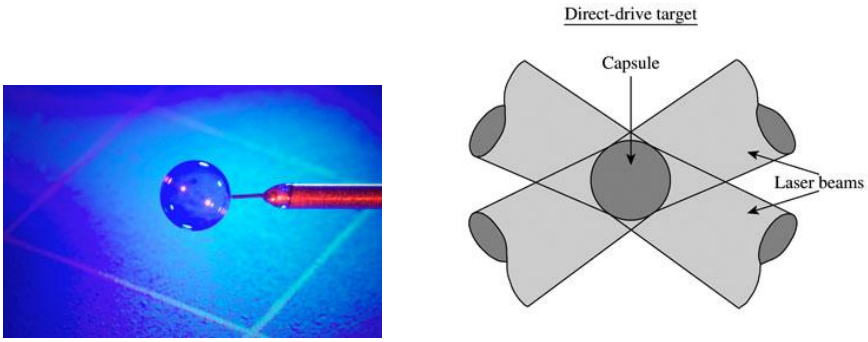


図１　直接照射ターゲットと照射概念図

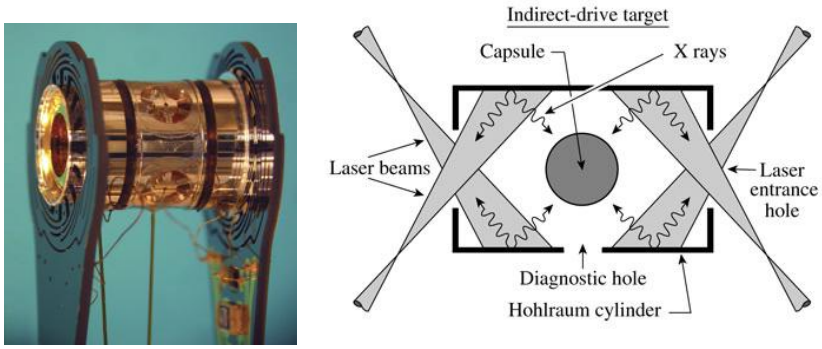


図２　間接照射ターゲットと照射模式図

直接照射方式は、レーザーからカプセルへのエネルギー伝達効率が良いという反面、有限の数のレーザー光で球面の表面を押すのであるから、照射均一性に劣る。間接照射はその逆で、レーザーからカプセルへのエネルギー伝達効率が悪い分、一旦 X 線に変換する事によって均一な爆縮ができる。大阪大学レーザーエネルギー学研究センター激光 XII システムは 12 ビーム直接照射型の実験装置であり、米国ロチェスター大の OMEGA レーザー装置は 60 ビーム直接照射型(間接照射実験も可能)である。米国リバモア研究所の NIF は 192 ビームの間接照射型である。

第三節　点火の方式－中心点火と高速点火

高温点火部の形成手法として大きく分けて中心点火方式と高速点火方式に大別する事が出きる。中心点火は最も歴史が長くしたがってもっともよく研究されてきた方式である。この方式ではターゲット中心に封入されているガスが周囲の主燃料が中心で衝突する際の圧力仕事によって高温の点火部が形成される。高温点火部と周囲の主燃料との間には流体的に圧力平衡が成立している。したがって、高温である点火部は周囲の主燃料部に比べて非常に密度が低くなる。よって燃料の構造は実質的には中心が低密度、周囲が高密度といった構造をとる。

一方高速点火方式の特徴は爆縮と加熱の分離にある。第一段階で燃料を高密度に爆縮し第二段階で加熱用レーザーを高密度部近傍に照射してそこから発生した高速電子でもって燃料を加熱し、点火燃焼を起こす。高温点火部の形成にかかる時間は十分短いため上で述べたような圧力平衡状態にはならない、したがって低密度の高温点火部は存在しない構造になる。そのため中心に高温低密度部を必要としない分、トータル燃料体積を小さくしても同じ利得がえられる。これが高速点火方式が中心点火に比べて、小さなエネルギーで点火・燃焼が可能となる理由である。中心点火方式に比べ複雑なプラズマ物理を介する高速点火は技術的開発要素が多い。

第四節　高密度圧縮の重要性と燃料面密度について

中心点火方式、高速点火方式に限らず、レーザー核融合一般において燃料を高密度に圧縮することは自己燃焼現象を起こすために最も重要な開発課題である。以下に高密度圧縮の重要性と、燃料面密度(密度×半径、ρR、単位 g/cm^2)と燃焼率の関係を示す。ここからの計算は[9, 10, 11]を参考にした。

核融合発電をするために核融合反応から利得(ゲイン)100以上のエネルギー利得をとることを必要条件とする。DT 燃料 1 g 生成する核融合エネルギーは 17.6 MeV/(m_D+m_T)=337 GJ/g である。m_D、m_Tはそれぞれ重水素三重水素 1 個の質量であり、2 粒子で 1 反応が起こる事を意味している。質量 M の燃料が反応を起こすととき、エネルギー利得を G、投入レーザーエネルギーを E_{laser} とおくと

$$G = \frac{337\mathrm{GJ/g}\Phi\mathrm{M}}{\mathrm{E_{laser}}} \qquad (1)$$

ここで燃焼率 Φ は、燃料粒子の総数 N_0 のうち燃焼した粒子の割合であり、将来的に核融合発電を行うためには高い燃焼効率が求められる。

時刻 t までの反応の数を $N_{fusion}(t)$とすると、定義より $\Phi=2\ N_{fusion}(t=\infty)/N_0$ である。単位時間に起きる核反応の数は、

$$\frac{dN_{fusion}(t)}{dt} = n_D(t)n_T(t)\langle\sigma v\rangle V(t) \quad (2)$$

ここで<σv>は単位密度単位時間の反応数、n_D、n_T、はそれぞれ重水素、三重水素の数密度、V(t)は燃料の体積である。以下 Φ を導出する。

簡単のために初期密度は $n_D= n_T=n_0/2$ として、全体で均一な初期密度 n_0、半径 R_0 の球体の燃料を考える。時間とともに燃焼によって減少する燃料密度を $n_D(t)= n_T(t)=n_0/2-N_{fusion}(t)$ と表すことができる。また V(t)に関しては以下のようなモデルがなりたつ。流体力学によると孤立した高密度の流体は希薄波を伴って膨張する。希薄波の波頭は急の表面から中心に向かって音速 C_s で伝搬する。希薄波が伝搬して外側に膨張した領域では温度密度が急激に低下し核融合反応には実質的に寄与するようなことはない。すなわち実効的に燃料が時間とともに減少する事を考慮に入れる必要がある。燃料球の半径 R は時間とともに減少し $R(t)=R_0-C_st$ となる。すなわち

$$\frac{V(t)}{V_0} = \left[\frac{(R0-C_st)}{R0}\right]^3 \qquad (3)$$

よって密度減少の効果と体積減少の効果を考える必要があるのだが、体積効果は以下のようなモデルで実効的な燃焼持続時間を見積もる事で簡単に組み込む事が出来る。

$n_D(t)= n_T(t)=n_0/2$ で時間的に一定とする場合、(3)式を希薄波の波頭が中心に到達するまで

の時間 R_0/C_s まで積分し(2)に代入する事で

$$N_{Fusion}(\tau) = \left(\frac{n_0}{2}\right)^2 \langle\sigma v\rangle V_0 \frac{R_0}{4C_s} \qquad (4)$$

この式から、実効燃焼持続時間は体積の減少のために$\frac{R_0}{C_s}$から$\frac{R_0}{4C_s}$に 1/4 に減少すると考える事が出来る。次に密度の時間変化の効果を考慮に入れて再び(2)の式に戻る。今度は燃料体積を時間的に一定とし、後で積分時間を$\frac{R_0}{4C_s}$にすることで時間的に減少する体積の効果を取り入れる。

$$\frac{dN_{fusion}(t)}{dt} = n_D(t)n_T(t)\langle\sigma v\rangle V_0 \quad (5)$$

$$n_D(t) = n_D(t) = {}^{n_0}/_{2} - N_{fusion}(t) \quad (6)$$

ここで求めるべきは $\Phi=2N_{fuion}(t=\tau_{eff})/N_0$ であるから、N_{fusion} の時間変化 $\varphi(t)=2n(t)/n_0$ と書き変えておく。

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{n_0}{2}[1-\phi(t)]^2\langle\sigma v\rangle \qquad (7)$$

これを解くと

$$\frac{\Phi}{1-\Phi} = \frac{n_0\tau_{eff}}{2}\langle\sigma v\rangle \qquad (8)$$

ここで $\tau_{eff}=R_0/4C_s$ である。

<σv>は温度のみで決まる関数である。ここで係数$B = 8m_{DT}C_s/\langle\sigma v\rangle$を導入し、数密度 n を質量密度$\rho = m_{DT}n_0$で書き換えると、燃焼率 Φ は ρR と温度のみに依存する係数 B を用いて次のように表すことができる。

$$\Phi = \frac{\rho R}{\rho R+B} \qquad (9)$$

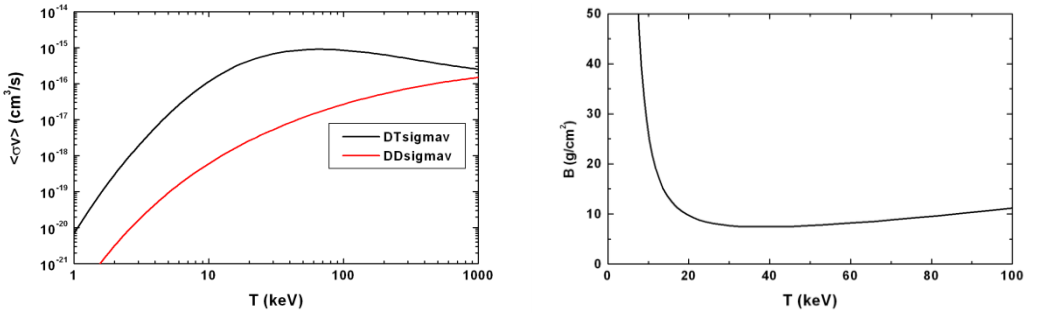


図 3 左図は DT 核融合および DD 核融合における反応断面積(<σv>)の温度依存性、右図は係数 B の温度依存性

DT 反応の反応断面積が最大になる 30 keV を仮定したときの B は最小値 ≈ 8 になり、(9)式を図に表すと図 4 のようになる。高い燃焼率を得るためには密度半径積(ρR)を高くする必要がる。

核融合発電を行う点火燃焼プラズマを想定すると、燃焼効率は少なくとも 30%程度は必要であり、爆縮プラズマには ρR ~ 3 g/cm² が要求される。

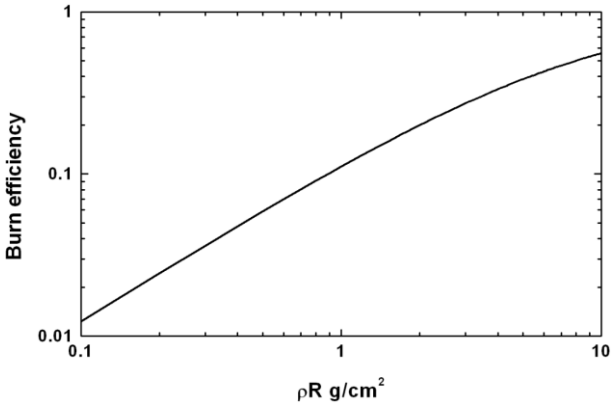


図 4 燃焼効率　対　密度×半径積 ρR

また同時にこの ρR 値を得るために必要な燃料質量は

$$M = \frac{4\pi}{3}\frac{(\rho R^3)}{\rho^2} \quad (10)$$

となり、ρ の 2 乗に反比例している事が分かる。もし燃料の圧縮を行わず、固体の重水素三重水素(0.21 g/cm³)のまま核融合反応が起こるとすると、ρR=3 g/cm² を得るために 2.5 kg にもなる。このとき生まれる核融合エネルギーはおよそ 300 TJ もの莫大なエネルギーになり、これは原爆(広島に投下された原爆の放出エネルギーは 6 TJ と見積もられている、wikipedia より）　のおおよそ５０倍にも相当し、現実的ではない事が分かる。しかし、燃料を固体密度の 1000 に圧縮する事が出来れば、ρR = 3 g/cm² を得るのに必要な燃料の質量はわずか 2.5 mg になり、核融合エネルギーも 300 MJ になり、これを 10 Hz で繰り返せば、熱出力 3 GW の核融合炉が設計できる。この様に高密度圧縮はレーザー核融合の本質的な課題である。

第五節　圧縮に必要なレーザーエネルギー

次に(1)式の分母である投入レーザーエネルギーの必要値を見積もる。圧縮に必要なエネルギーは、物体が高温であればあるほど大きくなるため、できるだけ低温状態で圧縮する事が理想である。低温かつ高密度の極限状態はフェルミ縮体状態である。まずおおよその圧縮状態の終状態の内部エネルギーを見積もり、それを達成するのに必要なレーザーエネルギーを見積もる。完全フェルミ縮体状態のプラズマの持つ単位質量あたりの内部エネルギーH_c は電子一個の平均運動エネルギーをイオン質量で割ったものである。一電子のフェルミエネルギーを

$$\varepsilon_F = \left(\frac{1}{8}\right)(2/\pi)^{2/3}h^2 n_e^{2/3}/m_e \quad (11)$$

とすると平均エネルギーは $3\varepsilon_F/5$ である。

$$H_c = \frac{\frac{3\varepsilon_F}{5}}{m_{DT}}\alpha_F = 3.24\times 10^{12}\rho^{\frac{2}{3}}\alpha_F \ \left({}^{erg}/_{g}\right), \quad (12)$$

$$= 11\alpha_F \left({}^{MJ}/_{g}\right) \qquad @\rho = 200 g/cm^3 \quad (13)$$

ここで係数 α_F は完全縮体からのずれを示すパラメーターであり、高いエネルギー利得を得るために通常$\alpha_F \approx 3$ 程度に抑える事が要求されている。この値を仮定すると、2.5mg の燃料を 200 g/cm^3 に圧縮した時の内部エネルギーは 80 kJ になる。レーザーからプラズマの内部エネルギーへの変換効率はおおよそ 10 %程度であるという経験から、この圧縮に必要なレーザーエネルギーは 800 kJ という事になる。NIF のレーザーはトータル 1.8 MJ であるから、実際のもろもろの制約を考えても、核融合点火の実現が大いに期待できる。

第六節　高温点火部の必要性

これまでは単にエネルギーのバランス関係から高効率核融合燃焼に求められるプラズマ面密度を求めてきたが、ここからはより詳細に核反応に着眼して、点火に必要な条件を導出する。NIF では点火を達成する事が最大の目標であるから、計測器開発にとってこの章で見積もったパラメーターは重要になってくる。

点火に必要な条件は、アルファ粒子による自己加熱が、放射・熱伝導・膨張による損失を補うだけ十分大きくなる必要がある。この条件をイオン温度と燃料面密度の相関図にプロットする事が出来る。以下にその関数を導出する。α粒子による自己加熱パワーを P_α とすると

$$P_\alpha = n_D n_T \langle\sigma v\rangle E_\alpha \ = 8.04 \times 10^{40} \rho^2 \langle\sigma v\rangle \ {}^{\mathrm{erg}}/_{\mathrm{s}}\ \mathrm{cm}^3 \quad (14)$$

ここで E_α=3.5 MeV は DT 核融合 α 粒子のエネルギーである。次の制動放射による損失パワーを見積もる。

$$P_R = \frac{32\Pi}{3} g \left(\frac{2\Pi T}{3m_e}\right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{m_e c^3 h} n_e n_i \quad (15)$$

$$= 3.05 \times 10^{23} Z^2 \rho^2 T^{1/2} \quad \left({}^{\mathrm{erg}}/_{\mathrm{s\ cm}^3}\right)$$

ただし T の単位は keV で、$g \approx 2\sqrt{{}^{3}/_{\Pi}}$ は量子力学に基づくガウント係数である。Z はイオンの電荷数で、DT 燃料を想定すると Z=1 である。α 加熱パワーにも制動放射損失パワーにも ρ^2 が含まれていることから、加熱パワー/損失パワーの比較をする場合は密度による依存は無い事が分かる。加熱＞損失になる温度として理想的な点火温度 T は T>4.3 keV となる。実際には熱伝導損失と膨張損失が有るので、これらを含めて通常点火温度は

$T > 5 - 10\ keV$　とする事が多い。

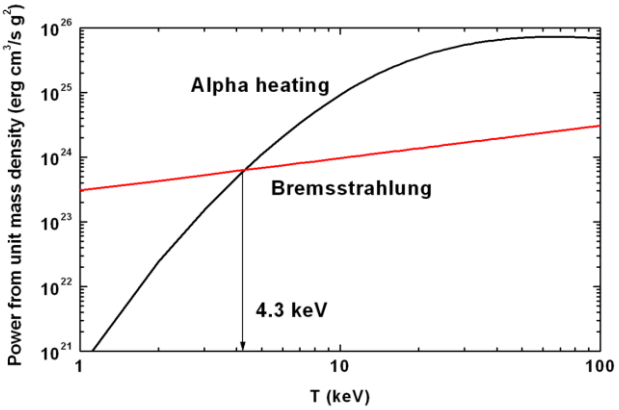


図 5. α 粒子加熱と制動放射損失バランスから見積もられる理想点火温度

ここから熱伝導損失 P_e、燃料の膨張による損失 P_w も考慮に入れる事で点火条件の面密度・温度依存を考える。外部からレーザーによる加熱 P_h と α による加熱 P_α と制動放射損失 P_R、熱伝導損失 P_e、燃料の膨張による損失 P_w の合計が燃料高温点火部の単位体積当たりの熱エネルギーの増加の時間変化になる事から

$$2\cdot\frac{3}{2}\frac{\rho(t)}{m_{DT}}\frac{dT(t)}{dt}=P_h(t)+P_\alpha(t)f_\alpha-[P_w(t)+P_e(t)+P_r(t)]\ (16)$$

ここで左辺の係数 2 は電子とイオンの寄与である。また f_a はアルファ粒子のエネルギーが高温点火部に付与される割合で、簡単のためここでは 1 と仮定する。

$$P_\alpha=A_\alpha\rho^2\langle\sigma v\rangle,\ A_\alpha=8.04\times10^{40},(17)$$

$$P_r=A_r\rho^2T^{\frac{1}{2}},\ A_r=3.05\times10^{23}\ (18)$$

はすべてに求めたとおりである。

膨張損失について、圧力 p の高温点火部の体積が dV だけ増大する時、周りの高密度週燃料部に対してする仕事は $dE=pdV$。単位体積、単位時間当たりの仕事は $Pw=pdV/Vdt=p(S/V)v_{ex}$、(19)

$$P_w=\frac{p\cdot dV}{V\cdot dt}=\frac{p}{V}\cdot S\cdot v_{ex}\ (20)$$

ここで $dV/dt=S\cdot v_{ex}$ は表面積 S と高温点火部の表面の膨張速度 v_{ex} で書き換えられる。$S/V=3/R$ であり、理想気体の圧力 $p=\Gamma_B\rho T$、で気体定数 Γ_B は DT の場合 7.66×10^{14} で計算できる。流体力学によると、高温部の圧力が周りの高密度燃料よりも高い場合、衝撃波が伝搬する。この場合速度 v_{ex} は強い衝撃波の後ろの流体の速度として考える事が出来る。理想気体の場合の $\gamma=5/3$ を用いると

$$v_{ex}\cong\left(\frac{3p_h}{4\rho}\right)\ (21)$$

以上に p 代入すると、

$$P_w=Aw\ \frac{\rho}{R}T^{3/2}\ (22),$$

$$Aw=5.5\times10^{22}\ cm^3s^{-3}keV^{-3/2}\ (23)$$

となる。

熱伝導損失について、熱流束は $q=k\nabla T$、ここで $\kappa=9.5\times10^{19}T^{5/2}/\ln\Lambda$ [単位、s cm $keV^{5/2}$]、（ただし T は keV 単位）はプラズマ中の熱伝導係数である。クーロン対数は固体密度の 1000 倍、10 keV のプラズマでは lnΛ はおよそ 4 である。熱伝導による単位時間当たりの熱量の流出量は、高温部と外部燃料部との境界面で熱平衡状態になっているため、高温部への単位時間当たりの熱の正味の流入量と、熱伝導による熱流出が比例すると考える事が出来る。熱流束は面積当たり単位時間あたりの熱の出入りであり、P_h、P_α、P_w、P_r は単位体積当た

りの熱量の変化である事に注意をして、$4\pi R^2 q \propto (4\pi/3)R^3 (P_h+P_\alpha-P_w-P_r)$と書ける。ある温度・密度を仮定すると P_h、P_α、P_w、P_r は定数であるため、$T^{5/2}\nabla T=\mathrm{const}\times R$ と書ける。これから $T(R)=T_0[1-(R/R_0)^2]^{7/2}$ を得る。これは高温部内の温度分布を表わす。R で微分する事によって $R=R_0$ すなわち高温部と燃料部の境界部での温度勾配を求めると、$\nabla T=(4/7)T_0/R_0$ を得る。T_0 は高温部の中心部での(R=0)での温度、R_0 は高温部の半径である。これらより単位体積あたりの熱伝導損失は

$$P_e = \frac{\kappa \nabla TS}{V} \approx A_e \frac{T^{7/2}}{R^2}, A_e = 4.1 \times 10^{19} \quad (24)$$

これまでの P_h、P_α、P_w、P_r 内で扱ってきた T,R と同義であるので添え字を外す。
点火条件とは加熱パワーが無くても自己加熱により温度が上昇する事であるから、$P_h=0$、で左辺が正になるような条件すなわち

$$P_\alpha > P_w + P_e + P_r \quad (25)$$

両辺に R^2 をかけて整理すると ρR と T に関する二次方程式とな点火条件は、下のグラフの曲線より上の場所を示す。ここでイオン温度 T とは、反応断面積をイオン温度の速度平均の値を用いていることから、速度平均をとったイオン温度(keV)である。

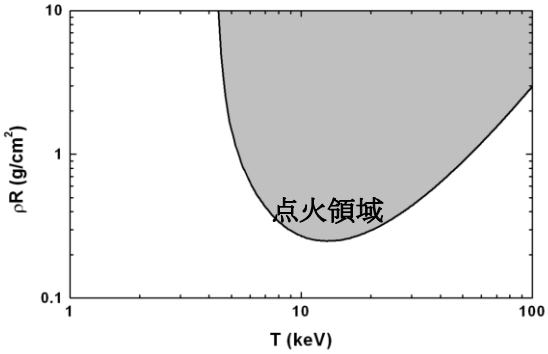


図 6　点火条件における ρR と温度の関係

これより、点火には最低でも ρR>0.5, イオン温度>10 keV の同時達成が必要だという事が分かる。レーザー核融合研究はこの領域に到達するための道のりだと言える。ここまでの計算については文献[9,10,11]を参考にした。

第七節　レーザー核融合における核反応計測の重要性

レーザー核融合は高強度レーザーに爆縮が全体のタイムスケールであり、典型的には 1 ns 程度であり極めて短い時間の現象である。この短期間の中に、爆縮時における流体不安定性の物理の解明と抑制方法の開発、高密度圧縮のための技術開発、追加熱レーザーと金との間の高速電子発生の物理解明と効率の向上、高速電子の高密度プラズマ加熱の物理と効率の向上と開発要素が数多く含まれている。そのためこれらを計算機シミュレーション計算で予測すること、実験によりそのパラメーターを観測し検証することが必須である。

計測対象が 5 千万℃から 1 億℃といった極限状態であるため、観測は核融合によって生成される粒子や X 線から間接的に情報を得る手法が多い。また実験レベルのプラズマサイズは典型的には 50 μm 程度であり極めて高い空間分解能が要求される。また 1 ns 程度の間の短い時間内に起こる現象であるために、極めて高い時間分解能が要求されるという、計測にとって最も困難な観測対象の一つだと言える。

核融合計測の中でも多方面で計測対象とされるのが核融合生成中性子である。中性子は電荷を持たないために高密度プラズマ中で比較的エネルギー減衰を受けることなく外に情報を伝えてくれる。

本研究では点火原理実証実験に向けた 2 種類の中性子計測器の開発について述べる。第２章では高速点火における追加熱レーザーを入れた事による燃焼履歴の変化を観測するための高時間分解能中性子検出器の開発について述べ、第 3 章では高密度爆縮プラズマ燃料面密度計測のための散乱中性子計測器の開発について述べる。

第一章の参考文献

[1] 日本原子力開発機構那珂研究ウェブサイト http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/

[2] 核融合科学研究所ウェブサイト http://www.lhd.nifs.ac.jp/

[1] ITER Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairsy, ITER Joint Central Team and Physics Integration Unitz, ITER EDA, Naka Joint Work Site, “Chapter1 Overview and Summary”, Japan Nuclear Fusion, Vol. 39, No. 12

[2] K. A. Tanaka, R. Kodama, Y. Kitagawa, K. Kondo, K. Mima, H. Azechi, Z. Chen, S. Fujioka, H. Fujita, T. Johzaki, A Lei, T. Matsuoka, N. Miyanaga, K. Nagai, H. Nagatomo, H. Nishimura, T. Norimatsu, K. Shigemori, H. Shiraga, M. Tanpo, Y. Tohyama, T. Yabuuchi, J. Zheng, Y. Izawa, P. A. Norreys, R. Stephens, and S. Hatchett,” ” Plasama. Phys. Control. Fusion 46, B41–B49 (2004).

[3] Edward I. Moses “The path toward inertial fusion energy”, Nucl. Fusion 49, 104022, (2009)

[4] D. Besnard, “The megajoule laser program - ignition at hand”, Eur. Phys. J. D 44, 207–213 (2007)

[5] The website of national Ignition Facility, https://lasers.llnl.gov

[6] The website of OMEGA laser facility,
http://www.lle.rochester.edu/omega_facility/omega/

[7] Stefano Atzeni, Jürgen Meyer-Ter-Vehn, “The Physics of Inertial Fusion”, Oxford Science Publications

[8] Shalom Eliezer, Kunioki Mima,”Applications of Laser-Plasma Interactions”, CRC Press

[9] H. Azechi, The concept of the Laser-Fusion”, Journal of Plasma and Fusion Research, Vol.91 Supplement

第 2 章　燃焼時刻計測のための

高速応答中性子シンチレーション検出器の開発

第一節　高速点火核融合とバーンヒストリー

高速点火核融合はレーザー爆縮により高密度に圧縮された燃料を別のレーザーによって加熱し、点火に至らしめる。追加熱レーザーの投入タイミングによって中性子生成数の時間履歴(バーンヒストリー)は大きく変化し、核融合燃焼率が大きく変化することが示唆されている。ここでは大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの長友英夫氏、武田大輔氏らによって行われた研究結果を元に、高速点火実験における燃焼履歴計測の重要性を示す[1,2]。2 次元流体シミュレーションコード PINOCO を用いて高速点火ターゲットの爆縮を模擬し、そこに以下のような過熱を模擬したエネルギーを瞬時に投入した時の電子温度、イオン温度、イオン密度・中性子生成数の違いを計算した。追加熱として回転軸から半径 30 μm 以内で、密度が 5 g/cm^3 以上の領域にトータル 80 J のエネルギーを密度に比例させて分配させる。追加熱投入タイミングを変えた時の中性子生成の発展履歴の変化と総中性子生成数の変化を調べた。

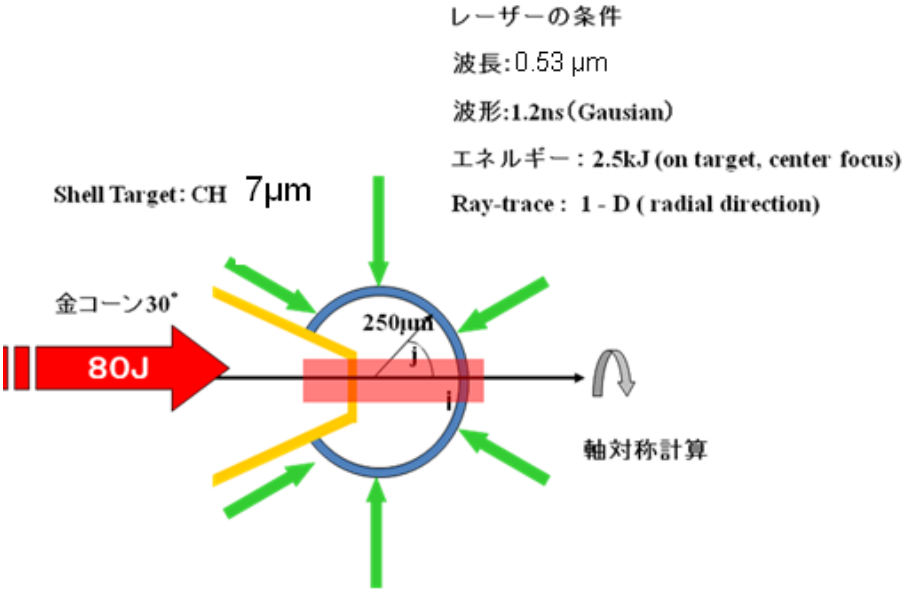


図 1　追加熱レーザー投入タイミング変化させたときの中性子発生履歴を調べるための、シミュレーション計算に用いたジオメトリ

まず追加熱を入れない場合の中性子履歴と平均イオン温度を計算した物を図 2 に示す。横軸の上に矢印で示した時刻は、①2.05 ns：第 1 衝撃波がコア中心に到達し反射波が発生する、②2.175 ns：反射波がシェルに衝突し平均イオン温度が最大となる、直後に金コーン先端を突き抜け，イオン温度が低下する。③2.335 ns：イオン温度より遅れて密度が最大圧縮となり、中性子発生率が最大となる。この①②③の瞬間の中性子生成数、イオン密度、イオン温度、電子温度の分布を描いたものを図示する。図 3 には図 2 の状態のコアに②のコア温度が最大になる 2.175 ns および、③のコア密度が最大になる 2.335 ns、その中間点に 2.250 ns に追加熱を入れた時のプロファイルを示す。これらの計算予測により、追加熱の入射タイミングによってその後のコアの密度温度の振る舞いは大きく変わる事が見て取れる。

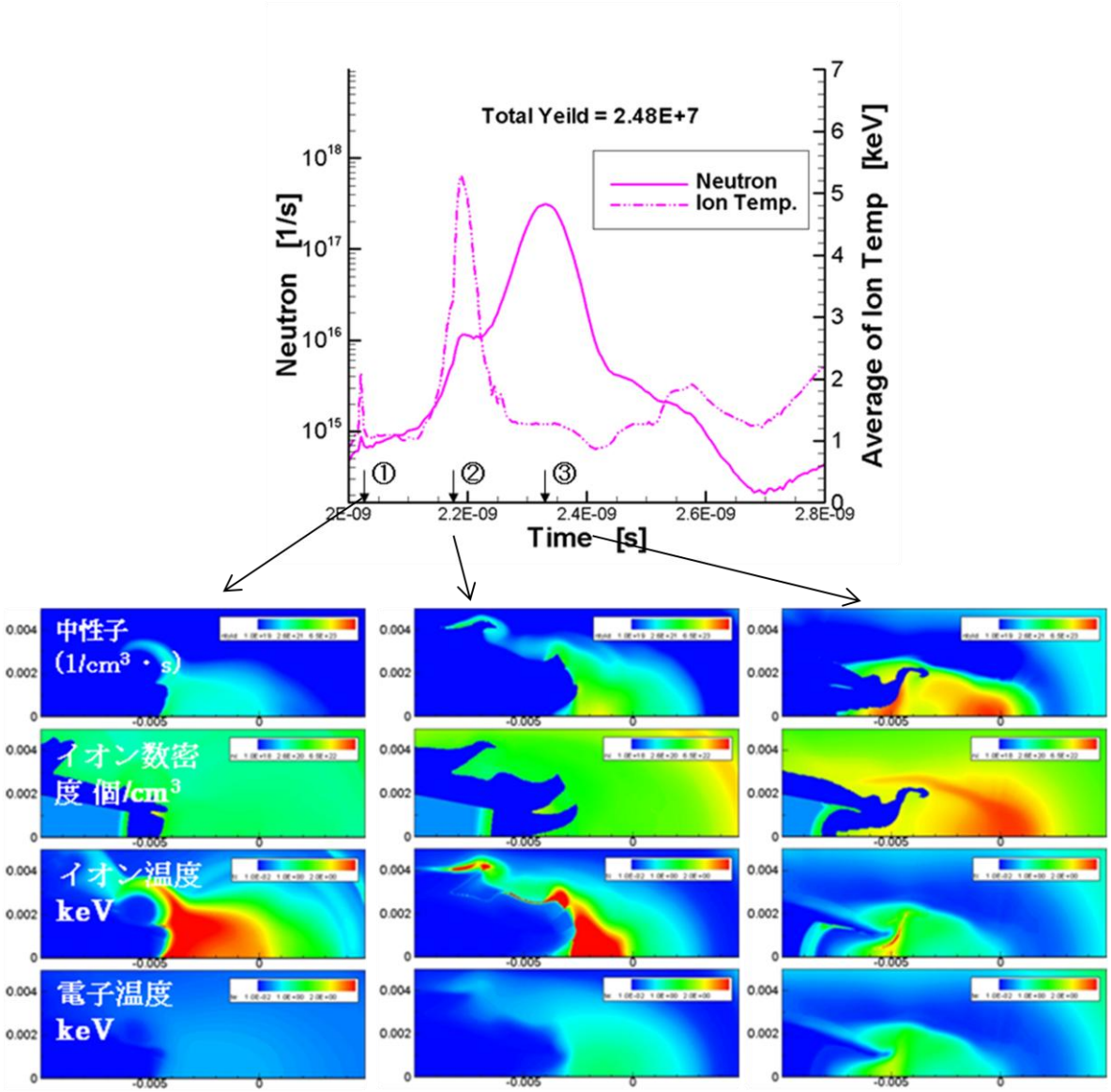


図 2 追加熱の無い場合の爆縮の様子と中性子生成履歴

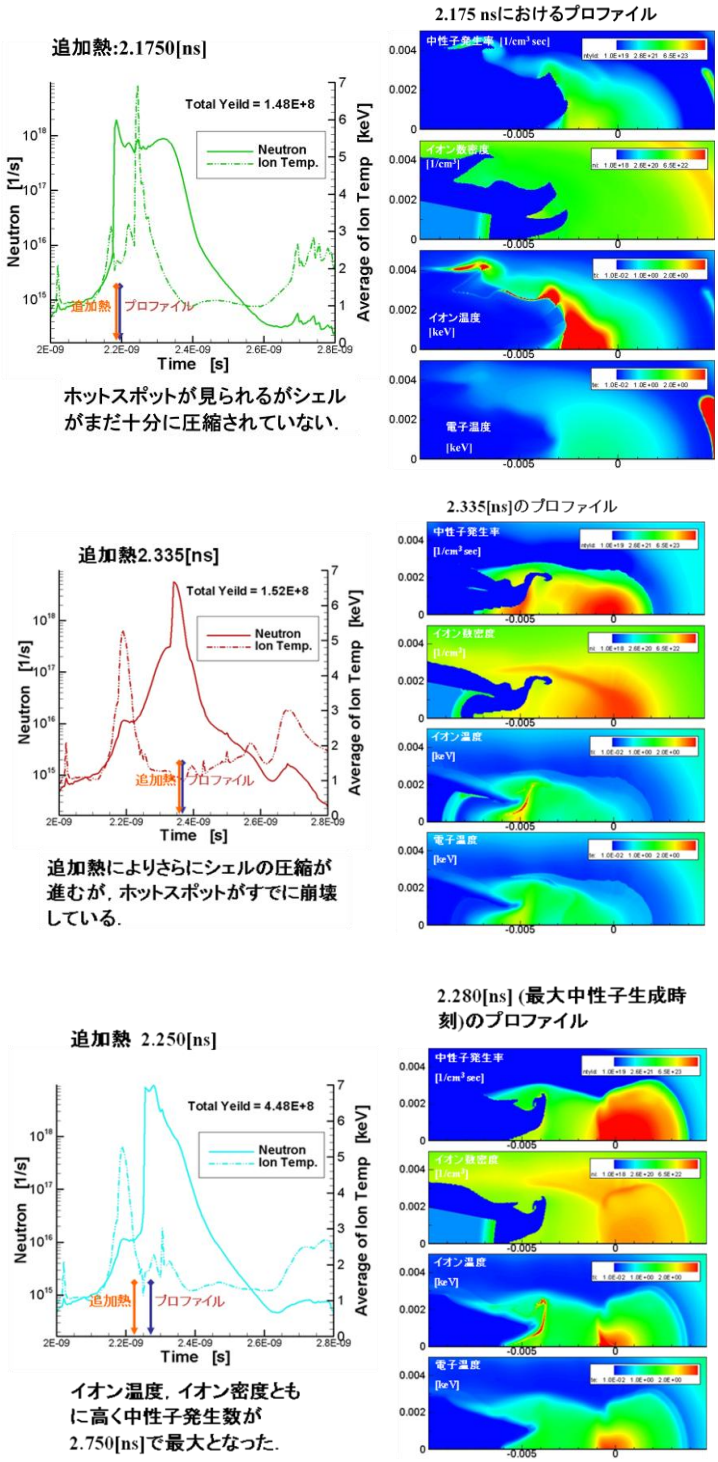


図３　様々な入射タイミングで追加熱を入れた時の中性子生成履歴と２次元プロファイル

最後に追加熱時刻を変えた時の中性子生成履歴をまとめる。

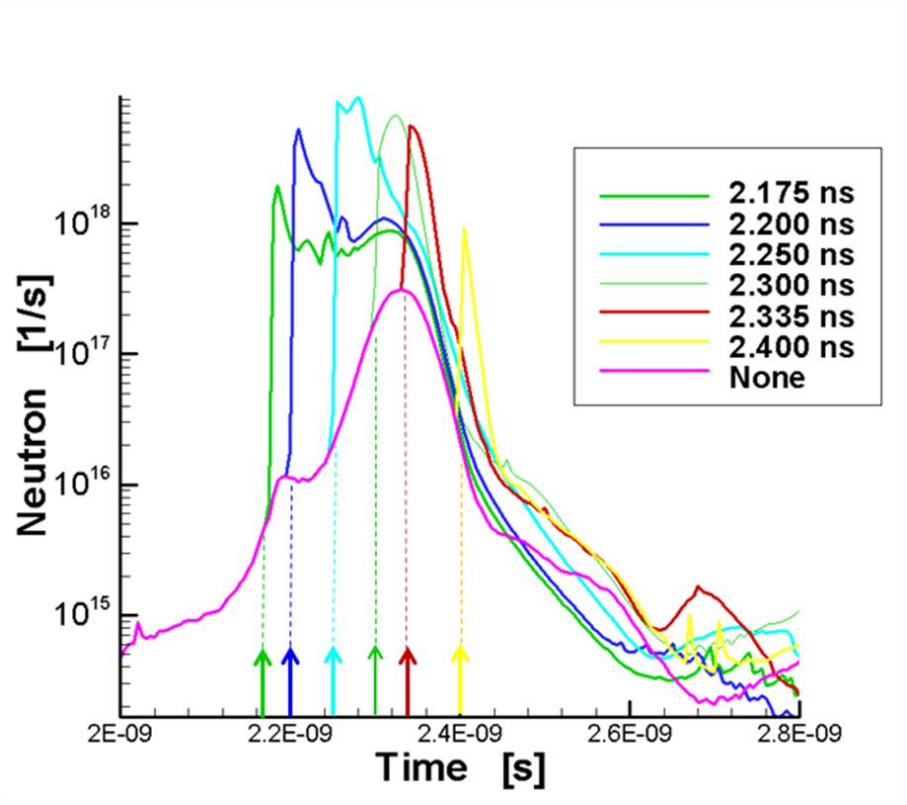


図 4 追加時刻を変えた時の中性子生成履歴

図 4 には燃焼履歴（以下バーンヒストリーと呼ぶ）のピーク時刻（バーンタイム、燃焼時刻）は追加熱レーザーの投入タイミングに追従している様子が顕著に表れている。高速点火核融合を実現させるためには追加熱レーザーの入射タイミングの±50 ps 程度の時間制度の制御が重要である。入射タイミング最適化の為にはバーンヒストリーを計測し、燃焼の様子を詳細に調べることが重要である。

本研究では高速点火核融合実験における燃焼履歴計測を目指した、高速応答中性子計測器の開発について述べる。高速応答のプラスチックシンチレーターと高速応答のフォトン検出器を組み合わせる事で 10 ps 程度の時間分解能で燃焼履歴を計測できる計測器を開発する。高速点火実験においては追加熱レーザーの投入によって高強度の X 線ノイズが発生するため、X 線ノイズに強い計測器が必要である。また比較的低中性子生成数(10^7 以下)程度の実験においても、±50 ps の時間精度で燃焼時刻が計測できるよう、高感度かつ高速応答の中性子計測器が必要である。本開発では高速点火実験における燃焼履歴計測を最終目的とし、現状実験環境である中性子生成数 10^6 以上で±50 ps 程度の時間精度で燃焼時刻を計測できる中性子計測器を開発した。

第二節　高速応答中性子検出器の設計

第一項　要求性能と装置の設計コンセプト

前節のシミュレーション結果より、高速点火での燃焼継続時間は半値全幅 30 ps から 100 ps 程度であり、バーンヒストリーを計測するには 10ps 程度の時間分解能が要求される。バーンヒストリーの時間幅が十分短いとしてバーンヒストリーのピーク時刻（バーンタイム）のみの計測をするならば、50 ps 程度の時間分解能があれば図 4 のようなバーンタイムの変化が観察できる。大阪大学レーザーエネルギー学研究センターでは数年にわたり建設が行われてきた新型追加熱レーザーLFEX、(最大 10 kJ/10 ps)が 2009 年 3 月より稼働し始め、フルパワーショットに向けて着々と調整が行われている[3]。

2002 年に 0.7kJ/0.5ps の追加熱レーザー（ペタワットモジュールレーザー）を用い、金コーン付き CD シェル爆縮加熱が行われた[4,5]。この基礎実験において追加熱無しの時で総中性子発生数 10^4 から、最適なタイミングに追加熱を投入する事で最大 10^7 の中性子生成数が観測されている。現在進められている高速点火核融合原理実証実験 FIREX の第一段階が目標とするところは LFEX で 10kJ まで追加熱レーザーを増強する事でイオン温度を 5keV まで加熱する事である。これによって最大 10^{10} 程度までの中性子生成が起こる事を期待している。

これまでにも高速応答の中性子検出器が開発されており[6, 7, 8, 9]、20 ps の時間分解能が達成されてはいるが[5]、中性子生成数の少ない実験では感度がたりず適用できない。近年核融合生成 γ 線に着目し、バーンヒストリーを計測するためのガスチェレンコフ検出器の開発について発表されたが、これも同じく感度の観点から適用できない[10]。図 5 に高速応答中性子検出器の構造の違いによる、おおよその感度と時間分解能の関係を示す。

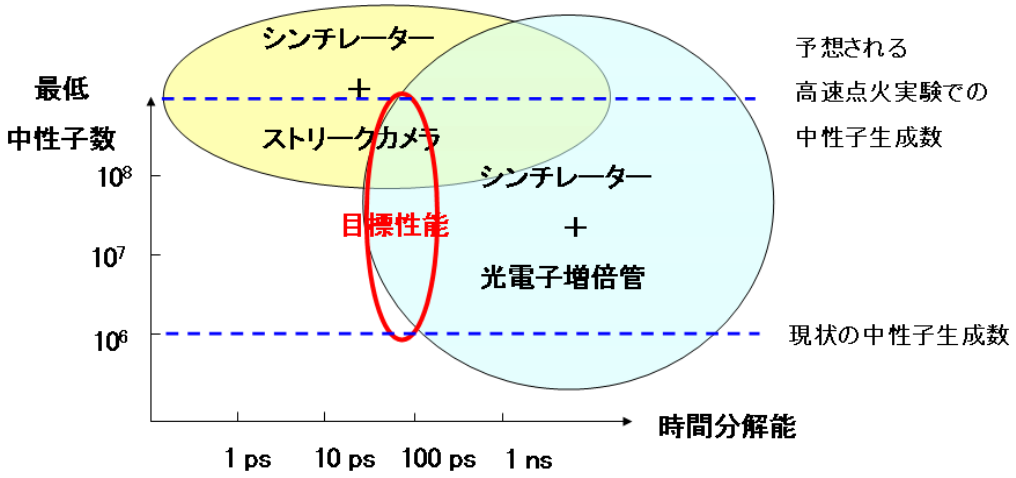


図 5　検出器の構造の違いによる、感度と時間分解能の関係

低中性子数でもバーンヒストリーを計測できることが望ましいが現状の技術では困難で

ある。少なくともバーンタイムを計測することができる高感度かつ高速応答の中性子計測器が必要である。本研究では中性子生成数 10^6 で 50 ps 以内の計測精度でバーンタイムを計測することができる中性子検出器の開発を行った。

高速点火実験はプラズマ計測にとって深刻な問題を抱えている。高速点火のために超高強度レーザーを金コーンに照射し、高速電子を発生させ高速加熱を行うのであるが、その高速電子の制動放射によって高エネルギー・高強度X線を発生させる。高エネルギーX 線は中性子シンチレーター内でコンプトン散乱によって高速電子を発生させ、中性子と同様シンチレーション発光を引き起こす。X 線(光速 30cm/ns)は中性子(2.1cm/ns for 2.45MeV)よりも先に検出されるから、X 線による信号が大きくなりすぎと、中性子が観測できなくなるという深刻な問題となっている 。また光電子増倍管やストリークカメラ、CCD の中でコンプトン散乱により電子を生成し大きなノイズ信号を出してしまうという問題も観測されている。高速点火実験においても用いるためには高強度Xの発生下でも使用可能なような設計にする必要がある。下記に要求性能をまとめる。

高速応答中性子シンチレーション検出器に求められるスペック

（1）X 線遮蔽

要求性能　高速点火への適用のために高強度X線ノイズの存在下でも使用可能

（2）高速応答

要求性能　バーンタイムを 50 ps 以内の精度で観測できるようにする。

（3）高感度

要求性能　中性子数 10^6 でバーンタイムを計測できるようにする。

これらの条件を考慮して全体構造を図 6 のよう設計した。DD 反応中性子(2.45MeV)を高速応答で高効率に検出するために、広く用いられているプラスチックシンチレーターを用い、シンチレーション発光を伝送して高速応答のフォトン検出器が捕らえる。フォトン検出器はターゲットから発生するX線や中性子が直接入射することのないよう遮蔽体の中に設置されている。後に詳細に述べるが高速フォトン検出器として MCP 内蔵型光電子増倍管を選んだ。MCP 内蔵光電子増倍管のインパルス応答の立ち上がり時間は 110 ps であり、シンチレーターや光学系と組み合わせることで生じる応答速度の劣化が顕著にならないように設計する。シンチレーター、光学系内で発生するパルス鈍りの影響をそれぞれ 50 ps 程度に抑え、全体の立ち上がりが 200 ps 程度になるようにるよう設計を行う。

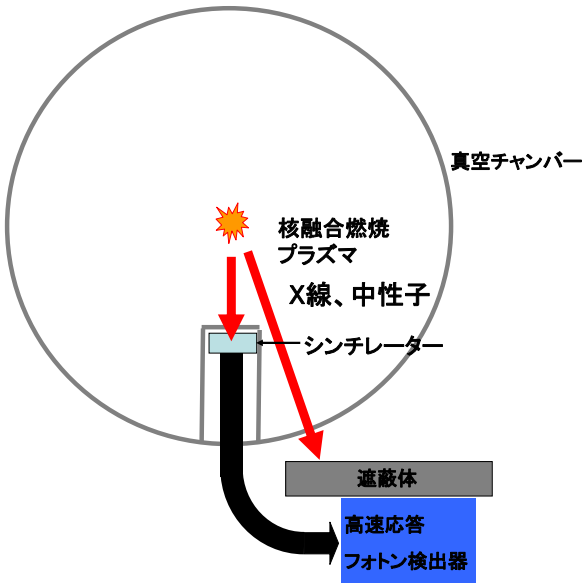


図 6 計測器の全体構造の概念図

第二項　シンチレーターの位置、サイズの決定

シンチレーターの設置位置とシンチレーターの厚さは時間分解能を大きく左右する。設計コンセプトに基づき以下のように決定した。

中性子はプラズマ中の D イオンの相対運動によるドップラー拡がりを受けエネルギーに拡がりを持ち速度分布を生じる。D イオンの速度分布をマクスウェル分布で仮定すると DD 中性子を有限の距離 d で計測したときの到着時刻拡がりの半値全幅は以下の式で表される[7. 11, 12]。

$$\Delta t = 0.778 \times \sqrt{T} \times d \qquad (1)$$

ここで Δ t は到着時刻拡がりの半値全幅（ps）で T はプラズマイオン温度（keV）、d はターゲットからシンチレーターまでの距離（mm）である。中性子検出数が 10 個程度と少ない時にはこのパルス拡がりに起因する信号検出時刻精度の劣化が問題となる。FIREX において 5 keV を達成が達成されると、DD 反応断面積の増加により 10^{10}－10^{11} 程度の中性子発生が望める。中性子検出数が十分になれば元の中性子パルス時間拡がりは信号からデコンボリューションによって補正可能になってくる。

2007 実験で中性子生成数 10^7 を出した実験においてイオン温度は 1 keV 程度であった[4,5]。これよりイオン温度 1 keV のとき、ドップラー拡がりを 50 ps 以内に抑えるようためにシンチレーターの設置位置は 70 mm 以下に設計した。一方ターゲットで発生するX線と中性子の信号を飛行時間差で区別できるようにするためにはシンチレーターの発光立ち

下がり時間(peak から 50%に落ちるまでにかかる時間)である 1.65 ns 以上は最低でも必要である。シンチレーター導入ポートの形状やシンチレーター前部に設置する X 線減衰用鉛の構造を考慮し、ターゲットーシンチレーター間距離を 63 mm に決定した。この時イオン温度 1 keV の時のドップラー拡がりは 49 ps になり、飛行時間差は 2.7 ns になる。

次にシンチレーターの形状を設計する。まず時間分解能に関係する厚さを決定する。有限の厚みを持つシンチレーターはその厚さにより中性子は検出位置によって検出時刻の不確かさが生じる。中性子の平均自由行程より十分短い 1cm 以下においては中性子－陽子衝突位置（深さ方向）は一様分布と見なすことが出来、一様分布の時間拡がりが生じる。この不確かさ Δt は中性子の飛行速度とシンチレーション光の飛行速度差から以下のように計算できる。

$$\Delta t = h\left(\frac{1}{v_n} - \frac{1}{c/n}\right) \tag{2}$$

ここで h はシンチレーターの厚さで v_n と c はそれぞれ中性子と光の速度であり、n はシンチレーターの屈折率である。この時間分布を 50 ps 以内に抑えるために、厚さを 1mm に設定し、Δt= 41 ps になった。

シンチレーターの厚さが決まればシンチレーターの中性子検出効率が算出できる。シンチレーションイベントの起こる確率は中性子とシンチレーター内の陽子との散乱断面積を用いて次のように表される。以下の式はシンチレーター内で中性子の多重散乱が無視出来る程度の厚さについて適用できる。ここで中性子の衝突反応は水素原子と炭素原子中の陽子のみであり、そのうちシンチレーションに寄与するのは水素原子との衝突だけであると仮定し、平均自由行程よりも十分薄いため多重散乱はないものと近似した[13, 14]。

$$\varepsilon = \frac{N_H\sigma_H}{N_H\sigma_H + N_C\sigma_C}\left\{1 - \exp(-(N_H\sigma_H + N_C\sigma_C)d)\right\} \tag{3}$$

ここで N 、σ は　それぞれ添え字の原子の数密度、反応断面積を表し d はシンチレーターの厚さ(cm)である。BC-422 の密度は 1.032g/cc であり、炭素と水素の原子数比は C:H=10:11 である[15]。DD 中性子に対して弾性衝突断面積は水素原子が 2.580b、炭素原子が 1.587b である[16]。これにより中性子の検出効率は 0.013 /1mm であることが計算される。

中性子の検出効率はシンチレーターの立体角と上記の確率で決定される。ターゲットから R の位置に置いた断面積直径 r の円板形シンチレーターの立体角は

$$\Omega = \frac{\pi r^2}{4\pi R^2} \tag{4}$$

である。

燃焼時刻を計測するには少なくとも 10 個程度以上の中性子検出数が必要である。10^6 の

中性子生成数において、厚さ 1mm の BC-422 シンチレーターをターゲットから 63 mm の距離に設置して、シンチレーション信号を十分な S/N 比で計測できるようシンチレーターの表面積を計算すると必要最小直径は 7mm になる。一方、使用する光電子増倍管の光電面のサイズが直径 10mm であるため、有効面を最大限に活用するためにシンチレーターの直径を 10mm に決定した。

このときトータルの検出効率は 2×10^{-5} になり、10^{6} の中性子生成数において 20 個程度の中性子検出が見込まれる。また中性子検出数が 20 個程度と少ないので、計測器は 1 個の中性子シンチレーションでもフォトンが観測できる程度のフォトン伝送効率が求められる。

第三項　光電子増倍管の決定

シングルショットにおいて高時間分解機能を持つフォトン検出器としてストリークカメラ（パルス幅 200 fs のインパルス応答）やマイクロチャンネルプレート内蔵型光電子増倍管(パルス幅 50 から 100 ps 程度のインパルス応答)が挙げられる。ストリークカメラの電子増倍率は 10^3 程度で、２段 MCP 型の光電子増倍管は～10^6 である。ストリークカメラは単一シンチレーションの検出には不向きであるため MCP 内蔵型光電子像倍管を使用することに決定した。光電子増倍管を用いると時間分解能は 100 ps が限界であるであるため、半値幅 30 ps といったバーンヒストリーの観測は困難である。バーンヒストリーの観測は不可能でもそのピーク時刻すなわちバーンタイムは観測できるよう装置応答の高速化を目指す。

後で示すように十分短いパルス信号の検出時刻は、検出信号の立ち上がりの一点（典型的には立ち上がりの 50%の点）の時刻を測定することで、立ち上がり時間よりも短い時間精度で観測することが出来る。立ち上がり時間がどの程度ゆらぐかが本計測の計測精度を決定する。MCP 光電子増倍管は浜松ホトニクス製で最も応答の速い R7024U（立ち上がり時間 110 ps のインパルス応答）を使用した。インパルス応答の時間波形と印可電圧に対するゲイン、波長による量子効率、その他スペック一覧をこの章の巻末に示す。

さらに中性子イールドが増加しストリークカメラでも十分なフォトン数が得られるようになれば光電子増倍管をストリークカメラに取り替え、燃焼履歴の観測を行う事を念頭に開発を行った。

第四項　光学系の選択－バンドルファイバーについて

光を伝送するための光学系としてバンドルファイバーを用いる手法とレンズでリレーする方法を検討した。受光素子をターゲットから発生する X 線や中性子の直入射成分を遮蔽するために、図 6 の様にチャンバー壁付近で光路を曲げる必要がある。レンズを用いた設計にすると、鏡で折り曲げる必要があり、アライメントが必須になる。この条件においてバンドルファイバーはレンズを用いた系に較べ、はるかに設計が容易で簡便な装置になる。またファイバーを用いた場合はシンチレーターから PMT の窓までオプティカルに接着できるため、それぞれのコンポーネントでの端面での反射による光ロスが比較的少ない。その反面ファイバーを用いた場合、ファイバー内の分散による光パルス波形の鈍りが問題視されるが、以下のような評価をあらかじめ行いバンドルファイバー有用性が確認されたので、光学系として全長 2m のバンドルファイバーを使用した。以下にファイバーの収光率を以下のように見積もった。模式図を図 7 に示す。

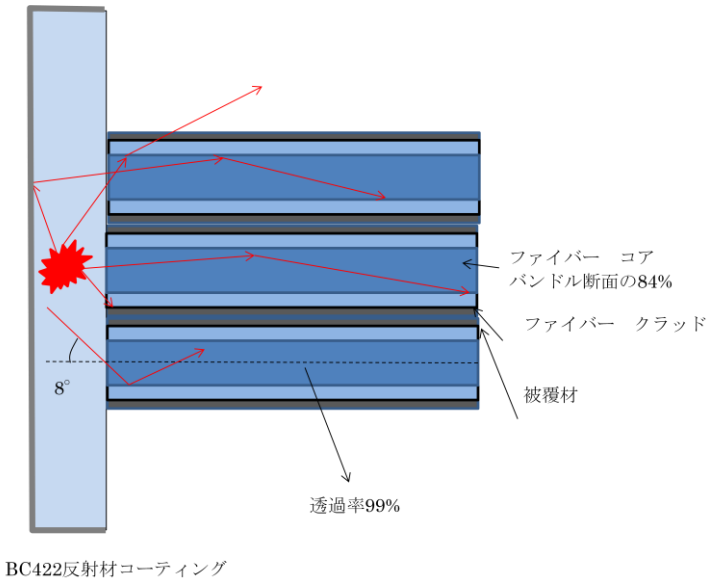


図 7 ファイバーの伝送率計算のための模式図

図に示すように用いたバンドルファイバーはコア・クラッド・被覆によって構成されたステップインデックス光ファイバーの束である。バンドルの断面の内コアの占める割合は８４％で、それ以外の場所からは光は伝送されない。また各ファイバーの２ｍでの透過率は９９％である。この構成において最もフォトン伝送効率を制限する要因はファイバーに対する入射角度制限である。すなわち開口数（ＮＡ）で決まる角度以下で入射しないと全反射による伝送は起こらない。図 7 に示すように、シンチレーター（屈折率 1.5）から出た光がファイバーコア(屈折率 1.5)に入り込んでファイバー内で全反射をしてくれる臨界角は、市販合成石英ファイバー（空気中での NA が 0.22）に対して 8°である。シンチレーション

発光は等方放射で、指向性が無いため大角度成分が多く、ほとんどがファイバー内で全反射を受けずファイバー外に出てしまう。次項に示すようにフォトン収率を上げるためにシンチレーターを適切な反射材で覆う事でファイバーへの光伝送効率を向上させる事が出来る。

第五項　シンチレーター用反射材コーティングによるフォトン伝送効率の向上とパルス分散の評価

シンチレーション発光をファイバーやレンズで光を集める際にはシンチレーターの側面を反射材で覆う事で、集光率を向上させる事が出来る。しかし同時にこの反射材によって何回か反射してでてくるフォトンが発生し、結果としてパルス波形をなまらせることになる。この効果を評価するために以下のようなフォトン追跡モンテカルロシミュレーションコードを開発し、計算によって評価を行った。シミュレーションコードは大阪大学の細田裕計氏と共同で製作した。

シンチレーターを直径 10mm×厚さ 1mm のシンチレーターで開口面以外を吸収面で覆った場合、鏡面反射材で覆った場合、拡散反射面で覆った場合についてシンチレーターの内部の中心点から等方放射分布で放射された光の出口面での角度分布（３次元ベクトルと、ファイバー面に立てた垂線との間の角度）と、出口に辿り着くまでの時間をシミュレーション計算によって求めた。シミュレーション計算の中身の詳細に関しては第３章の散乱中性子の章で詳細を述べる。

計算では反射率は 100%と仮定し、無限に反射成分による計算時間が長くなってしまう事を防ぐため、1000 回反射現象があった時点で試行を打ち切る設定にした。シンチレーターの中心点からランダムな方向に 10000 フォトンを降らし、それぞれのフォトンは 1ps ステップずつ進む。フォトンが発生してから検出面にたどりつくまでの時間のヒストグラムを出した。

図 8 (1)に示すように吸収面にすると全フォトンのうち 55%が吸収された。図 9 にしめすように時間拡がりは最も少なく、半値全幅で 3ps であった。この時角度成分のうち 8°以下である割合は 0.53%であった。図 8(2)のように、面を鏡面にするとフォトンの角度分布は変わらず、吸収ロスがなくなったため収率が 1.23%に向上した。鏡面の場合、入射角と反射角で角度が同じであるので、大角度成分は何回反射を繰り返してもファイバー内には進めない。よって鏡面の場合ファイバーと真反対側に進んだ物を回収できる効果のみが期待できる。一方拡散反射面を使用した場合、収率は 2.02%に向上が見られた。またこの形状では拡散反射面にすることで発生する時間分散は 1 回反射による物を入れても 10ps 程度であり、計測器の設計上問題にはならない。

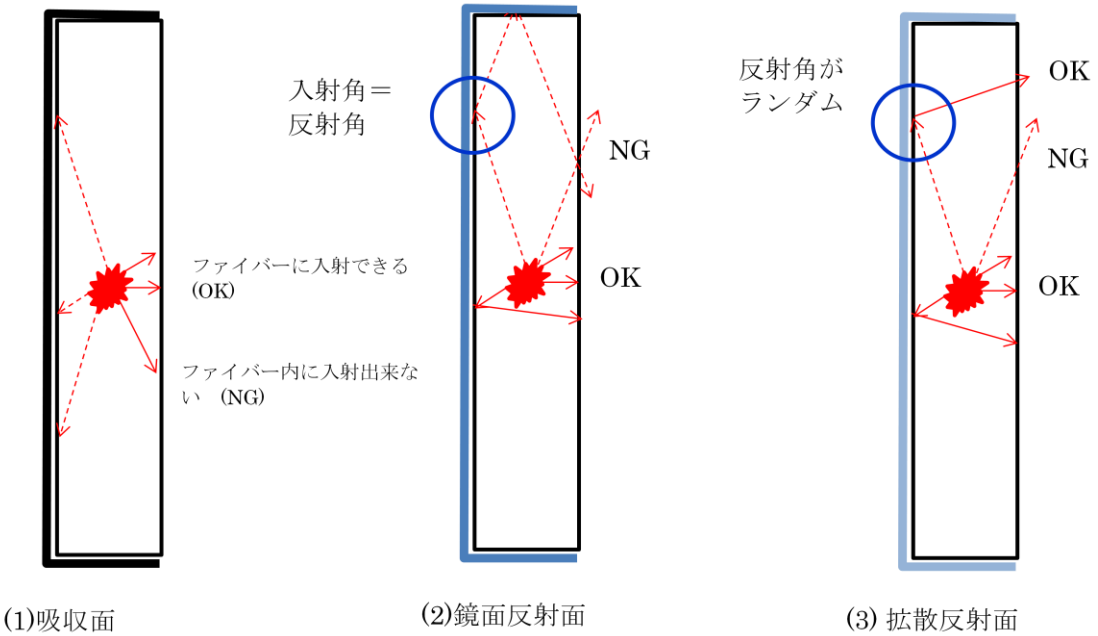


図 8 鏡面反射の場合と拡散反射面のときの反射条件の違い

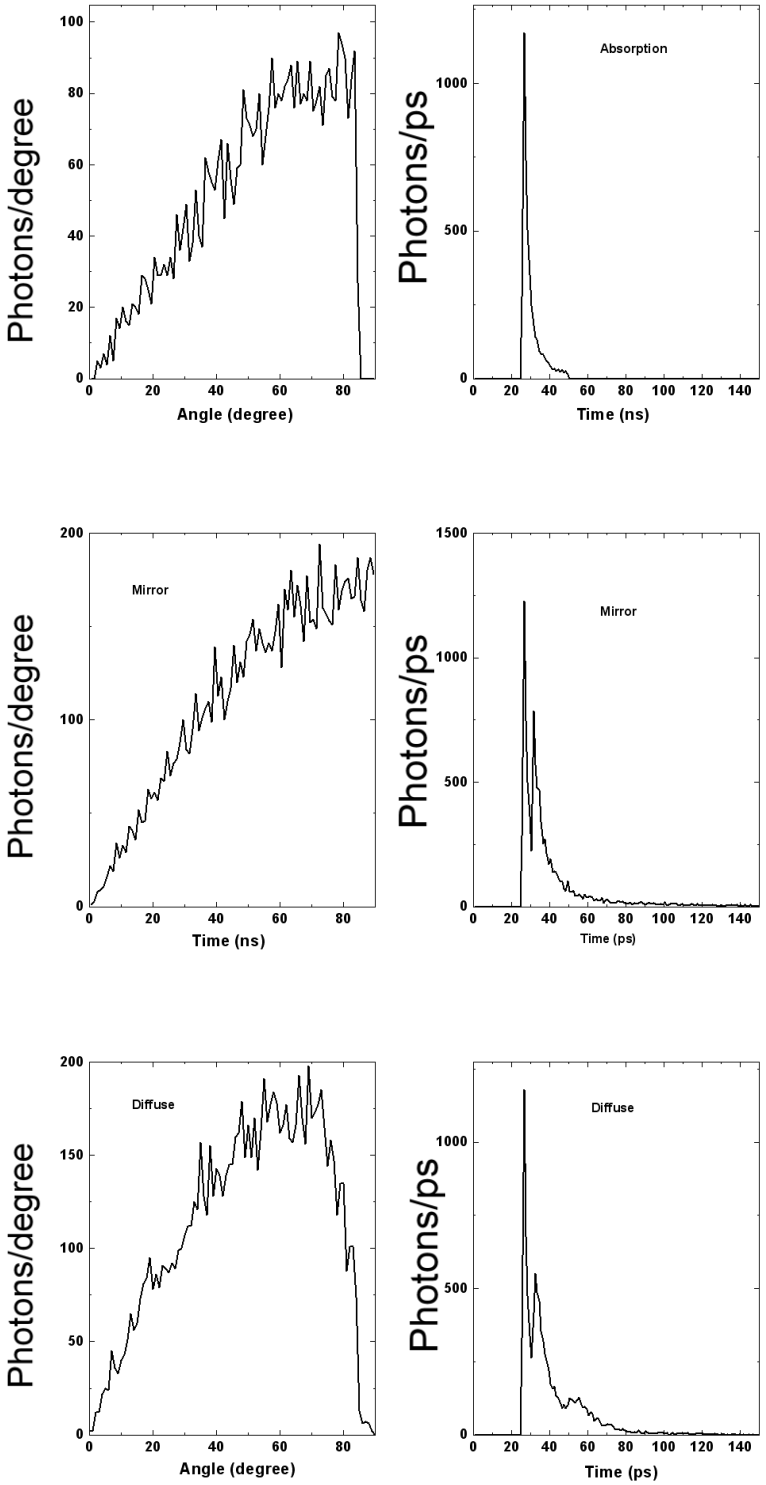


図 9　シンチレーターから出てくるフォトンの角度分布と、パルス時間分散

第三節プラスチックシンチレーターの種類の決定

第一項　BC-422 および BC-422Q について

この計測器に用いるシンチレーター候補として BC-422 が最も適切と考えられる。BC-422 プラスチックシンチレーターは発光立ち上がり時間が非常に短く（20 ps 以下[17]）、立ち下がり時間が比較的短い（2.5 ns）として高時間分解能中性子計測器に広く用いられている。BC-422 は古くは Nuclear Enterprise 社で販売されていた NE-111 と全く等価なものであり、旧 BICRON 社、現在は SAINT-GOBAIN 社で生産されている。また BC-422 に消光剤としてベンゾフェノンを混入し意図的に消光して立ち下がり時間を短くした物も BC-422Q として市販されている。

特にバーンヒストリーを計測するような高速シンチレーション検出器においてシンチレーターの立ち上がり時間が計測原理上の時間分解能の上限を決めている。シンチレーターの発光立ち上がり時間は非常に重要な性能情報であるが、測定が難しいことからカタログにも 350 ps と記載されているが正しい値ではない。特に BC-422 と BC-422Q の立ち上がり時間の違いに関する測定報告例はこれまでになかった。

ここでは高速応答中性子検出器開発の一環として実施した、BC-422 と BC-422Q について発光応答時間と蛍光寿命の測定結果について述べる。

第二項　プラスチックシンチレーターの構成物と発光メカニズム

BC-422 は結晶性無色透明のポリマーであるポリビニルトルエン(PVT)を母材としている[15]。文献中の報告によると発光色素として PBD（2-Phenyl-5-（4-Biphenylyl）-1,3,4-oxaDiazole）が用いられており[18]、5w%以下（カタログ記載値）混入している。BC-422Q は PBD が 7w%以下（カタログ記載値）に増やされおり、benzophenon (BNZ)が混入されている。BC-422 1%quenched は BNZ が 1w%混入しているという意味である。構造式を示す。

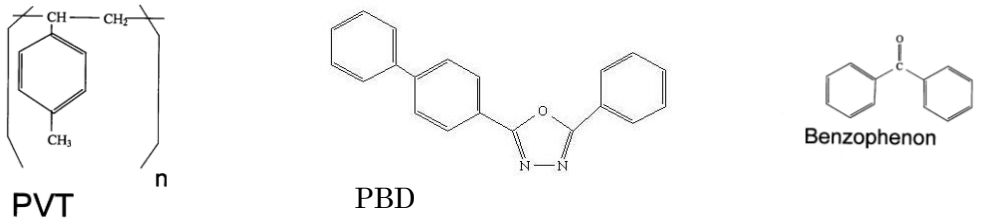


図 1 BC-422、BC-422Q を構成物構造式

シンチレーターに入射した中性子は主に水素原子との弾性衝突によってエネルギーを失

い、代わりに生成した反跳陽子がクーロン相互作用によってシンチレーターを励起する。PVT は高密度に水素原子を含んでいるため中性子検出効率が非常に高く多くのプラスチックシンチレーターの母材になっている。以下に励起の緩和過程について述べる。

第三項　励起緩和過程と時定数

荷電粒子である反跳陽子のクーロン衝突によってまずは圧倒的大体積を占める PVT の分子励起が起こる。局所的(～4μm 直径内)に高密度で生成した PVT 分子励起子は～10 ps の時定数で分子鎖にそって拡散する。励起子拡散についての研究報告例について[19]などがある。

PVT から PBD への励起子移動はフェルスター機構で説明される[20, 21]。フェルスター機構とは双極子－双極子相互作用のモデルで記述される励起子伝搬の機構の一つであり、非結合の近接した分子（ドナー）から分子（アクセプター）への励起子の移動メカニズムである。固体ポリマーの励起子がドナーで、近接する蛍光色素がアクセプターである場合フェルスター機構の遷移は非常に速く 100 fs 程度とされている。励起状態にあるドナーの数を F_M とするとその減衰の時定数は分子間距離の 6 乗に反比例する。

$$F_M(t) \propto \exp(-\frac{\tau}{t}) \tag{1}$$

$$\tau = T_M\left(\frac{R}{R_0}\right)^6 \tag{2}$$

$$R_0^6 = \frac{8.785\cdot 10^{-25}\kappa^2\Phi_D J}{n^4} \tag{3}$$

$$J = \frac{\int F(\lambda)\cdot\varepsilon(\lambda)\lambda^4 d\lambda}{\int F(\lambda)d\lambda} \tag{4}$$

ここで R_0 とはドナーが独立に存在したときのドナーの蛍光減衰と、ドナー→アクセプターへのフェルスター機構での遷移速度が等しくなる仮想距離である。n は屈折率で BC-422 は 1.58 である。κ は配向因子（オリエンタルファクター）と呼ばれ、ドナーとアクセプターの遷移双極子モーメントの向きに関係した量である。ドナー及びアクセプターがランダムに存在し、分子振動をしていて、その速度時定数がフェルスター機構遷移時定数に比べ十分に遅いとき、κ^2=0.476 である[20]。$F_M(\lambda)$ はドナーの発光スペクトルであり、$\varepsilon_M(\lambda)$ はアクセプターのモル吸収係数、λ は波長(cm)である。積分項はドナーとアクセプターのスペ

クトルの重なりの大きさを表すものであり量子が高くドナーの発光とアクセプターの吸収が一致するものが効率よく遷移する事をあらわす。

BC-422 について R_0 を見積もる。PVT の発光スペクトルは文献[20]より、量子収率は不明であるがおおよそ 50%と仮定する。時定数は量子収率に直接反比例する。PBD のモル吸収係数は文献[7]からデータ化し、上記の計算式に代入して計算すると R_0=3.4 nm 程度になる。実際の BC-422 中の PVT-PBD 距離を以下のように簡単に見積もった。BC-422 は密度 1.032 g/cm^3 で組成式$(C_9H_{10})_n$の PVT モノマーが規則正しく等間隔で並んでいるものと仮定しそのモノマー間の距離を計算すると R=0.575 nm になる。これらの値からフェルスター機構による励起遷移の時定数は 189 fs になり、十分速い事が示された。励起状態になった PBD は直ちに発光をはじめ平均寿命にしたがって自然放射を行う。立ち上がり時間は励起現象が起こってから、発光中心が発光を始めるまでにかかる時間の分散が要因となって生じる。時間スケールとしてもっとも支配的なものは励起子の拡散時定数である。また BC-422Q に混入されているベンゾフェノンは PBD の励起をフェルスター機構によって吸収し、光を放たずに失活し、励起緩和時定数が短くなる。このため PBD の発光寿命は短くなる。一方発光立ち上がり時間は励起が起こってから発光を開始するまでの時間拡がりで決まるため、BC-422 と BC-422Q では本質的には立ち上がり時間は変わらないと考えられる。

これらの現象を理解するために蛍光特性についての調査を行った。図 10 に BC-422、BC-422Q の発光。スペクトル、励起スペクトル、透過度スペクトルを示す。発光スペクトル(Photo Luminescence)、励起スペクトル(Photo Luminescence Excitation)は JASCO 製 FP-6600 を用い、透過度スペクトルは HITACHI 製 UV-4100 を用いて測定した。PL は励起光波長を固定し観測波長を動かしたときの信号強度の変化を記録し、PLE は観測波長を固定して励起光波長を変化させたときの信号強度の変化を記録するものである。
すべてのサンプルは直径 10 mm×厚さ 2.5 mm、全面研磨を用いた。BC-422 のスペクトルを見ると、PBD の励起バンドは 360 nm 程度にあり、発光スペクトルは 380 nm を中心に 350 nm から 450 nm まで広く分布する。PVT の励起バンドは 250 nm から 350 nm まで広く分布し、290 nm で励起したときと 350 nm で励起した時で発光スペクトル形状に変化はなかった。290 nm で励起したときは PVT → PBD 励起移動が起こっているのである。

BC-422Q を見ると消光作用により発光強度が落ちており、それに伴い励起スペクトルの波高値も小さな値になっている。PBD の発光域のうち短波長側をベンゾフェノンが吸収しておりそれによって吸収端が移動している。この吸収のメカニズムはフェルスター機構によって励起子移動によるものと、いったん PBD からでた光を BNZ が再度吸収するものとの両方が起こっていると考えられる。

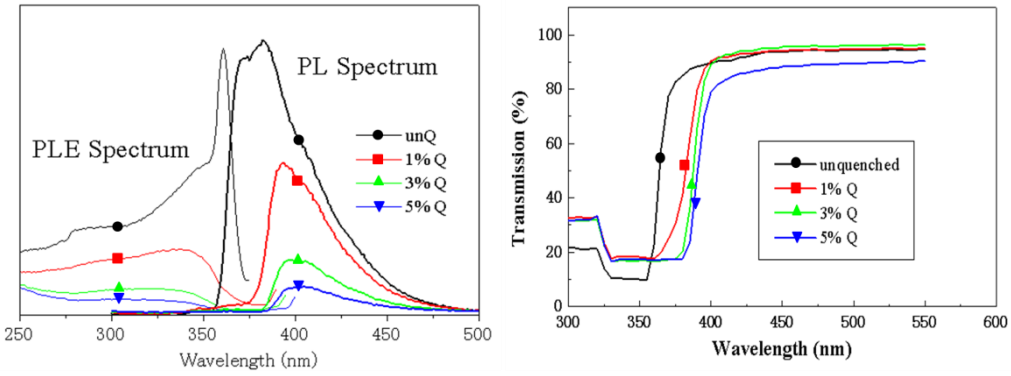


図 10　BC-422 および BC-422Q の励起・発光スペクトル、透過率スペクトル

第四項　立ち上がり時間の測定

立ち上がり時間でもっとも支配的要素となる励起緩和時間を調べるため、超短パルスレーザー(チタン・サファイヤレーザー３倍波、中心波長 290 nm、パルス幅 150 fs、平均エネルギー60mW)でシンチレーター母材（PVT）を励起させ、その PBD の蛍光の時間変化をストリークカメラを用いて時間・波長分解して測定した。290 nm 波長は PVT の励起バンドである。ストリークカメラにはシンクロスキャン装置が組み込んであり、レーザーと同期するよう高精度で調整された内部発振器によって、ごく低ジッタでの積算が可能になる。図 11 におよそ 50000 ショット分を上書きして得られたストリーク画像を示す。

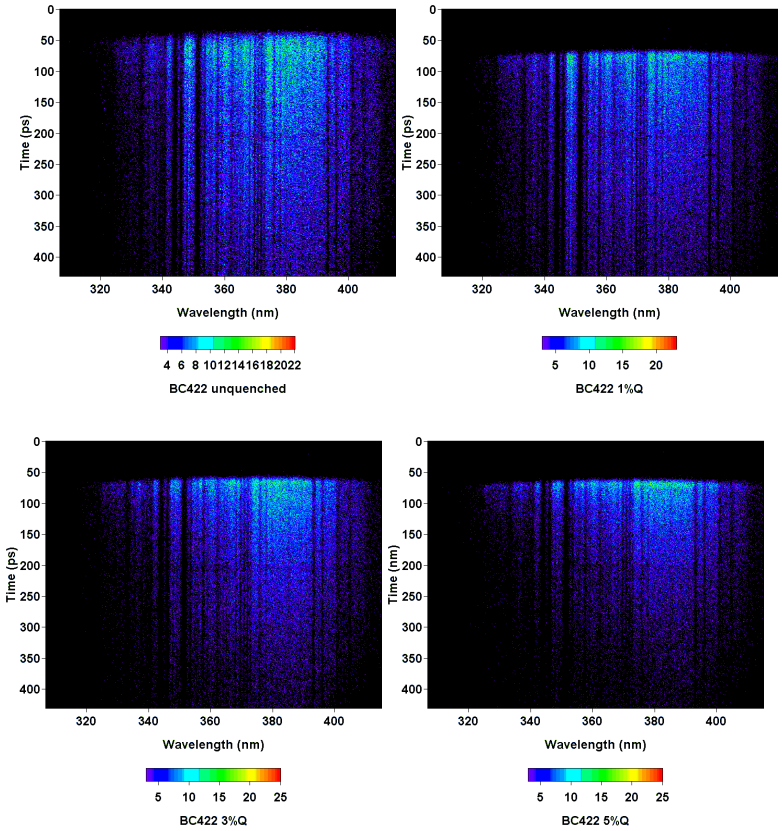


図 11　BC-422 BC-422Q の UV 励起による、発光立ち上がり時間測定

この画像に見える縦縞・横縞は分光器スリットあるいは CCD のダメージによるものであると考えられており、シンチレーションパターンがこのように波打っているわけではない。

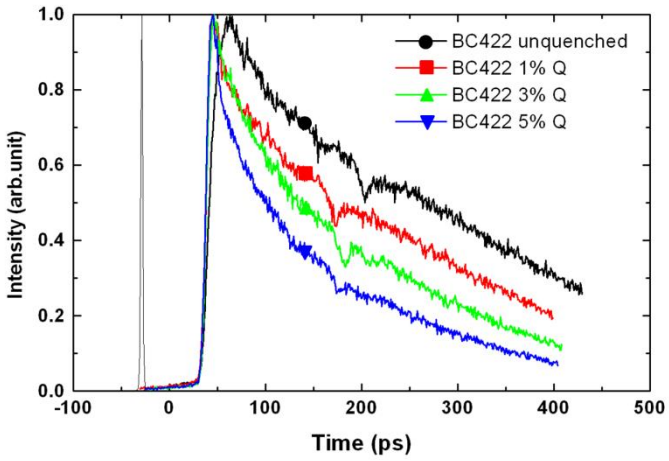


図 12　BC-422 BC-422Q の発光応答ラインプロファイル

unquenched は 10%-90%Risetime が 19.7 ps なのに対して、BC-422Q はすべて計測限界の 7.87 ps であった。フォーカスモードによるスリット画像は図中に示すようにさらにシャープであり(半値全幅 2.4 ps)あった。

フォーカスモードで撮ったスリットイメージは直線形状ラインであり、画面の左端から右端で 6 pixel 差だけ傾いていた。これはストリークカメラと CCD との接続部分で回転方向に若干ずれていたと考えられる。この傾きに関する補正を図 11 に施し、波長方向に積分をかけピーク強度をすべて 1 に規格化したラインプロファイルを図 12 に示す。BC-422 unquenched では BC-422Q よりも明らかに遅く立ち上がっている様子が観測された。また全てのシンチレーターについて紫外の発光部分が少し遅れて発光しているように見える。

図 10 の BC-422 の発光スペクトルを注意深く見ると、380 nm より短波長の部分と 380 nm より長波長の 2 成分あり、BC-422Q はその長波長成分だけが残っている事が観測されている。この現象は以下のように説明できる。BC-422 は PVT を有機溶媒中で液化させ PBD を溶解して溶媒を飛ばして固化させて製造されていると考えられる。そのため PBD の PVT 中の分布はランダムであり、PBD 分子間距離は様々である。蛍光色素間距離が近いとき一方が励起されると 1 分子(モノマー)と共に 2 分子励起錯体（エキシマー）に変化する現象がみられる。有機溶媒中での蛍光色素に関する研究で溶液中で蛍光色素の濃度を上げていくとこのような現象がみられることが報告されている[23, 24]。ベンゾフェノンはこのモノマー領域を吸収によって消光している。

エキシマー発光現象が起こっていることを裏付けるために、BC-422 をジクロロエタンによって溶解し PBD 分子間を引き離すことによってエキシマーの発光領域が消滅することを確認した。励起光は 290 nm に固定し、BC-422 を 10w%、1w%、0.1w%に希釈した溶液の発光スペクトルを計測した。希釈によってエキシマー発光（380 nm 以上）が減少している。時間・波長分解した図 10 の BC-422Q のスペクトルはこのエキシマー成分に相当する。

また素材の濃度が下がるに従って PBD 自身の自己吸収（図 10 の 350 nm 域で PLE と PL が重なっている事が確認される)が減少するため紫外域の発光が増えている。このためスペクトルが全体的に紫外にシフトしているように見えると考えられる。

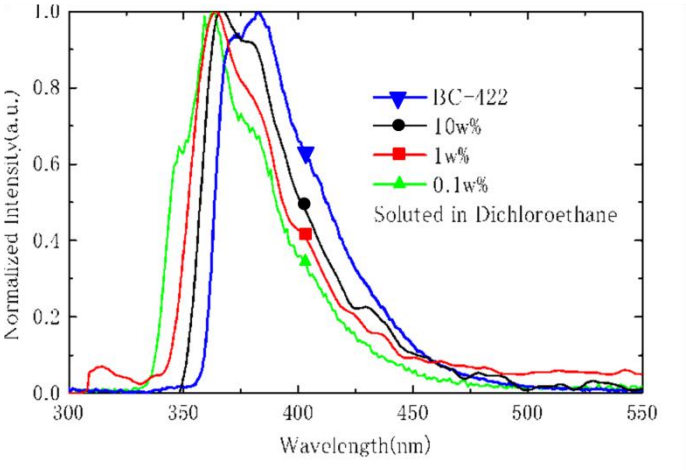


図 13　BC-422 をジクロロエタンによって希釈したときの発光スペクトル

PBD モノマーと PBD エキシマーでは励起エネルギーバンドが異なり、したがって蛍光寿命等の性質も異なると考えられる。まだ自明にはなっていないが、PBD エキシマーの方が PBD モノマーよりも蛍光寿命が短く、ほぼ同時に励起されたとしても PBD エキシマーの方が速く発光を始める、すなわち立ち上がり時間が短いのではないかと考えている。

中性子励起による場合の立ち上がり時間はこれまでに測定してきた立ち上がり時間と別に励起時間幅を考慮する必要がある。D-D 中性子からの反跳陽子(0-2.45MeV)はプラスチック中で制動を受けながら静止する。荷電粒子の固体中での振る舞いを計算するモンテカルロシミュレーションコード「SRIM」を用いて 2.45MeV の陽子をプラスチックシンチレーター素材中に入射させ、その軌跡をたどり静止するまでの時間を計算すると 6 ps であった。プロトンはブラッグピーク付近でエネルギーを大幅に落とすが、単位体積辺りに落とすエネルギーと励起効率の関係は自明ではないため、6 ps 間にわたってシンチレーター内で励起が起こり続けると仮定すると BC-422unquenched の立ち上がり時間は最大 26 ps である結論づけることができる。

第五項　立ち下がり時間の測定

シンチレーターの立ち下がり時間を測定するために、γ線励起と、中性子線について発光減衰時定数を測定した。上で行った UV 励起による蛍光（フォトルミネッセンス）では励起エネルギーより少しだけ高いエネルギーでの励起になる。この場合シングレットーシングレット発光（S1→S0）がほとんどであり禁制遷移による遅発発光はほとんど見られない[13]。しかし荷電粒子によるクーロン衝突による励起では遅延発光が現れ、スローコンポーネント(アフターグロー)が存在する事が知られている。これは禁制遷移による燐光や、イオン化ー再結合過程が関係している。

BC-422 unquenched、1%quenched について γ 線源(^{60}Co)、並びに中性子源(^{252}Cf)を用いて発光減衰時間を測定した。^{60}Co は平均 1.25MeV の γ 線源であり、シンチレーター内でコンプトン散乱によって電子を発生し、この高速電子が励起源になる。^{252}Cf は自発核分裂による 0.7 MeV 以下 10MeV までブロードなエネルギー分布をもつ中性子源であり、シンチレーター内で陽子と弾性散乱を起こし、この反跳陽子が励起源になる。一般的に重粒子であるほど遅発発光が増える事が知られている[13]。

シンチレーターの立ち下がり時間は立ち上がり時間に比べて非常に長く単一イベントではフォトンカウンティング状態になり減衰曲線の観測が困難であるため、繰り返し測定し平均化が必要である。フォトンカウンティングと呼ばれるこの手法は単一イベント当たりの発光フォトン数が少ない対象から、連続的な減衰曲線を観測するために広く用いられる。図 14 にフォトンカウンティング測定原理の模式図を示す。信号のテイルのあたりは離散的な形状になるため、減衰時定数を判断する事は困難であるが、この信号を多数積算する事によってこれらの離散成分は連続曲線になる。この手法を用いると、観測ダイナミックレンジの限界はオシロスコープのデジタルノイズで決まり、おおよそ 4 桁ほどのダイナミックレンジの観測が可能である。

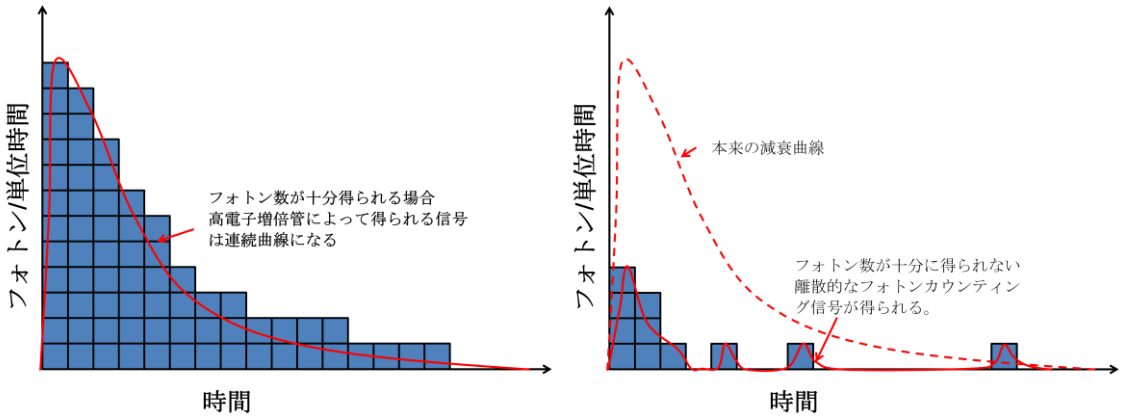


図 14　フォトン数が少ない時の高電子増倍管で得られる信号の模式図。

高速応答の高電子増倍管(PMT)として MCP 内蔵型光電子増倍管(Rise time 110 ps、FWHM 181 ps)を用いた。MCP 内蔵型の光電子増倍管はダークカウントが多いため、単にシンチレーターを光電子増倍管に貼り付け線源を近づけて信号を取得するだけではダークカウントが混入してしまう。ダークカウントを排除するために図 15 に示すように 2 台の光電子増倍管が同時に発光信号を捕らえた時のみを信号とみなして、オシロスコープによって自動的に 2000 回のデータを取得し平均処理を行った。このような手法はコインシデンス法としてしられている。得られた減衰曲線を示す。なお 40 ns 付近に見られるのはケーブル内での信号反射によるものである。

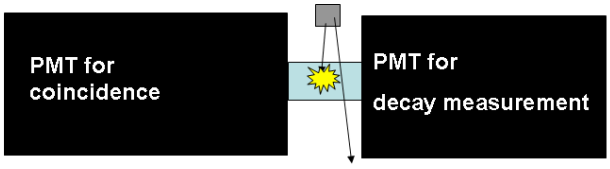


図 15　コインシデンスシステム

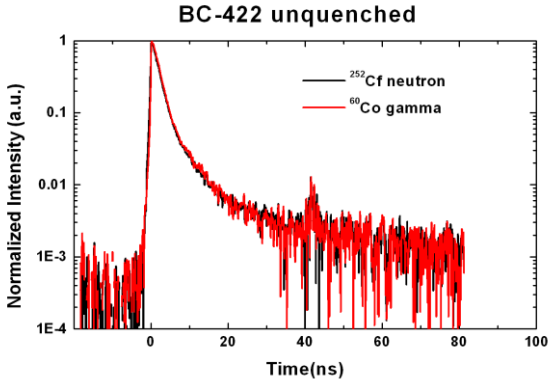


図 16　BC-422 unquenched の中性子と γ 線に対する発光減衰曲線。

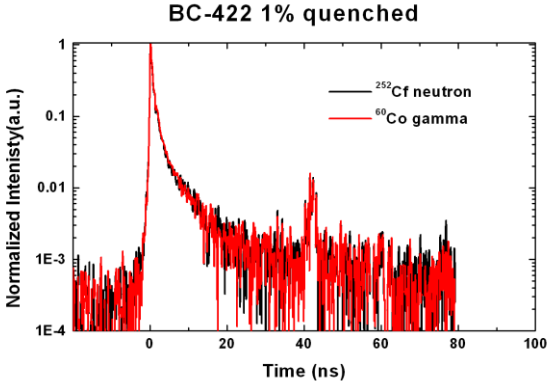


図 17　BC-422 1%quenched の中性子と γ 線に対する発光減衰曲線

	Cf -252 neutron	Co-60 gamma
BC-422 unquenched	4.3 ns	4.3 ns
BC-422 1% BZ quenched	1.9 ns	1.9 ns

表 1　BC-422unquenched と BC-422 1%BZquenced の発光立ち下がり時間(90%-10%)

この結果より BC-422unquench に比べて、BC-422 Q との減衰時間は 2.2 倍減少する事が明らかになった。また中性子とγ線によって発光応答に差は無い事が明らかになった。

第六項　発光量の比較

発光フォトン数を調べるためにダイノードタイプの光電子増倍管を用いて BC-422 と BC-422Q についてα線源 ^{241}Am(5.5 MeV 単色α線源)を用いてシンチレーション信号をオシロスコープで 2000 回ずつ取得し信号の時間積算(=チャージ量)のヒストグラムをとった。使用した ^{241}Am の線量はおよそ 70kBq である。オシロスコープのトリガースレッショルドによってカットされた部分を補うためガウシアンでフィッティングを行った。

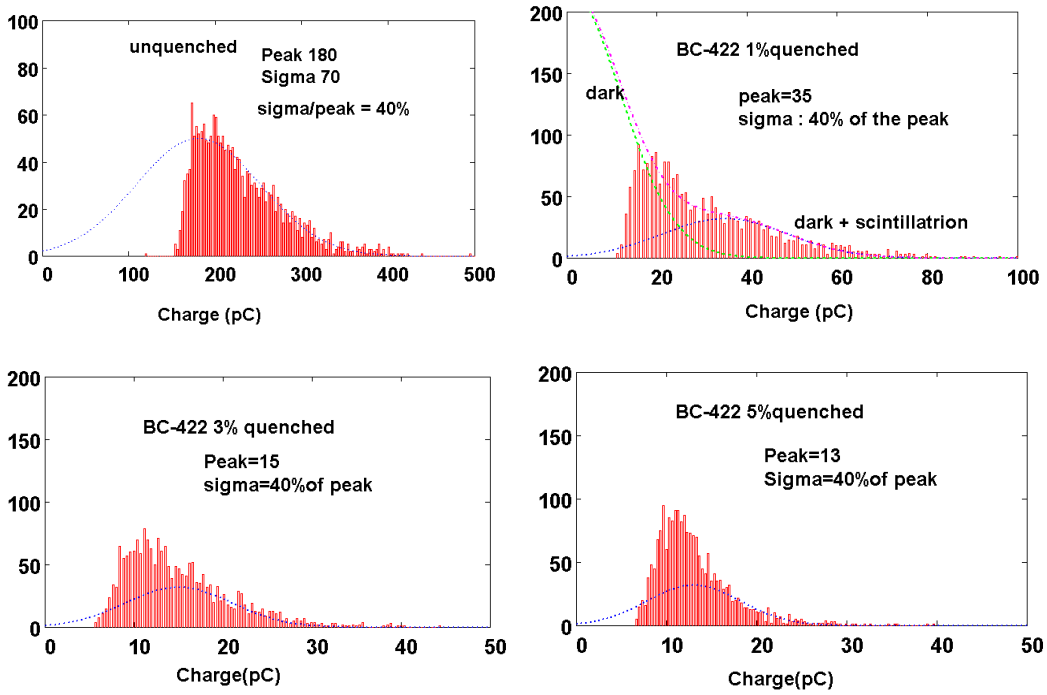


図 18　^{241}Am を用いた BC-422unquenched および BC-422Q の発光量分布

BC-422 unquenched に対してフィッティングを行ったガウシアンの標準偏差σはチャージ量のピーク値の 40%であった。ここで BC-422unqueuched と BC-422Q では発光分布拡がりは同じであると仮定し、すべてのサンプルのフィッティングに対してピーク値の 40 %の

σを与えた。3%quenched,5%quenched についてはフォトン数が少なく図 18 下のようにダークカウントとシンチレーション信号によるピークの弁別は困難であったが、同じ条件で計算した。unquenched についてフォトンの絶対量を見積もる。ピークチャージ量は 180pC であった。光電子増倍管の量子効率とゲインからフォトン数を計算する事が出来る。

n×QE×Gain×e=Charge

ここで n は光電面で得られたフォトン数、量子効率 QE は 380nm に対して 0.27、増倍率 Gain は 2.8×10^{6}、e は素電荷量である。よって得られたフォトン数は 1500 フォトンである。ゲインと量子効率の有効数字とそろえてフォトン数は有効数字 2 桁で四捨五入してある。この実験ではシンチレーターはすべて直径 10mm×厚さ 2.5mm の全面研磨を用いており、反射材は使用していない。α 線の飛程は 4μm 程度であるので表面の極浅い部分から光を放射している。そこから光電子増倍管の光電面側の面にたどりつく割合は、光電面側以外の面ではすべてフォトンは吸収されると仮定すると、表面積比から 33%が検出される計算になる。よって放射されたすべてのフォトン数は 1476×3=4400 フォトンになる。同様に 1%quenched では 860 フォトンになる。実際にはシンチレーター表面での端面反射が寄与して全面吸収とした場合よりもフォトン収率はよくなっているはずであり、若干過剰評価になっていることが考えられる。結果を表 2 にまとめる。

	フォトン数
Unquenched	4400
1%quenched	860
3%quenched	370
5%quenched	320

表 2　BC-422 の ^{241}Am での発光量

次に DD 中性子でのフォトン数について考察する。中性子による発光量分布は、中性子によってリコイルされたプロトンが励起源となる。リコイルプロトンのエネルギー分布は 0 から最大値=2.45MeV まで分布し、結果として発光量分布は矩形になる事が知られている[13]。図 19 は広範囲で用いられている Saint-Gobain 社製、プラスチックシンチレーター BC-400 についての、励起粒子種類ごとの入射粒子エネルギーと発光強度の関係を実験的に求めたものである[15]。フォトンの絶対量は BC-422 と BC-400 で異なるが、励起粒子のエネルギーに対する相関は同じであるとして、BC-422 の中性子に対する発光量を見つもる。図 19 から 5.5MeVα 線はおよそ 1.5MeV 程度のプロトンと同じ発光量を示す事が分かる。したがって上で求めたフォトン数はおおよそ DD 中性子に対するフォトン数として考えてよい。

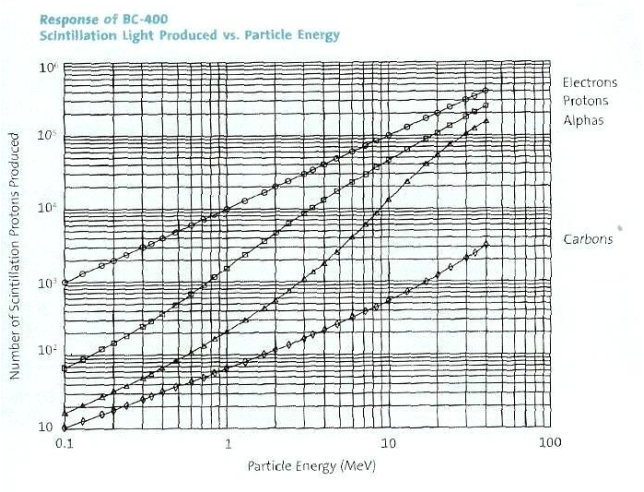


図 19　プラスチックシンチレーターBC400 の、
荷電粒子励起による入射粒子エネルギーと発光強度の関係

BC-422Q の方が応答速度に優れているが、発光量が少ないという欠点がある。中性子数の低いところで使用する事が目的であるから、発光量は多い方がよい。またこの章の最後のノイズ評価のところで述べるが、BC-422Q の発光波長ピークは石英材料のＸ線による蛍光のスペクトルと重なる。シンチレーター信号とファイバーからのノイズ発光とを分離が困難になるという問題もある。本研究では BC-422 unquenched を使用する。

第四節　時間分解能評価

第一項　装置応答関数の立ち上がり時間と、統計誤差論による時刻計測精度評価

本中性子計測器でバーンタイムを測定する際には、中性子信号の立ち上がりエッジのピークから 50 %の時刻を読み取る事で時刻を読み取る。時刻決定の制度は立ち上がり時間と立ち上がり時間の統計揺らぎとの関係で決まる。応答波形の立ち上がり時間が t_{rise} がどの程度揺らぐのかを以下のように見積もる。図 20 は立ち上がりの中点から時刻を決定する際の誤差について考察するための模式図である。ここでは簡単のためにガウス関数を用いる。得られた信号のピーク強度を n とする。ピーク強度は n の統計誤差程度揺らぐと仮定すると、ピーク強度は誤差を含めて $n \pm \sqrt{n}$ になる。信号の立ち上がり時間 T_{rise} とする。図の中の「photon」のブロックの積み重ねが実験で得られる生データだとする。黒線が真の信号とすると、そこに統計誤差分の揺らぎが生じて、たとえば統計数が 10 の場合には、データは青線の上下のラインの間でばらつく。統計数が 100 になると赤線の間でばらつく。この図から、時刻観測精度を上げるためには①統計数を多くする事と、②立ち上がり時間を短くする事が重要である事が分かる。

立ち上がりの傾き(時間/波高値)を T/n とすると、真の立ち上がり 50%の時刻は波高値 n/2 になる時間であるから、$\frac{T_{rise}}{n}.\frac{1}{2}n$ である。計測器が持つ立ち上がり時間は一定であるので、あたえられる誤差を含めた中点は $\frac{T_{rise}}{n}.\frac{1}{2}(n \pm \sqrt{n})$ となる。よって計測誤差は $T_{rise}/\sqrt{n}$ になる。

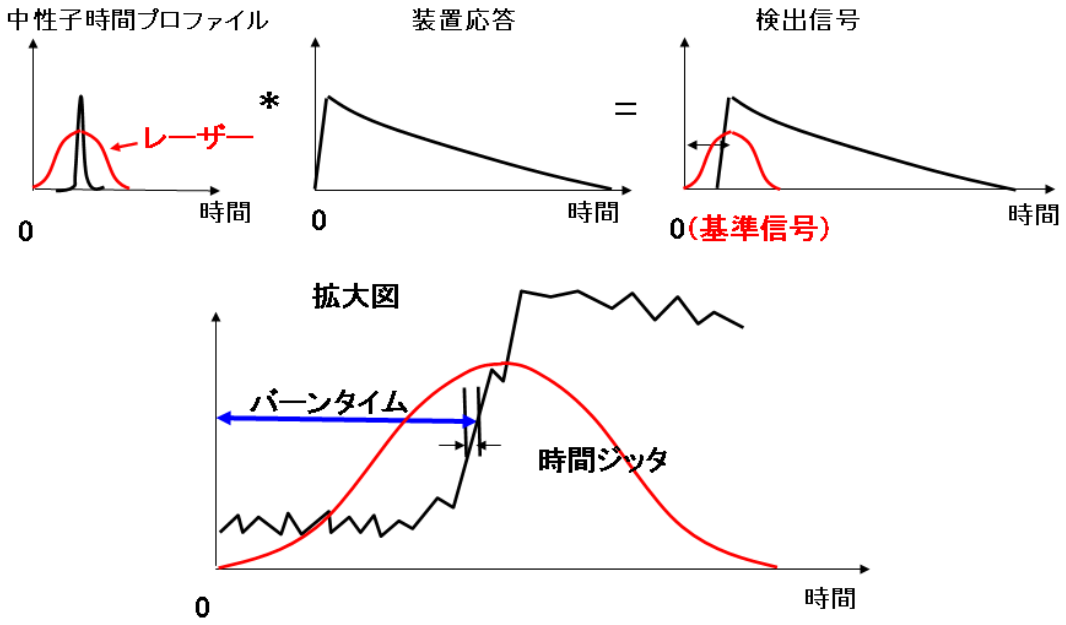


図 20 バーンタイム計測の原理とリーディングエッジトリガージッタ

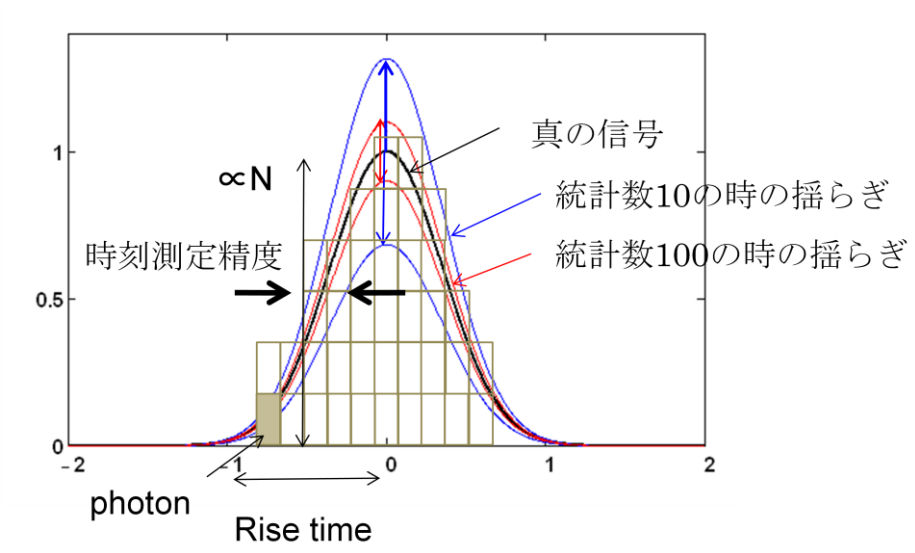


図 21　立ち上がりの中点から時刻を読むときの時刻計測精度計算模式図

ここで実際の我々の例題について考えると、波高値 n はシンチレーションカーブのピーク付近を構成するフォトン数である。さらにフォトン数よりもその後の PMT 内の MCP 入口での光電子（フォトエレクトロン）数が、10%程度の変換効率係数がかかるので、統計数が最も統計数が少なくなる。この計算では n=フォトエレクトロン数として計算するのが妥当であろう。

PMT 出力として Risetime=200 ps であるの。ピーク部分の信号の中に含まれるフォトン数は、図 12 のシンチレーションカーブの最初から 200 ps までの範囲の積分と考える。図で実験的に得られたシンチレーションカーブ（立ち上がり 20 ps、立ち下がり 4.5ns の曲線）のうち 0-200ps を占める割合はおよそ 8.6%である。 1 個の中性子を検出したときにシンチレーターで発生するフォトン数は 5000 個程度で、最初の 200 ps に来るのは 430 個である。

ファイバーについて詳細の節で詳しく述べるが、シンチレーター内で 4π 放射で光ったフォトンのうち、ファイバーに取り込まれるフォトンの割合はおよそ 2%である。バンドルファイバーの総合透過率は 80%である。よってシンチレーターから PMT 窓までのフォトン伝送効率は 1.6%程度である。また MCP-PMT のフォトンから光電子の変換効率（量子効率×MCP 表面の Al 膜透過率×MCP の光電子入射効率）はおよそ 10 %である。

設計値である中性子検出数 20 個では発生フォトン数が 100000 個になり立ちあがり部分に 8600 個、ファイバーを通って PMT にたどりつくものが 137.6 個、結局 MCP に光電子の数は 14 個になる。立ち上がり時間が 200 ps 程度であれば Δt の揺らぎを 53.4 ps 程度に抑えることができる。

第二項　バンドルファイバーの応答特性評価

バンドルファイバーのパルス伝送の応答特性はファイバー内のモード分散と色分散で決定される。モード分散は簡易的に以下のように評価した。シンチレーション光を通すために紫外用の石英コア・フッ素添加石英クラッドのファイバーを検討した。NA は 0.22 (半角 12.7°)であり、コア材の屈折率は波長 380 nm（BC-422 のシンチレーション発光のピーク波長）において 1.475 であり、ファイバーの内の臨界角は 8.57°である。

等方的に放射されるシンチレーション光のファイバーへの入射角分布は 0°から 12.7°まで正弦的に分布する。12.7°で入射した光はファイバー内では 8.57°を保って進み、ファイバー長 2m に対してファイバー中心を直進する光路に対して 22.5 mm の長い光路を進むことになり伝送時間は 110ps 長くなる。モード分散は半値全幅で 70ps 程度になる。

しかし実際のファイバーは円柱ロッドではなく曲がりがあり、特にバンドルファイバーだと内部でねじれているため、ファイバー中を低角度のまま直進する成分はほとんどない。このためほとんど臨界角度近くで反射しながら進む成分になり、伝送特性はさらに向上すると考えられる。

さらに各ファイバーの長さが異なるとパルス伝送特性を劣化させる。しかしバンドル内のファイバーの長さのばらつきは製作精度で 1 cm 以下とされるが実測値は無く、バンドルファイバーの伝送特性の計算は困難である。

そこでバンドルファイバーの光応答を確認するため、パルス長 150 fs のパルスをファイバーに通してからストリークカメラで撮影し、時間応答を計測した。パルス光として Ti:Sappir レーザーの 2 倍高調波(中心波長 435nm)を用いた。

レーザーをそのまま入射させるとファイバーに対して並行に入射する光がほとんどになり、シンチレーション光を模擬したことにはならない。ファイバーの NA と同程度の角度拡がりを持たせて光を入射させるため F5 のレンズを用いてレーザー光を広げて入射させた。

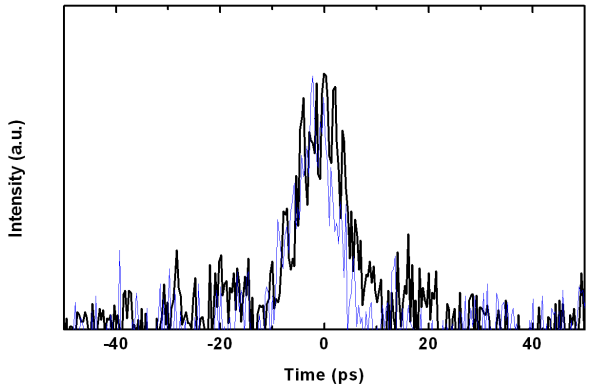


図 22 レーザー光を用いたモード分散測定結果。
太実線ファイバー透過光、細点線はストリークの時間分解能
実線がファイバー通過後のパルスの時間プロファイルで、青色破線が装置のインパルス

波形である。インパルス波形はストリークカメラの掃引をかけずに撮影した波形であり、半値全幅は 8 ps である。実線の半値全幅は 13 ps であった。このデータからモード分散による寄与はかなり小さく、ストリークカメラの分解能ぎりぎりであることが分かる。それぞれの波形をガウシアンに近似してコンボリューションした半値全幅を見積もると 10 ps になる。よってバンドルファイバーのモード分散によるパルス訛りは 10ps 程度であると結論づけた。

次に色分散について評価する。石英の屈折率は波長依存性があり、波長によってファイバー内を透過するのにかかる時間が事なる。シンチレーターの発光はブロードであるため長いファイバー中ではこういった色分散を生じる。色分散を評価するために BC-422 の発光スペクトルを測定し、石英の屈折率データ[25]を用いて評価した。

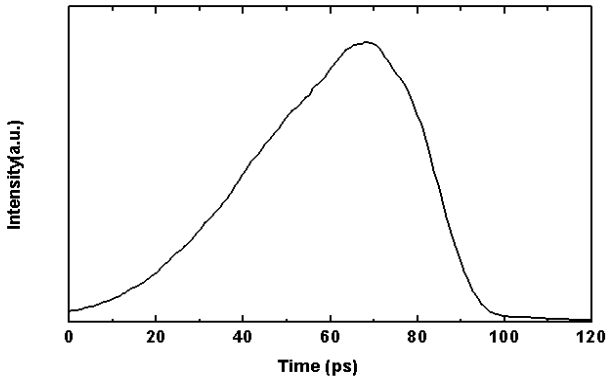


図 23 ファイバーのモード分散

ファイバーのコア素材である合成石英の屈折率データと得られた発光スペクトルから 2m のファイバーの色分散を計算した。これより 2 m のバンドルファイバーの色分散の半値全幅は 46ps であると結論づけた。モード分散と色分散の半値全幅を 2 乗平均によって合成することでファイバーの分散はトータル 47 ps 以下であると結論づけた。色分散に関しては、光量が十分にある場合フィルター等で単色化すれば押さえることができる。

このようにバンドルファイバーのシンチレーション光のパルス伝送特性は非常によく、要求時間分解能が数十ピコ秒の時は非常に有効な手段であると言える。

第三項 同軸ケーブルの応答測定

100 ps 程度以下短パルスやステップ形状の電気信号を同軸ケーブルで伝送する場合、同軸ケーブルの種類の選択や長さにも注意を払う必要がある。50Ω インピーダンスの同軸ケーブルで高周波信号用としてよく使用されている物として、三菱電線社製 HFB シリーズ、SHUNER 社製セミリジッドケーブル、ユウエツ精機社製セミフレキシブルケーブルなどがある。中心線はいずれも銅製の円柱であるが、絶縁体の素材や外部導体の構成や太さが違うため周波数減衰特性が異なる。一般的にセミリジッドタイプは高周波伝送に適するが、伝送損失が比較的大きいため長距離の伝送には向かない。5DHFB は広帯域にわたって減衰が少なく、曲げやすく扱いやすいため長距離の伝送に用いられるが、セミリジッドタイプと較べて高周波成分の減衰が目立ち、短パルスや立ち上がりの速いステップ形状の信号を伝送するときにはケーブルによる波形ひずみを考慮に入れる必要がある。

本計測器に用いる物として適切な種類と長さを決定するため、各種同軸ケーブルの短パルスとステップパルスの伝送特性を計測し比較した。 実験には三菱電線製 5DHFB の 2m と 5m（BNC 型コネクタ）、10DHFB の 2m（N 型コネクタ）、ユウエツ精機社製セミフレキシブルケーブル 1.5m（ＳＭＡ型コネクタ）、SHUNER 社製セミリジッドケーブル 49cm（SMA 型コネクタ）、セミフレキシブルケーブル２本を継ぎ足し 3m にしたもの、セミリジッド３本を継ぎ足して 112cm にしたもの、についてパルス波とステップ波を入力しデジタルオシロスコープで記録した。ここで使用した SMA 接続コネクタは 18 GHz までの帯域を持ち、および N 型コネクタは 11 GHz までの帯域を持つため(カタログ記載値)、コネクターによるパルスのなまりは問題にならない。

オシロスコープは Tectronix 製 DSA70804 を使用した。帯域は 8GHz、サンプリング周期は 20GS/s（40 ps）である。パルス波源として Picosecond pulse lab 社製 Model3050A を用い、そのパルス幅は（カタログ記載値）半値全幅 65 ps である。ステップ波源として Picosecond pulse lab 社製 ModelTD-1110A とヘッドに同社製 TD1107B を用い、立ち上がり時間（10% - 90%）はヘッドを直接オシロスコープに接続して実測したところ 62 ps であった。以下に各ケーブルの測定結果を示す。

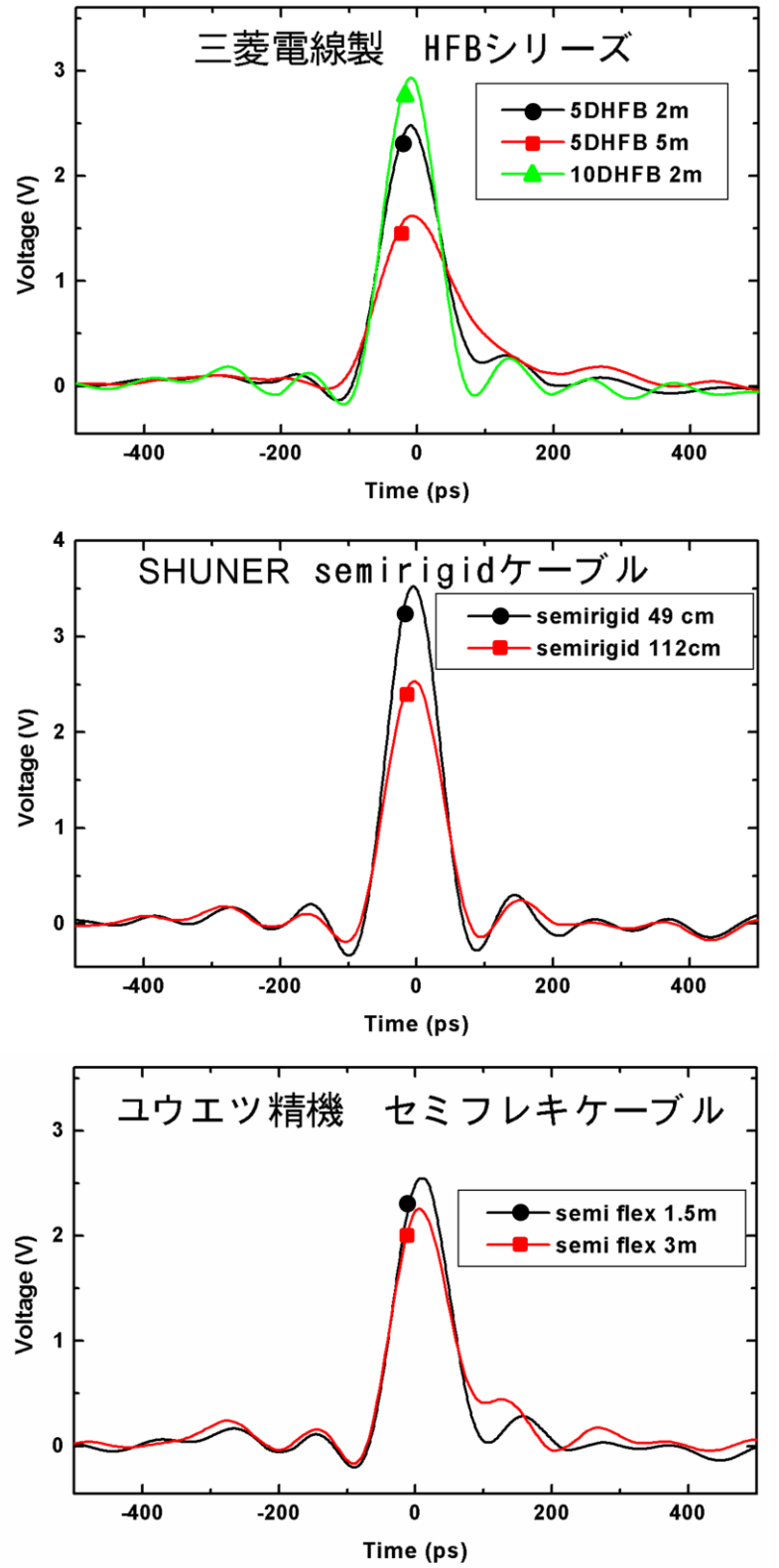


図 24　各種同軸ケーブルのインパルス波の伝送特性

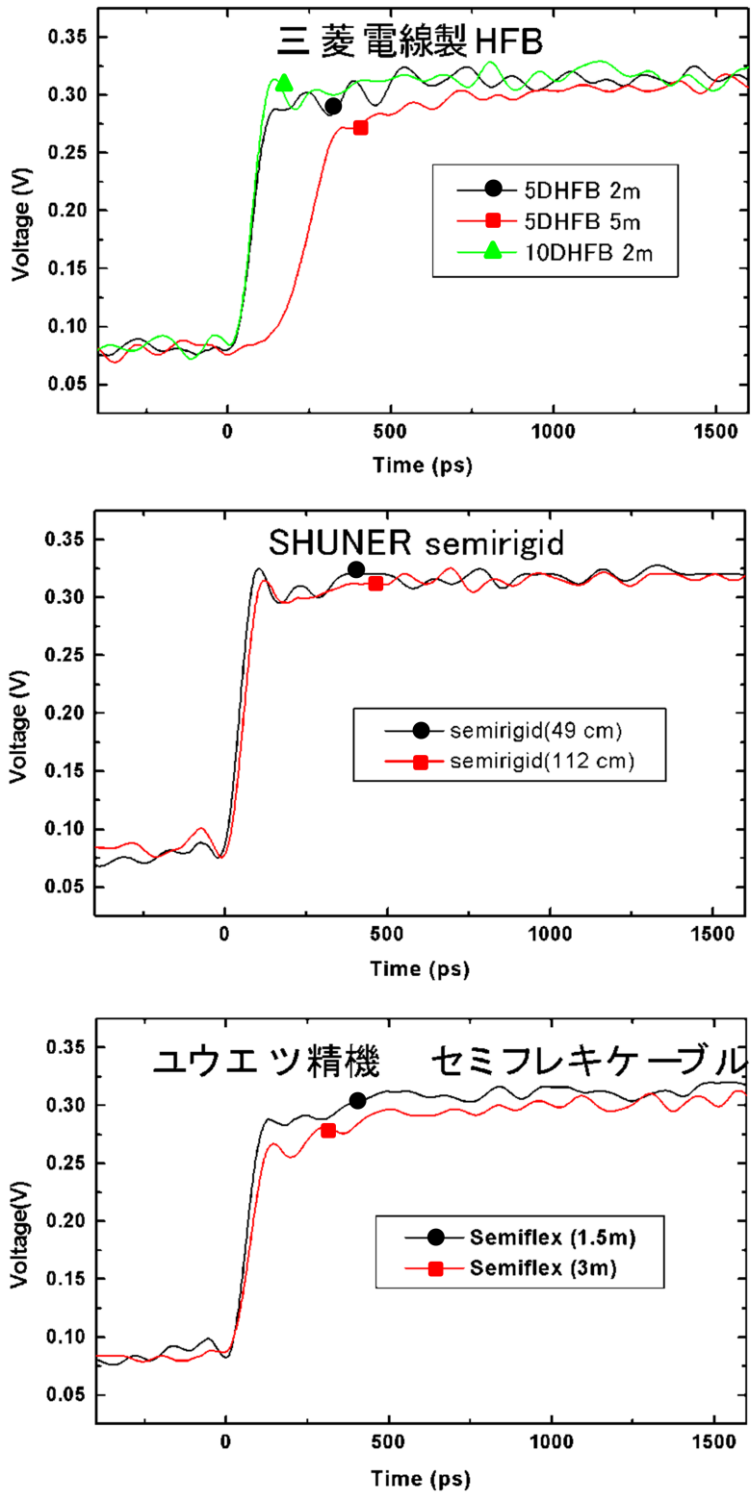


図 25　各種同軸ケーブルのステップ波の伝送特性

図 24 を見ると、5DFHB を 5m で用いると 2m で用いたときに比べてパルス波の波高値が 60%程度に減衰していることが分かる。さらに同じ 2m でも 10DHFB の方が、5DHFB よりも減衰が少ない。さらに 5DFHB を 5m で用いるとパルス波形が鈍ってしまっている事も見てとれる。さらにセミリジッドケーブルはパルス波形の鈍りは最も少ないが 112cm になると 5DHFB の 2m と同程度にまで波高が減衰している。セミフレキケーブルは HFB シリーズとセミリジッドの間の性能を持ち、セミリジッドの応答の速さと柔らかいことによる取り扱いの利便性を両立しているといえる。

図 25 をみると、ステップ波に対してセミリジッドタイプの応答の良さが顕著に表れている。また 10DHFB の応答特性も良く、5DFHB でも 2m であれば波形の鈍りはそれほど顕著ではない。5DHFB5m は立ち上がりも鈍ってしまっている上、ドリブルアップによって立ち上がり 80%の所から急激に応答が遅くなっている。セミフレキケーブルにもドリブルアップが見られ、特に 3 m では顕著である。

ところで、本研究の中性子検出器の応答の立ち上がり時間は光電子増倍管の応答である立ち上がり時間 100 ps 以上であり、立ち下がり時間はシンチレーターの発光減衰時定数である 2.5 ns 程度であり、ステップ応答に近い信号形状である。燃焼履歴や燃焼時刻計測の観点では中性子シンチレーション信号の立ち上がり付近の形状が最も重要な情報であるので、ドリブルアップは避けるべきである。本研究では 5m 程度の信号線を必要とするため 10DHFB ケーブルを使用する事に決定した。

第四項　時刻測定基準信号、時間校正について

燃焼時刻を測定において、高精度でバーンタイムを計測するために、計測器トリガー信号の他に､激光XII レーザーの光を時刻基準信号(タイムフィデューシャル)として観測する。すなわちタイムフィデューシャルの計測精度と時間較正精度が燃焼時刻の計測精度を決定する。タイムフィデューシャルは激光 XII レーザーの１ビームの集光レンズからの反射光を光ファイバーで伝送し、高速応答フォトダイオードで電気信号に変換し中性子信号と別の同一オシロスコープで観測する。

フィデューシャル信号の遅延時間は以下の様に測定する。核融合ターゲットの代わりにガラス球等光散乱体ターゲットをチャンバーセンターに設置して、低エネルギー（～１J）でレーザーを照射し、散乱光を生成する。本計測器は導入ポートの先に散乱光を取り込むための窓が取り付けてあり、シンチレーターをはずした本計測器はその散乱光と、タイムフィデューシャルを捕らえる。この２信号を基準とする。中性子バーンタイムを計測する場合はさらに光速と中性子の速度の違いを補正する。シンチレーターの設置位置精度を±0.5 mm 程度とすると時間差の計測精度は±2 ps 以下であり十分な精度であると言える。実際には信号形状のフォトン統計から来るゆらぎや電気的なノイズによる時刻読み取り誤差やオシロスコープのサンプリング周期による限界の方が支配的になる。例えば 40 GS/point のオシロスコープをフルサンプリングレートで用いた場合、25 ps に１点ずつのサンプリングであるから、時刻制度は±25 ps である。

第五項　X 線減衰用鉛による中性子波形ひずみについて

シンチレーターの前方にはX線減衰用に 2 cm 厚の鉛を取り付けた。また鉛無しのもの、4cm 厚の鉛、6cm 厚の鉛も用意し交換可能にした。この鉛による中性子の散乱による時間分解能劣化を評価するために、中性子輸送計算を行うモンテカルロシミュレーションコード(MCNP5)によるシミュレーション計算を行った。

点中性子源から一方向に 1000000 個の中性子を飛ばし、2cm 厚の鉛板を通過してターゲットから 62mm の位置にある面に到達する中性子の時刻分布を求めた。85.5%の中性子が 1ps 以下の遅延で到達する事、97.1%が 50 ps 以内の遅延で到達するが示され、燃焼時刻計測には問題ない事が確認された。

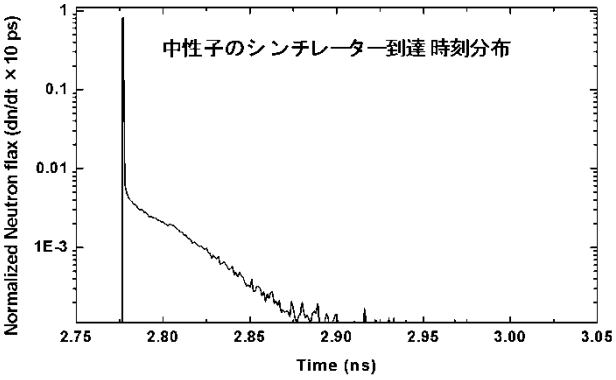


図 26 X 線減衰用の鉛による中性子波形ひずみ計算結果

第五節　装置応答測定実験

第一項　装置の全体構造のまとめ

図 27 開発した高速応答中性子計測器

計測器ポートは以前に開発されたシンチレーターーファイバーーストリークカメラ[27]用に設計された物を用いた。ポート先端からターゲットまでの距離は 30 mm である。図 10 に示すようにポートの先端部には光導入用のガラス窓とその外側にシャッターが取り付けられている。核融合ショットの際はシャッターを閉じてデブリから窓を保護しポート内に爆縮レーザーの高強度光が入射しないようにする。

シンチレーターは BC-422 unquenched の直径 18mm×厚さ 1mm を用い、検出されるフォトン収率を上げるため片面拡散反射面処理をして（テフロンテープを貼り付ける）、バンドルファイバー面にオプティカルコンパウンドを用いて貼り付けてある。

バンドルファイバーは有効面直径 10 mm の紫外ファイバーバンドルであり、住友電工製に製作を依頼した。ファイバーはコア材純粋石英、コア径 190±9 μm、クラッド材は F 添加石英、クラッド径 200±5 μm のステップインデックスファイバーを UV 硬化型ウレタンアクリレート樹脂被覆、外径 240±10 μm で被覆したものが 2100 本束ねられている。開口数(NA)は 0.22 である。低コスト化と製作時間の短縮のため、被覆のフレキ管とバンドル固定用のスリーブは規格品を用いた。フレキ管は隙間から外部の光が入り込むため、フレキ管ごと遮光テープで覆った。また使用した光電子増倍管は光電面が高電位面であるためステンレス製のスリーブを直接光電窓に接着すると、電位分布にひずみが起こり正常に動作しなくなる。紫外域まで透過度の高いアクリライト#000 製のライトガイドをファイバーと光電窓間に挿入した。ライトガイドを挿入する事によってファイバー端面反射ロスも抑制できる。

第二項　超短パルス UV レーザーを用いた応答関数測定および応答関数の評価

製作した計測器の感度と時間分解能について評価する。まずインパルス応答について評価する。計測器はシンチレーターとバンドルファイバーと光電子増倍管からなり、それぞれのインパルス応答をコンボリューションしたものが装置全体のインパルス応答になる。シンチレーターの発光応答は実験によって得られた波形を用いる。立ち上がり時間は 20 ps、立ち下がり時間は 2.5 ns である。バンドルファイバーの応答は本章２－３で述べた実験結果と計算から得られた波形を用いる。光電子増倍管の応答はダークカウント波形を用いる。3 つの波形をコンボリューションして得られた波形が、図 28 に示す太線である。さらにこれを実験的に確認・検証するために実験的にインパルス応答を測定した。シンチレーターに超短パルス紫外光を入射させて励起し発光を本装置によって観測した。パルス光としてチタンーサファイヤレーザーの３高調波を用いた。パルス幅は 150 fs、パルス周期 1kHz、パルスエネルギーは平均 60 μJ / pulse である。励起光が直接計測器に入らないよう斜め方向から入射させ、シンチレーション光のみをピンホールを通すことで減光し、光電子増倍管に過大光を入れないよう工夫した。デジタルオシロスコープはテクトロニクス製 DSA 70804 （帯域 8GHz、サンプリング周期 25 Gs / s）を使用した。図に示す通り計算によって得られたインパルス応答波形と実験で得られたインパルス応答波形は非常に良い一致を示し、本装置が設計通りの性能を示すことが実証された。実測波形の立ち上がり時間(10% - 90%)は 220 ps であり、立ち下がり時間(90%-10%)は 2.5 ns であった。

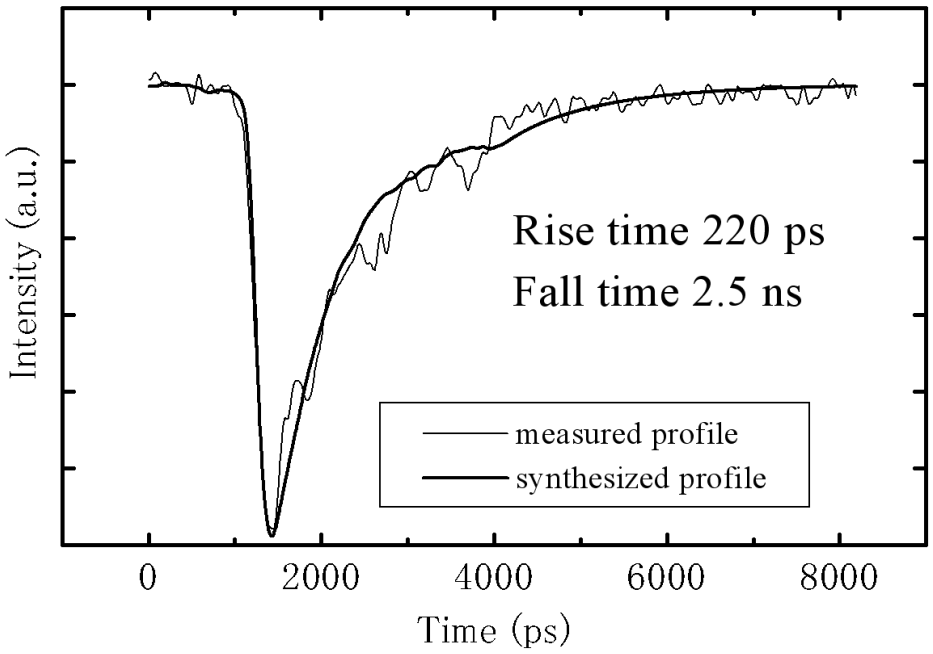


図 28　実験で得られたインパルス応答と計算によるインパルス応答

シンチレーターを BC-4221% quenched に交換すると波高値は 1 / 5 程度になり、立ち上がり時間は 189 ps まで短くなった。これはシンチレーターの発光立ち上がり時間の違いよりはむしろ立ち下がり時間の違いによるものである。光電子増倍管の応答 100 ps に対してシンチレーターの立ち上がり時間は 1/10 程度に短く、シンチレーター立ち下がりに差し掛かった形状も PMT 信号の立ち上がり影響するからである。BC-422 1%quenched に対しても実験と計算結果は一致を示した。

本研究では中性子生成数 10^6 での使用を前提にしている。フォトン数を減らして信号の立ち上がりを短くすることは、フォトン統計による信号形状のゆらぎを生むため、かえって時間分解能劣化を招く。また BC-422Q の発光スペクトルはファイバーのコア材料の X 線による蛍光波長と重なるために、ノイズ弁別の観点において不利である。よってシンチレーターは BC-422 unquenched を用いることに決定した。

さらに燃焼時刻計測精度を評価するために、同実験系を用いて以下のような実験を行った。励起光を途中で分割し、一方はシンチレーターに当て、他方を紫外フォトダイオードで電気信号に変えた物をフィデューシャル信号として計測し、シンチレーション信号とフィデューシャル信号の立ち上がりの中点同士の時間差を繰り返し計測しその統計精度を評価した。シンチレーション信号は中性子生成数 10^6 の時を模擬する波高値になるよう励起パルス光強度を調整した。信号間時間差の 10 データの標準偏差は $\sigma = 39$ ps であった。オシロスコープのサンプリング周期が 40 ps であるためこれ以下の時刻計測精度は出せない。よって本中性子検出器の短パルス紫外光励起によるシンチレーション信号の時刻計測精度は±39 ps 以下であると結論づけた。

実際の中性子検出における時刻計測精度は、中性子のドップラー拡がり、シンチレーターの厚さによる計測時刻の不確かさにより劣化する。中性子検出数 10 個程度の低検出数の場合はこれらが独立にエラー関数としてコンボリューションすることができる。計算の結果時刻計測精度は±46 ps であると結論づけた[10]。

第六節　高速点火実験における試験

第一項　全体構造

これまでに述べてきたのは主にオフラインでの計測器開発であったが、ここからは高速点火実験に実装しての実動試験およびノイズ対策等について述べる。
2009 年 6-7 月および 9-10 月に行われた高速点火実験において行った本計測器の動作試験について述べる。実験セットアップを図 29 に示す。

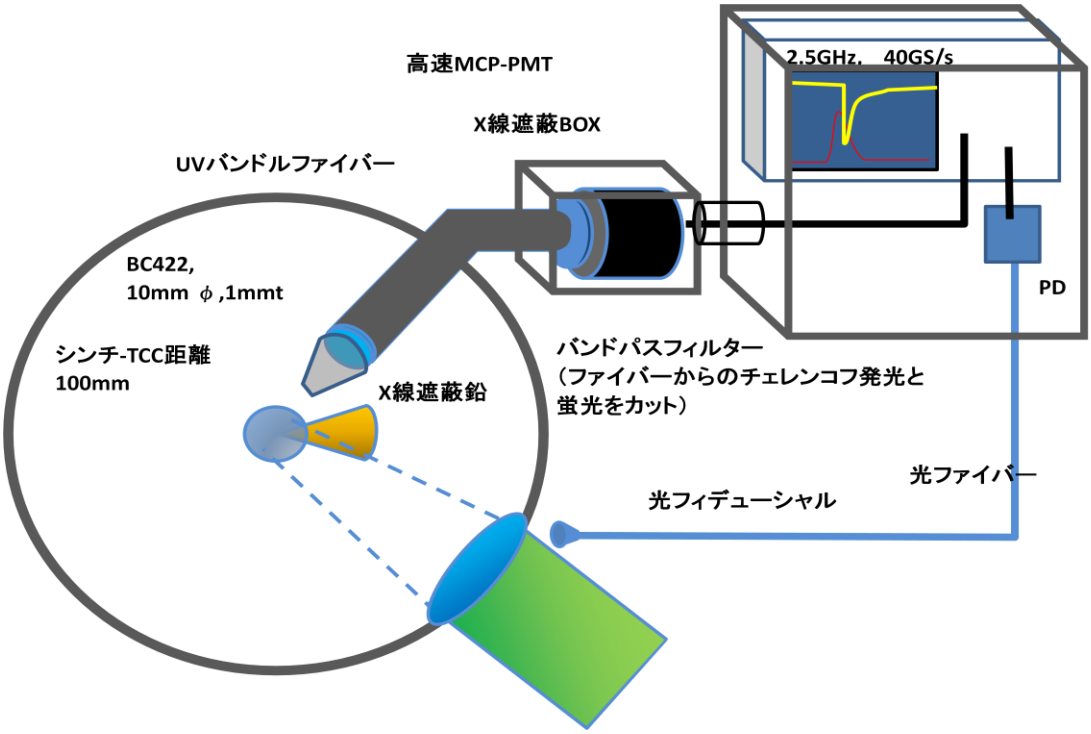


図 29　高速点火実験への実装セットアップ

これまでに述べてきたもの以外に、特に高速点火実験への適応のために新たに加えた項目として
(1)バンドルファイバーと PMT の間に BC-422 からのシンチレーション光の発光領域のみを透過するバンドパス色ガラスフィルターを挿入し、高強度 X 線バンドルファイバー石英内で発生するチェレンコフ光と蛍光による寄与を低減した。詳細は第三項で述べる。
(2)PMT からオシロスコープを含むすべての電気系を導体で囲い、ファラデーケージの原理を利用して電磁ノイズを落とす設計にした。PMT を囲う箱と、オシロスコープおよび H.V. ユニットが納められた電磁シールド BOX はアルミ製蛇腹管でつないだ。シールドボックスへ導入する電源はシールドボックス側近で高周波カットのトランスを挿入して、浮かしてある。

(3)ターゲット-シンチレーター間に挿入する鉛のサイズを 6cm にし、シンチレーター設置位置をターゲットから 10cm にした。

第二項　応答関数測定

激光 XII 実験に組み込んだ総合システムとしてのインパルス応答の測定を行うために、LFEX レーザー4 ps, 80J の低エネルギーショットによって生成する短パルスX線を励起源用いた。得られた信号を図 30 に示す。X 線は中性子のようにイオン温度によるドップラー拡がりを受けないために、計測器の応答関数測定のための励起源として適する。このショットは記念すべき、LFEX の完成記念式典中に行われたデモショットである。

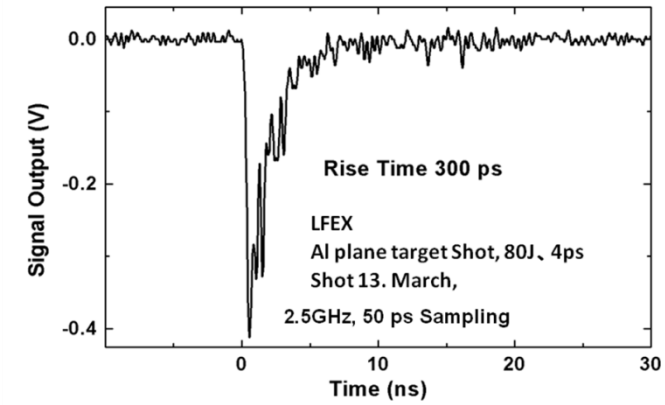


図 30　LFEX レーザーを用いたインパルス応答測定

信号線として 4.5m の 10DHFB を用いている事と、使用したオシロスコープの帯域が 2.5GHz(立ち上がり時間 150ps が限界)で、サンプリング間隔が 50 ps/point であった事から、これまでの研究成果から予測される通りの応答関数であった。。次に中性子による応答関数の測定を行った。x 線の影響が少なく、高中性子数が出せる実験として、高速点火実験用標準規格(7μm)よりも薄い (3.8μm) CD シェルを 12 ビームで爆縮した。他の計測器で観測した中性子生成数は 1×10^7 であった。

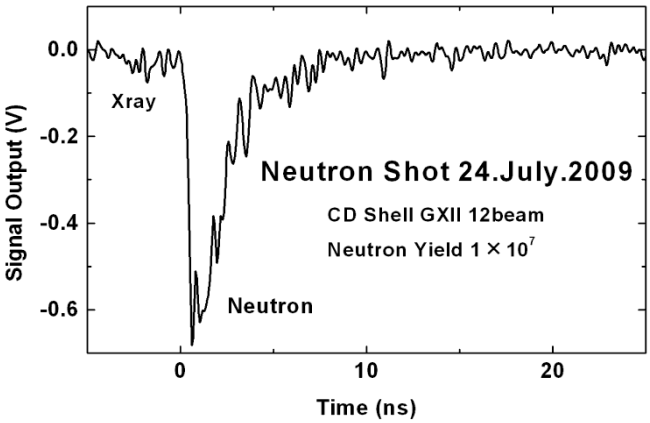


図 31 中性子ショットで得られた中性子信号

このデータ上で 10%-90%の Rise time は 350 ps であった(50 ps サンプリング)。このセットアップではシンチレーターを 10cm に設置してある。ここで実測されたデータは、応答速度と検出効率もほぼ理論予測通りであった。

次にバーンタイム時間分解能を評価するために、高速点火の LFEX 入射タイミングを 55ps 動かした時の X 線信号の検出時刻のシフト量を観測した。

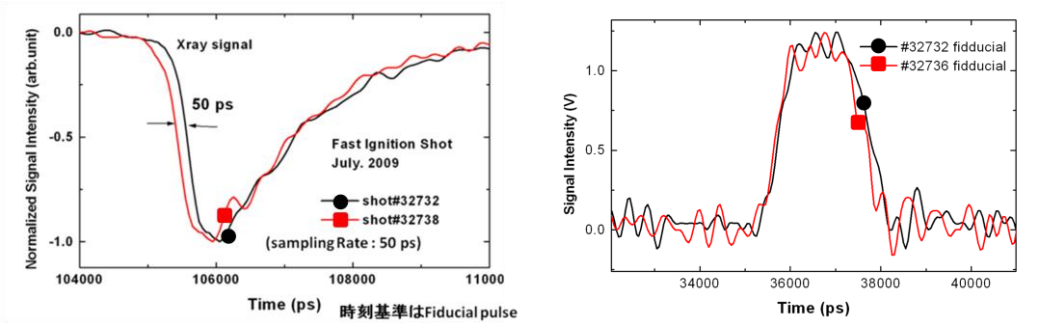


図 32　高速点火ショットにおけるバーンタイム測定時間分解能評価。左はシンチレーターからの信号、右はタイムフィデューシャルである激光 XII レーザーの散乱光をピックアップしてフォトダイオードで観測したもの。

激光 XII レーザーに対して LFEX 入射タイミングを 55 ps 後ろへ動かした時の信号時刻のシフトを観測した。

この実験より、55 ps の信号検出時刻の差に対して 50 ps(=1 sampling)分の立ち上がり時刻のシフトを観測した。これによって、本研究で目標としてきたバーンタイム測定精度 50 ps という目標が達成をされている事が示された。残念ながらこのシリーズ内では高速点火ショットにおいて中性子イールドが上がらず、中性子バーンタイムの実測には至らなかった。

第三項　ノイズ評価

次に高速点火実験で LFEX が 1ps, 200J 程度までエネルギーを上げた時に発生したノイズについてまとめる。この領域では主にノイズは X 線によるものであり、そのノイズは 2 つに大別される。

(1)PMT に直接 X 線が入り、光電面および MCP からフォトエレクトロンを発生してノイズになる。

(2)バンドルファイバーに X 線が入り、コンプトン効果によって高速電子を発生する。これが原因となって、蛍光またはチェレンコフ発光を引き起こす。

これらを調べるために、100J から 200J の LFEX ショットを用いて、①遮光状態の PMT のみ(2cm 厚さの鉛シールドあり)、②バンドルファイバー＋PMT、③シンチレーター＋バンドルファイバー＋PMT の場合について信号を取ったところ、図のように明らかなノイズ信号が観測された。時刻 0 が X 線によるシンチレーション信号の時刻である。-4ns 付近のピークは、X 線が直接 PMT と相互作用する事で発生するノイズである。一方シンチレーターからの発光はバンドルファイバーを伝搬する間に、遅延を生じる。ターゲットから PMT までの距離は 1.5m 程度で、バンドルファイバーの長さ 2m であるから、ファイバー中での屈折率が 1.5 である事を考慮すると時刻として妥当である事が分かる。

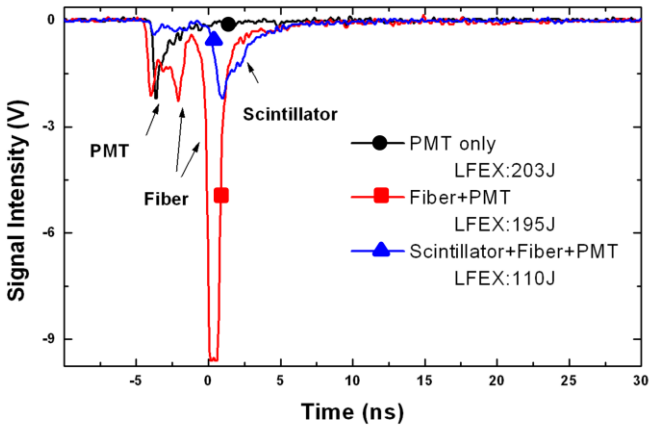


図 33　LFEX を用いた実験で得られた、高強度 X 線からのノイズ

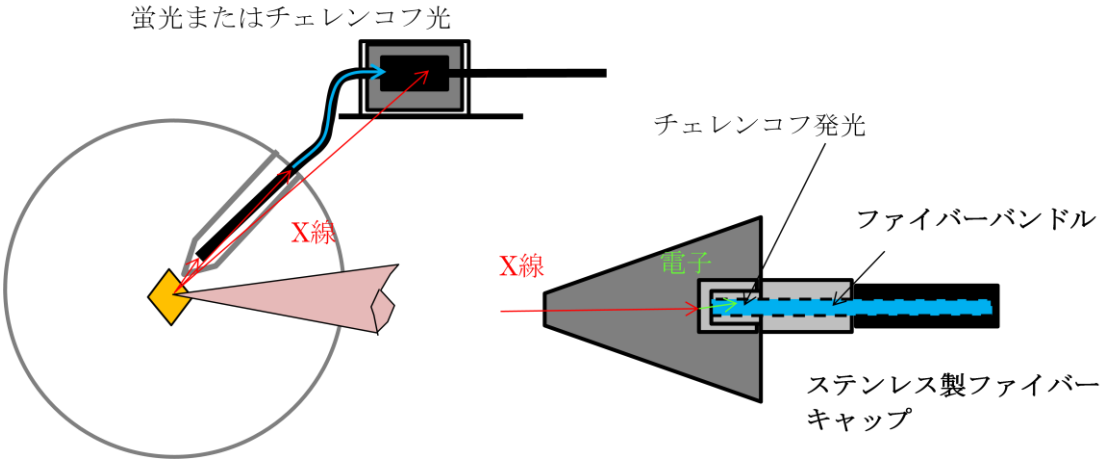


図 34　ノイズ発生のモデル

また赤線で示したファイバーによる発光には２つのピークが見られる。-0.5ns から立ち上がっている強い信号は、シンチレーター取り付け部であるステンレス製の部品で発生した電子がファイバー内で出すチェレンコフ発光だと考えられる。-2ns 程度に見られるファイバーからの発光は未だ詳細は不明であるが、ファイバーの中間地点で、鉛による遮蔽が無い部分で起こったものと想定されている。いずれにせよこれらは計測にとっては障害であるので取り除かなければならない対象である。そこで PMT 周りにはさらに 5 cm 厚の鉛箱を設け、ファイバーからの発光を消すために、ファイバーと PMT の結合部に 300 nm – 400 nm バンドパスフィルターを入れた。

ファイバーの材料である石英からの γ 線励起の蛍光スペクトルと BC-422 の発光スペクトル、および図 35 に示す[26]。石英に関する γ 線からの蛍光メカニズムに関しては[26]を参考にした。一方チェレンコフ発光の発光波長は一般に以下の式であたえられる[27]

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{2\pi\cdot\alpha\cdot L}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2\cdot\beta^2}\right) \tag{5}$$

$$N_p = 2\pi\cdot\alpha\cdot L\cdot\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\cdot\left(1 - \frac{1}{n(\lambda)^2\cdot\beta^2}\right) \tag{6}$$

ここで α=1/137：微細構造定数、L：電子の伝播距離、λ ：観測波長、β=v/c、v：電子の速度、c：光速である。電子は 1 MeV を仮定し、石英 1 cm 厚のサンプルで得られる典型的なチェレンコフ発光スペクトルの計算結果を示す。計算は嶋田和浩氏らの研究を参考にした。紫外域で強く、可視域全般に広く分布するチェレンコフ発光によるノイズはバンドパスフィルターを入れる事で大幅に改善される。PMT に鉛を追加した事とバンドパスフィルターを挿入した事によって改善された測定結果を図 36 に示す。

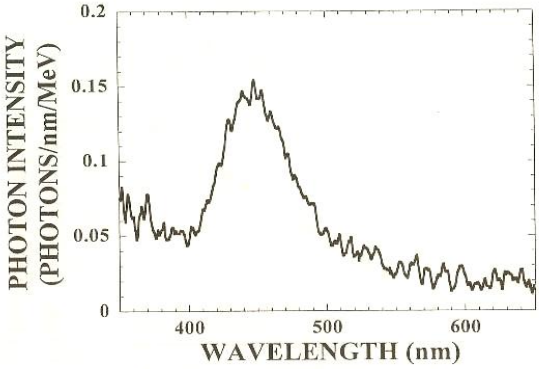
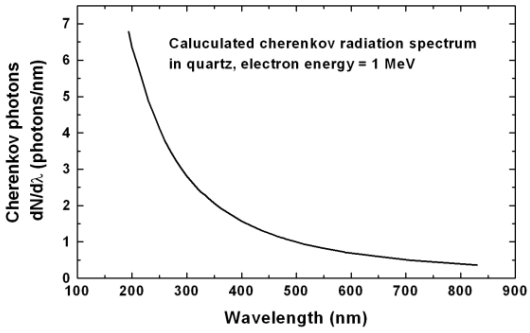


Fig. 4-1-3 Wavelength spectrum of photons emitted from high-purity silica glass during 14 MeV neutron irradiation.
(measured with polychromator system M5098)



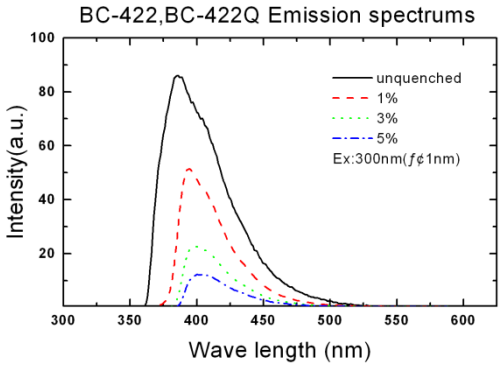


図 35　(左上)^{60}Co 石英のγ線励起による蛍光波長スペクトル、(右上)石英中での 1MeV の電子によるチェレンコフ発光スペクトル、(下)BC-422 発光スペクトル

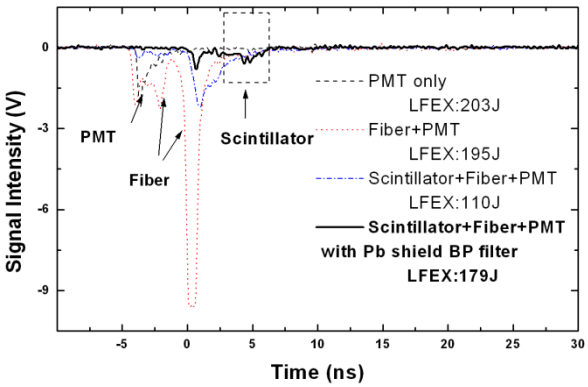


図 36　ノイズ改善後のシンチレーション信号（黒太線）

さらに LFEX のエネルギーを 500J～1kJ (パルス幅 5ps) まで上げた時、あるいは 500J/1ps の超高強度高強度でショットを行ったときに、電磁ノイズの問題が深刻化した。

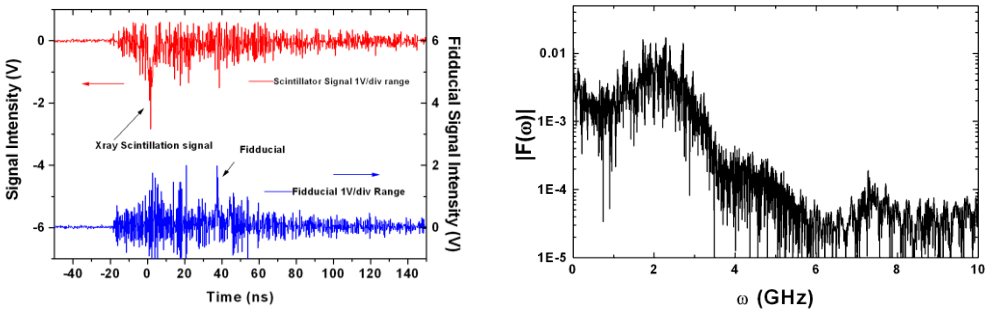


図 37　LFEX 800J/5ps ショットでのシンチレーション信号とフィデューシャル信号　右はフィデューシャル信号のフーリエスペクトル

電磁ノイズのスペクトル成分をフーリエ級数展開して調べると、図 37 右のようなスペクトルになった。2.5GHz あたりで減少しているように見えるが、オシロスコープのアンプの帯域が 2.5GHz で減衰が 3dB であるので、電磁ノイズのスペクトル成分はもっと高周波まで伸びているものと考えられる。このような高周波電磁パルスを抑制するには、より厳重な電磁シールド対策が必要である。これは著者の今後の課題として取り組む。

第五項　高速点火実験での実用例

最後に本計測器の実用例について述べる。FF-01 シリーズ内で本計測器を用いて、激光 XII レーザーに対する LFEX レーザー光入射による X 線発生タイミングを観測した。すでに述べてきた方法で、激光 XII ショットにおけるレーザー散乱光を計測して絶対時間較正を行い、激光 XII レーザーの時間波形に対するターゲットからの X 線発生時刻の関係を 50 ps の時間制度で計測する事に成功した。さらに同時計測として X 線ストリークカメラによる燃料シェル爆縮軌跡と LFEX レーザー光入射による発光を観測した。これらの二つのデータを 1 次元流体シミュレーション ILESTA で計算した爆縮軌跡の上に重ね書きした。追加熱レーザーが入った時刻と同時に高強度 X 線が発生している事が確認された。

ストリークカメラで観測した爆縮軌跡を再現するよう ILESTA への入力レーザーエネルギー値にかけるファクターを調整することで、図 38 の黒線流線図と黒マーカーを一致させた。実験的に校正された ILESTA によりレーザーエネルギーとシェルの厚さ・直径形状を変えた時の爆縮軌跡の変化を予測した。

ストリークカメラに観測される LFEX レーザー光入射時の発光と、本計測器による LFEX 入射タイミングを指標にして、追加熱レーザーの入射タイミングをコントロールした。

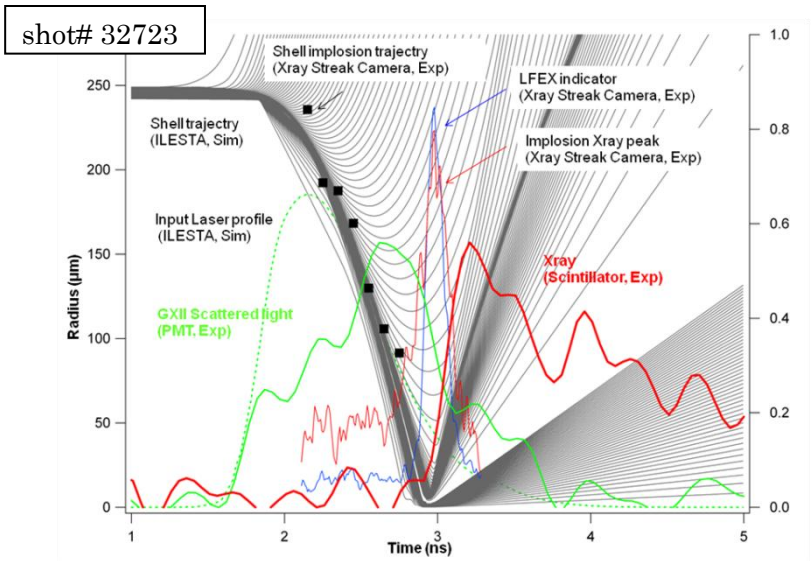


図 38　FF01 高速点火原理実証実験での使用例　赤色実線が X 線のシンチレーション信号、緑色実線が激光 XII の散乱光。赤色細実線はストリークカメラで観測された爆縮コアからの発光ピーク時刻、青色細線はストリークカメラで観測された LFEX 入射による金コーンの内部からの発光、黒線は ILESTA　1D シミュレーションで計算した流線図、黒マーカーはストリークカメラで観測されたシェルの爆縮軌跡

第七節　まとめ

本章では現状の高速点火実験おいて燃焼時刻（バーンタイム）を計測できる高感度かつ高速応答の中性子検出器の開発についてまとめた。計測器はプラスチックシンチレーターBC-422 とバンドル状ファイバーと MCP 内蔵型光電子増倍管からなり、高速点火の追加熱レーザーとターゲットとの相互作用によって生じる高強度の X 線から光電子増倍管を保護する設計になっている。インパルス応答の立ち上がり時間は 220 ps と実測され、中性子数 10^6 においてバーンタイムを 46 ps 以内の精度で計測できる性能を有する。中性子生成数が 10^8 程度になり検出されるシンチレーションフォトン数が十分になるとファイバー内の色分散を抑えるためフィルターで単色化し、光電子増倍管をストリークカメラに取り替えて、バーンヒストリーの計測を行う。

高速点火核融合実験への実装が完了し、中性子生成ショットによる中性子インパルス応答の測定に成功した。計測器、信号線、オシロスコープの全システムで立ち上がり時間 350 ps が観測された。バーンタイム時間分解能を評価するために、LFEX を照射したときの X 線を中性子の代わりに用いた実験を行った。LFEX レーザーを 55ps シフトさせたときの短パルス X 線の検出時刻のシフト量を観測すると、50 ps のシフトが観測された。

高速点火実験におけるノイズ評価として、X 線によって PMT で発生するノイズ信号、X 線によるファイバーの発光、電磁ノイズについて評価を行い、対策を講じた。

HAMAMATSU

型名 ： R7024UMOD
シリアル番号： TT0020

1) 試験項目及び結果

a. カソード放射感度と量子効率測定 ..... Fig. 1

b. カソードルーメン感度測定 [1)]
カソードルーメン感度 ..... 156 μA/lm

c. 平均電流増倍率と暗電流測定 [2)] ..... Fig. 2
平均電流増倍率（印加電圧：-4200 V） ..... 3.4 X 10^5
平均暗電流（印加電圧：-4200 V） ..... 0.28 nA

d. 出力波形測定 ..... Fig. 3
立ち上がり時間 [3)] ..... 116 ps
立ち下がり時間 [3)] ..... 120 ps
出力時間幅 [3)] ..... 181 ps

2) 最大定格

a. 最大印加電圧 ..... -5000 V

b. 推奨印加電圧 ..... -4200 V

c. 最大出力電流
平均電流 ..... 100 nA
ピーク電流 [4)] ..... 350 mA

d. 動作と保管環境温度 ..... -50 ～ +50 ℃

3) 外観及び寸法図. ..... Fig. A

4) 内蔵電圧分圧回路 ..... Fig. B

5) 測定系ブロックダイアグラム

a. 出力波形測定 ..... Fig. C

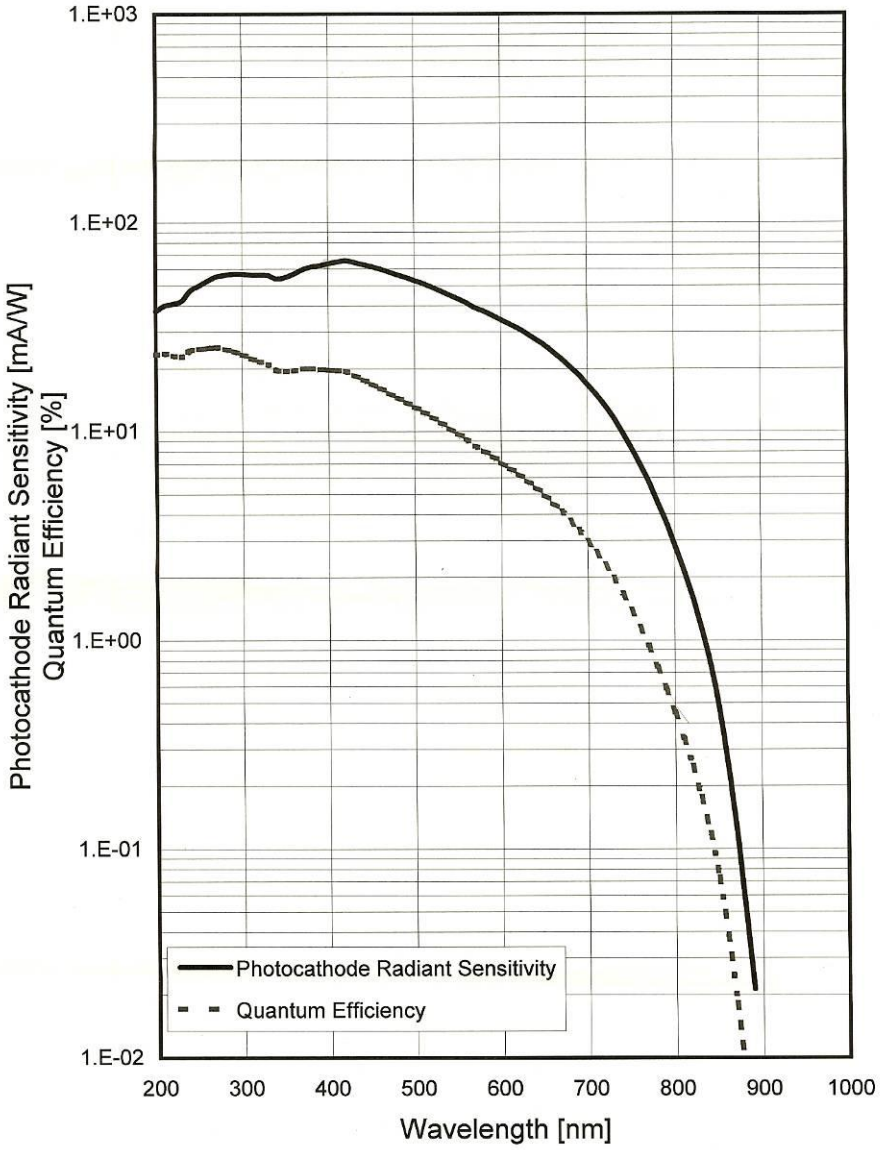
浜松ホトニクス株式会社
電子管事業部 〒438-0193 静岡県磐田市下神増 314-5
電話：0539-62-5245 ﾌｧｯｸｽ：0539-62-2205

Fig. 1

Spectral Response Characteristics

Tube Type R7024UMOD
Serial No. TT0020
Date Mar.28, 2008

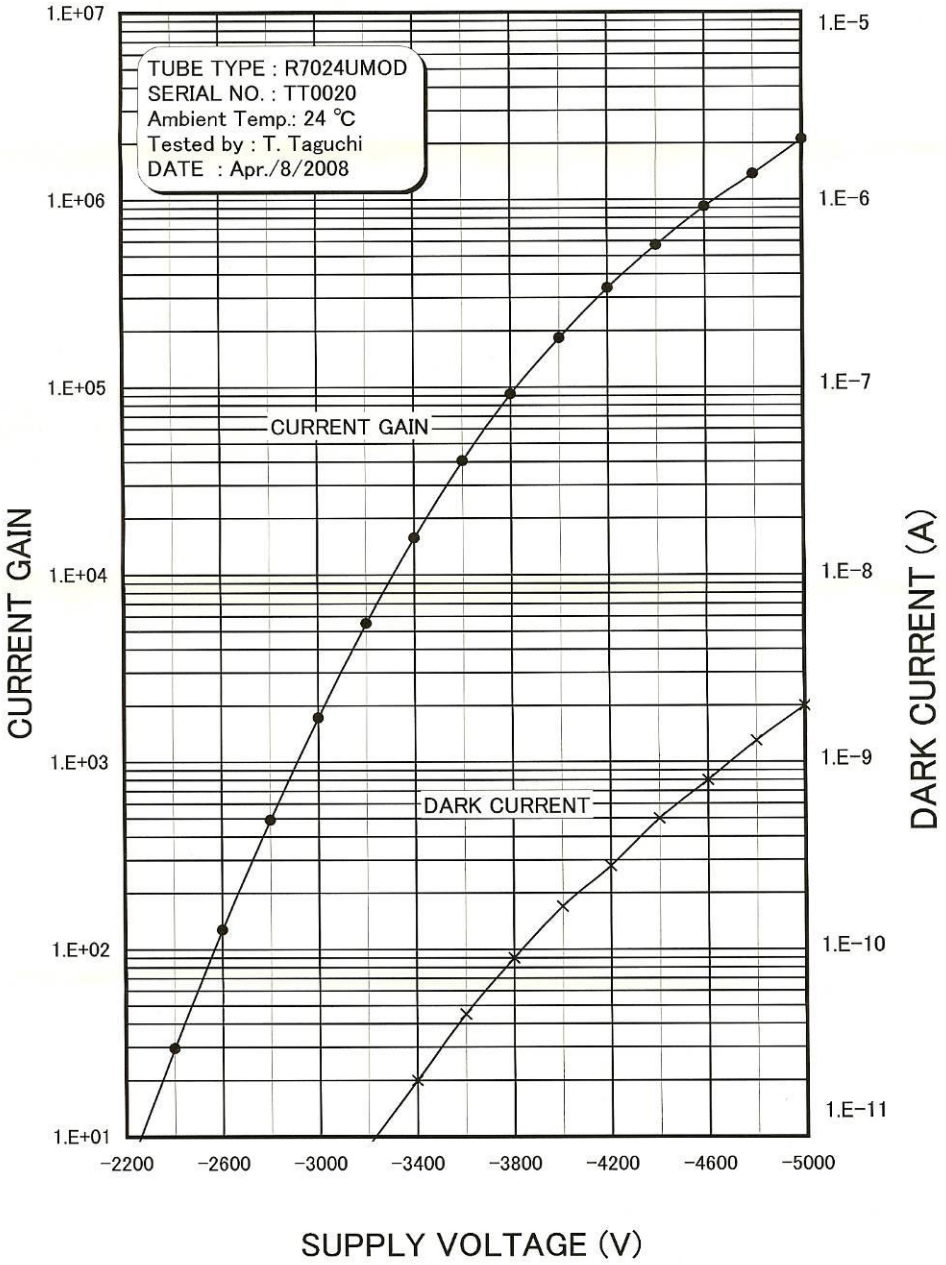
Tested by J.Ohmura
Note + 800 V



HAMAMATSU

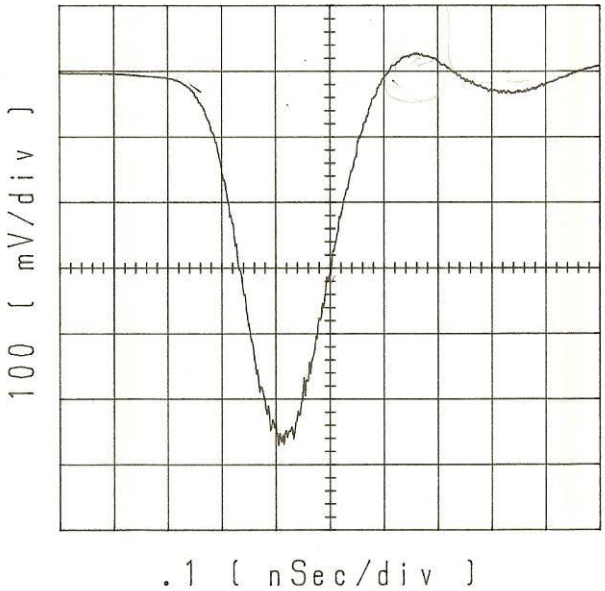
Fig. 2

CURRENT GAIN. & DARK CURRENT VS. SUPPLY VOLTAGE



HAMAMATSU

R7024UMOD WAVEFORM



SERIAL NUMBER : TT0020
SUPPLY VOLTAGE = -4500 [V]
RISE TIME = 116 [ps]
FALL TIME = 120 [ps]
WIDTH = 181 [ps]
LOAD RESISTANCE = 50 [ohm]
COMMENT

TESTED BY T. TAGUCHI
DATE APR./09/'08

STATUS : MULTI PHOTON STATE
provided by HAMAMATSU PHOTONICS K. K.

Fig. 3

HAMAMATSU

HAMAMATSU

Fig. A　外観及び寸法図面

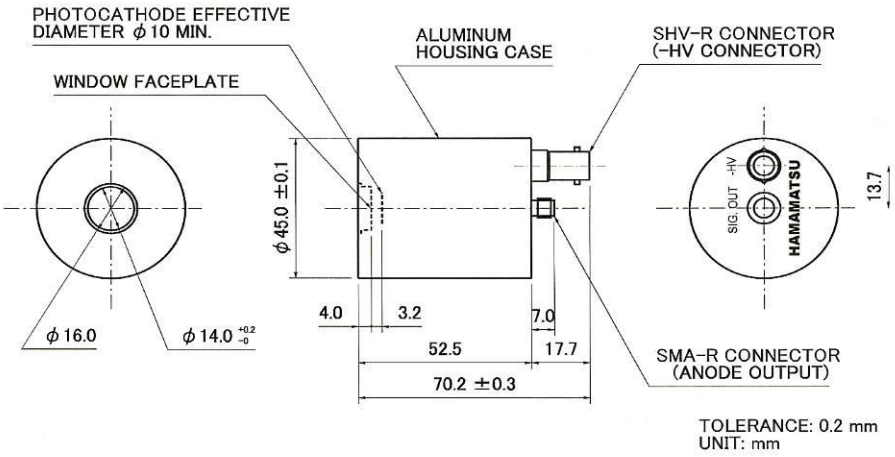
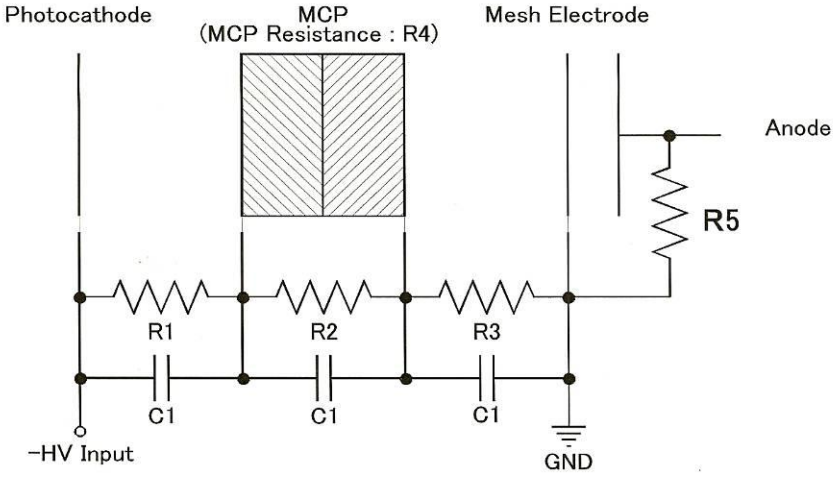


Fig. B　内蔵電圧分圧回路



R1: 12 MΩ　R2: 24 MΩ　R3: 24 MΩ　R4 : 147 MΩ

R5: 50 Ω　C1: 1000 pF

浜松ホトニクス株式会社

電子管事業部 〒438-0193 静岡県磐田市下神増 314-5

電話:0539-62-5245　ﾌｧｯｸｽ:0539-62-2205

第２章の参考文献

[1] 武田大輔　大阪大学修士論文　2005 年

[2] Hideo Nagatomo, Tomoyuki Johzaki, and Tatsufumi Nakamura, Hitoshi Sakagami, Atsushi Sunahara, Kunioki Mima, “Simulation and design study of cryogenic cone shell target for Fast Ignition Realization Experiment project”, Physics of Plasmas, 14, 056303 (2007)

[3] Hiroshi Azechi and FIREX Project, “The FIREX Program on the Way to Inertial Fusion Energy”, Journal of Physics: Conference Series 112, 012002, (2008)

[4] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka , M. Zepf, “Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition”, Nature Vol. 412 23　(Aug. 2001)

[5] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf, T. Yamanaka, “Nuclear fusion: Fast heating scalable to laser fusion ignition”, Nature 418, 933-934 (Aug. 2002)

[6]大場伸和　大阪大学修士論文　1993 年

[7]R.A.Lerche, D.W.Phillion,et.al, “25 psneutron detector for measuring ICF-target burn history”　Review of Scientific Instrumentals,Vol.66, 933, (1995)

[8] H.Azechi,N.Miyanaga,et.al, Applied Physics Letters,Vol.55,pp945-947 ,1989

[9] C. Stoeckl, V. Yu. Glebov, S. Roberts, and T. C. Sangster, R. A. Lerche, R. L. Griffith, and C. Sorce, “Ten-inch manipulator-based neutron temporal diagnostic for cryogenic experiments on OMEGA” , Review of Scientific Instrumentals, Vol 74, 3, (2003)

[10] J. M. Mack, S. E. Caldwell, S. C. Evans, T. J. Sedillo, D. C. Wilson, and C. S. Young C. J. Horsfield, R. L. Griffith and R. A. Lerche, “Multiplexed gas Cherenkov detector for reaction-history measurements”,　Review of Scientific Instrumentals, Vol 77, 10E728 (2006)

[11] 泉信彦　大阪大学博士論文、(1997)

[12] H.Brysk, “FUSION NEUTRON ENERGIES AND SPECTRA”, Plasma Physics, Vol.15, pp611-617,1973

[13] Glenn. F. Knoll, 放射線計測ハンドブック(日本語翻訳版),　日刊工業新聞出版

[14] V. G. Zolotukhin, G. G. Doroshenko, B. A. Efimenko,　“Caluclation of the pulse height distribution and counting efficiency of a fast neutron scintillation detector”, Translated from Atomnaya Energiya, Vol15, No.3 ,(1963)

[15] Saint-Gobain Crystals website catalogue,
http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Product_Data_Sheets/BC418-420-422-Data-Sheet.pdf
[16] Endfplot web library of the neutron cross section data,
http://atom.kaeri.re.kr/endfplot.shtml
[17] R.A.Lerche and D.W.Phillion, "Rise time of BC-422 Plastic scintillator < 20 ps", *IEEE Conference Record for the 1991 Nuclear Science Symposium,Santa fe,NM*,167-170,1991
[18] P.B.Lyons, S. E. Caldwell, L. P. Hocker, D. G. Crandall, P. A. Zagarino, J. Cheng, G. Tirsell, C. R. Hurlbut, "Sub-Nanosecond Plastic Scintillators", IEEE Trans.Nucl.Sci, Vol. NS-24,No1, 1977.
[19] A. Haugeneder, M. Neges, C. Kallinger, W. Spirkl, U. Lemmer, and J. Feldmann, U. Scherf, E. Harth, A. Gu¨gel, and K. Mu¨llen, "Exciton diffusion and dissociation in conjugated polymer/fullerene blends and heterostructures", PHYSICAL REVIEW B VOLUME 59, NUMBER 23, (1999)
[20] A.Hallam and J. B. Birks, "Energy transfer in organic systems. XIII. Plastic scintillators", J.Phys. B: Atom. Bolec., Vol.11, No.18, 1978.
[21] J. B. Birks, S. Georghiou, "Energy transfer in orgnic systems VII. Efect on fluorescence decay" J. Phys.B (Proc. Phys. Soc), Ser.2, Vol.1, 958 (1968)
[22] J. B. Birks, "Energy transfer in organic systems. XI. Fluorescence response functions and scintillation pulse shapes", J. Phys.B (Proc. Phys. Soc), Ser.2, Vol.1, 946 (1968)
[23] 木下一彦・御橋廣眞　編　蛍光測定　（日本分光学会　測定法シリーズ３ [11]有川安信　大阪大学卒業論文　2007 年
[24] 牧島章二・吉原経太郎、et.al 著　けいこう現象　（共立出版）
[25] シグマ光機　カタログ
[26] 佐藤文信、大山幸夫、飯田敏行、"核融合実験炉用窓材量の 14MeV 中性子照射実験", JAERI-Research,97-042,
[27] F. KULCSAR, D. TEHERANI, H. ALTMANN, Journal of Radioanalytical Chemistry, Vol. 68, No. 1-2, 161-168, (1982)
[28] H. Azechi, N. Miyanaga, R. O. Stapf, H. Takabe, A. Nishiguchi, M. Unemoto, Y. Shimada, M. Yamanaka, T. Yamanaka, S. Nakai, C. Yamanaka, T. Iguchi, M. Nakazawa, "Thermonuclear burn time and duration in laser-driven high-aspect-ratio targets", Applied Physics Letters, Vol.55, No. 10, (1989)

第 3 章　燃料面密度計測のための

散乱中性子計測器の開発

第一節　散乱中性子計測器開発の重要性

第一項　高密度圧縮の重要性と燃料面密度計測について

第一章で述べたように、中心点火方式、高速点火方式に限らず、レーザー核融合一般において燃料を高密度に圧縮することは自己燃焼現象を起こすために最も重要な研究課題である。D+T→n(14.1MeV)+α(3.5MeV)反応について、DT 反応の反応断面積が最大になる 30keV を仮定したときの燃焼効率と ρR の関係を示すグラフを今一度記す。核融合発電を行う点火燃焼プラズマを想定すると、燃焼効率は少なくとも 30%程度は必要であり、爆縮プラズマには ρR ~ 3 g/cm^2 が要求される。この様子を示したグラフの図 1 の上に、これまでの様々な研究所で行われた高密度爆縮実験での ρR の値を示す。1990 年に疇地らによって大阪大学激光 XII 号によってなされた CDT シェルターゲット爆縮実験によって、DT のみの質量に換算した ρR は 0.1 g/cm^2 が達成された[1]。

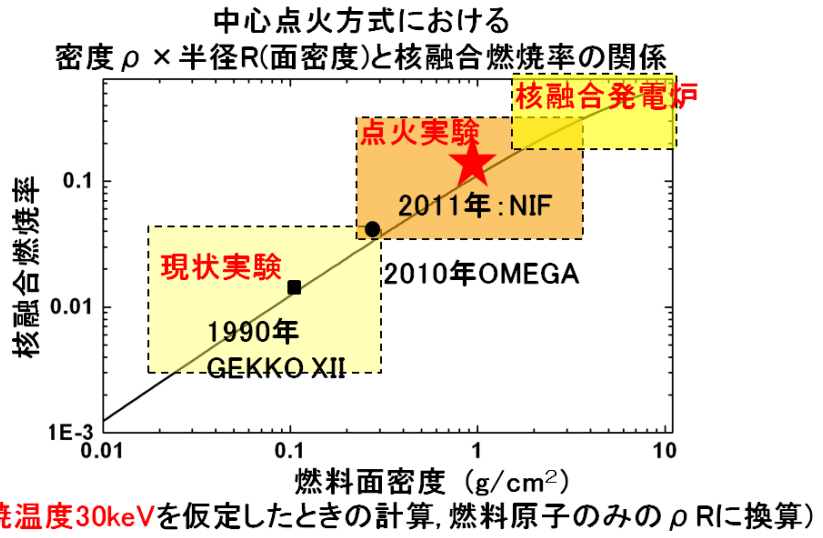


図 1 中心点火における燃焼温度 30keV を仮定した時の、
燃料面密度 ρR と核融合燃焼率との関係

また近年ロチェスター大学 OMEGA 装置によって D2 クライオ燃料を充填したプラスチックターゲットにより、2008 年には ρR= 0.2 g/cm^2 [2]、2010 年には ρR = 0.3 g/cm^2 [3]が達成された。米国ローレンスリバモア研究内に建設された National Ignition Facility (NIF)

は人類史上初めて核融合による点火燃焼を実現し、投入エネルギーを 10 倍程度上回るエネルギー利得を実現すると期待されている。点火に向けたプログラム National Ignition Campaign (NIC)では 2012 年に点火を実証するロードマップを掲げており、それに向けていくつかの階層に分かれた実験プログラムが計画され着々と進行している。実験計画は大きく分けて、中性子生成数は抑えた状態で様々な物理パラメーターを観測し装置のチューニングを行うフェーズ(Tuning Campaign)と、その後に DT 燃料を使いそれまでの蓄積されたすべての技術を総合して点火・燃焼まで到達するフェーズ(Ignition Campaign)に大別される。点火実証ために目標として掲げている ρR はおよそ 1 g/cm^2 である[4]。燃料面密度の観測は NIC にとって非常に大きな意味合いを持つ。
また散乱中性子の画像計測はコアの密度分布を観測できる新たな手法として注目を浴びており、散乱中性子画像診断用シンチレーター素材の開発や計測器の設計が盛んになされている[5, 6. 7]。中性子画像計測のための中性子ピンホールや計測器を配備するための中性子コリメーターと計測室も建設されている[8, 9, 10]。

第二項　燃料面密度計測計測手法について

燃料面密度は核融合燃焼効率を決定する重要なパラメーターである。さらに燃料面密度は爆縮過程に関する様々な条件を直接反映する総合的な指標になるため実験的に観測し、計算モデルの検証を行い、爆縮条件の改善につなげる事が重要である。
最適な爆縮には高密度爆縮を阻害する要因である流体不安定性[11, 12, 13]や先行加熱[14, 15]を理解し抑制する事が重要である。またより高密度圧縮を得るためにレーザー波形を多段パルスに成形することで燃料内衝撃波速度をコントロールする手法が提案されている[16]。近年 NIF のチューニングフェーズにおいて、ホーラム入口付近で交差するレーザー光どうしの干渉によって、ホーラム中心部に向かう浅い入射角のレーザー光が弱められ、結果予測通りの均一照射が出来ておらず、爆縮コアの形状が楕円形になるという現象が X 線画像により観測され、この問題を解決するために各レーザー光の波長をコントロールする事で干渉現象を緩和させたという報告がある[17]。
このように爆縮の種々のパラメーターの最適化をはかり、一様な燃料圧縮を実現する事が不可欠であり、実験によって達成された燃料面密度並びに密度の空間分布を測定する事が実験場の最も重要な課題となる。しかし従来の燃料面密度計測技術は ρR>0.5 g/cm^2 の高面密度の観測は不可能であるか、もしくは可能であっても大きな問題を抱えている。比較的高燃料面密度を計測する従来の計測手法としてノックオン法、二次中性子計測法、中性子放射化法、X 線バックライト法、二次プロトン法、ショック速度から導出する手法、そして本研究課題である散乱中性子法がある。
（1）ノックオン法
爆縮されたプラズマ中心がホットスポットになり中性子が生成される。中性子（一次粒子）

は等方的に放射され ρR に比例する確率で燃料である重水素イオンや三重水素イオンと弾性衝突（ノックオン）を起こす。ノックオンによって生成した典型的なエネルギーの重水素イオンや三重水素イオン（二次粒子）を計数し、一次中性子数と比較する事によって面密度を計測する。この計測手法では二次粒子のプラズマ中での飛程によって可観測の上限が決まり、およそ 150 mg/cm^2 程度までしか計測できない[18, 19]。

（2）二次中性子計測法

二次中性子計測法はプラズマ中心で起こった DD 核融合反応の D(D,H)T 反応によって生じたトリトン（一次粒子）が未反応重水素と衝突することで D(T,n)He 反応が起こる。反応確率は一次粒子生成数×ρR に比例し、D(D,p)T 反応 D(D,n)^{3}He 反応の比は一定であるため、DD 反応による中性子（一次中性子 2.45MeV）と DT 反応による中性子（二次中性子 14.1MeV）を計数しその比率から面密度を計測する。このとき別途イオン温度の測定が必要となる。この手法ではトリトンのプラズマ内での飛程によって飽和レベルが決まっており 30 mg/cm^2 程度までしか適応できない[19, 20]。

（3）中性子放射化法

燃料球にあらかじめトレーサーをドープしておいて、核融合中性子と核反応することによって放射性同位体を生成する。この生成確率は中性子生成数×トレーサー原子の面密度に比例する。生成した放射性同位体の量を放射線カウンタにより計測し反応数を計測する。ドープ量は既知なのでそこから燃料面密度に換算する。この手法では中性子の飛程によって飽和レベルが決まり 5 g/cm^2 程度まで計測が可能である。しかし一方でトレーサーをターゲットにドープしなければならず、ターゲット製作技術が難しくなる。またトレーサーが放射する X 線が爆縮性能に影響を与える可能性があるなど問題を抱えている[21]。

（4）X 線バックライト法

爆縮燃料に X 線を透過させ、減衰量を計測する事で電子密度×プラズマ直径を計測する手法である。しかし爆縮プラズマの自発光との分離のためにX線の単色化[4,5]や高輝度の X 線光源の開発が必要である。さらに高密度領域を計測するには透過率をかせぐためにX線のエネルギーを高くする必要があり、光源開発も必要になってくる。NIF では高エネルギー(75keV)X 線光源の開発のために超高強度レーザーを計測に導入する計画が進行中である[22]。

（5）二次プロトン法

爆縮コア中で生成された高エネルギーの単色プロトンビームのエネルギー減衰から密度を測定する手法である[2, 23]。二次反応である D(^{3}He,p)He 反応で生成される 15 MeV のプロトンを用いる。2008 年にロチェスター大学オメガレーザー実験での ρR = 0.2 以上の観測に成功したのはこの手法である。

（6）ターゲットに穴をあけてコーンを取り付ける。コーンの内部からはプローブレーザー光を入れる事ができ、シェル内部まで観測できるようになっている。爆縮時に可視のレ

ーザー光をシェルの内面にプローブし反射光からショック速度を求める事が出来る。ショック速度とその他の物理条件からその時の燃料の密度を計測する事が出来る。2010 年にオメガレーザー実験での ρR=0.3 g/cm^2 以上の観測に成功したのはこの手法である[3, 24]。しかしこれはコーンがついた球対称ではないターゲットを用いているという決定的な欠点が存在する。

これまで述べてきたように不純物を含まない点火ターゲットと同条件ショットでの ρR>0.5g/cm^2 の計測手法の決定的な技術は未だ確立されておらず開発途上である。一方ここから先に述べる散乱中性子計測手法は(DD 核融合の場合)ρR 3.2g/cm^2 まで計測が可能である手法であり[7, 9, 10, 19, 25, 26]、古くから提案されているものの未だ実現していない手法である。

第二節　散乱中性子について

第一項　スペクトル計算

爆縮プラズマ中心から等方的に放射された一次中性子は未反応の燃料原子である重水素や三重水と弾性衝突を起こし、その衝突確率は燃料 ρR と比例する。この原理を利用して一次中性子と散乱中性子を計数することによって ρR を計測する。一次粒子にも二次粒子にも中性子を用いることによって高 ρR までの計測が可能になる。以下燃料を純重水素と仮定し、DD 核融合中性子による散乱中性子スペクトルについて考察する。

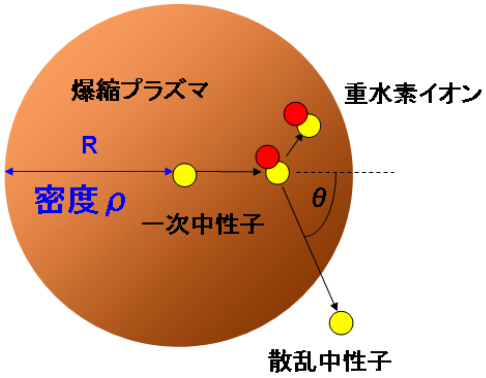


図 2. 散乱中性子計測の原理

中性子と重水素イオンの弾性散乱断面積は核反応温度域での温度依存がほとんど無い。図 3 に中性子と重水素の弾性散乱断面積を示す[27]。ρR 計測手法として原理敵に温度依存が無い本手法は、他の手法と比較して非常に優れた手法である。

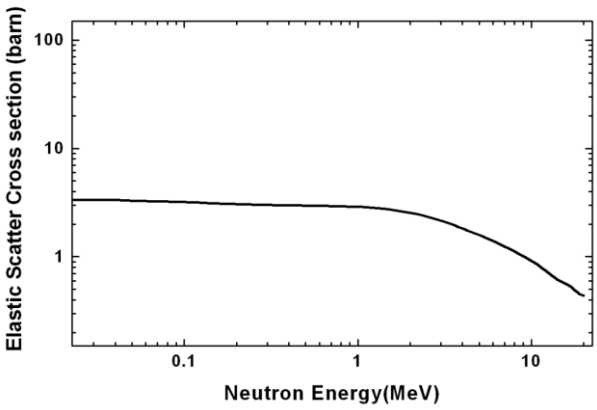


図 3.　中性子－重水素弾性散乱断面積

散乱確率は P=nσR と表す事ができる。重水素の質量 m と質量密度 ρ を用いて数密度 n を書き換えると、

$$P = n\sigma R = \frac{\sigma}{m}\rho R$$

$$\approx 0.688\,\rho R \qquad (1)$$

よって散乱確率が計測できれば燃料面密度の計測が可能である。

散乱中性子のエネルギー分布は、微分断面積が図 4 のような反跳角度依存性を持つため後方散乱成分が多くなり図 5 のように分布する [19]。

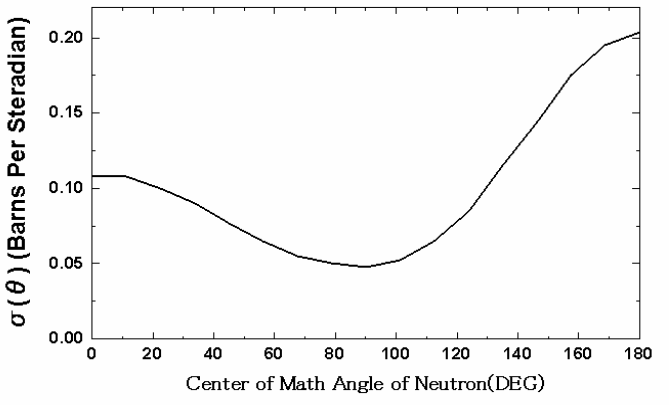


図 4.　微分断面積（重心系での中性子の反跳角）

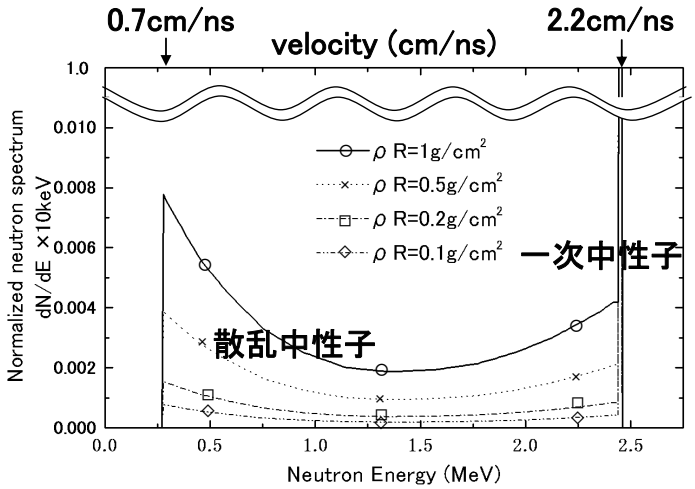


図 5.　散乱中性子エネルギースペクトル

以上の計算には複数回散乱の効果が含まれていない。複数回散乱の効果を考慮に入れるため、モンテカルロ方を用いた中性子輸送シミュレーションコード MCNP5 を用いて散乱中性子スペクトルを計算した。仮想燃料コアとして直径 1 mm で密度 1g/cc から 10 g/cc の密度均一な常温の重水素球を仮定し、中心においた点中性子源からの中性子を周囲 4π で取り囲んだ計測面で計数した。計算によって求められたエネルギースペクトルと、同条件のタ

ーゲットを NIF のターゲットチャンバーを模擬した構造体の中央に置き、ターゲットから 2 m の位置で計測した場合の TOF スペクトルを図 6 に示す。2m の位置で計測する必然性は後で詳しく述べるように、ターゲットチャンバー壁からの中性子散乱ノイズを散乱中性子と分離するためである。NIF ターゲットチャンバーは 10cm 厚のアルミでできており、その周囲を 40 cm 厚さのコンクリートで覆われている[28]。

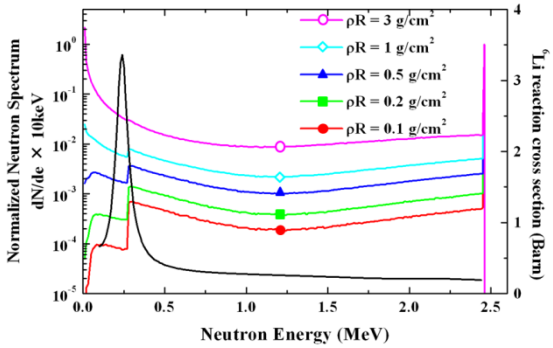


図 6. MCNP5 によって求めた散乱中性子スペクトル。ただし一次中性子の数=1 に規格化。右側横軸に n-^{6}Li 反応断面積を示す。

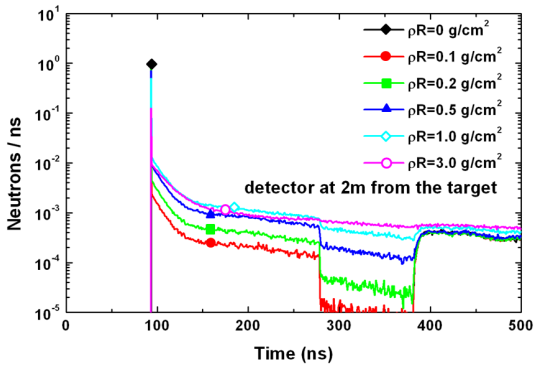


図 7. MCNP5 で求めた散乱中性子 TOF スペクトル。ただし NIF ターゲットチャンバーは以下のような構造モデルを利用した。

図 8.計算に用いた NIF ターゲットチャンバーのモデルと、実際の NIF ターゲットチャンバーの写真

以上の計算により、中性子 TOF スペクトルは圧倒的に一次中性子が大きな強度をもち、散乱中性子はその後に連続的に飛行してくる事が分かる。一般的に大きな信号の直後にやってくる小さな信号は観測が困難である。実際この観測の困難さのために、散乱中性子計測は計測案は多く発表されているものの実測された例は未だほとんどない。2010 年 5 月に行われた 18Th High Temperature Plasma Diagnostics において、D. T. Casey らによって中性子由来のリコイルプロトンを磁場で曲げてエネルギー分解する Magnetic Recoil Spectrometer を用いた計測手法で、THD 燃料中の 14 MeV から 6MeV エネルギー領域の散乱中性子を実測したという報告がなされたが [29]、散乱中性子スペクトル全領域をカバーするような計測には至っていない。散乱中性子を計測するには(1)散乱中性子に感度が高く一次中性子に感度が低いシンチレーターで、(2)散乱中性子が来るまでに一次中性子信号が十分に減衰できる高速シンチレーターが必要である。

コアの残留時間に関する考察

モンテカルロ計算では模擬燃料を置き、その中からの中性子の輸送について計算した。しかし実際の爆縮コアでは時間的に変化するコアに対して考慮しなければならない。図 6,7 より我々が対象としている系では 2 回以下の散乱が重要であり、2 回散乱が起こるまでにかかる時間に対して、コアの残存時間が十分に長くなければ、これまでの計算は成り立たなくなる。ここで簡単にノックオン散乱を 3 回繰り返してコアの外に出るときを考え、どの程度の時間がかかるかを見積もる。1 回の衝突までに走る中性子の距離をコアの大きさ R で平均化すると、$T = \frac{R}{V1} + \frac{R}{V2} + \frac{R}{V3} + \frac{R}{V4}$ (2)

ここで、V1 は 2.45MeV の一次中性子、2.16cm/ns、V2 は一回後方散乱をうけた 0.271MeV として 0.72cm/ns、V2 は２回後方散乱を受けた 0.03MeV として 0.239cm/ns、V4 は３回後方散乱を受けた 0.003317MeV として 0/08cm/ns を代入し。R を 100μm と仮定すると、185 ps になる。NIF クラスの核融合の場合閉じ込め時間は高密度コアの残留時間は 200 ps 以上であるため（OMEGA 実験において半値全幅 200 ps 程度のバーンヒストリーが観測されている[30]）、この程度の時間であれば、コアは静止していると考えてよく、実際の実験環境の模擬として問題にはならない。

第二項　検出器の開発コンセプト

著者らは図 6 内に示すように ^{6}Li(n,T)^{4}He 反応の断面積が散乱中性子の後方散乱部分のエネルギー領域に共鳴的に高感度を示すことに着目した。^{6}Li ガラスシンチレーター古くから熱中性子用のシンチレーターとして広く用いられており、^{6}Li でできたガラスに Ce が発光核としてドープされたものが市販されている。n+^{6}Li→T+^{4}He(+4.8 MeV)によって生成した T と He がシンチレーターホスト材を励起し励起エネルギー遷移をへて Ce が発光するという仕組みになっている。n-^{6}Li 反応は図 9 に示すように熱中性子領域に非常に高い断面積を示し、発熱反応によって熱中性子 1 個からでも十分な発光応答を得ることができる[27, 31]。

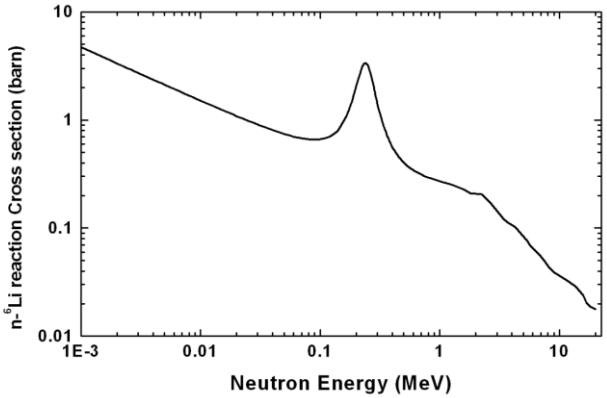


図 9. n-^{6}Li 反応断面積

^{6}Li シンチレーターをレーザー核融合散乱中性子計測用に使う事で、散乱中性子のみに高い感度を持つデバイスにする事が出来る。しかしながら、従来の ^{6}Li glass シンチレーターは Ce (3+)特有の蛍光寿命およそ 40 ns の発光減衰に加えておよそ 200 ns の遅い発光成分(こういった遅い成分をまとめて Afterglow とよぶ事が多い) が存在する事が知られている。一次中性子による信号の直後に散乱中性子を観測するためにはおよそ 200 ns 以内に 1/1000 まで減衰できる高速減衰特性が必要となる。著者らは新たなシンチレーター材料の開発を行う事でこの問題を解決し、散乱中性子計測器を設計するという開発計画を立てた。

第三節　高速減衰 ^{6}Li シンチレーターの開発

第一項　材料開発指針

従来市販されているリチウムガラスシンチレーターとして有名なものはサンゴバン製の KG2, GS20, GS2[]などがあげられる。これらに共通している材料設計は Li_2O-SiO_2 系ガラスに Ce_2O_3 をドープしている事である。
蛍光寿命は一般的に以下の式で記述される [32]。

$$1/\tau = n/\lambda^3 \cdots \left[(n^2+2)/3\right]^2 \cdots \sum_f \left| < f|\mu|i > \right|^2 \qquad (3)$$

ここで蛍光寿命を τ、屈折率を n 、波長を λ とし、μ は電気双極因子で始状態 i と終状態 f とで挟まれている。この式の中で最も支配的なものは第 1 因子であり、すなわち蛍光寿命 τ は λ^3 で支配される。短寿命化のためには発光波長を紫外シフトさせる事が効果的である。我々はセリウムをプラセオジムに交換する事で発光領域を紫外に作り、発光減衰の短寿命化を図った。Ce の一つ上の原子番号であり、同じく 4d-5f 遷移に強い輝線を持つある Pr+3 イオンは、 Ce に比べて蛍光寿命が短く高速のシンチレーター開発に注目されている[33, 34]。また Pr には 4f-4f 軌道のラインが存在し、第四項で述べるように可視にも吸収ラインがあり、そのため Pr をドープした結晶やガラスは独特の美しい緑色をしている。
ホスト素材によって発光波長は変化するが、Ce(+3)の 4d-5f 遷移がおよそ 350 - 400 nm であるのに対して、Pr(+3)の 4d-5f 遷移はおよそ 250 - 300nm 域に発光する。400 nm→250 nm にシフトされる事が出来れば蛍光寿命はおよそ 1/4 に短縮できる事が期待される。一方紫外発光に対して Li_2O-SiO_2 は自己吸収が問題になるため。吸収端がより紫外であるホスト材に変える事が必要である。我々は SiO_2 を含まない LiF 系ガラスに着目した。特に $20Al(PO_3)_3$-80LiF の組み合わせによるガラスは 80%まで LiF にしているにもかかわらず安定にガラスになる事が報告されており[35、36]、紫外域まで優れた透過性があるものとして非常に魅力的である。また一般的にフッ化物ガラスにドープされた Ce や Pr は酸化物ガラスドープされたものよりも紫外に発光する事が知られており[37, 38]、この事からも $20Al(PO_3)_3$-80LiF ガラスは好都合である。

第二項　ガラス材料開発

ガラス材料開発は熊本大学村田貴広氏との共同開発によって行われた。LiF を最大限に含みかつ安定にガラスが出来る上限として、$20Al(PO_3)_3$-80LiF を最終的なホスト材として決定した。^{6}Li 濃縮の LiF 原料は非常に高価であり(1 万円/g)、入手が多少困難であるため、化学的性質は本質的に同じと考えられる天然 Li 製 LiF 原料を用いて開発を行った。天然 Li は 92.4%が ^{7}Li、7.6%が ^{6}Li として存在する。Pr(3+)の荷数を安定させてドープするために

PrF_3 を初期原料としてドープした。ドープ量は発光量を決定するため、ガラス材の分量は変えずに 0.1%-5%の範囲でドープ量を変化させた、ここで 1%という表記は $20Al(PO_3)_3$-80LiF+1PrF_3 を意味する。2%からごく少量の結晶が見られ 3%で少量の結晶がみられ、これ以上のドープは困難であると判断した。したがってこれらのサンプルの真のドープ値は、2%、3%よりも若干低いと考えられる。このとき 2%と 3%では目視による色の濃さに明らかな違いが見られたため、2%よりは 3%の方が高濃度にドープされていると考えられた。

ドープ量変化に伴う発光量の比較を行うために、^{241}Am を用いた発光分布測定を行った。サンプルサイズはすべて 1cm 四方×2.5 mm 厚で、上下 2 面研磨品を用いた。

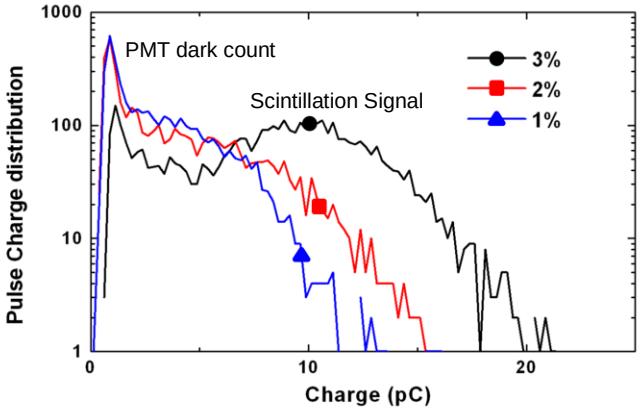


図 10　PrF_3 ドープ量を変えた時の発光量分布測定。ドープ量増加に伴い発光量増加がみられる。

この実験結果よりドープ量の増加とともに発光量の増加が観測された。製作上の上限であり 3%ドープを最終的な組成比として決定した。この時の絶対発光量を以下のように見積もった。サンプルは反射面コーティングはせずに光電子増倍管の光電面にサンプルをオプティカルコンパウンド(OKEN6262A)で貼り付け、反対側の面に α 線源を直接くっつける形で信号を検出した。次に信号波形のチャージ量のヒストグラムから発光フォトン数を計測した。光電面に入射したフォトンの数を n とすると、

$$n \times QE \times G \times e = C \qquad (4)$$

ここで QE は量子効率(%)、G はゲイン、e は素電荷量、C はチャージ量である。使用した光電子増倍管の出荷時の検査データより-1500V 印加時のゲインは 2.8×10^6 である。フォトカソードはバイアルカリ製、光電窓材は合成石英であり、量子効率は 280 nm 域に対して 20%である。ここから新素材シンチレーターの α 線によって発生したフォトンの光電子増倍管の光電面での数は、n=C×11.2 = 108photons になる。

α 線の平均自由行程は非常に短くほぼ照射面近傍で吸収されるため、シンチレーション光は

照射面から全方向に等方的に出ていると仮定できる。光電窓側の面からのみフォトンは検出されており、その他の面は吸収が起こると仮定し、素材の自己吸収を無視すると、全発生フォトンは表面積比から 324 フォトンになる。
従来の Li ガラスシンチレーターやプラスチックシンチレーターと比べると 10～30 倍小さい値となっているものの単一イベントが十分観測可能であり、シンチレーターとして十分機能する。
次に $20Al(PO_3)_3$-80LiF+3PrF_3(以下、APLF80+3Pr と表記)について ^{6}Li 濃縮原料を用いてガラスを調整した。同位体効果による物性変化（融点、ガラス化温度、適切な冷却条件等の違い）を調べるために、DTA(Differential ThermalAnalysis)測定を行った。下のグラフ加熱時と冷却時において、リファレンスサンプルとの温度差を熱電対によって測定した電圧の変化をしめす。0V からのずれが大きく変化する点で状態変化が起こっている事を示唆する。興味深いのは ^{6}Li と天然 Li(^{7}Li:92.4%, ^{6}Li:7.6%、原子数存在比)とで冷却時の結晶化温度が異なり、電圧のシフト量が大きい事から、^{6}Li の方が結晶化速度が速い事が分かる。ガラス化の際はこの温度を結晶成長速度より早い時定数で飛びこして固化させることが必要であるため、この結果は ^{6}Li の方がガラス化させにくいという事を示唆している。実際 ^{6}Li 原料を用いると冷却速度を速めないと安定なガラスにならない事が実験的に明らかになった。特に大型のガラスを作る場合は冷却速度を速めるために、炉からガラス融体が入った高温のるつぼを大気に取り出し、送風急冷させることで写真のような大型で均質なガラスを製作する事が出来るようになった。ガラス作りの温度条件を図 12,13 にまとめる。Pr を高濃度にドープするために、高温短時間融解と急速冷却が必要になりそこに多大な技術開発が必要であった。

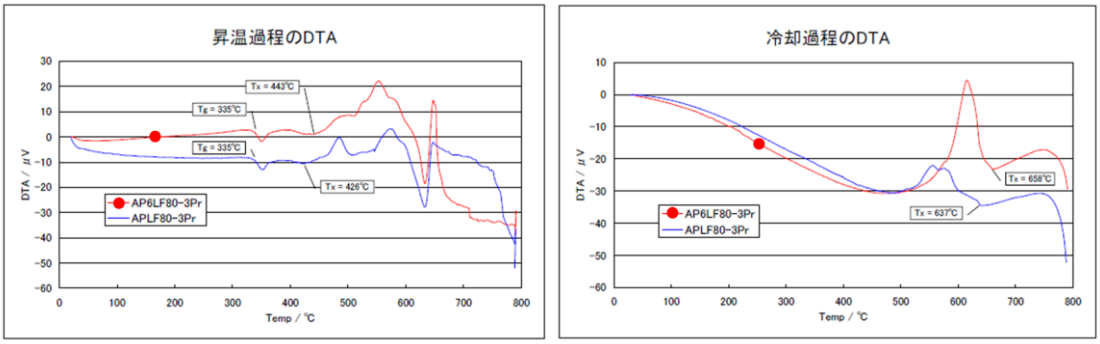


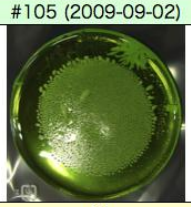
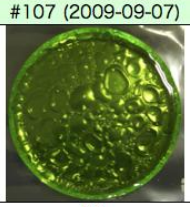
図 11　天然 Li 製及び、^{6}Li 製 APLF80+3Pr の DTA 測定結果

ガラス製作方法

(1)$20Al(PO_3)_3$ – 80LiF_3 +3PrF_3 (モル比)で原料を調合する。
(2) 原料をグラッシーカーボン製に入れ 1100 ℃ 窒素雰囲気化で 1 時間で融解。
(3) るつぼごと外に取り出し、ドライアー送風にて急冷。
(4) ガラス化点付近温度でアニール。(３－４時間)

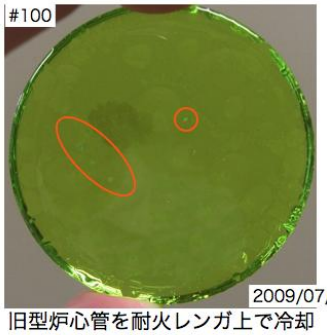
共通条件：ナチュラルAPLF80+3Pr，ドイツ製ルツボSIGRADUR，1100℃×1h溶融

sample# (date)	#100 (2009-07-06)	#101 (2009-07-13)	#102 (2009-08-17)	#103 (2009-08-24)
画像				
バッチ量 (g)	80	80	80	80
溶融時のガス	N_2 0.8L/min	N_2 0.8L/min	N_2 0.8L/min	N_2 0.8L/min
冷却開始温度	800℃	800℃	800℃	800℃
冷却方法	炉心管引き抜き He 5.3L/min & 工業扇風機	炉心管引き抜き N_2 0.8L/min & 工業扇風機	炉心管引き抜き He 5.3L/min & 工業扇風機	炉心管引き抜き He 5.3L/min & 工業扇風機
冷却時の下敷き	耐火レンガ	耐火レンガ	耐火レンガ	カーボン板
特記事項	カーボン台座の上にルツボ	旧型炉心管底面に直接ルツボ	新型：炉心管底面平坦&短い	新型：炉心管底面平坦&短い

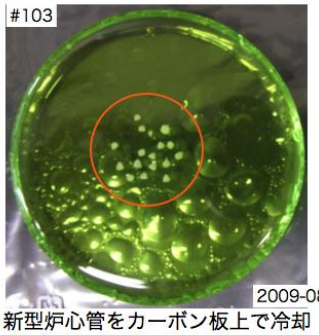
sample# (date)	#104 (2009-08-27)	#105 (2009-09-02)	#106 (2009-09-03)	#107 (2009-09-07)
画像				
バッチ量 (g)	80	40	80	80
溶融時のガス	N_2 0.8L/min	N_2 0.8L/min	He 0.8~1.1L/minで脈流	N_2 0.8L/min
冷却開始温度	880℃	800℃	800℃	900℃
冷却方法	炉心管引き抜き He 5.3L/min & 工業扇風機	炉心管引き抜き He 5.3L/min & 工業扇風機	炉心管引き抜き He 5.3L/min & 工業扇風機	ルツボを取り出し，カーボン板に置いてドライヤーで空冷
冷却時の下敷き	カーボン板	カーボン板	カーボン板	カーボン板
特記事項	新型：炉心管底面平坦&短い	新型：炉心管底面平坦&短い	新型：炉心管底面平坦&短い	新型：炉心管底面平坦&短い

参考拡大画像　一部結晶が析出したサンプルのみ

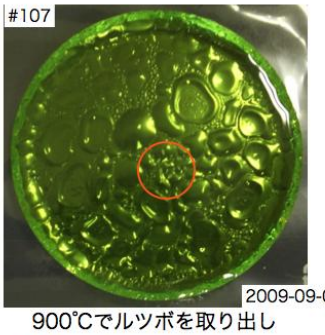
○ 結晶析出部分



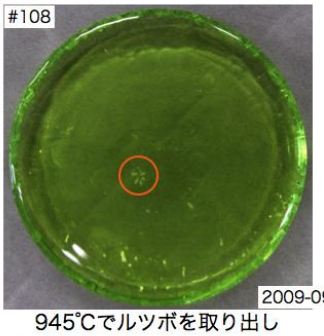
旧型炉心管を耐火レンガ上で冷却
炉心管引き抜き，He，工業扇風機



新型炉心管をカーボン板上で冷却
炉心管引き抜き，He，工業扇風機



900℃でルツボを取り出し
カーボン板上においてドライヤーで空冷

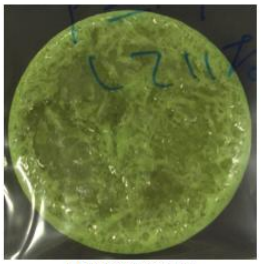


945℃でルツボを取り出し
カーボン板上においてドライヤーで空冷

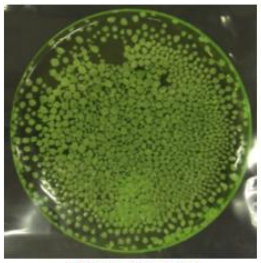
図 12 天然 Li を用いた APLF80+3Pr ガラスの製作手法の開発

AP^{6}LF80+3Pr, 40g

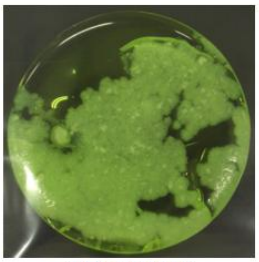
2009-02-09
1100℃, 1h 溶融後, 炉冷
かなりの結晶が析出



2009-02-16
1200℃で溶融
結晶が析出し,
カーボンのコンタミも多い



2009-04-30
1100℃, 1h 溶融後,
炉心管を引き抜き送風空冷
析出した結晶のほとんどは
ガラス表面に存在



2009-02-13
2009-02-09ガラスを1150℃で溶融
結晶減少
しかしクラック入る

ガラスの上部表面は気体との界面のため, 冷却速度が遅くなる.
結晶化を回避するためには, ガラスと接触するルツボ内部の気体の温度をいかにして下げるかがポイント.

図 13 完成した ^{6}Li 濃縮原料を用いた APLF80+3Pr。

潮解性を調べるために、天然リチウム製 APLF80+3Pr を 2mm×2mm×40mmL に切り出し、全面を 2 nm の精度で研磨した物を、水、およびエタノールに 24 時間浸けておいて、浸食の様子を観測した。目視で見る限り浸食跡は観測されなかった。

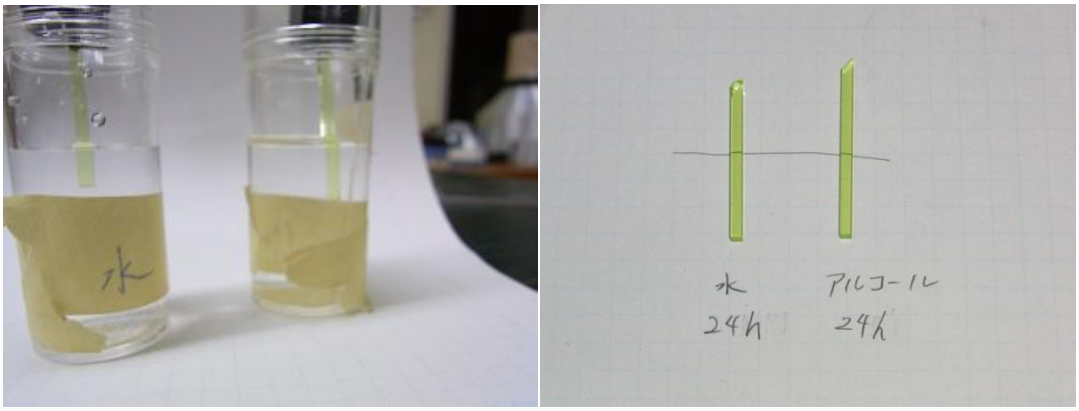


図 14 左図、水およびエタノールに 24 時間浸け置きし、右図、線より下が浸っていた部分。

シンチレーターとして用いる材料の場合、耐久性が要求される。このガラス組成は、一般的に潮解性が高いと言われるフッ化リチウムを大部分に含んだ材料であるにもかかわらず、潮解性がなく非常に安定した材料であり、非常に優れている。また 2nm の精度での研磨もできることから、APLF80 だけでも紫外透明な光学材料としても応用が期待される新材料である。

第三項　シンチレーター特性評価 1. 物性評価

ここからは APLF80 のシンチレーターとしての性能評価を行う。絶対感度としてもっとも基礎的なデータになるリチウム含有密度について測定を行った。一般的にガラスは融解冷却によって固化させる際に揮発によって、調合試薬の組成とガラス中での元素比は若干異なる。天然 Li 製の APLF80+3Pr ガラスについて原子吸光光度計（島津　AA-6200）をもちいて Li 含有量を測定した。測定は長崎県窯業技術センターの吉田英樹氏によって行われた。

試料調製

(1)APLF80+3PrF3（分子量 7946.8）中の Li の理論 wt%は

555.28/7946.8×100= 6.9875wt%

(2-1)0.1316g を採取し塩酸で溶解

理論 Li 含有量は 0.1316g×6.9875/100=0.0091955g=9.1955mg

(2-2)これを 0.250L に希釈し原液とした

原液の理論 Li 濃度　9.1955/0.25= 36.782mg/L

(2-3)原液を 10 倍に希釈

36.782/10= 3.6782mg/L

(3-1)この希釈溶液を原子吸光で濃度測定を行った。3 点（2,5,10ppm）とって検量線として測定を行うと測定結果は　4.2mg/L であった。

(3-2)本サンプルの密度　2.74 g/cc であった。

(4)採取量 0.1316g 中の Li 量　4.2mg/L×10×0.25L= 10.5 mg

試料中の Li 割合は　10.5/1000/0.1316×100= 7.98 wt%

単位体積あたりの Li 含有量は　2.74×7.98/100= 0.219 g/cc

モルに換算　0.219/6.941×1000= 31.6 mmol/cm^3

以上から Li 密度は 31.6 mmol/cm^3 と確定した。^{6}Li の atm%は試薬購入時添付の試験成績表の値から 95.5%であるので、30.178 mmol/cm^3。この値は同等の計測結果の報告論文で[]に記載された、従来型 Li-glass シンチレーターの最高値をわずかながら上回るものであった。このガラスの場合、実際の Li 濃度は調合試薬構成比よりも増加していた。融解中に白色の煙が見られるが、この時に F か P の化合物が揮発していると考えられる。

次に Pr の濃度分布の測定を行った。発光核が偏析している場合、^{6}Li と Pr の距離関係がまちまちになっている事になる。その場合、ある ^{6}Li に中性子が捕獲されてもその崩壊によって生じる T や α から Pr までの距離が遠い場合エネルギーが上手く伝達できず、結果として発光強度にばらつきが出てしまう事が考えられる。

東京インスツルメンツ社が取り扱っている、SOLAR TII 製高感度ダブルパルス LIBS「LEA-S500」を用いて天然 Li 製 APLF80+3Pr 表面を 5 mm 四方の面の Pr の濃度 2 次元

マッピングを行った。計測原理はおよそ 30μm にしぼった NdYAG レーザーでサンプル表面をアブレーションさせ、第二パルスでアブレーションしたガス状のサンプルをプラズマ化させる。発光ラインを分光計測することで元素同定が出来る。レーザーでサンプル表面をアブレーションさせる以外は、広く用いられている ICP と同じ原理である。固体サンプルをそのままの形で測定できるというメリットがある。

1mm 間隔で 5×5 点、Al の分量を基準にした Pr の信号強度分布を測定した。実験結果を下の図 15 に分布をのせる。原子番号の大きい Pr は強い発光ラインを持つため信号強度が大きく蛍光 X 線(ICP)測定において観測はしやすいが、軽元素である Al、P、O、Li、F は発光が弱く観測しにくい。その中でも Al は有意な信号が観測され、また Al はガラス化の際の揮発が少なく周期的な構造をとっていると考えられるため、リファレンス元素として採用した。

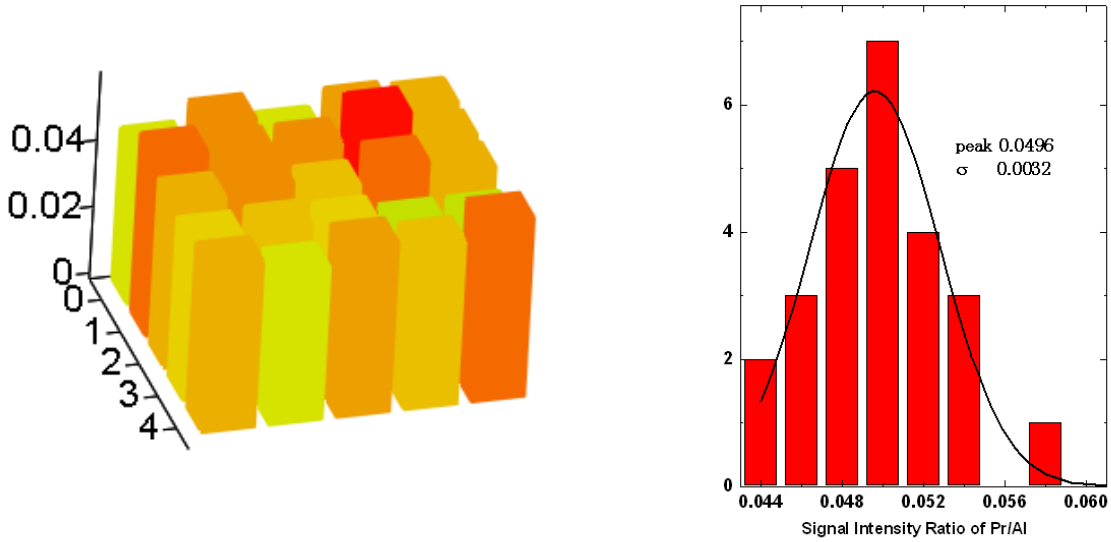


図 15　Al 密度で規格化した Pr の密度分布。単位は任意

この結果より Pr の濃度は計測した範囲内で±6.5%以内に収まっている事が分かる。ほぼ均一と言ってよく、シンチレーター材料として設計通りの物が出来た事が確認された。よりミクロな観点で見た、リチウムと Pr の距離分布や結晶構造解析は今後測定を行う予定である。

第四項　シンチレーター特性評価　2. スペクトル特性

ここでは(1)透過率スペクトル、(2)発光スペクトル、励起スペクトルについて述べる。最初にドープ量を 1%(APLF80+1Pr)に統一して、このシンチレーターの発光特性の大まかな特徴に着目する。次に、(3)Pr のドープ量を変えた時の微妙な発光スペクトルのシフトと濃度消光、(4)励起媒体の違いにおける発光スペクトルの違いについてまとめる。

(1)透過率スペクトル

ホスト材および 1 %ドープしたサンプルについて UV-VUV 領域について透過率を観測した。また 1 %ドープのサンプルについて HITACHI 製 U-4100 分光高度計を用いて可視域の(220 nm -700 nm)透過率スペクトルを計測した。

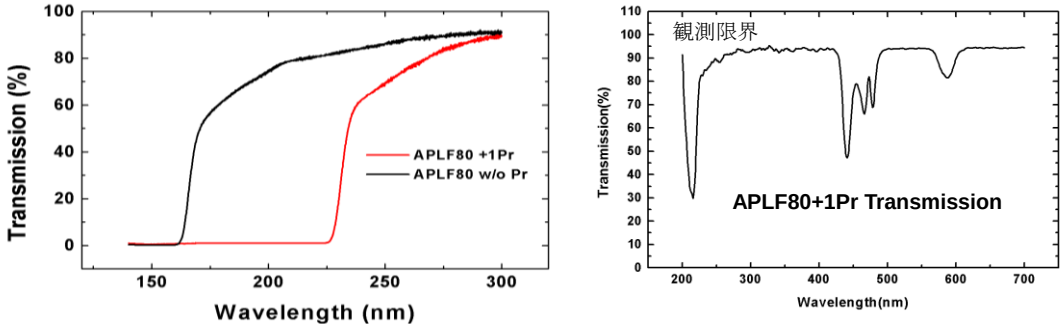


図 16 APLF80+1Pr の(a)VUV における透過率および、(b)可視域における透過率

ドープなしのホスト材は 170 nm まで高透過率を示す優れた特性が明らかになった。広く用いられている B-K ガラスと比べると紫外特性にすぐれ、紫外用のオプティクス材料としての応用も期待できる。Pr を 1 %ドープしても発光域 275 nm 域の透過率は 80%程度ある。(2)-(4)で述べるが、発光波長は 250 nm-300 nm 領域であり、発光波長に対して透明であり顕著な自己吸収は起こらない事が示された。

(2)発光スペクトル、励起スペクトル

JASCO 製 FP6600 を用いて発光スペクトルおよび励起スペクトルを計測した。黒線 PL は 228 nm で励起した時の発光スペクトルであり、赤線 PLE は発光ピークである 273 nm に観測波長を固定した時の励起スペクトルである。250 nm 付近に見られる 2 本のラインが $4f^15d^1$ からの発光だと考えられており、500 nm 付近に重なって見える 2 本以上のラインが 4f4f からの発光ラインだと考えられる。

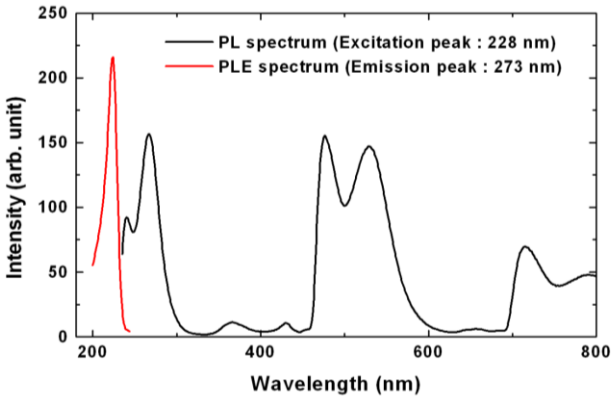


図 17　APLF80+1Pr の UV 励起における発光スペクトルと励起スペクトル。

(3) ドープ量による蛍光スペクトル・量子収率の変化

レーザー材料、シンチレーター材料では一般的に最適値以上高濃度ドープをすると濃度消光により量子収率(1 発光核原子当たりの発光効率)の減少が起こる事が知られている[32, 33, 34]。高い発光量を得るためには、適切なドープ量にして量子収率を高くする事が重要である。蛍光分光装置を用いて APLF サンプルの Pr ドープ量を変化させたときの発光スペクトルの違いを観測した。図 18 (a)は直径 10 mm×厚さ 10mm の ^{6}Li 製のサンプルでそれぞれドープ量が 1%と 3%の物を比較したものである。ドープ量を 1 %から 3 %に増やす事で、4f5d ラインには発光シフトは見られず、4f-4f ラインに若干のレッドシフトが観測された。

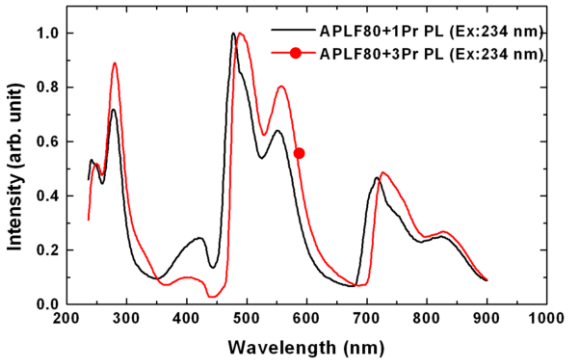


図 18 (a)　ドープ量を変化させたときの発光スペクトルの変化。
^{6}Li 製のサンプルを使用。励起波長中心 234 nm。

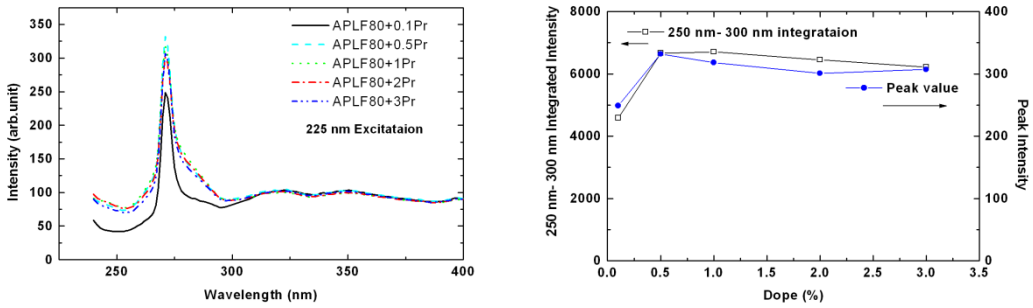


図　18 (b) ドープ量を変化させたときの蛍光強度の変化。左スペクトル、右信号強度比較。天然リチウム製サンプルを使用。励起波長中心 225 nm。

図 18 (b)左は Pr ドープ量を変えた時の蛍光強度の比較である。10mm×10mm×厚さ 2mm の天然 Li 製の APLF80 にそれぞれ 0.1%、0.5%、1 %、2 %、3 %ドープしたものである。275 nm 域のピーク強度および 250nm- 300 nm の積分値で比較をしたのが図 18 (b)の右の図である。0.1 % →0.5 %では蛍光強度の増加がみられ、それ以上の高濃度ドープからなだらかに蛍光強度が減少している事がわかる。0.1 %ドープでは励起光は 100 %はサンプルに吸収されておらず、0.1%から 0.5 %までの間で、100 %吸収されるようになり、励起光が 100%吸収された状態で発光強度はいったん飽和する。そこからの系高強度の減少は濃度消光によるものだと考えられる。Pr 濃度を 3%にしても蛍光強度は最高値から 92 %にしか減少していない。この実験から Pr 濃度 3%でも濃度消光は顕著には起こっておらず、第二項図 10 で調べたとおり、α 線励起に対して Pr ドープ 3 %が最も発光強度が得られたことから、APLF80+3Pr を最終的な組成として決定した。

(4)励起源の違いによるスペクトルの変化

次に励起波長を変えた場合、および α 線で励起した場合の発光スペクトルの違いについて述べる。実際の中性子捕獲の際は ^{6}Li (n,T)α で放出される、T と α が励起源になる。ここでは励起源による発光スペクトルの違いと発光メカニズムについて言及する。F_2 レーザーを用いて真空チャンバー内で APLF80+1Pr を励起させ、蛍光をファイバーで伝送し分光器につないで計測した。実験は大阪大学工学研究科の福田武司教授の協力を得て行われた。また α 線励起は東北大学吉川彰准教授、深堀明博氏によって行われた。この実験では ^{241}Am をサンプルに張り付け、蛍光光度計で発光スペクトルを観測した。157 nm はホスト材も不透明であるため、これらの実験はホスト材へ直接励起を与えている事になる。α 線励起励起と共通して言えるのが、発光スペクトルは 250 nm 領域のみになっており、やや紫外にシフトしている。高速シンチレーターとして 4f5d ラインのみが欲しい我々の目的にとってこれは大変好都合である。

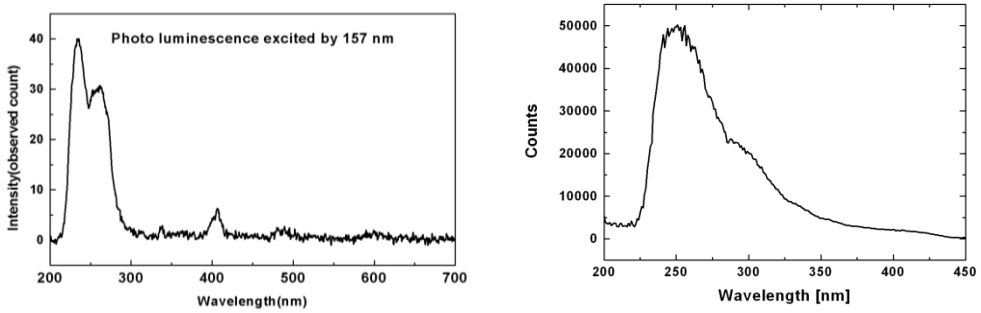


図 19　(a)157 nm 励起における発光スペクトルと(b)^{241}Amα 線励起における発光スペクトル

最後に従来型の Ce ドープ Li ガラスシンチレーターである GS2 との発光スペクトル比較を示す。設計通り発光波長を紫外にシフトさせることに成功している。

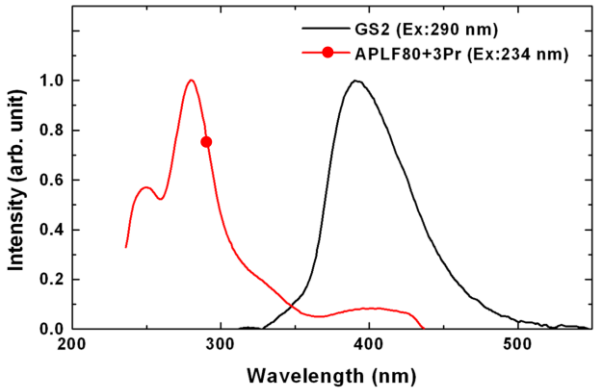


図 20　APLF80+3Pr と GS2 の UV 光励起での発光スペクトルの比較。5d4f 軌道のライン 390nm から 270 nm へ紫外にシフトしている。

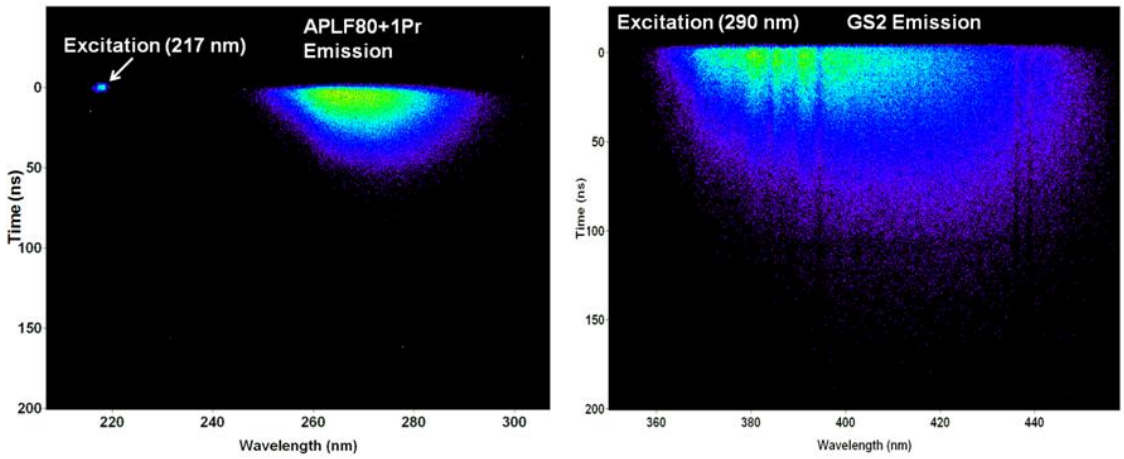
第五項　シンチレーター特性評価　3. 発光減衰応答測定

ここからは発光減衰曲線の測定について述べる。(1)UV、(2)α 線、(3)ガンマ線、(4)中性子励起について発光減衰曲線を計測した。比較のために従来型の Li ガラスシンチレーターについても計測を行った。

1)UV 励起

UV 励起については Ti:Sappire レーザーの 4 倍波(216 nm)をダメージが入らない程度の集光強度(5 mm 程度のスポット)で天然リチウム製 APLF80+1Pr サンプルに当て、発光をレンズで伝送し分光器で分光してストリークカメラで時間掃引をかけた。波長積算をした時間プロファイルは、ほぼ単一 exp 曲線であり、減衰時定数は 19.6 ns であった。これは波長シフトから計算される発光時定数にほぼ相当する。また UV 励起では GS2 も exp 直線にのっており、顕著なアフターグローが観測されないという事も明らかになった。

(a)



(b)

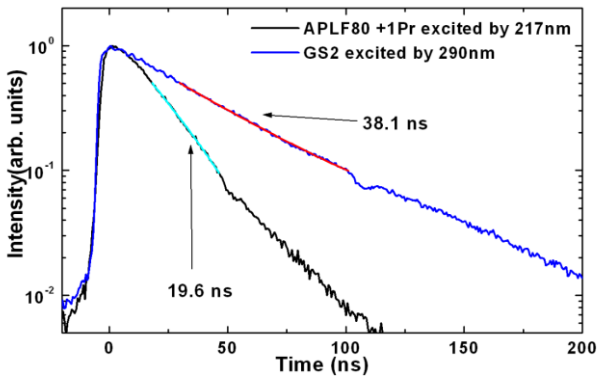


図 21　(a)ストリークカメラで得られた APLF80+1Pr および GS2 の時間-波長分解シンチレーション画像、(b)ラインプロファイル

一般的にシンチレーターに高エネルギー荷電粒子が照射された時にはミクロにイオン化やホスト素材を構成する原子が励起状態になり、緩和過程を経てシンチレーションを起こす。イオン化した原子の再結合に伴う励起がアフターグローの原因だと考えられている。UV 励起で測定した減衰時定数はイオン化を起こすまでのエネルギーには達していないため、ほぼ発光核のみが励起されたと考えられる。ここで測定した減衰時定数は Pr 自体の特性を評価した事になる。
次に各種放射線源を用いた発光減衰時定数の測定について述べる。

(2)α 線励起

88kBq の ^{241}Amα 線源を ^{6}Li 製 APLF80+3Pr のサンプル(24 mmφ×10 mmt)の上面にはりつけ下面を高電子増倍管(UV-PMT)の光電窓にオプティカルコンパウンドを用いて接着し、オシロスコープでシンチレーションを観測した。使用した高電子増倍管は浜松ホトニクス製 R2256-02 で、石英窓＋バイアルカリカソードである。側面には反射材は塗布していない。α 線はサンプルのみにあたるよう画用紙製アパーチャを設けた。オシロスコープのトリガレベルを調整して、PMT 由来のダークカウントに比べて信号検出頻度は圧倒的に速く(およそ 1000 倍)ダークカウントの混入は問題にはならない程度に設定した。1 回のイベントから得られる信号はフォトンカウンティング状態になっており、信号のテイルのあたりは離散的な形状になるため、減衰時定数を判断する事は困難であるが、この信号を多数積算する事によってこれらの離散成分は連続曲線になる。この手法を用いると、観測ダイナミックレンジの限界は高電子増倍管に乗る信号のリンギングや、オシロスコープのデジタルノイズで決まり、おおよそ 4 桁ほどのダイナミックレンジの観測が可能である。

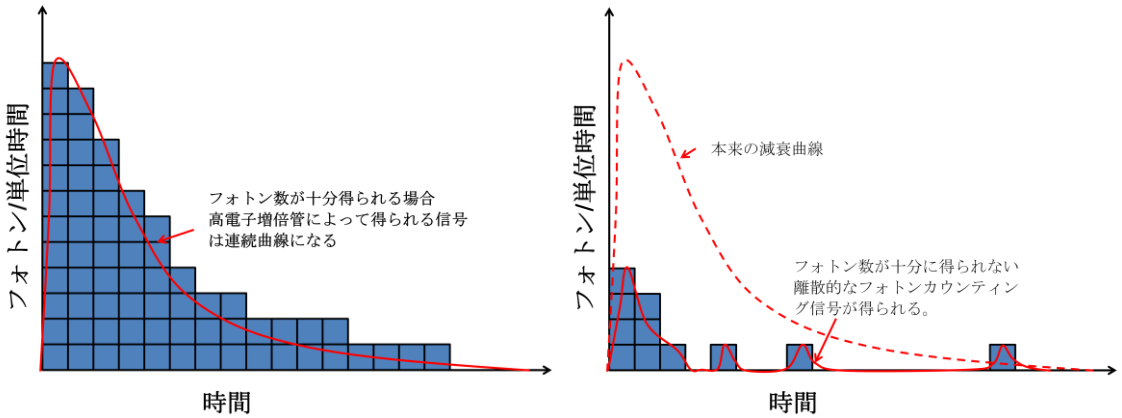


図 22　フォトン数が少ない時の高電子増倍管で得られる信号の模式図。

そこでオシロスコープの複数回データ記録モード(Fast Flame)機能を使う事でおよそ2000データを取得し、トリガー時刻を基準に平均をかけることで、ピークから4ケタ低い領域までにわたる幅広い領域にわたる減衰曲線を観測した。この計測方法では波高値のばらつきがウォーキングジッタとなり、PMT の立ち上がり時間程度(～3 ns)時間分解能を劣化させているが、減衰曲線の観測とって大きな問題にはならない。主時定数は 4.6 ns と圧倒的な高速応答性が観測された。またアフターグローも少なく非常に優れた性能である事が示された。

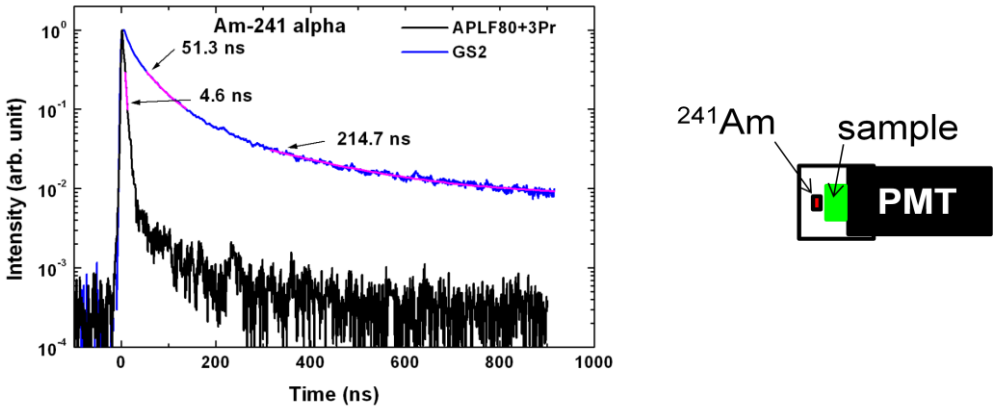


図 23　^{241}Amα 線(5.5 MeV)励起による発光減衰曲線

(3)ガンマ線励起

同様に 4.67 kBq の ^{60}Co のガンマ線(1 回の崩壊で 1.17 MeV と 1.33 MeV 2 本のガンマ線をほぼ同時に放出)を用いて減衰曲線を観測した。サンプルは同じく ^{6}Li 製 APLF80+3Pr、24mmφ×10mmt である。ガンマ線は平均自由行程が長く、このサイズのシンチレーターに対する検出頻度は ^{241}Am の実験と比べると桁違いに小さくなる。そのため PMT からのダークカウントが問題になる。そこで 2 本の同機種の PMT を向き合わせにして、シンチレーターの両面をそれぞれの PMT が観測するように設置した。2 本の PMT が同時に信号を観測した時のみを記録する事でダークカウントの寄与を低減する事が出来る(コインシデンス法)。さらに、ガンマ線が光電窓内でコンプトン散乱によって高エネルギー電子を生成しチェレンコフ発光をした場合、このコインシデンス法にかかってきてしまう。これを防ぐため、シンチレーター接着部以外の光電窓は黒紙でカバーをした。

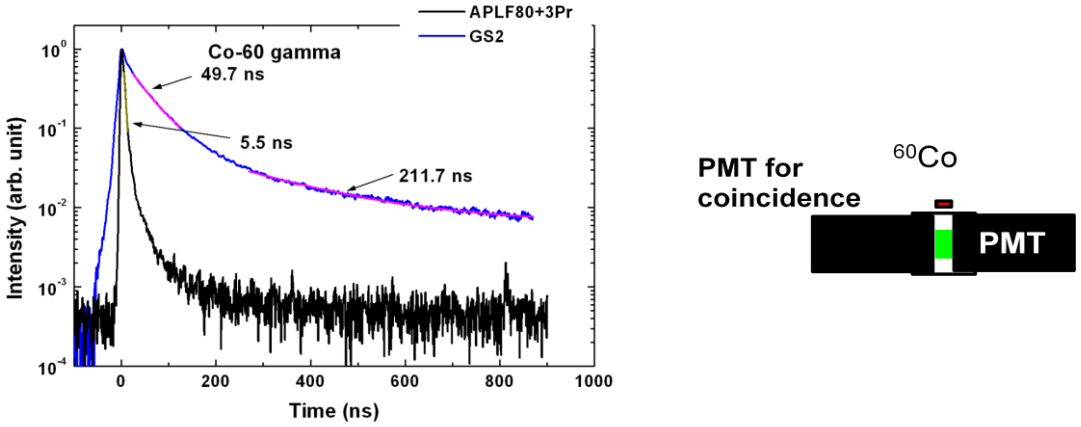


図 24　^{60}Co ガンマ線励起の時の発光減衰曲線

(4-1)中性子励起（熱中性子- 1 MeV）

同様に 10kBq の ^{252}Cf 密封中性子源を用いて減衰曲線を観測した。^{252}Cf は 620 keV 付近にピークを持ち Maxwell-Boltzman 分布型の分布を持つ自発ガンマ線を出す[39]。ガンマ線の寄与を低減させるために、線源を 1cm 厚さの鉛板を隔てておいた。^{6}Li は熱中性子領域に高断面積を持つが、^{252}Cf の中性子エネルギーは 1.4MeV 付近にピークを持つ Maxwell-Boltzman 型のスペクトルを示す。

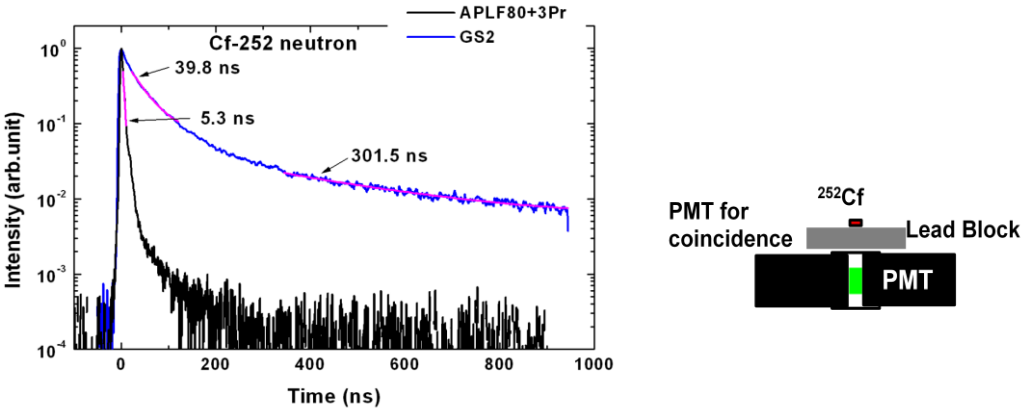


図 25 ^{252}Cf 中性子線励起の時の発光減衰曲線

(4-2) 中性子　(14 MeV)

^{6}Li シンチレーターは n+^{6}Li→T+He+4.8MeV の反応を仲介するため、初期中性子エネルギーによってトリトンおよび He のエネルギーが変化する。散乱中性子計測装置を設計する上で一次中性子 DD や DT 中性子での発光応答を観測する必要がある事から、単色の高エネルギー中性子での応答測定を行う必要がある。そこで 14MeV　DT 中性子源として大型加速器型中性子生成装置 OKTAVIAN を用いて、減衰時定数の測定を行った。OKTAVIAN 装

置は、イオン源によって加速された重水素ビームをトリチウム急増チタン合金にぶつけ DT 核融合中性子を生成する装置である。重水素ビームはチョッパーで切り出され、電気パルスによってバンチングされおよそ最短 3 ns 幅のパルスになる。20MHz 以下で運転可能でパルス辺りの中性子数は 80 個程度と見積もられている。24 mmφ×10 mmt のシンチレーターを装着した高電子増倍管を中性子生成ターゲットから 1m 程度の場所に設置し、オペレーション室まで同軸ケーブルによって信号を伝送して観測した。計測に適するようパルス頻度は 10kHz 程度で運転した。リファレンスとして大型のプラスチックシンチレーターを装着した高電子増倍管を近傍に置き、ロジックトリガーシステムにより２つの高電子増倍管からの信号の同時検出イベントのみを 2000 回観測し平均をかけた。450 ns 付近に見られる信号の乱れはケーブル内の反射によるものである。

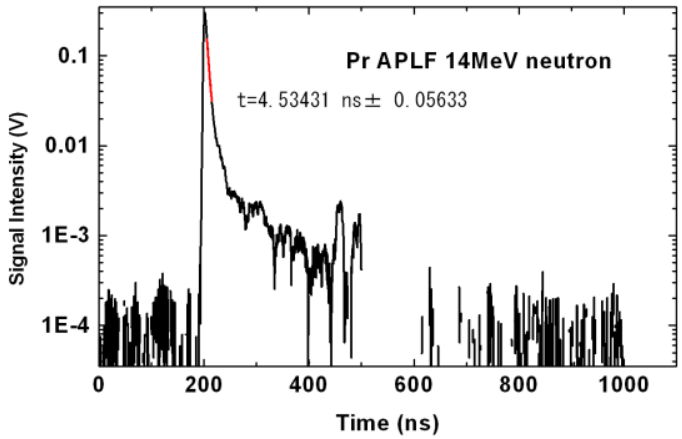


図 26　14MeV 中性子に対する発光応答

14MeV 中性子に対する減衰も 4.5 ns やはり高速であった。カリフォルニウム中性子源と比べると遅い発光成分の(時刻 250ns あたりから後ろに見られる時定数の長い成分)量が増加している事が見受けられた。一般にアフターグローは荷電粒子によるイオン化の密度に応じて増える事が知られている[31]。これまでの実験で APLF80+3Pr のアフターグローは Co^{60} ガンマ線~^{252}Cf 中性子<$^{241}Am\alpha$ 線<14MeV 中性子という特性が明らかになった。

^{241}Am 以外のデータではピークから 50%-10%の位置で exp ラインフィッティングを行い減衰時定数を求めた。^{241}Am の実験ではピーク 50%付近に変極点が見られたため、30%-10%でフィットを行った。これらの結果は使用した PMT の立ち下がり時間が 4 ns 程度であるため、主減衰時定数成分は本来はもっと高速である可能性がある。今後より詳細な分析を必要とするが、本研究の目的である 200 ns 以内に 1/1000 以下に減衰する高速性能は証明された。懸念されていたアフターグローも従来型の Li ガラスシンチレーターに比べて圧倒的に少なく、散乱中性子計測にとってこれ以上無い性能が得られた。

第六項　シンチレーター特性評価　3. 発光量測定

APLF80+3Pr シンチレーターは、発光減衰は著しく高速化に成功したものの、発光量が少ないという問題がある。計測器の設計にとってシンチレーターの発光フォトン数は最も根本的な数値であり、絶対量測定が必要である。また ^{6}Li シンチレーターは、n+^{6}Li→T+He(+4.8 MeV)の T と He によって励起がおこり発光するため、入射中性子のエネルギーにほぼ比例した発光量変化が得られるという特徴もある。ここでは熱中性子源と 14MeV 中性子源を用いた発光量測定について述べる。実験は大阪大学工学研究科のオクタビアン施設において実施された。

(1)熱中性子による発光量

46GBq (中性子フラックスにすると 3×10^{6} n/ s)の周囲にパラフィン材 30cm 厚で覆い、減速された中性子励起による発光量分布を測定した。図 26 に実験セットアップを示す。オシロスコープの FastFlame 機能を用いて、およそ 10000 データを取得し、全データの電荷出力分布をヒストグラムにした。同様のセットアップで従来型リチウムガラスシンチレーターである GS2 についても測定を行った。またシンチレーターなし、線源のみの場合のブランクデータを、それぞれデータ取得にかかった時間で規格化した。

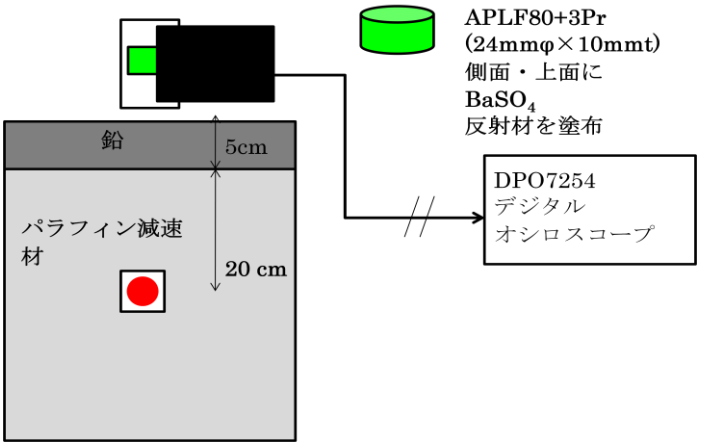


図 27　APLF80+3Pr のフォトン数測定装置セットアップ

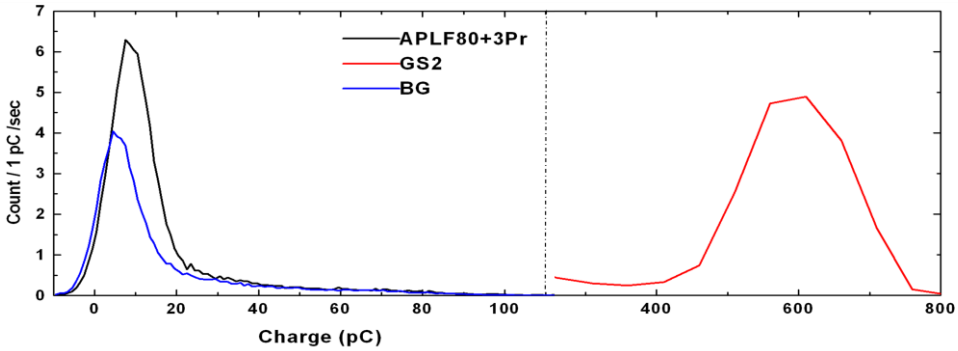


図 28 熱中性子による発光量分布測定

	Absolute Photon @ PMT window　±半値半幅
APLF80+3Pr	110±50
GS2	4400±650

表 1 絶対フォトン量

それぞれピークをガウスフィットし、分布のピークでのチャージ量 PMT のカソード量子効率(波長依存)とゲインを割り算して、フォトン数の絶対量を見積もった。APLF80+3Pr は発光強度が低く、ダークカウントによる分布と重なっているため、ブランクデータを差し引いてから計算をした。エラーバーはガウスフィットした際の半値半幅を与えている。

(2)14MeV 中性子に対する発光量

^{6}Li シンチレーターは n+^{6}Li→T+He+4.8MeV の反応を仲介するため、初期中性子エネルギーによって発光量が変化する。第五項図 26 の実験セットアップと同じ条件で、2000 データの出力電荷分布を観測した。発光量は熱中性子に対して 110±50 に比べて、550±200 photons/n と増加傾向がみられた。これは中性子エネルギーと発熱エネルギー 14.1+4.8/4.8≈4 であるから、5 倍程度の発光強度の増加は理論と合致する。

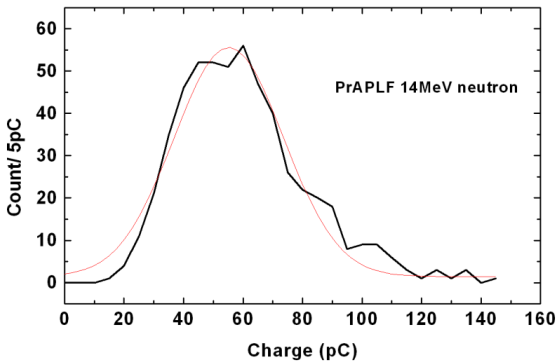


図 28　14MeV 中性子に対する発光応答と発光量分布

第七項　レーザー核融合実験での性能評価試験およびプロトタイプの動作試験

核融合実験において APLF80+3Pr がカレントモード用中性子シンチレーターとして機能する事を実験的に示すために、APLF80+3Pr を UV-PMT にバンドルファイバーを用いて接続し、この計測器を激光 XII 実験に導入した。直径 20 mm×厚さ 10mm のサンプルを核融合ターゲットから 10cm に設置し、シンチレーション光は第二章と同じ規格のバンドル光ファイバーで伝送し、鉛 X 線遮蔽箱に設置された PMT によって信号を取得した。中性子生成用に CD シェルを 12beam で爆縮を行った。また X 線源として LFEX レーザーの低エネルギーショットにおける短パルス X 線を利用した。

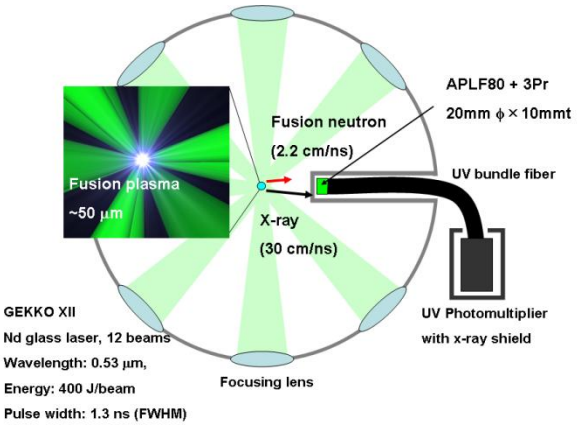


図 29 激光 XII 号を用いた APLF80+3Pr 性能評価実験セットアップ

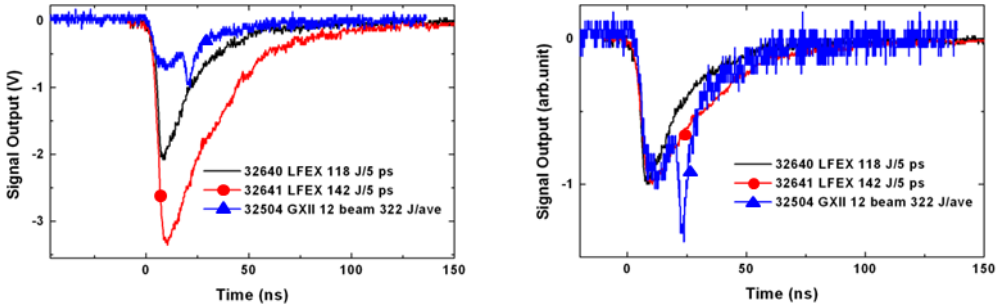


図 30　激光 XII 号実験における APLF80+3Pr の応答測定、右は X 線の信号強度で規格化

青線#32504 では一次中性子による信号が 23 ns に見て取れる。さらに X 線信号と中性子信号の減衰時間の違いが見て取れる。低エネルギーの X 線に対しては UV 励起で計測した発光減衰と似た応答を示していると考えられる。この実験では X 線を減衰させるために 1cm 厚の鉛を挿入している。計測器導入ポートのステンレスの肉厚を無視して、X 線の鉛の減衰率は図 31 示すような曲線になる。一般的にレーザー生成プラズマからの電子による制動放射 X 線のエネルギースペクトルは Maxwell 型の exp の関数になるが、シンチレーターまで到達する成分は 0.4 MeV 程度以上になる。

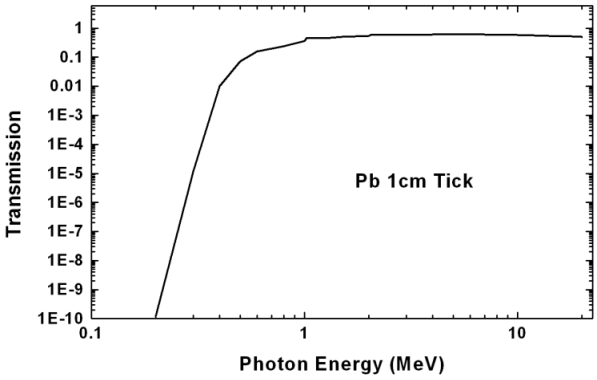


図 31 1cm 厚さの鉛の X 線透過率

第５項　図 24 で調べた Co-60γ 線励起での減衰時定数は 5.5 ns であったから、図 30 で示した蛍光寿命およそ 20 ns の減衰曲線は ^{60}Co の γ 線励起の時の発光より遅い応答を示している。Co-60 のガンマ線エネルギーは 1.33MeV であり、0.4 MeV と 1. 3 MeV の間のエネルギーの間にシンチレーションメカニズムに大きな変化が起こっていると考えられる。詳細はまだ不明な点が多く、これからも研究を続ける。

この実験により APLF80+3Pr シンチレーターを用いたカレントモード型中性子計測器は核融合実験において機能する事が示された。またこれまでに調べた熱中性子による減衰曲線、14 MeV 中性子の減衰曲線、本実験での 2.45 MeV 中性子励起による減衰曲線はいずれも 6 ns 程度の減衰時定数であり、APLF80+3Pr の中性子励起に対する発光減衰時定数は中性子エネルギーによらず 6 ns 以下である事が示された。

第三節で得られた結果をまとめる

APLF80+3Pr の特性

(1)^{6}Li 数密度　30 mmol/cm^{3}

(2)250 – 300 nm に発光、透過率 80% @275 nm。

(3)中性子、1.3 MeVγ 線、5.5 MeVα 線に対して、発光減衰時定数 4.5 -5.5 ns。

(4)熱中性子に対する発光量　110 photons/neutron

図 32 にこれまでの評価実験によって得られた APLF80+3Pr の励起源の違いによる減衰曲線の変化を比較する。また発光強度の中性子エネルギー依存を示す。

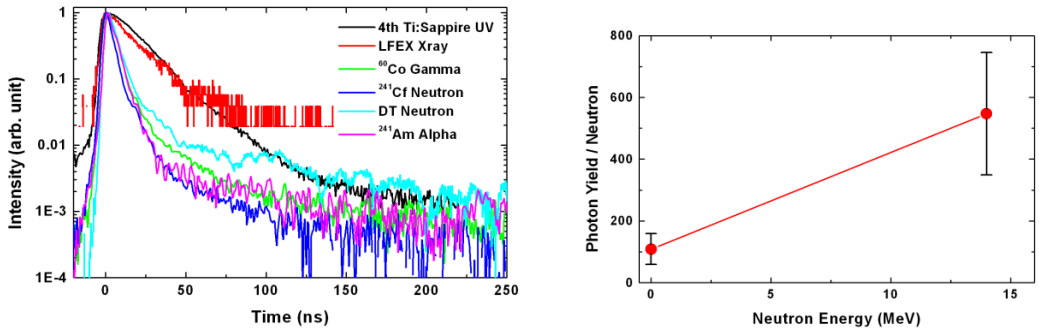


図 32(左)APLF80+3Pr の励起源の違いによる減衰曲線の違い,
および(右)APLF80+3Pr の中性子発光量

励起源	UV 216 nm	LFEX Xray 0.4 MeV	Gamma 1.33 MeV	Neutron Thermal-1MeV	Neutron 14 MeV	Alpha 5.5 MeV
減衰時定数	19.6 ns	19.5 ns	5.5 ns	5.3 ns	4.5 ns	4.6 ns

表 2 APLF80+3Pr の減衰時定数の励起源の違いによる依存性。すべて exp でフィットした減衰時定数 ns で表示。α 線はピークから 30%-10%の区間でフィッティングをかけ、その他のラインはピークから 50%-10%の区間でフィッティングをかけた。

第四節　NIF 実験用散乱中性子計測器の開発

第一項　計測概念と理論計算による信号予測

米国 National Ignition Facility (NIF)が公にしている実験スケジュールは以下の通りである。2012 年に点火を実証する National Ignition Campaign プロジェクトをいくつかのフェーズに分けて段階的に実施する。DT クライオ燃料のショットに先駆けて Tuning Campaign として最初に D_2 ガス封入ターゲットショットでレーザーエネルギーを徐々に上げていき、レーザーシステムの立ち上げ波面補正技術の確立等を行う。次にマルチピケットパルスによる多段ショックタイミングの制御のためのチューニングを行う。D_2 クライオターゲットや、D を出来る限り排除した THD ターゲットを用いて、ショックタイミングおよび ρR の測定がおこなわれる。これらの Tuning Campaign を経て Ignition フェーズに移行する。

クライオターゲットで燃料 ρR を 1 g/cm^2 程度まで爆縮する事を目標としている。また DD ショットにおいては 10^{10} から 10^{12} が 2009 年の実験で達成されている[40]。

この章では NIF “Tuning Campaign” で散乱中性子を実測する事を目標に、実現可能な核融合パラメーター内で具体的な測定器の設計と感度計算を行う。

ここで NIF のターゲットチャンバーの構造を考える。直径 10m で厚さ 10cm のアルミ製真空チャンバーの外に厚さ 40cm のコンクリートが覆っている。これによって一次中性子の大多数が散乱を受ける。ここで今一度モンテカルロ計算による散乱中性子 TOF スペクトルを示す。

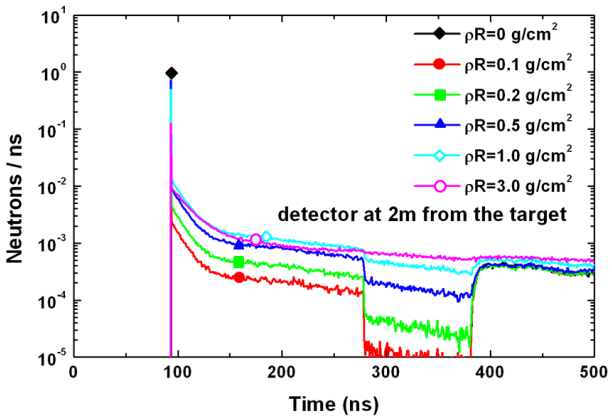


図 33 NIF ターゲットチャンバーを仮定した DD 燃料散乱中性子スペクトル

270 ns 付近に見られるエッジが後方散乱成分であり、ここまでに述べてきたように ^{6}Li(n, T)He 反応を用いたシンチレーターの感度が高い。散乱中性子後方散乱エッジ付近を観測し、

チャンバー壁からの散乱成分に邪魔されないようにするには以下のような簡単な計算で 2 m 程度にするべきである事が導ける。

散乱中性子の後方散乱は 0.27　MeV であり速度に直すと、0.7 cm/ns である。チャンバーからの散乱成分の最も早い時刻に検出されるエッジ部分は、シンチレーターの背後部分のチャンバー壁で散乱されたものであり、ほぼ 2.45 MeV（速度に直すと 2.15 cm/ns）のままで戻ってきた物と仮定しても大差はない。そこでターゲットからシンチレーターまでの距離を d cm とおくと、散乱中性子後方散乱エッジの時刻は d/0.7 であり、チャンバーからの散乱成分のエッジは(500 cm+500 cm－d cm)/2.15 になる。d/0.7 > (500+500－d)/2.15 より d<245 cm になる。後で述べるが計測器は一方向につき 2 台ペアにして設置して、検出時刻のシフトからコインシデンスを取れる設計にする。近くに設置する物の距離を 1.75 m、遠くに設置する物を 2.25m に設置する事にした。ここからの計算はすべて 2 m で各要素の評価を行う。

APLF80+3Pr は高速性が何よりの売りである反面、発光フォトン数はシンチレーターとしては少し低い。そのためカレントモード(多数の中性子検出が想定される場合、中性子信号は計測器から連続的な曲線として描かれる)での設計が適切である。

図 33 の中性子 TOF スペクトルに、^{6}Li(n,T)He 反応断面積と、発光フォトン数のエネルギー依存をかけ合わせ、発光減衰曲線をコンボリューションする事で、カレントモード検出器の予想信号を求めた。簡単のため 380 ns 以降にあらわれるチャンバーからの散乱成分はすべて 2.45MeV として扱い、2.45MeV での反応断面積と発光強度を与えた。図 34 に示すように、発光減衰曲線をフィッティングした関数は以下のような表式であらわした。図 35 に得られた予測信号波形を示す。

APLF80+3Pr の減衰曲線のフィッティング関数

・立ち上がり：σ=1 ns のガウシアン

$$F(t) = e^{\frac{-t^2}{2\times\tau_{rise}^2}} \qquad (5)$$

図 25 の実験データは平均化したデータであり、パルスの波高値が変動するときにオシロスコープのトリガリング時に発生するウォーキングジッタにより、パルス形状は PMT のレスポンス程度の 3 ns 程度)ひずみを受けている。本来のシンチレーション立ち上がり時間は高電子増倍管のレスポンスよりも十分速いと考えられるため、1ns の立ち上がりを仮定した。・立ち下がり：3 成分の exp 減衰曲線。τ1=5 ns(99.3%) 、τ2=40 ns(0.65%)、τ3=200 ns(0.05%)

$$F(t) = a\cdot\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + b\cdot\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) + c\cdot\exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right) \qquad (6)$$

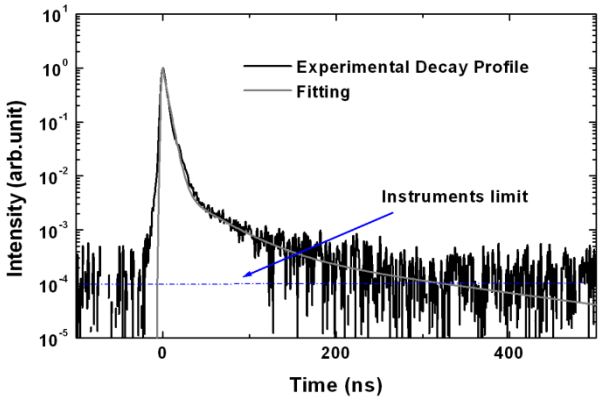


図 34 ^{252}Cf 中性子励起の減衰曲線と Fitting 曲線

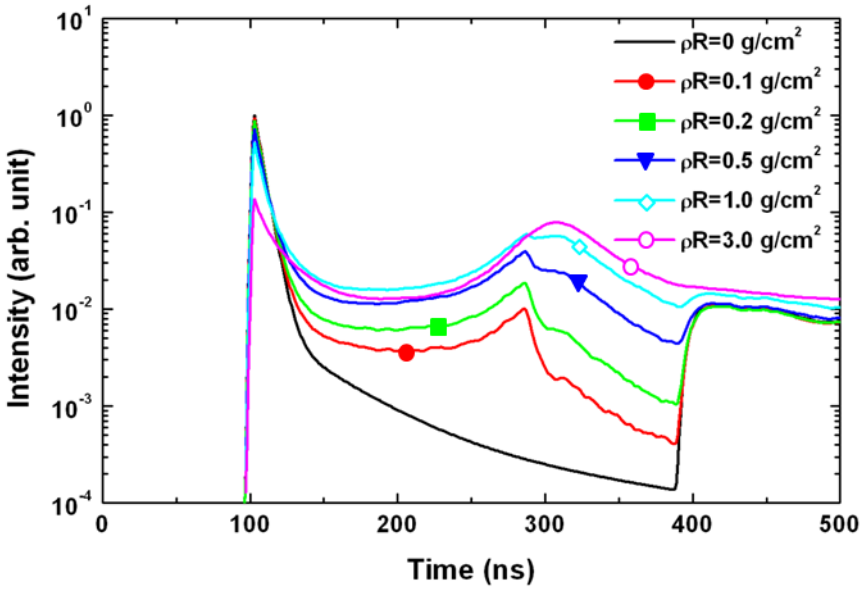
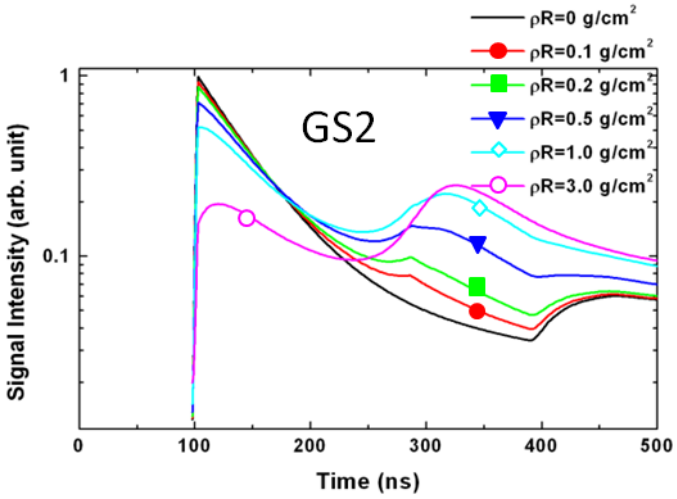


図 35 計算によって求めた APLF80+3Pr シンチレーターTOF 計測器の予測信号

また比較のために、同様の計算を従来型リチウムガラスシンチレーターGS2 の感度・減衰曲線、及び、従来型高速応答プラスチックシンチレーターBC-422 について計算を行った物も示す。BC422 に関しては検出効率は n-p 弾性散乱確立で与え、発光量変化はエネルギーの 3/2 乗で増加する関数[31]を与えた。



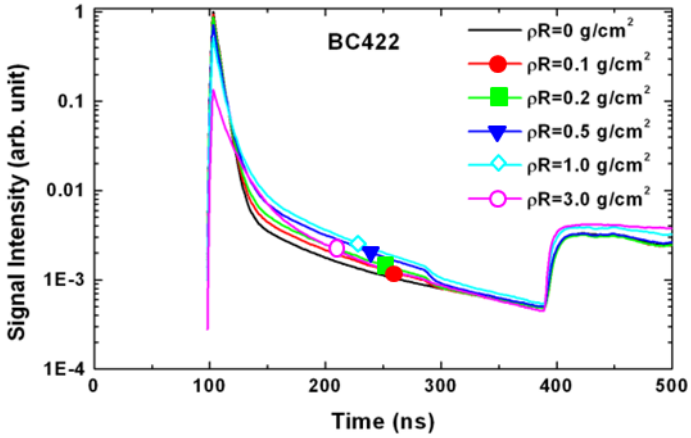


図 36 計算によって求めた GS2 および、BC422 を用いた場合の予測信号

以上の結果より、APLF80+3Pr は ρR>0.1 g/cm² の領域において、散乱中性子が観測できる事が示された。信号対バックグラウンド比は、一次中性子のみのベースラインレベルに対して、後方散乱ピークの波高値は 35 倍である。一方従来のガラスシンチレーターでは散乱中性子に感度は高められているものの、減衰時定数が遅すぎて観測が困難である事がわかる。同様に高速応答として知られるプラスチックシンチレーターBC-422 でも一次中性子による高強度のピークの立ち下がりのアフターグローによって散乱中性子は観測が困難である。

次に感度計算によってこの計測器が適用可能な中性子シールド範囲を求める。ターゲットチャンバーから 2m の位置に、40mmφ×10mmt のシンチレーター1 個を置いた際の中性子捕獲イベントの期待値を計算した。中性子生成数 10^{10} の時の一次中性子の検出数、散乱中性子(100 ns- 300ns の積算)の検出数、および散乱中性子数/一次中性子数の計算結果を図 37 に示す。中性子生成数 10^{10}、ρR=0.5 g/cm^2 において 400 個程度の散乱中性子検出が見込まれる。400 個の散乱中性子が検出されれば、シンチレーターを直接 PMT に接着する構造のカレントモード検出器にとって十分なフォトン数(40000 photons)を発生させる事が出来る。よって NIF “Tuning Campaign”において十分な感度である事が示された。

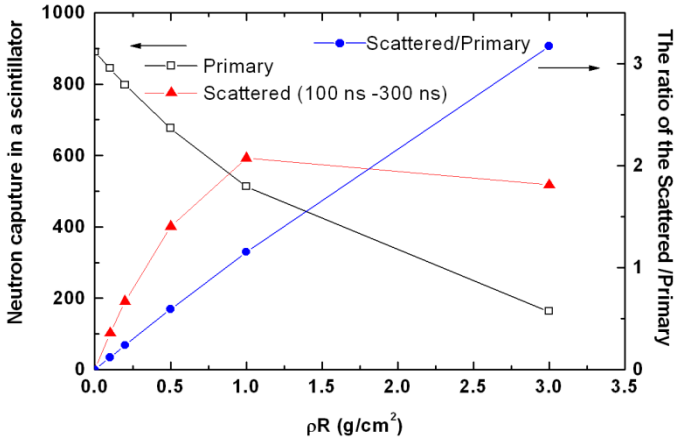
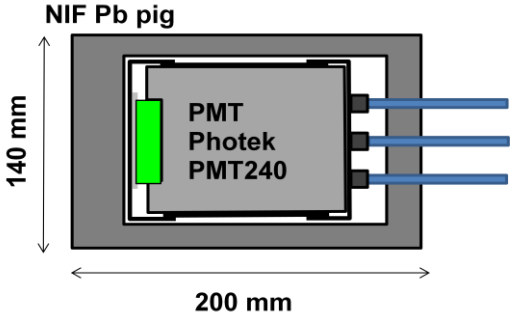


図 37 中性子生成数 10^{10} の時の散乱中性子および一次中性子の検出数期待値

第二項　装置設計

ここからは具体的な装置設計について述べる。応答速度および感度について十分目標を達成している事が明らかになったので、早期実装のための装置設計について述べる。カレントモード計測器として最もシンプルな構造かつ、すでに NIF で導入され、すでに稼働している n-TOF 検出器の構造を基本形にした。高電子増倍管(以下 PMT)にはゲート機能付き MCP-PMT を用いる。X 線による強い信号によって PMT のダイナミックレンジを超えるような信号が出るため、ゲインサチレーションによる PMT の異常動作を防ぎ、またオシロスコープのプリアンプを保護するためにゲート機能を付ける事が必須と考えられている [40]。Gate MCP-PMT タイプの中で光電窓面が広く(40 mmφ)、シンチレーターを直接接着できる Photek の PMT240 を用いるのが最適である。シンチレーター発光波長が 250 nm 域まで紫外であるため、入射窓は合成石英製で、カソードはバイアルカリ(量子効率 20% @250 nm)が最適である。

高中性子生成数になってくると、中性子が直接 PMT 内の MCP 内で衝突によって電子を出しノイズとなる。この場合、図 39 に示すように PMT は中性子や X 線の進行方向から軸をずらして遮蔽する構造が適切である。また単一の PMT の可観測ダイナミックレンジを超えた範囲で使用できる標準計測器にする場合、いくつかのダイナミックレンジ違いの PMT やフォトダイオード(PD)をあらかじめ取り付けておくことも重要である。シンチレーターの厚みは 1cm に設定する事で、散乱中性子の後方散乱エッジ部分の中性子に対して中性子検出時刻の拡がりを PMT の応答関数程度の 1.5 ns に抑える事が出来る。後方散乱エッジの拡がり量は重水素イオン温度によるドップラー拡がりを受ける。従来からイオン温度用いられている一次中性子のドップラー拡がりと共に、エッジ部分の拡がりを観測する事で２つのデータ間でデータ信用性を向上させる事が出来る。



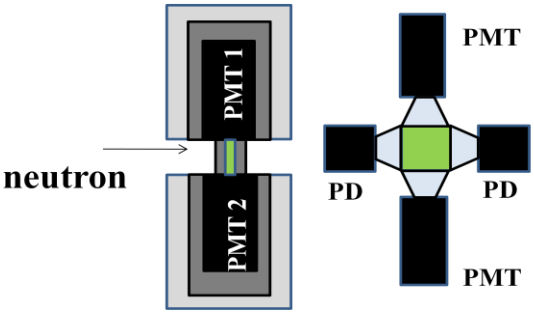


図 38 (左)　APLF80+3Pr シンチレーターn-TOF 検出器

図 39 (右)　放射線遮蔽 PMT、ワイドダイナミックレンジデザイン

図 38 型はX線や中性子が直接 PMT 内の MCP をたたき、ノイズを出す事も懸念される。これはカソード面で電界をかけているゲート機構では回避できない現象である。しかしこの種類のノイズは MCP ゲインを完全に飽和させ、直後に来る信号の増倍が出来ないような状況にならない限り、MCP の応答関数に従う信号を出すので、“アフターグロー”のような残留成分は起こらない。問題視すべきは MCP ゲインの低下が起こるほどのノイズを出すかどうかだけであるが、少なくとも中性子生成数 10^{10} 域のショットにおいては通常のゲート機構だけで問題無く計測が出来ている事が報告されている[40]。また Lerche らの研究によって、本研究と同等な条件に設置した X 線ストリークカメラやフレーミングカメラが中性子由来のノイズを受けるのは DT ショットに置いて中性子生成数 10^{13} 程度からであり、10^{13} 程度から計測に影響がでるという報告例がある[41]。これらを総合して考えると、DD 核融合ショットにおいて NIF の Tuning Campaign ショットにおいて、中性子生成数 10^{10} から 10^{12} 程度の領域では、図 38 型で問題無い事が考察された。

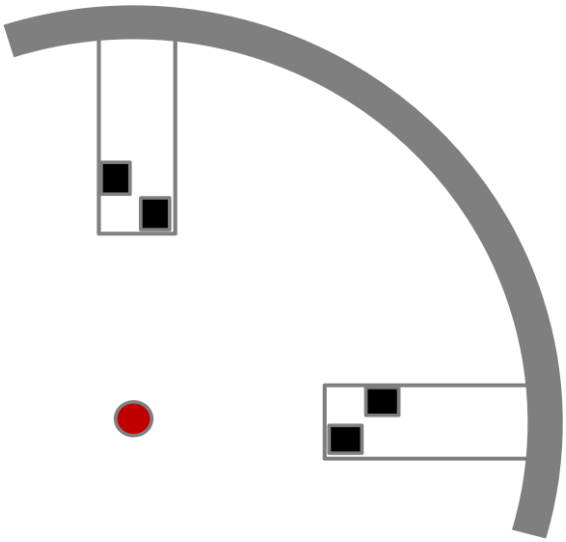


図 40　NIF 実験での計測器セットアップ概念図

図のようにコアに対して 2 方向から観測する事で、コアの形状の非対称性を観測する事が出来る。また各方向に 2 個の検出器を距離差付きで設置する事で中性子信号のコンシンテンシを確認する事が可能になる。実際の実験現場にはこの計算には含まれていない数多くの構造体が付いている。例えばターゲットポシショナーや、本検出器を設置するための Diagnostic Insert Manipulator (DIM)がある場合、そこからの中性子散乱による散乱成分が問題となりうる。このような散乱成分の信号をエネルギー分解するときに、距離差付きペアになった検出器の設置方法は有効である。これまでの計算条件と同じ幾何配置において、検出位置を 175 cm にしたときと 225 cm にした時の信号の違いである。一次中性子の信号は$\frac{50\ \mathrm{cm}}{2.15\ \mathrm{cm/ns}} = 23\ \mathrm{ns}$ だけシフトし、散乱中性子後方散乱エッジは$\frac{50\ \mathrm{cm}}{0.7\ \mathrm{cm/ns}} = 71\ \mathrm{ns}$　シフ

トし、壁からの散乱成分は 23 ns 差で逆転している。このように相互に対応押したデータが取れれば、明確に信号とノイズとの判別ができるようになる。この手法は Wave coincidence 法として知られる[42]。

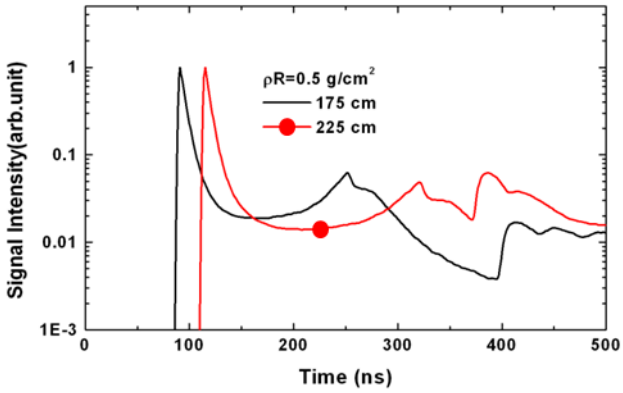
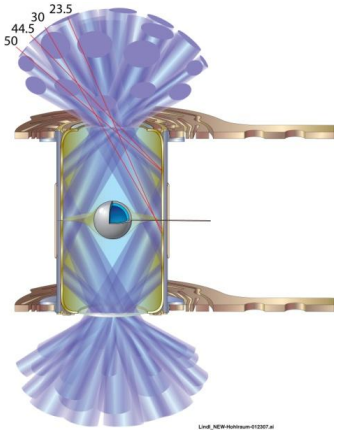


図 41　距離差を付けた時 2 台の検出器の予測信号

またターゲットを 2 方向から観測する事によって、コアの形状の非対称性も観測が可能である。我々が観測しようとする物は後方散乱成分であるから、散乱は計測器とターゲットを結ぶ線上で起こったものである。散乱中性子の数は ρR に比例するから観測する方向の R が観測できる。



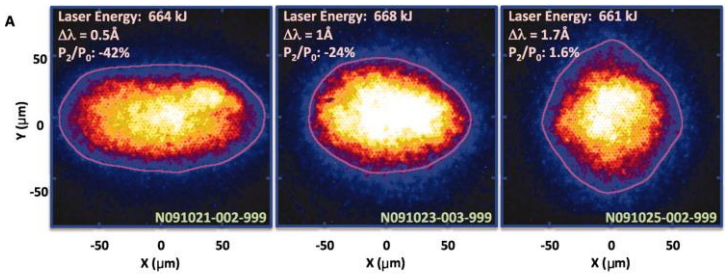


図 42　NIF のターゲット模式 と X 線画像診断によって観測された非対称爆縮の様子

この計測原理を計算によって見積もるために、これまでの計算の球形のコアの代わりに楕円形のコアを仮定して、2 方向から観測した様子を図 43 に示す。この効果は多重散乱の効果が比較的少ない低 ρR 域で効果的である。

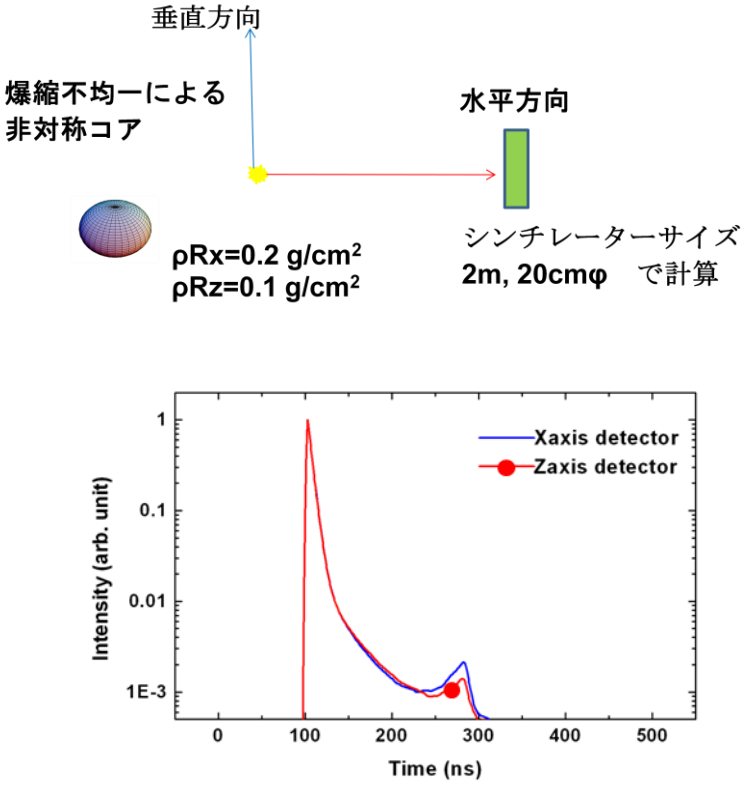


図 43 楕円形コアを２方向から観測した時の予測信号

Tuning Campaign 実験において、レーザー光の非均一照射に由来するコアの楕円形化が X 線画像計測によって観測されている。図 42 の現象は、多数のビームが交差するホーラム入口点では光同士の干渉が起こり、内部に届くべき光が弱められてしまい、結果として横方向からの爆縮が弱くなり横長の楕円形爆縮になってしまったと説明されている。この現象を打開するため、レーザーの波長をビームごとにオングストロームオーダーでずらす事で光の干渉現象を抑えたという報告がある[17]。このような現象が問題視されていることからも、中性子によるコアの形状観測は非常に有用である。

第三項　ノイズ評価－構造体による中性子散乱、X 線による影響

これまではノイズ評価として、ターゲットチャンバーによる中性子散乱のみを考慮に入れていた。実際には高強度の X 線による寄与や、一次中性子のターゲットチャンバー内の構造体からの散乱も注意深く考慮に入れる必要がある。ここではより詳細なノイズ評価としてターゲットチャンバー内にいくつかの構造体を設置し、これらに起因する中性子散乱のノイズの評価を行う。また爆縮時に発生する高強度 X 線についても、散乱の効果も考慮に入れシンチレーション信号の評価を行う。

ターゲットチャンバー内の取り付けられる計測装置は実験ごとに様々であるが、散乱中性子計測にとって問題となりうる特にターゲット近傍に近づく重量物と、シンチレーター近傍に近づく重量物を考慮に入れる。ここでは、ターゲット金ホーラム、ターゲットポジショナー、散乱中性子計測用の DIM ポート 2 台を考慮に入れた。ホーラムは実際はウランを含んだ層を持つ複雑な構造をしているが、ここでは中性子と高エネルギー(5MeV 程度)の X 線の散乱の効果を評価する事が目的なので、簡単のため純金製とした。ターゲットポジショナー及び、DIM はアルミ製と仮定し、肉厚 5mm の円筒管を仮定した。DIM 内に鉛製 X 線遮蔽材(Pbpig)を模擬した肉厚 2cm の 14cm 外直径 20cm 長さの鉛の遮蔽体を置き、その中心部に半径 3cm の球状検出面を定義した。ターゲット冷凍装置に関してターゲットから直径 2 センチ程度の純銅製のロッドがチャンバー壁付近まで伸びており、外部に設置された冷凍装置から熱が伝わる仕組みになっているが[43]、中性子散乱や X 線散乱に大きく寄与する構造体ではないと判断し省略した。計算に用いたジオメトリを図に示す。

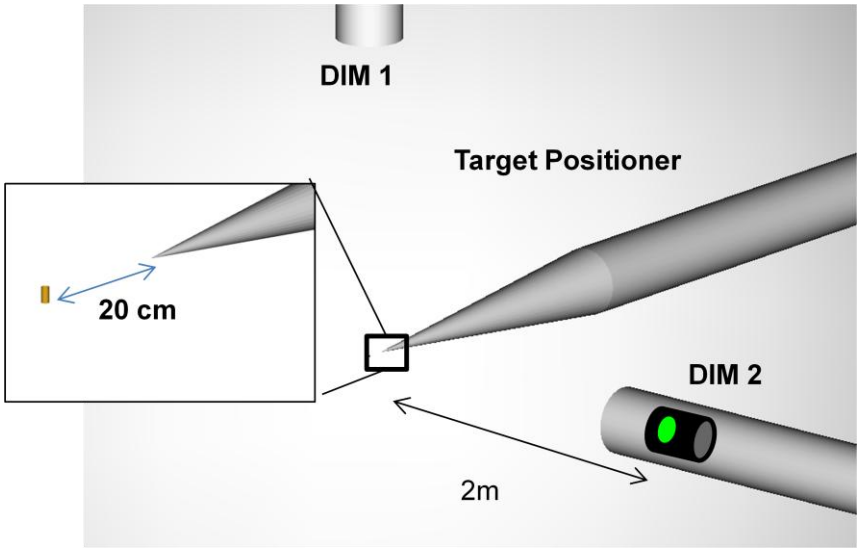


図 44 ノイズ評価シミュレーション計算に用いたジオメトリ構造図　1

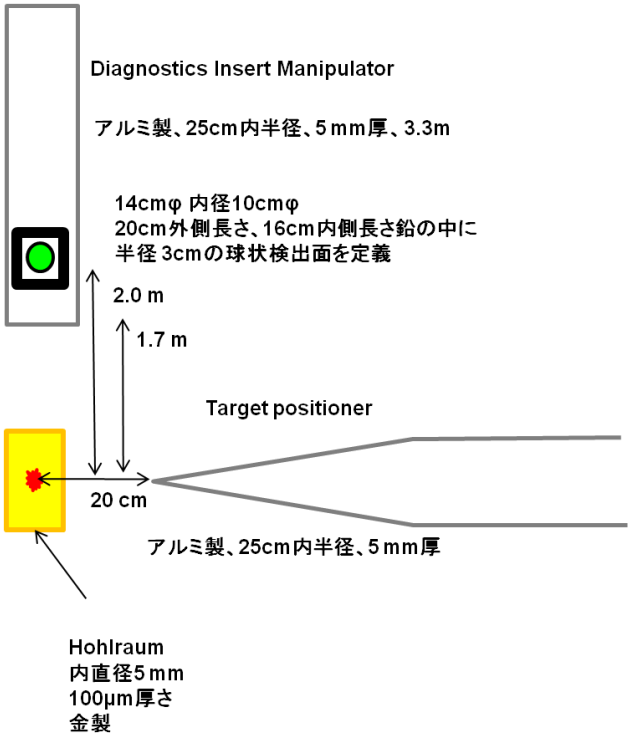


図 44 ノイズ評価シミュレーション計算に用いたジオメトリ構造図 2

燃料球は無しにして、チャンバーセンター中心から 2.45MeV の中性子を放って中性子を検出（中性子散乱の寄与を調べる）、または 5MeV の X 線を放って X 線を検出(X 線散乱の寄与を調べる)した。一次中性子が DIM やチャンバー壁内で n - γ 反応を引き起こすによって出てくる γ 線についてものも評価した。

γ-n 反応断面積は鉛に対しておよそ 7MeV 以上でしか起こらない閾現象であり、10MeV の時で 100mb 程度の反応である。高速点火実験と違い超短パルスレーザーを用いない NIF の実験ではこのような高エネルギーまで加速される電子比較的少なく、このような高エネルギーγ 線による影響は小さいとして、ここでは無視した。図 45 に γ 線、中性子、n-gamma による γ 線の TOF を示す。ただし γ 線のピークフラックスと中性子のフラックスは 1 に規格化した。

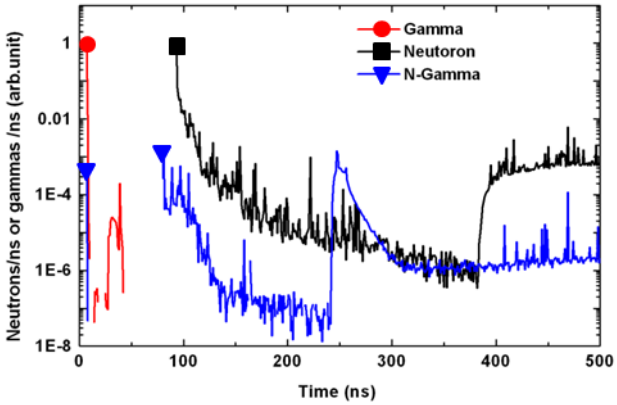


図 45　γ 線、中性子、n-gamma の TOF スペクトル

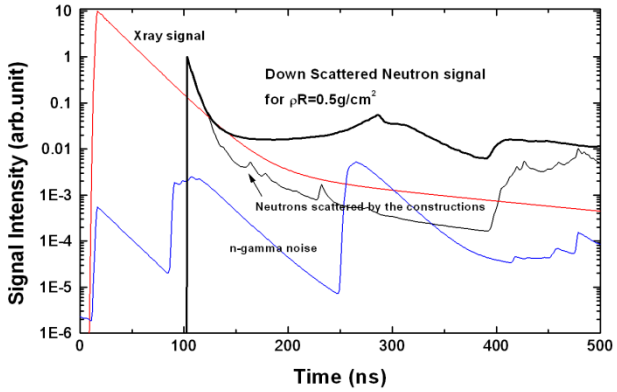


図 46　γ 線信号、一次中性子と構造体散乱成分による信号、n-gamma の信号、
およびこれらと比較した ρR=0.5g/cm² の散乱中性子信号

図 46 はX線および中性子散乱および n-gamma によるノイズの予測信号プロファイルと、これまでに評価してきた ρR=0.5 g/cm² の時の中性子 TOF プロファイルを示した。ここで gamma 及び n-gamma に対する APLF80+3Pr の発光応答に関して、シミュレーション上では 5MeV 単色の γ 線を用いて計算を行ったが、実際に実験で出てくるX線のエネルギースペクトルは観測例が無く、不明な点が多いため、安全のため図 30 で低エネルギーの X 線に対して得られた“遅い”減衰曲線をコンボリューションした。中性子散乱ノイズに対しては一律 2.45MeV の n-^{6}Li 反応断面積と 2.45MeV での発光量を仮定し、中性子励起に対する減衰曲線を用いて計算した。

なお、X 線信号の強度に関しても実験条件によって様々であるが、HTPD2010 において発表された NIF Tuning Campaign D2 ガス入りターゲットショットで、プラスチックシンチレーターの発光応答の信号から中性子信号の 10 倍程度が観測された例が報告された[40]。

これより信号強度にしてX線ピーク：一次中性子によるピーク=10:1 になるようにした。

図 46 において 300 ns 付近の散乱中性子ピーク信号の信号強度に対して、ノイズとして最も大きい成分である n-gamma による信号強度の比は 10 倍程度あり、S/N=10 で散乱中性子が観測できる事が示された。以上より、図 38 の構造の APLF80+3Pr シンチレーター TOF 検出器は NIF “Tuning Campaing”において散乱中性子を S/N=10 で観測が可能である事が示された。

第四項　第四節のまとめ

本節では NIF における点火実証実験のための散乱中性子カレントモード計測器の開発について述べた。新素材シンチレーターAPLF80+3Pr を用いる事で、NIF のチューニング段階における実験で散乱中性子を計測する事が可能になった。APLF80+3Pr と高電子増倍管を組み合わせたカレントモード型計測器の設計を行い、理論計算による信号予測を行った。NIF がすでに達成している中性子発生数 10^{10} 以上、$\rho R>0.5$ g/cm^2 域で、400 個以上の十分な検出数が得られる事を示した。実際の NIF のチャンバー内の構造体を模擬したモンテカルロ計算によって、X 線、一次中性子、n-γ、構造体からの中性子散乱成分を含んだバックグラウンドレベルから 10 倍以上の信号強度で散乱中性子の観測が出来る事を示した。

第五節　激光 XII 号実験のための散乱中性子計測器の設計

第一項　計測概念

散乱中性子計測は NIF のみならず激光 XII 号実験にも非常に魅力的な計測器になる。ただし、激光 XII 号実験の場合、トータルレーザーエネルギーが小さい分 NIF ほどの高 ρR は得られない。特に現在阪大レーザー研の主プロジェクトである高速点火方式では金コーンのついた非対称なターゲットを爆縮するため ρR が CD ターゲット(C と D の合計)で 0.15 g/cm^2 程度までしか上がらない。また中性子生成数も 2002 年の実験の時で最大 10^7 であり[44, 45]、2009 年度、初めて LFEX を用いた加熱実験の最高値でも 5×10^5 程度であった。今年度と再来年度にかけて加熱レーザーパワーを上げるとともにプレパルスの抑制を行い、中性子生成数は 10^{10} 程度まで上がる見込みである。このように NIF 用のデザインに比べて低 ρR かつ低中性子生成数に最適化した設計が必要である。また高速点火方式では超高強度レーザーを金コーンに照射する事で高速電子流を作り出すのだが、この高速電子由来の高エネルギーかつ高フラックスの X 線によるノイズの影響が非常に大きいため、注意深く考慮し設計する必要がある。

この章では現在進められている高速点火核融合原理実証実験内で散乱中性子を観測する事を目標に、散乱中性子計測器を設計する。FIREX-I は LFEX レーザーを用いて爆縮燃料を点火温度である 5 keV まで加熱する事が目標であるため、期待できる中性子数はすでに 2002 年に達成している 10^7(イオン温度 1keV)以上であると想定する。ρR は爆縮レーザーのエネルギーで決まるため同じであると想定でき、2002 年の実験では X 線バックライト計測の結果より CD 混合プラズマに対して 150 mg/cm^2 であった[44, 45]。我々が対象とする散乱中性子生成は D との衝突によるものだから、D のみの ρR に換算すると 21 mg /cm^2 になる。すなわち大幅な感度向上が求められる。

また NIF 用デザインで考察してきたのと同じく、チャンバー壁からの一次中性子の散乱が問題になる。激光 XII 号のターゲットチャンバーの内半径が 82 cm、8 cm 厚さのステンレス製でできている。 NIF デザインで計算したのと同様の考察からシンチレーターは 30 cm に設置すべきという条件が明らかになる。激光 XII 号のチャンバーを仮定し、1:1 混合の CD 燃料で ρR=0.1 または純 D 燃料で ρR= 21 mg/cm^2 を置き、ターゲットから 30 cm に計測面を設定した時の散乱中性子の TOF スペクトルを図 44 に示す。シンチレーターを 30cm に置いた場合、APLF80+3Pr の高速性をもってしても X 線や一次中性子による信号の減衰が間に合わず、カレントモードでの散乱中性子の信号は観測は非常に困難である。

そこで多チャンネルカウンティング動作という概念を導入する。計測器を細かいシンチレーターの多チャンネルに分解する事で、各計測器に入射する X 線や一次中性子の信号の強度は低くなる。一方、散乱中性子は核チャンネルに 1 個検出されるか全く検出されない

かという、0-1 の状態になる。結果的に散乱中性子を検出した S/N の向上が期待できる。

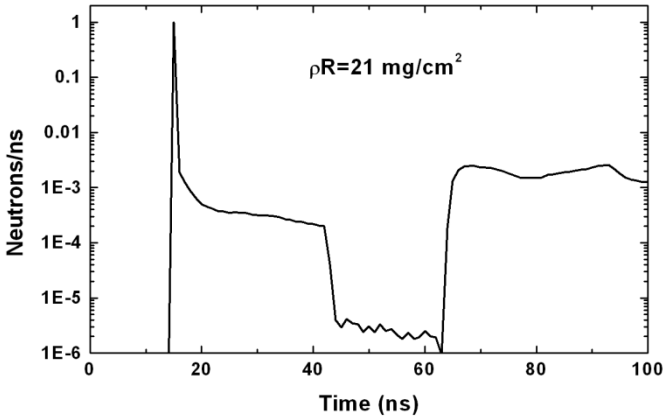


図 44　激光 XII 号チャンバーを想定した時の TOF スペクトル

この原理を用いてチャンネル数 N チャンネルの計測器を作ると X 線や一次中性子の信号強度は 1/N になるが、散乱中性子の信号はどこかのチャンネルにカウントされているという状態が作り出せる。この様子を図によって示す。

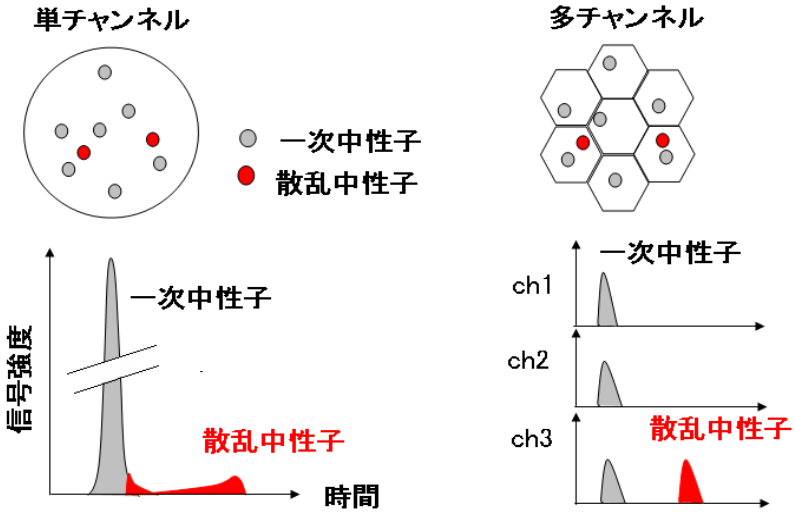


図 45 多チャンネルカウンティングモードの意義

第二項　多チャンネルシンチレーターアレーの最適化　－必要体積と必要チャンネル数の計算－

ρR=21 mg/cm^2 、中性子生成数 10^7 以上で観測ができるように設計する。まずは全体積で散乱中性子を 2-3 個程度検出する必要があるとすると、シンチレーターの体積を V_{scinti} とすると、中性子生成数×立体角×検出効率の式は以下のように書き換えられる

$$\text{Neutron Capture} = Yn \times \Omega \times \eta$$
$$= Yn \times \frac{1}{4\pi R^2} \times V_{scinti} \times n_{^6Li} \times \sigma \qquad (7)$$

ここで、Yn は中性子生成数、Ω はシンチレーターの立体角、η は検出効率、V_{scinti} はシンチレーターの体積で $n^6{}_{Li}$ は ^{6}Li の数密度で、シグマは反応断面積である。ターゲットから 30 cm にシンチレーターを設置する設計では一次中性子による信号と散乱中性子の時刻が近いため、一次中性子のシンチレーションディケイの後に 1 個の散乱中性子カウンティングが出来るのは一次中性子の 20 ns 程度後になる。図 44 は、TOF スペクトルに ^{6}Li の断面積をかけ合わせた中性子捕獲数/ns (任意単位)したグラフと、その上に APLF80+3Pr の一次中性子による減衰曲線を上書きしたものである。さらにおよそ 100ch の多チャンネル化によって一次中性子の信号強度が 1/100 に減少した曲線も比較として載せた。この図から、カレントモードでは設計が困難であり、100ch 以上の多チャンネル化によって 35 -50 ns に検出された散乱中性子はシングルイベントとして観測できるという事が分かる。35 – 50 ns に観測される散乱中性子の数を 1 個にするためにはシンチレーターの有効体積 18. 795 cm^3 以上にする必要がある事が計算された。

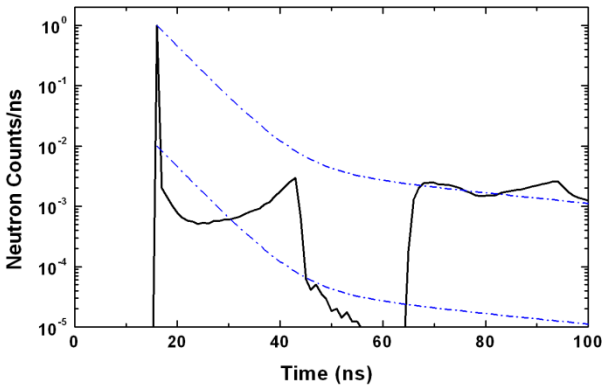


図 46 TOF スペクトルに ^{6}Li 反応断面積をかけ合わせた、中性子検出数/ns。比較のために一次中性子によるシンチレーション減衰、および 100ch 構成にする事により 1/100 になった一次中性子シンチレーション減衰を上書きしている。

厚み方向は散乱中性子検出時刻を 3 ns 以内に抑えるために 2 cm に設定し、一辺の長さを 4 cm×4 cm にする事でトータル 32 cm^3 に設定した。散乱中性子検出数期待値は中性子生成数 1×10^7、ρR=21 mg/cm^2 で 1.7 個(35 ns -50 ns の間)になる。これでも検出効率が不足する場合は同型の計測器を複数台導入する事で対応可能な範囲である。

ここまでにも述べてきたように少なくとも 100 ch 程度の多チャンネル化が必要となる。さらに中性子生成数が増大しても散乱中性子のカウンティングに影響が無いようにするために、単チャンネルの大きさを 2 mm×2mm×20mm、トータル 400 チャンネルに設定した。この形状に決定したのはすでに技術開発がなされている、ポジトロンエミッションマンモグラフィ用のシンチレーターアレーと同形同サイズであり、製作技術ノウハウを適用する事で開発要素を出来るだけ少なくするためである。この時の各チャンネルあたり一次中性子の検出数の分布は二項分布で記述できる。n 個の中性子が 400ch のシンチレーターのどこかに検出されるとしたとき、有るピクセルに a 個検出される確立 P は

$$P = {}_nC_a \cdot \left(\frac{1}{400}\right)^a \left(\frac{399}{400}\right)^{n-a} \qquad (8)$$

として、計算する事が出来る。

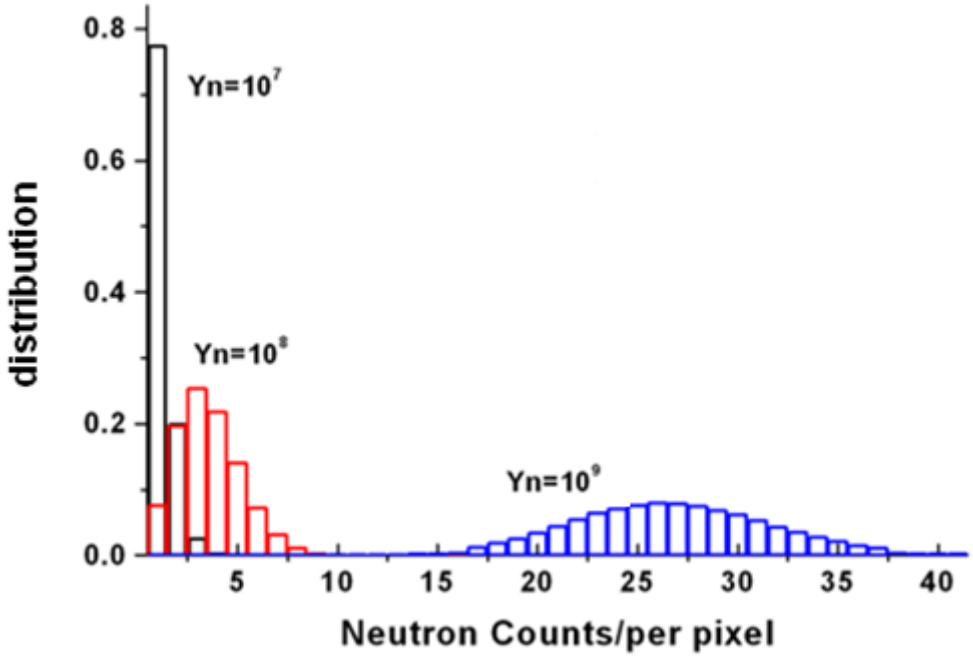


図 47 単位ピクセルを 2mm×2mm×20mm としたときの、
各ピクセルが検出する一次中性子の数

ここから中性子生成数 10^7 の時は、各ピクセル当たりおよそ 1 個から 2 個程度の一次中性子が検出される事が分かり、10^8 のときは 3 個を中心に高々9 個で、10^9 のときでも 26 個を中心に高々40 個だという事が分かる。このような状況の時散乱中性子が観測可能かを作図によって見積もった。図 48 は時刻 0 ns に一次中性子が 1 個または複数個検出され、時刻 20 ns 後に散乱中性子が 1 個検出された時に得られる予測信号を計算したものである。シンチレーション減衰曲線はすでに求めたものを用い、1 個検出当たりの波高値は散乱中性子(0.27 MeV)対一次中性子(2.45 MeV) はエネルギーと n-^{6}Li 発熱反応の 4.8 MeV との和の比から、1.43 倍とした。このグラフより中性子生成数は 10^9 の時、40 個の一次中性子の後 20 ns に散乱中性子が 1 個来た場合、信号は一次中性子のテイルの上に乗ってしまい青線に示すような散乱中性子の信号が観測される。次に述べる TDC を用いた多チャンネルシステムや、画像計測を用いた多チャンネルシステムには S/N 比が 2 程度は必要であるため、図 48 緑線で示す信号が限度である。よって本シンチレーターアレーは 10^8 以下程度で用いる事が出来ると結論付ける。また 10^8 以上の中性子が得られる場合は、シンチレーター設置距離を遠ざければよい。この際、チャンバーからの散乱による中性子ノイズを遮蔽するため中性子コリメーターの設計が必須である。

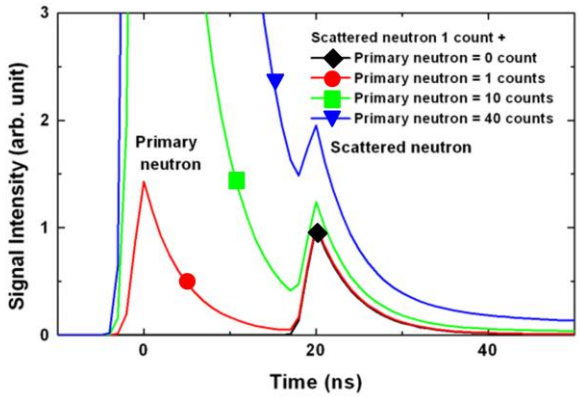


図 48 単ピクセル当たり一次中性子が 1 個、10 個、40 個検出され、
1 個の散乱中性子が検出された時の予測信号

さらに高速点火実験の場合高エネルギー・高強度 X 線による影響を考える必要がある。特に APLF80+3Pr は低エネルギーX 線に対する発光減衰曲線が遅い応答を示すため、X 線信号があっても散乱中性子カウンティングモードの原理が適用できるように、より細かいピクセルサイズのシンチレーターアレーの開発が求められる。1 チャンネルあたり、2 mm×2 mm×20 mmL で 400 チャンネルによる合計 4 cm×4 cm×2 cm のサイズのシンチレーターアレーを多チャンネル計測するときに、以下のような 2 つのデザインを検討した。

(1) 直結型

最もシンプルなやり方で、シンチレーターアレーをマルチアノード PMT やゲート付きイメージインテンシファイア、ストリークカメラ等時間分解画像計測器に接着し、発光パターンを観測する。メリットはフォトンロスが無いため、発光強度の弱い APLF80+3Pr シンチレーターでも中性子カウンティングが可能となる。その反面、シンチレーターの発光パターンはこれら光計測器の入射窓材の厚さ方向内で拡がる。ため、シンチレーターチャンネル分解が出来るだけ薄い窓材かファイバーオプティクスプレートで設計する必要がある。

(2) レンズ結像型

レンズを用いて発光パターンをイメージインテンシファイアのカソード面に結像する。窓材による画像劣化は起こらないため、分解能は格段に上がる。同時に光学系を用いるこの設計では、光収率が下がってしまい、信号強度の弱い APLF80+3Pr で中性子カウンティングを出来るような設計にするには開口数の大きな紫外結像光学系が必要となる。

第三項　シンチレーターアレーの開発とフォトンガイド効果評価

設計案(1)(2)ともに重要になって来るのがシンチレーターアレーからの光の発散角度分布である。出来るだけ直進方向にかつ高効率でフォトンをガイドできるようなシンチレーターアレーが望ましい。特に APLF80+3Pr は紫外域発光であるため、プラスチックシンチレーターの反射材として広く用いられている拡散反射白色ペイント(TiO_2 スラリー)は 350nm から紫外域で吸収が起こるため不適切である。我々は適切な反射材を選ぶとともに、シンチレーターアレーからの発光の分散角度分布を調べるために、計算器シミュレーションとテストサンプルによる実験を行った。

シンチレーターロッド内フォトン追跡モンテカルロシミュレーションコードの開発

ロッド型のシンチレーター内の任意の点から等方的に放射された光がどのような経路をたどって出口面たどりつき、そこでどのような角度分布を持つかを求めた。そのために以下のようなフォトン追跡モンテカルロシミュレーションコードを開発した。シミュレーションコードの内部詳細は著者の修士論文に記載されている。

フォトンは以下の順を追って追跡される。

（０）初期設定としてシンチレーターロッドのサイズを指定する。次に発光点座標を指定する。入り口面と側面をそれぞれ吸収面、反射面、拡散面のどれかを指定する。その後一点から発射するフォトンの数を指定する。

（１）シンチレーター内の任意の点から１フォトンがランダムな方向ベクトル（ｘ、ｙ、ｚ）を持って発射される。

（２）1ps 刻みでベクトルの方向に進み続ける。出口面にたどり着いたら追跡を終了し、（１）にもどってまたランダム方向に新たに２個目のフォトンを発射する。

（３）途中で上面か側面にさしかかったとき、吸収か反射か拡散反射か(0)で設定した指示に従って動く。拡散面はフォングの拡散反射モデルに従って反射される。フォングの乱反射モデルは入射角と対称のベクトル（正反射）を中心にそこから θ の角度方向に cosθ の強度分布になるように反射する。

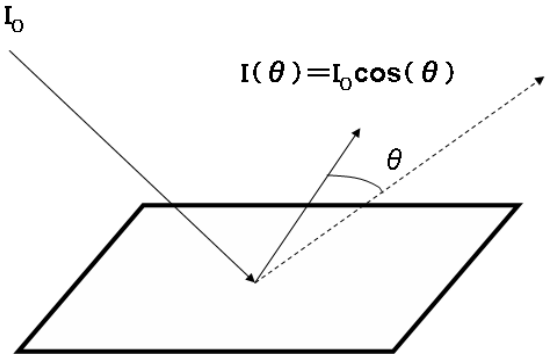


図 49　フォングの拡散モデル

（オプション１）
吸収計数を入力することができる。
（オプション２）
最大許容反射回数を設定することができる。許容回数を超えて反射した物は吸収される。反射率も指定することができる。
本シミュレーションコードは細田裕計氏によるものをベースに手を加えて開発した。
まず出口面から外に飛び出るときの、出口面に立てた垂線からの角度 θ（図 51 参照）の分布を求めた。これは３次元空間で考えた角度分布であるから、x,z 空間 2 次元で角度分散を考える場合は sinθ で割った形状になる。

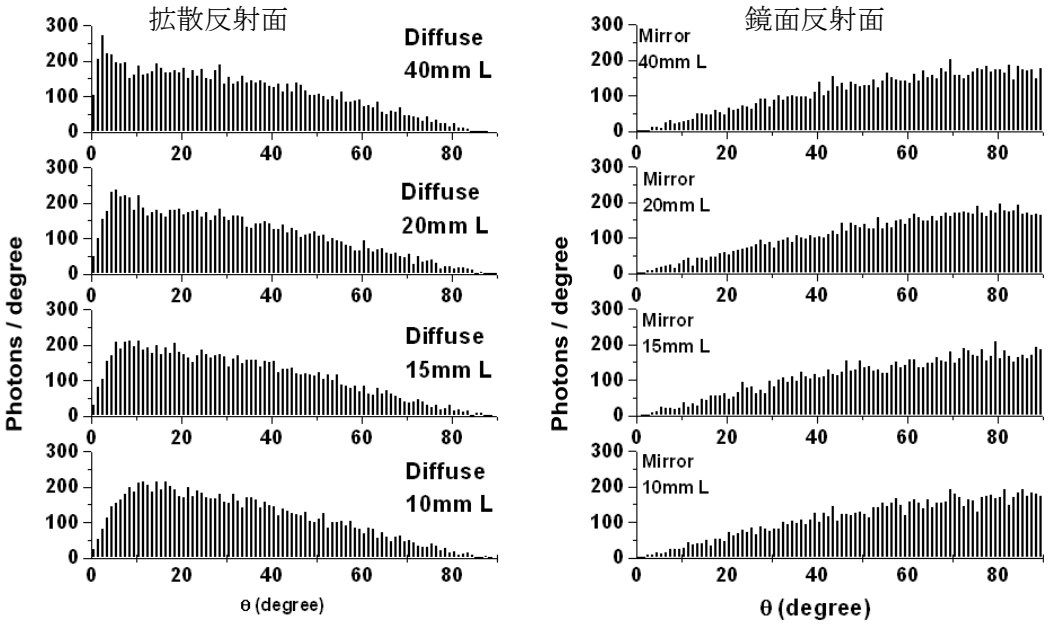


図 50 境界面処理を拡散反射面および鏡面反射面にしたときのフォトンの出射角度分布

図 50　に示すように、拡散反射面にした方が、さらには長さ方向が長い方が、フォトンは中心方向にガイドされて出ていく効果が得られることになる。一方、鏡面反射にするとこういった効果は得られず、シンチレーターアレーの反射材として用いるのは不利である。このメカニズムは以下のように説明できる。

図 51 はシミュレーションに用いた座標系、図 52 は本シミュレーションコードによって計算された中点から放射された 1000 個のフォトンの軌跡を描いたものである。図 52 に示すように、鏡面の場合は発射されたときの初期ベクトルの方向がそのまま出射角になる。等方放射であるために大角度成分は多くなる。図 52 でも大角度で放射された光は途中で 1000 回反射条件を超えてしまい吸収されている様子が観測される。一方、完全拡散面の場合、反射後の向きがランダムであるため、初期のベクトルに関係なく最後の散乱現象によって決まるベクトルが出射角を決定する。最後の反射点となる場所は様々である。出口の極近傍から飛び出る物は 0°から大角度まで確率が存在し、奥深い所から出てきた物は浅い角度しか出てくる確率が存在しない。トータルの角度分布はこれらの確立をすべて足し合わせたものになるため、結果として 0°から 90°に向かって減少する分布になる。ここでは反射率を 100%に仮定しているため、開口部の 1 辺の長さ対奥行方向の長さの比が大きければ大きいほどこの効果は顕著に表れると考えられる。しかし実際の場合では、反射率は 100%ではなく、シンチレーター内の吸収も起こるため、あまりに長い形状は不利になると考えられる。

次に出口面から外に出る、フォトンの位置情報・ベクトル情報を書き出し、PMT 等の入射窓の厚さで光が分散する様子を計算によって模擬した。ここからの計算は次に述べる実際の実験を模擬するように、一辺 2 mm×2 mm、長さ 10 mm、15 mm、20 mm、それぞれ拡散反射面および鏡面反射面条件でモンテカルロ計算を行った。シンチレーターロッドの上部 10%の中心からフォトンを 10000 回降らせた。計算上のジオメトリと計算過程におけるフォトンの軌跡を図 52 に示す。

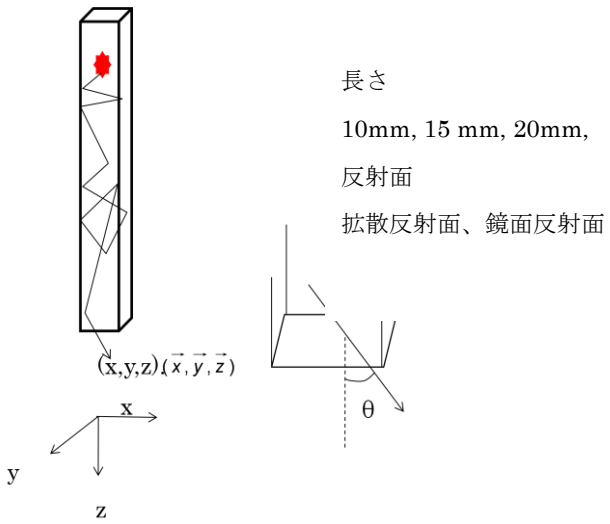


図 51　計算に用いた座標系

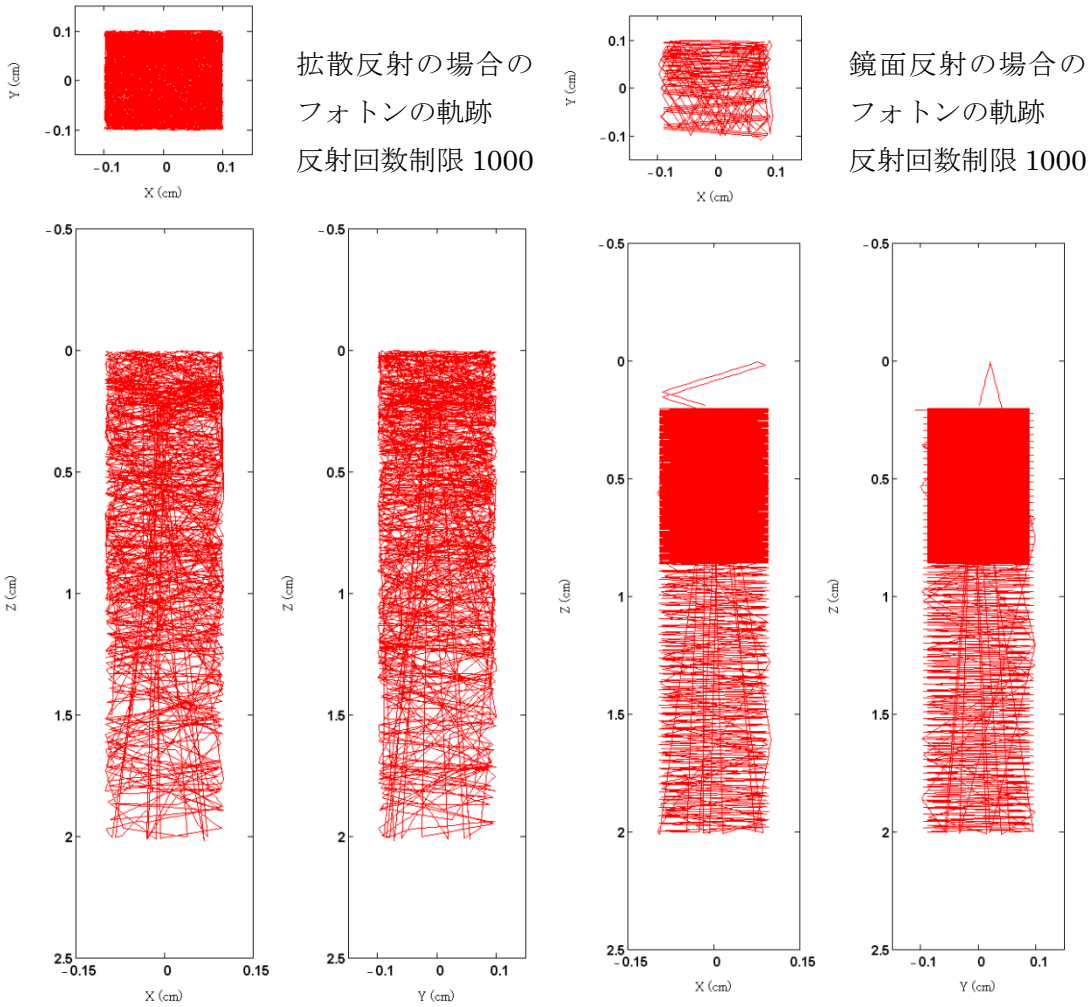


図 52　シミュレーション計算によるフォトン軌跡

実験ではシンチレーターロッドをオプティカルコンパウンドでマルチアノード光電子増倍管に接着して観測する。この場合、シンチレーターの屈折率(使用した紫外発光シンチレーターPr:LuAG は屈折率 2.14)と光電窓材(屈折率 1.5)の屈折率差によって、全反射と屈折を生じる。全反射と屈折に関する模擬は以下のような計算を行った。

シンチレーター(屈折率 n_1)出口での、フォトンの座標(x,y,z)と方向単位ベクトル$(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$がデータとして出力される。光電窓厚さ d mm で屈折率を n_2 とすると光電窓を通り抜けてカソードの位置での到着点を求める。まずあらかじめ、全反射角を超えた物($n_1\sin\theta>n_2\sin 90°$)はシンチレーター内に戻ってしまい、消えてしまうと仮定し、データから取り除く。屈折は方向単位ベクトル$(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$を新たに$\left(\frac{n1}{n2}\vec{x},\frac{n1}{n2}\vec{y},\vec{z}\right)$にすることで扱い、時間$\frac{d}{\vec{z}}$だけ進んだときの新たな位置(x',y',z')を求めた。

以上にように屈折の効果を考慮に入れ、PMT(H8500)の窓材厚 1.5 mm を計算に入れると図 53 のようなパターンが得られた。鏡面反射に比べて拡散反射面の方が中心部に強くシャープな輝点があり、全体として検出されるフォトンフラックスも高い事が分かる。カラーバーに強度最小値と最大値間隔を表示する。鏡面では発光パターンに長さに依存は無いが、拡散反射では長さが長いほどその効果も顕著みられる事が分かった。

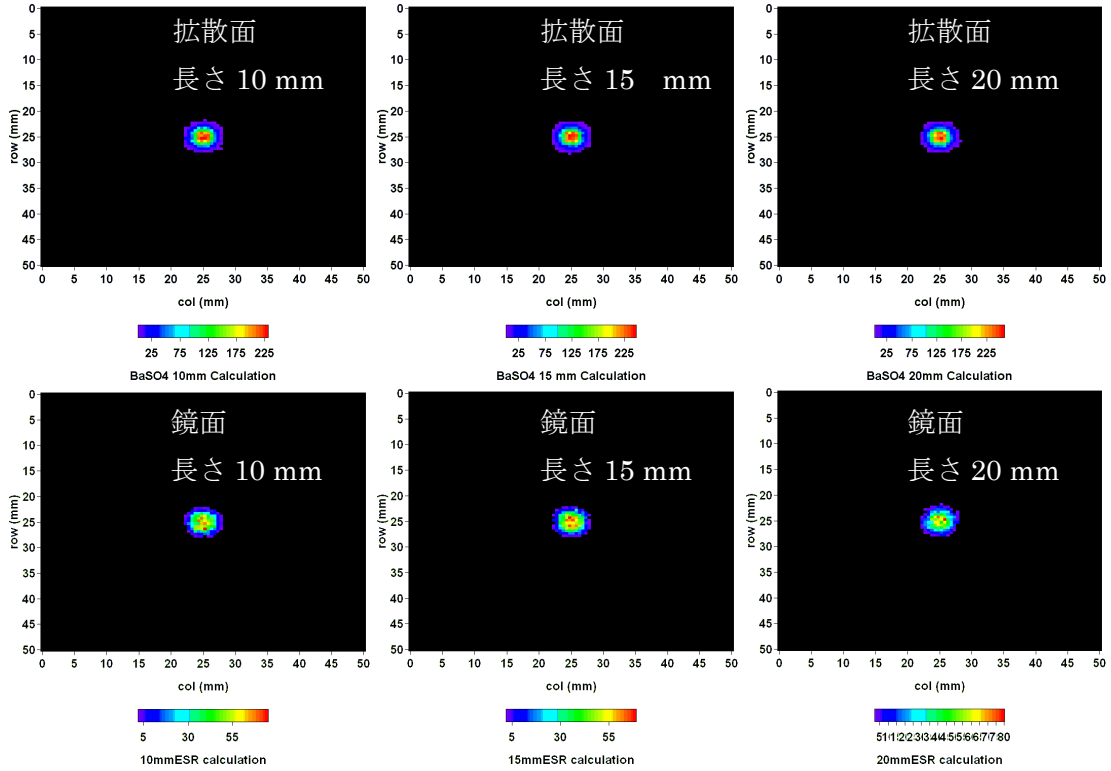


図 53 モンテカルロ計算および屈折効果・境界面全反射を考慮した計算結果

次に実験によって発光パターンの測定を行った。発光角度パターン分布測定は古河機械金属社内にて鎌田圭氏によって行われた。1 ピクセルのシンチレーターに拡散反射材として硫酸バリュウムを塗布、またはテフロンテープ巻きつけたもの、さらに鏡面反射材として 3M 製 ESR 多層膜反射材シートを巻きつけた物をマルチアノード PMT にオプティカルグリスを用いて接着した。^{137}Cs を励起源としてシンチレーターロッドの上部に設置し、シンチレーション発光をマルチアノード PMT にて画像分解して観測した。図 54 に実験セットアップを示す。マルチアノード高電子増倍管は浜松ホトニクス製 H8500 で 8×8 チャンネル、各チャンネル 5.8mm×5.8mm が 6mm 間隔である。さらにこの出力信号を各チャンネルごとに積算する画像システムと組み合わせる。この画像システムでは隣り合うチャンネルの信号強度からの補完計算によって 0.725 mm 間隔のサンプリングが可能である。このシステムは近年開発が盛んな乳がん診断である、ポジトロンエミッションマンモグラフィー(PEM)装置の検出器である。

残念ながら APLF80+3Pr では発光強度が弱く、このシステムの信号スレッショルド値に

及ばず、観測が困難で有ったため、発光波長がほぼ等価である PEM 用の Pr:LuAG シンチレーターを用いて行った。Pr:LuAG は APLF80+3Pr と同じく、Pr を発光核として用いた紫外発光のシンチレーターである。Pr を用いている事で高速発光減衰に成功したガンマ線シンチレーターであり、ガンマ線に対して 30000 photon/1MeV と発光強度にも優れている。屈折率は 2.14 であるが、出口面での屈折を考慮さえすれば、硫酸バリュウムを用いたシンチレーターアレーの発光パターンに与える影響はほぼ等価だと考えてよい。

得られた結果を図に示す。シミュレーション予測は非常に良い一致を示し、拡散反射で反射率の高い $BaSO_4$ を用いたもので、シンチレーターロッド長さの長いものが高い集光効率が得られているのが分かる。またテフロンも紫外に対する反射率の低下から、良い結果は得られていない。この実験から著者らのシミュレーションコードは正しい事が仮定できるとし、シミュレーションで求めた光の分散角度分布を元に光学系の設計を進めた。また反射材として硫酸バリュウムを用いることに決定した。

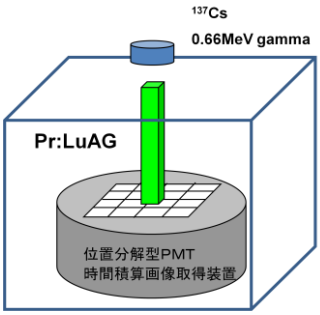


図 54　シンチレーターロッドからの発光発散角測定セットアップ

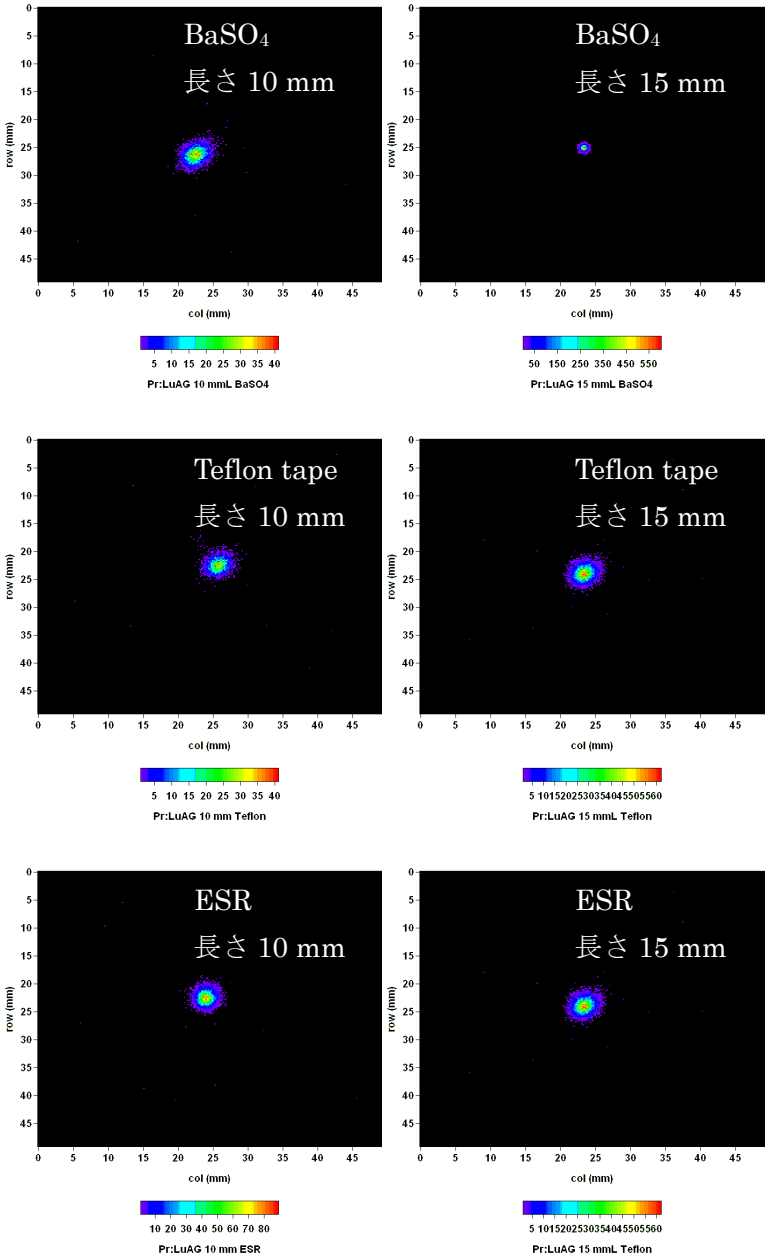


図 55　Pr:LuAG を用いた発光パターンの観測画像

古河機械金属と共同で APLF80+3Pr 製シンチレーターアレーの製作を行った。製作に関するノウハウは企業秘密であるためここでは概念だけを示す。シンチレーターは 2 mm×2 mm×20 mm にあらかじめ切り出し、全面研磨をおこなう。シンチレーターの表面に拡散反射材を塗布する事で高い反射光が得られるようにするために、研磨精度は波長の 1/10 程度(20 nm)で行った。加工は清原光学株式会社に依頼した。APLF80+3Pr シンチレーターロッドを、専用に作られたジグ上にピンセットで並べ、古河機械金属製 $BaSO_4$ 反射材スラリーを流し込み 50℃程度で 1 日放置して固める。こうして APLF80+3Pr シンチレーターアレーが完成した。このスラリーは固化しても水で溶けるため、水に浸け置きする事でシンチレーターロッドに再分解が可能である。

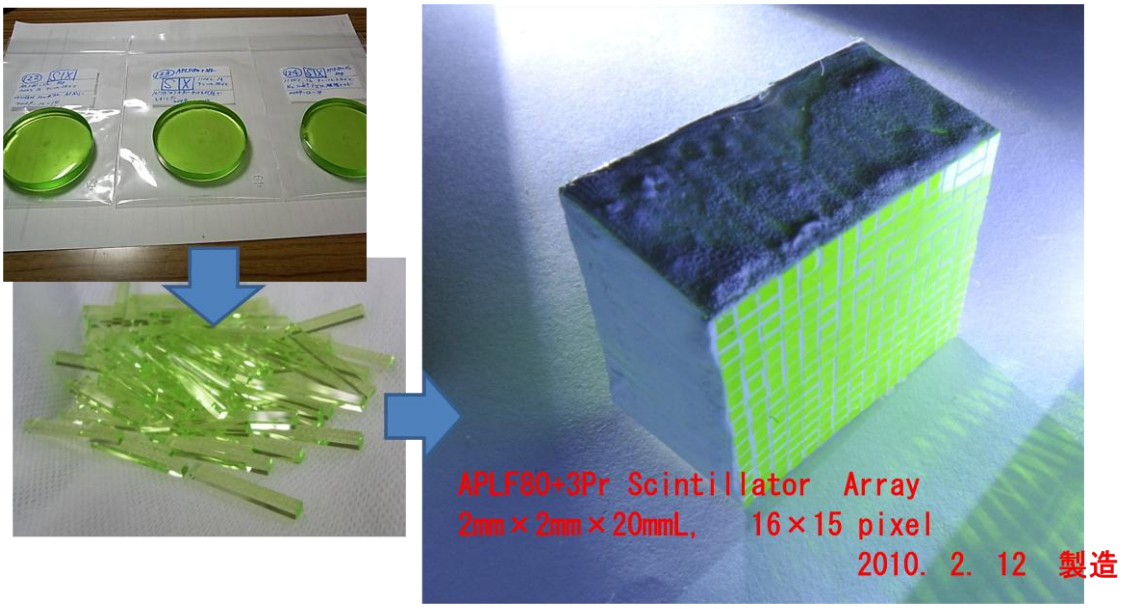


図 56 APLF80+3Pr シンチレーターアレー

第四項　装置設計と評価実験

(1)直結型　マルチアノード PMT デザイン

一般的なイメージインテンシファイアの窓材の厚さは 5 mm(浜松ホトニクス社 C9546 シリーズ)から 9 mm(Photek 社 MCP240)であるから、シンチレーターアレーのサイズよりも大きな画像劣化を生む原因になってしまう。この分解能を決定するこれを防ぐためには入射窓をファイバーオプティクスプレートにする事で回避している設計例[8]もあるが、本研究で用いる APLF80+3Pr シンチレーターは紫外発光のため、紫外対応のファイバープレートを付ける必要がある。各社マイクロチャンネルプレートメーカー問い合わせ調査を行ったが、既存の製品では存在せず、入手は非常に困難である。窓材が薄い画像計測器として浜松ホトニクス製マルチアノード高電子増倍管 H9500 シリーズ(窓材 1.5 mm 厚)がある。これを用いれば、短ピクセル 2mm のシンチレーターアレーの各チャンネルの信号を分離して観測する事は可能である。マルチアノード PMT でやる場合、256ch 分の AD コンバーターかそれにかわる Discriminator＋Time Digital converter が必要となる。高エネルギー加速器の分野で古くから使われている CAMAC 規格の装置をそろえる事で可能になる。このマルチアノード PMT にはゲート機能が無いため、高強度 X 線が PMT 内ダイノードを直接叩く事によってダイノードから直接フォトエレクトロンをたたき出し、PMT ゲインを飽和させてしまう事が考えられる。これを抑えるために、遮蔽デザインを講じないといけない。

この方式ではシンチレーターアレーを用いて高電子増倍管で単一中性子が観測可能であれば、後は多チャンネル計測用 AD コンバーターがあれば原理的には可能となる。そこでシンチレーターアレーにした時と 24mmφ×10mmt 硫酸バリュームコーティングとの発光強度の比較を行った。実験は図 26 と同じセットアップで Am-Be 中性子源を用いた。

信号強度に大きな減少は見られず、熱中性子による信号が明確に観測された。発光量分布測定の結果を図 57 にしめすように、ピークは 78%に下がった程度であり、非常に優れたフォトンガイディング効果が確認された。ここで使用した PMT はゲインは 2×10^6 程度であり、マルチアノード PMT と同等であるから、シンチレーターアレーにしても、中性子カウンティングは問題無くできる事が確かめられた。よって、基本的に、マルチアノード PMT を用いた設計に技術的問題は無く、あとは全チャンネル計測するだけの AD コンバーターユニットを多数用意すればよい。

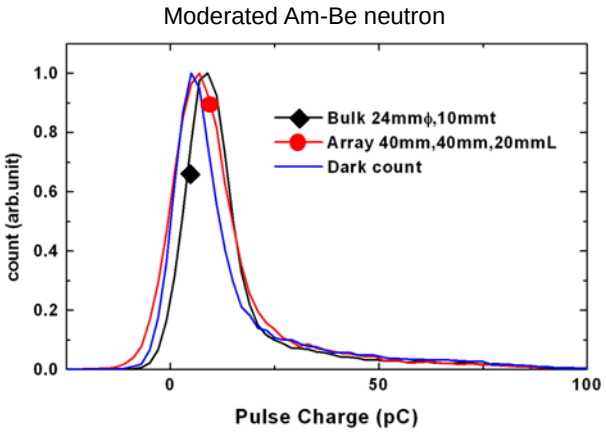


図 57 バルク型シンチレーターとシンチレーターアレーでの発光量比較

浜松ホトニクス製マルチアノード高電子増倍管(H9500-03)は 2.9mm 角 3mm ピッチで微小なダイノードが並んだ構造である。この構造に合わせてアレーのピクセル間隔を 1mmにして 1 ピクセル - 1 ダイノードに対応させて、256 チャンネル独立計測にするのが最もシンプルである。従来の装置でこれを実現するためには Camac 規格の TDC で全チャンネル観測するのが望ましい。信号予測のところで述べたように、一次中性子の数が増えて、一次中性子の信号のテールに散乱中性子が 1 個乗って来るような信号を想定した場合、ディスクリミネーターで信号到達時刻のみを切り出す手法では対応できない。そこで各信号線はディバイダで分割して事なったスレッショルドレベルのディスクリミネーターに通す事が望ましい。現在想定している構想図を示す。また高速点火では高エネルギーの X 線によって PMT ダイノードで電子が生成してしまい、PMT ゲインが飽和するという現象が観測れている。これを防ぐため、PMT は 10cm 厚程度の鉛で囲い、シンチレーターのみがターゲット視線方向状に有るような構造にする。

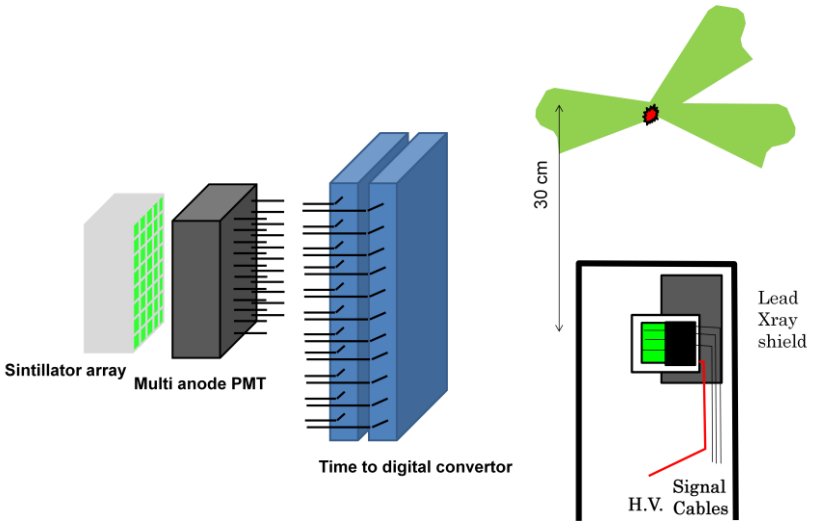


図 58 激光 XII 号用散乱中性子計測構想図

(2) レンズ結合型　イメージインテンシファイアデザイン

1. 基本設計

この設計案は、各シンチレーターピクセルからの発光はレンズを通して、イメージインテンシファイアの特定の場所に結像され、CCD カメラに映し出される。一次中性子の信号の後にゲートをかけ、CCD カメラ上に映し出されたシンチレーション発光のシンチレーターピクセル数をカウントする事で多チャンネル時間分解計測を可能になる。この方式はイメージインテンシファイアの分解能の許す限りの微細なシンチレーターアレーまで映し出す事が出来るので、シンプルかつコンパクトにして、超多チャンネル計測をも可能にする優れた手法である。イメージインテンシファイア内の MCP にもゲートをかける事によって高強度 X 線が直接 MCP 内で光電子を発生させることに起因するノイズを防ぐこともできる。このように高速点火独特の問題に対しても優れた性能が期待できる設計である。概念図を以下に示す。

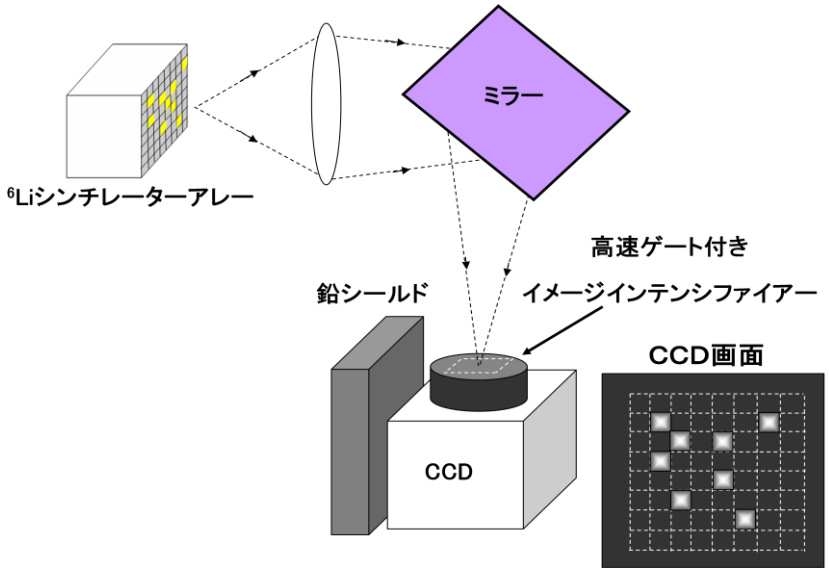


図 59 激光 XII 号用多チャンネルカウンティングモード計測器の概念図

イメージインテンシファイアは X 線や中性子の直進方向から軸をずらして遮蔽を設ける。シンチレーターアレーは前章にて述べた物がそのまま適用できる。このデザインを設計するときに問題となるのはフォトン伝送効率である。多チャンネルカウンティング動作をさせるためには、1 イベントから来る散乱中性子発光が CCD 画面上で信号としてはっきりと映し出される必要がある。

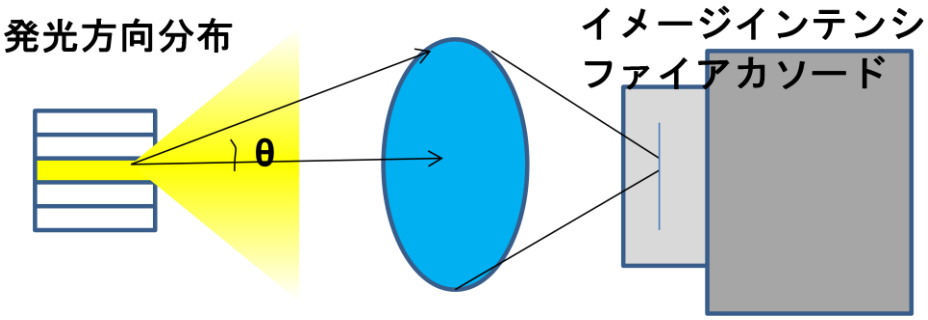


図 60 シンチレーション光伝達効率の高いレンズの必要性

NIF で開発が進む散乱中性子画像計測装置と共通した設計であるこの手法は、計測装置が非常にコンパクトになるというメリットがある。今後より出力が高いシンチレーター材料を開発する事を念頭に置き、信号をえるために必要な最低フォトン数を明らかにするため以下のような光学系設計とプロトタイプによる要素試験を行った。

2. 光学系の設計と評価

シンチレーターアレーを空気中に開放し、レンズで光を受けるとするとい可能のような 3 つのロスが考えられる。

(1)シンチレーターアレー内の反射率によるロス

上で述べた実験結果より 22%。この実験はオプティカルコンパウンドを用いているため屈折率マッチングによって以下の(2)(3)のロスは起こっていないと考えられる。

(2)シンチレーターと空気の界面での端面反射ロス

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 \quad (9)$$

屈折率 1.8 のシンチレーターと屈折率 1.0 の空気界面でのフレネルロスは 8%程度になる。

(3)全反射によるロス

シンチレーターアレーのフォトン分布計算により、屈折率 1.8 の APLF80+3Pr はシンチレーター出口端面で空気(屈折率=1)との境界面で、37.5%の光が全反射を起こす事が計算された。シンチレーター内に戻してしまう事が見積もられた。もともと 120 フォトン程度だったものが、すでに 54 フォトン程度になってしまっている。

シンチレーターアレーからの発光を出来るだけロスの無いようにイメージインテンシファイアに導くために、開口数(NA)の大きな紫外光学系が必要である。シンチレーターアレーの発光分布のデータから出射直後のパターンと 1cm 進んだところでのパターンを求めると、図 61 のようになった。半角 50.2°で 99%以上のすべてのフォトンを拾う事ができると見積もられた。

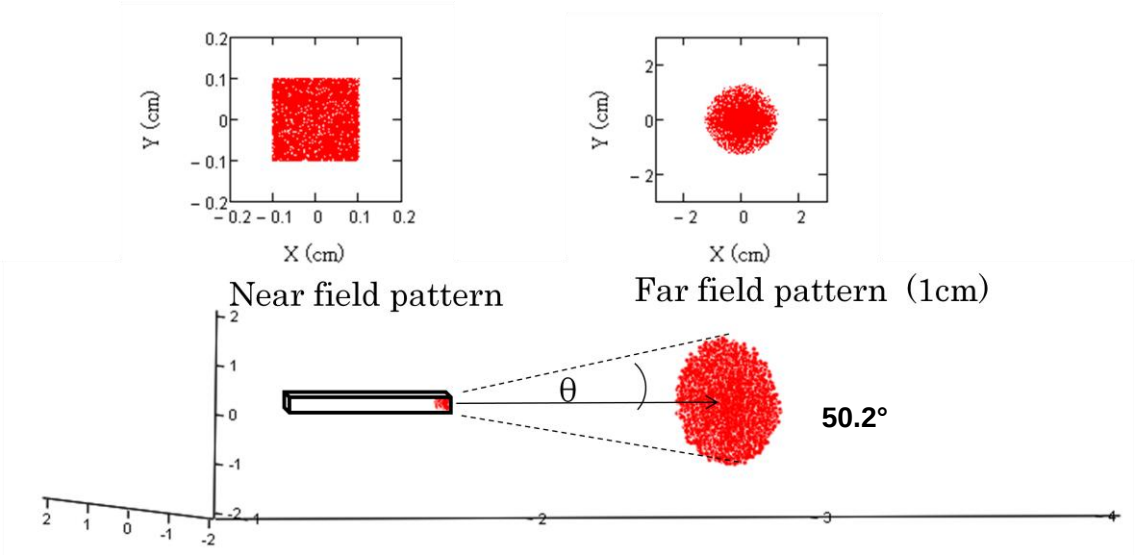


図 61 シンチレーター発光分布の近視野像と 1cm での遠視野像

出来るだけフォトンを集める事が第一目的であり、分解能は 2mm のシンチレーターアレーが分解できればよい。エドモンド製石英非球面レンズで、f=25mm 有効直径 25mmφ、全面紫外無反射コーティングした物を 2 枚使用する事で合成焦点距離を半分近くまで縮めて、実効 F=0.57 とした。この実験で用いたシンチレーターアレーサンプルは 1cm×1cm で、1.2 倍程度に拡大して結像させて実効 NA=0.75 まで上げる事に成功した。非球面レンズを用いたことから、単色に関する収差は比較的少ないが、単一レンズであるので、色収差による分解の劣化は避けられない。特に石英の屈折率変化の大きい 270nm 域でのブロードな発光には分解能劣化は有る程度妥協せざるを得ない。

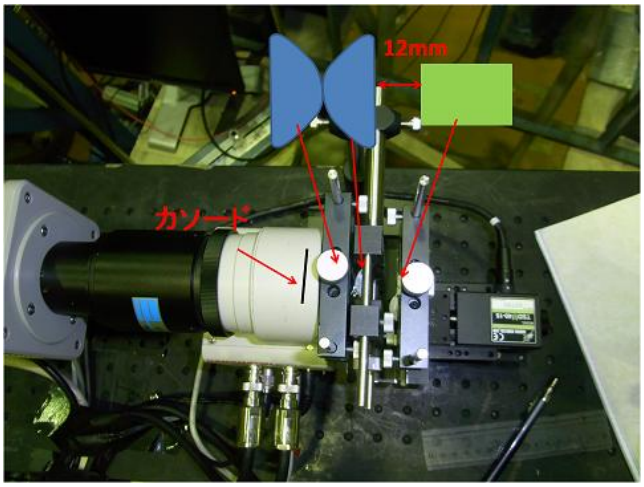


図 62 大 NA 紫外レンズと、イメージインテンシファイアを用いた計測器プロトタイプ

このレンズを用いれば、計算上 93%の光を集められる事になる。シンチレーターアレー出口で 54photon だったものが、93%集光され、無反射コーティングされたレンズの端面 4 面分で$(99.5\%)^4$ と、最後にイメージインテンシファイア入射窓の石英端面でフレネルロス 4%が起こることから、47 フォトンがイメージインテンシファイアカソードにたどりつく。

バイアルカリカソードの量子効率@270nm は 20%であり、9.4 フォトエレクトロン/1 中性子キャプチャが期待される。最後に MCP の(断面積比 70%程度)穴に入って増倍されるフォトエレクトロンの数は 6.6 個になる。使用したイメージインテンシファイアは 2 段 MCP のイメージインテンシファイアであり、映像像強度 4×10^6 $(lm/m^2)/lx$ であるから、1 フォトエレクトロンは十分に増強されて、CCD 画面上に点が映し出される。

よって以上の見積もりから、1 個の中性子ではおよそ数個のフォトエレクトロンしか得られず、信号としては非常に貧弱なものである事が分かる。

3. 中性子源による要素試験

中性子カウンティング実験をする前に、シンチレーターアレーとイメージインテンシファイアを用いて多チャンネル計測が出来る事を実験的に示した。図 62 で示すシステムに Am-Be 中性子源(2.5Ci、中性子フラックスにして 6×10^6 neutrons/s)をシンチレーターアレーの近傍に近づけると、中性子によるシンチレーション発光像が観測された。

実験で得られた中性子シンチレーションパターンについて各ピクセル当たりの中性子検出数を見積もった。計算には、Am-Be 線源の中性子スペクトル、APLFF80+3Pr のリチウム密度とシンチレーターの体積、および ^{6}Li 断面積を考慮した。この画像で得られた信号はおよそ 10-20 個程度検出時の中性子による発光パターンである事が計算された。

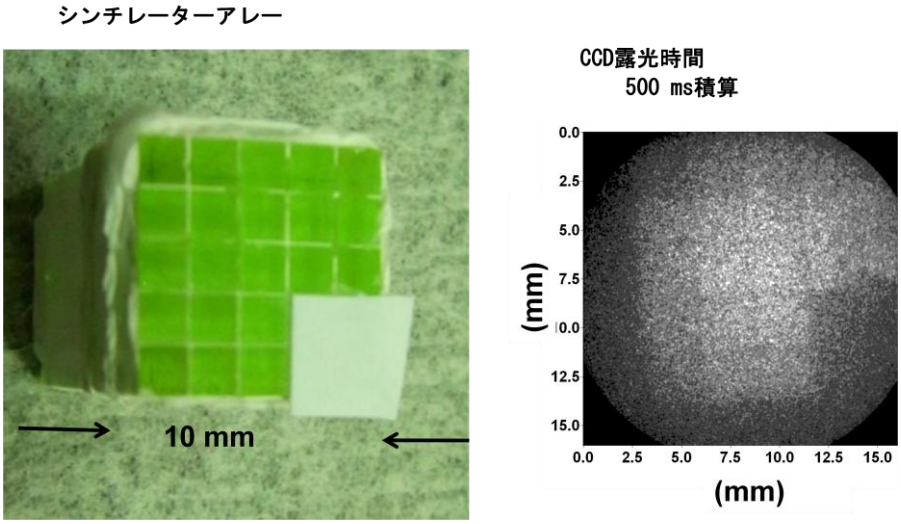


図 63 シンチレーターアレーの発光イメージ

2.で求めた計算結果から 10-20 個の中性子検出数があれば、CCD に観測されるフォトエレクトロンがおよそ 100 個/1 シンチレーターピクセル観測され十分な信号を得る。図 63 の画像ではイメージインテンシファイアのゲートはかけておらず、CCD カメラで 500ms の露光時間撮影を起こったため、イメージインテンシファイア MCP ダークカウントからのノイズで全体的に雪が降ったようなノイズに埋もれているが、10 ns -100 ns のゲートかけるとダークカウントノイズはほとんど見られなくなる（図 65 参照）、100 個のフォトエレクトロン信号は、中性子検出として判別するのには十分であると言える。

次に中性子カウンティングモードで動作させるために、パルス中性子源として阪大工学研究科の OKTAVIAN（大阪大学強力 14MeV 中性子工学実験装置）を用いた。オクタビアン装置はコッククロフト・ワルトン型イオン加速器と、デュオプラズマトロン重水素イオン源からなる装置であり、電気的に切り出したパルス重水素イオンビームをトリチウム吸蔵チタン入りセラミクスターゲットに当てて、14MeV の単色中性子をパルス的に高繰り返しで運転できる装置である。このときは 10 ns パルス幅、14MeV 中性子、80neutrons/pulse、8kHz または 20MHz で運転し、時間ゲートをかけたこのシステムで中性子カウンティングを行った。シンチレーターアレーとして APLF80+3Pr と Pr:LuAG で比較を行った。実験セットアップと得られた画像を示す。まずアライメント用に、中性子ビームを高周波で出して、イメージインテンシファイアもゲートを OFF にして DC 状態で画像を確認した。APLF80+3Pr では信号が弱かったためオクタビアン加速器を DC 状態で運転させると図 65 左上のような発光パターンが観測された。14MeV に対する ^{6}Li の断面積は 0.025 barn と低いため検出効率が低く、また中性子源にイメージインテンシファイアや CCD が近いために中性子によるノイズが非常に多く、そのため画像コントラストが悪く観測されている。次にオクタビアン装置を 8kHz 程度で運転し、イメージインテンシファイアに 10ns から 100ns のゲートパルスを入れて、ゲート運転による中性子カウンティング動作で実験を行った。この時のゲート駆動のための配線セットアップを図に示す。トリガーは重水素ビームラインのピックアップリングから取り、ディレイ調節の可能なパルスジェネレーター—DG535 で適宜遅延を設け、各計測器をコントロールした。イメージインテンシファイアには 10ns-100ns の高速ゲートパルスを入れるために別途 Sony- Tektronix 製 パルスジェネレーター—を用いてゲートパルスを送り、MCP に印加されたゲート信号モニター信号をオシロスコープでモニターした。中性子生成点に設置したプラスチックシンチレーターPMT で中性子発生タイミングをモニターしつつ、ゲートパルスとの遅延を調整した。

APLF80+3Pr では 1 個程度のフォトエレクトロン信号が見える程度で、ノイズか信号かは全く判断できない。残念ながらこの方式でカウンティング動作をさせるためには APLF80+3Pr ではフォトン数が足りず不可能である事が確認された。必要フォトン数を明らかにするために、同様の実験を Pr:LuAG シンチレーターアレーでも行った。Pr:LuAG は Li を含有していないため、重水素ビームがターゲットにあたって時に生成する、X 線に対してシンチレーションを発している。ゲートを切った状態で、2MHz でビームを出すと

図 65 左下のように綺麗な発光パターンが観測された。目視でも各チャンネルがピカピカとピクセルごとにカウンティング動作をしている事が観測された。ビーム周期を 8kHz に落とし、ゲートパルスを入れると、図 65 右下のように、1 シンチレーターピクセル当たり 20 個程度のフォトエレクトロン信号が観測された。

ここで用いた APLF80+3Pr および Pr:LuAG シンチレーターが出していたフォトン数を測定するために、シンチレーターアレーサンプルを PMT に接着し、同条件で中性子パルスを出し、フォトン数を比較したところ、図 66 のような波高値分布が得られた。Pr:LuAG の発光量分布のピークでおよそ 5000 フォトン/event である。したがって、レンズ結像型イメージインテンシファイアを用いた多チャンネルカウンティング計測器にはおよそ 5000 フォトン/event 程度の発光量が得られるシンチレーターが必要となる事が明らかになった。計算予測の通り APLF80+3Pr ではフォトン数が不足し、レンズ光学系を用いてイメージインテンシファイアに結像し、散乱中性子のカウンティング計測を行うのは困難である事が示された。

今後はまず(1) 直結型マルチアノード PMT デザインで、プロトタイプの製作を行う計画である。また引き続き、より高出力で高速減衰のシンチレーター素材の開発を続け、5000 photon/neutron 程度の出力が達成された場合、(2) レンズ結合型　イメージインテンシファイアデザインでの開発を行う。

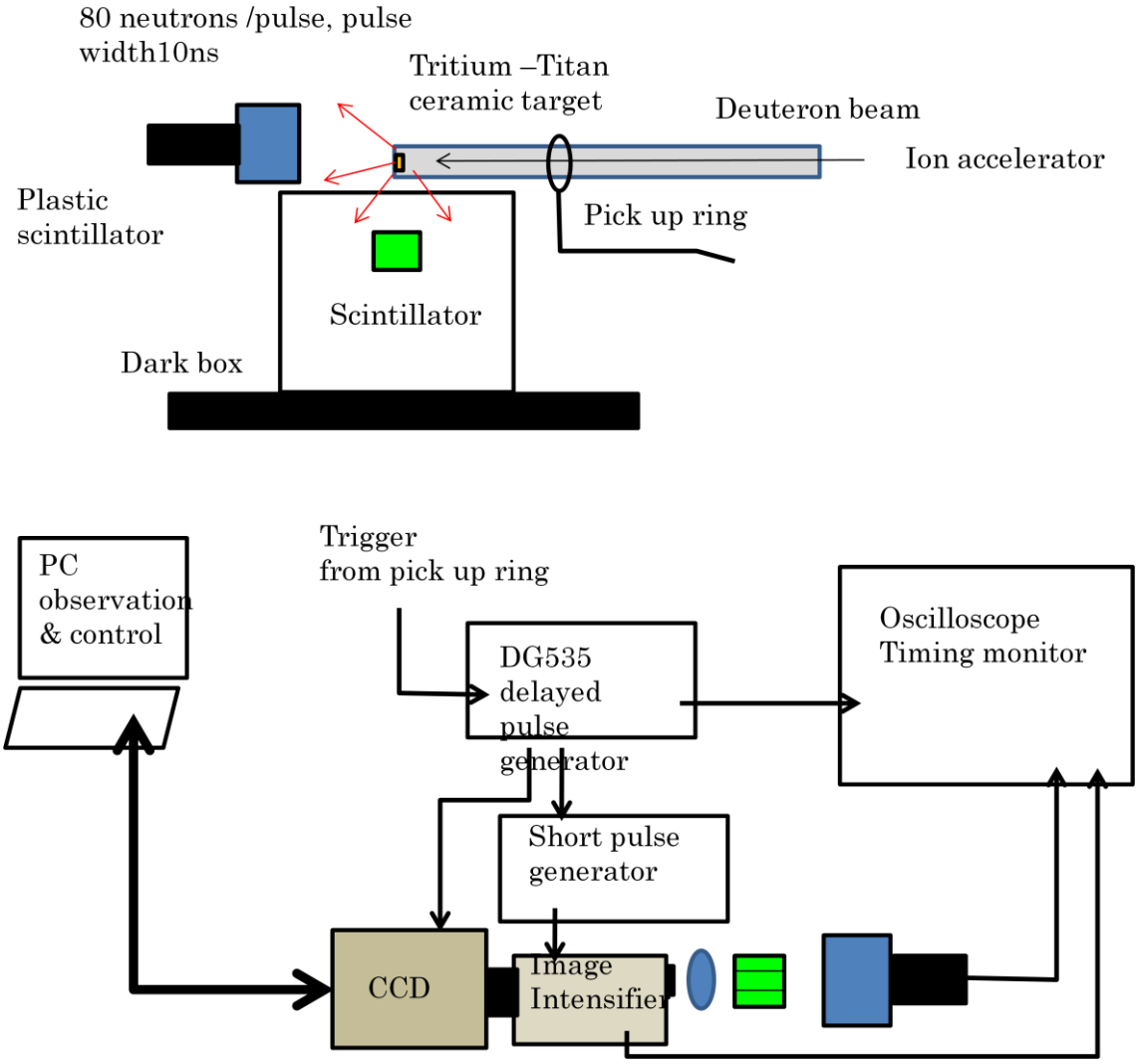
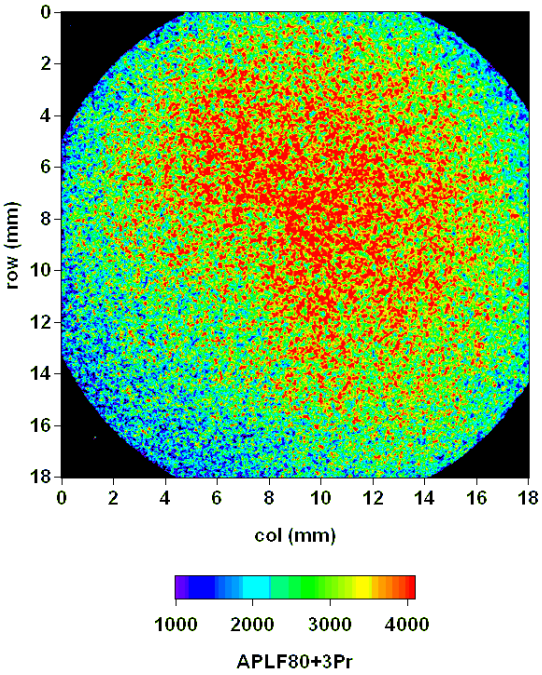
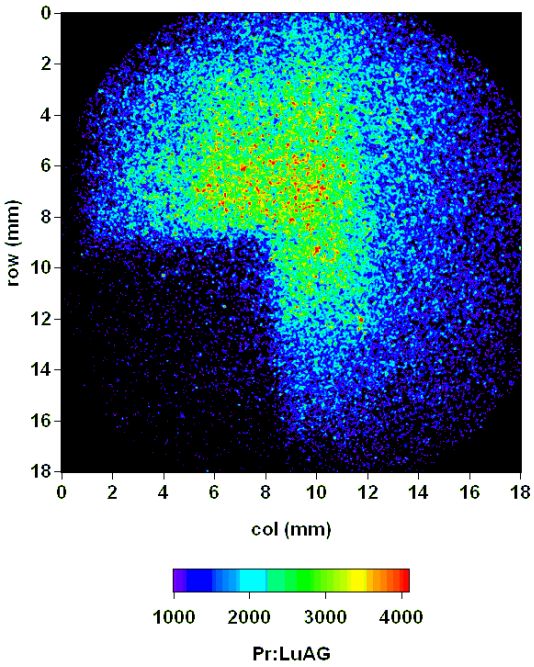


図 64 実験セットアップ図（上）と、ゲートパルス、トリガーモニタ配線図（下）

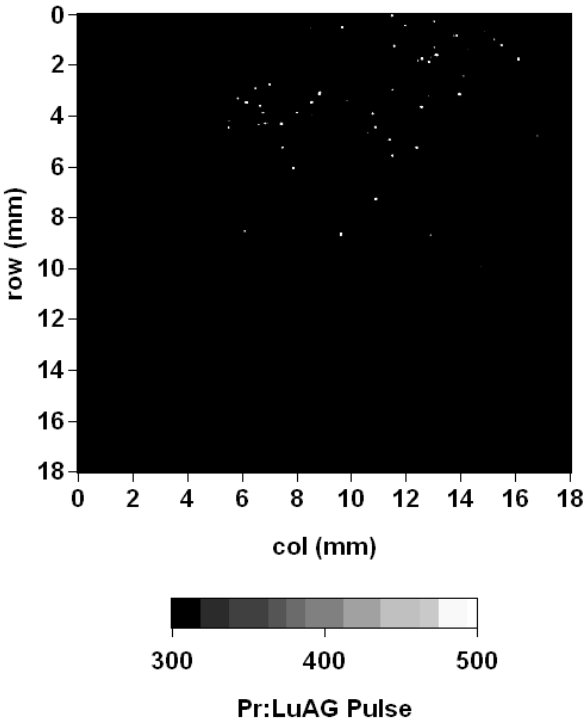


APLF80+3Pr Neutron D.C. オペレーション

APLF80+3Pr withGate　100ns
(スクリーンキャプチャデータ)



Pr:LuAG withiout Gate
中性子パルス 2MHz オペレーション



Pr:LuAG with Gate (100 ns width)
中性子パルス　8kHz

図 65　OKTAVIAN を用いた中性子シンチレーション画像、
（左）ゲートオフ、（右）ゲートオン

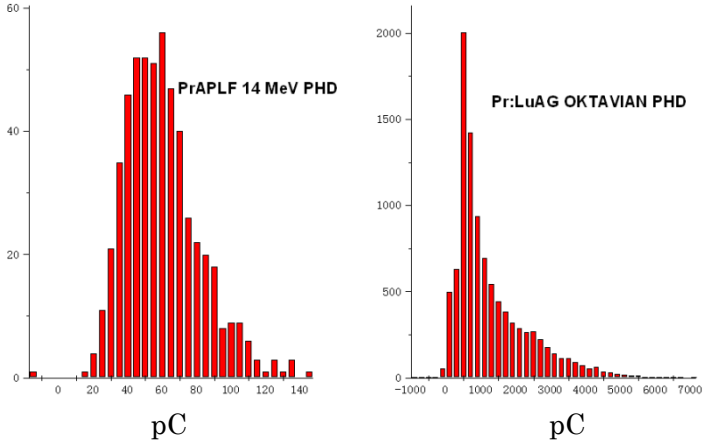


図 66　14MeV 中性子ビームに対する APLF80+3Pr の発光分布測定と
同条件での Pr：LuAG の発光量分布

第五項　第五節のまとめ

本節では激光 XII 実験用に適用するために、多チャンネルカウンティングモードの散乱中性子計測器の開発を行った。多ピクセル構造のシンチレーターアレーを用いる事で、ρR =21 mg /cm^2 、中性子生成数 10^7 以上で散乱中性子を観測できるようになる。1 ピクセル 2 mm×2 mm×20 mmL を 400 チャンネル構成のシンチレーターアレーの開発を行った。多チャンネルカウンティングシステムとして(1)マルチアノード PMT を用いるデザイン、(2)イメージインテンシファイアを用いるデザインを検討し、フォトン数が 110 フォトン/中性子である APLF80+3Pr を用いる場合は(1)が適切である事を示した。より発光量の多いシンチレーターを用いる場合は(2)を用いて、よりチャンネル数の多い設計が可能である。

第六節　まとめ

この章では、レーザー核融合において最も重要な物理パラメーターである燃料面密度 ρR について、従来の計測手法では観測が困難であった領域(ρR>0.5g/cm^2)が観測できる散乱中性子計測手法を実現させるための一連の研究開発の成果について述べた。

(1)散乱中性子を計測するために、^{6}Li シンチレーターを用いる事で散乱中性子に特異的に感度を高め、新素材シンチレーターを開発して応答速度を速める事を考案した。

(2)発光減衰を速めるために従来広く用いられてきた発光核を Ce から Pr に、それに伴い Li_2O-SiO_2 ガラスから LiF ガラスへ変更する事で、時間応答を飛躍的に向上させることに成功した。

(3)新素材シンチレーターAPLF80+3Pr を用いる事で、NIF のチューニング段階における実験で散乱中性子を計測する事が可能になった。APLF80+3Pr と高電子増倍管を組み合わせたカレントモード型計測器の設計を行い、理論計算による信号予測を行った。NIF がすでに達成している中性子発生数 10^{10} 以上、ρR>0.5 g/cm^2 域で、400 個以上の十分な検出数とバックグラウンドレベルから 10 倍以上の信号強度で散乱中性子の観測が出来る事を示した。また具体的な装置設計案を行った。

(4)大阪大学激光 XII 号の実験で散乱中性子を観測できるよう、より高感度・高速応答のデザインを行った。多ピクセル構造のシンチレーターアレーを用いる事で、ρR =21 mg /cm^2 、中性子生成数 10^7 以上で散乱中性子を観測できるようになる。1 ピクセル 2 mm×2 mm×20 mmL を 400 チャンネル構成のシンチレーターアレーの開発を行った。多チャンネルカウンティングシステムとして(1)マルチアノード PMT を用いるデザイン、(2)イメージインテンシファイアを用いるデザインを検討し、フォトン数が 110 フォトン/中性子である APLF80+3Pr を用いる場合は(1)が適切である事を示した。より発光量の多いシンチレーターを用いる場合は(2)を用いて、よりチャンネル数の多い設計が可能である。

第三章の参考文献

[1] H. Azechi, T. Jitsuno, t. Kanabe, M. Katayama, K. Mima, N. Miyanaga, M. Nakai, S. Nakai, H. Nakaishi, M. Nakatsuka, A. Nishiguchi, P. A. Norrays, Y. Setsuhara, M. Takagi, M. Yamanaka, "High-density compression experiment at ILE, Osaka", Laser and Particle beams, Vol.9, No.2, 193-207, (1991)

[2] T. C. Sangster, V.N. Goncharov, P. B. Radha, V. A. Smalyuk, R. Betti, R. S. Craxton, J. A. Delettrez, D. H. Edgell, V.Yu. Glebov, D.R. Harding, D. Jacobs-Perkins, J. P. Knauer, F. J. Marshall, R. L. McCrory, P.W. McKenty, D. D. Meyerhofer, S. P. Regan, W. Seka, R.W. Short, S. Skupsky, J. M. Soures, C. Stoeckl, B. Yaakobi, D. Shvarts, J. A. Frenje, C. K. Li, R. D. Petrasso, and F. H. Se´guin "High-Areal-Density Fuel Assembly in Direct-Drive Cryogenic Implosions" Phisical Review Letteres, Vol.100, 185006, (2008)

[3] V. N. Goncharov, T. C. Sangster, T. R. Boehly, S.X. Hu, I.V. Igumenshchev, F. J. Marshall, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, P. B. Radha, W. Seka, S. Skupsky, and C. Stoeckl, D. T Casey, J. A. Frenje, and R. D. Petrasso, "Demonstration of the Highest Deuterium-Tritium Areal Density Using Multiple-Picket Cryogenic Designs on OMEGA", Physical Review Letters, Vol. 104, 165001, (2010)

[4] Edward I. Moses "The path toward inertial fusion energy", Nucl. Fusion 49, 104022, (2009)

[5] M. J. Moran, J. Koch, C. A. Barrera, E. C. Morse, "Neutron Scintillators for Downscattered Neutron Imaging " Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCRL-JC152377, Prepared for the 3rd International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, Monterey, CA, Sep 7–12, 2003.

[6] D. C. Wilson, G. P. Grim, I. L. Tregillis, M. D. Wilke, M. V. Patel, S. M. Sepke, G. L. Morgan, R. Hatarik, E. N. Loomis, C. H. Wilde, J. A. Oertel, V. E. Fatherley, D. D. Clark, D. N. Fittinghoff, D. E. Bower, M. J. Schmitt, M. M. Marinak, D. H. Munro, F. E. Merrill, M. J. Moran, T.-S. F. Wang, C. R. Danly, R. A. Hilko, S. H. Batha, M. Frank, R. Buckles "Modeling gated neutron images of Tritium-Hydrogen-Deuterium (THD) capsules", Review of Scientific Instruments (to be published)

[7] Michael Moran, Steven Haan, Stephen Hatchett, and Jeffrey Koch, Carlos Barrera and Edward Morse, " Downscattered neutron imaging", Review of Scientific Instruments, Vol. 75, No. 10, (2004),

[8] Mark D. Wilke, Steven H. Batha, Paul A. Bradley, Robert D. Day, David D. Clark, Valerie E. Fatherley, Joshua P. Finch, Robert A. Gallegos, Felix P. Garcia, Gary P. Grim, Steven A. Jaramillo, Andrew J. Montoya, Michael J. Moran, George L. Morgan, John A. Oertel, Thomas A. Ortiz, Jeremy R. Payton, Peter Pazuchanics, Derek W. Schmidt, Adelaida

C. Valdez, Carl H. Wilde, Doug C. Wilson, “The National Ignition Facility Neutron Imaging System”, Review of Scientific Instruments, 79, 10E529 (2008)
[9] D.C. Wilsona, W.C. Meadb, L. Disdierc, M. Houryc, J.-L. Bourgadec, T.J. Murphya, “Scattered and (n;2n) neutrons as a measure of areal density in ICF capsules”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 488, 400–409 (2002)
[10] V. Yu. Glebov, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, C. Stoeckl, and S. Roberts, C. A. Barrera, J. R. Celeste, C. J. Cerjan, L. S. Dauffy, D. C. Eder, R. L. Griffith, S. W. Haan, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, N. Izumi, J. R. Kimbrough, J. A. Koch, O. L. Landen, R. A. Lerche, B. J. MacGowan, M. J. Moran, E. W. Ng, T. W. Phillips, P. M. Song, R. Tommasini, and B. K. Young, S. E. Caldwell, G. P. Grim, S. C. Evans, J. M. Mack, T. J. Sedillo, M. D. Wilke, D. C. Wilson, and C. S. Young, D. Casey, J. A. Frenje, C. K. Li, R. D. Petrasso, and F. H. Séguin, J. L. Bourgade, L. Disdier, M. Houry, I. Lantuejoul, and O. Landoas, G. A. Chandler, G. W. Cooper, R. J. Leeper, R. E. Olson, C. L. Ruiz, and M. A. Sweeney, S. P. Padalino, C. Horsfield, B. A. Davis, “Development of nuclear diagnostics for the National Ignition Facility”, Review of Scientific Instruments, 77, 10E715 (2006)
[11] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and R. L. Morse, “Self - consistent growth rate of the Rayleigh–Taylor instability in an ablatively accelerating plasma”, Phys. Fluids 28, 3676 (1985)
[12] R. Betti, V. N. Goncharov, R. L. McCrory, and C. P. Verdon, ”Growth rates of the ablative Rayleigh–Taylor instability in inertial confinement fusion”, Physics of Plasmas Vol. 5, No. 5, (1998)
[13] S. Fujioka,1, A. Sunahara, K. Nishihara, N. Ohnishi, T. Johzaki, H. Shiraga, K. Shigemori, M. Nakai, T. Ikegawa, M. Murakami, K. Nagai, T. Norimatsu, H. Azechi, T. Yamanaka, ” Suppression of the Rayleigh-Taylor Instability due to Self-Radiation in a Multiablation Target”, Physical Review Letters, Vol. 92, No. 19, (2004)
[14] K. Otani, K. Shigemori, T. Kadono, Y. Hironaka, M. Nakai, H. Shiraga, H. Azechi, K. Mima, N. Ozaki, T. Kimura, K. Miyanishi, R. Kodama, T. Sakaiya, A. Sunahara, ” Measurement of preheating due to radiation and nonlocal electron heat transport in laser-irradiated targets”, Physics of Plasmas 17, 032702 (2010)
[15] R. E. Olson, R. J. Leeper, A. Nobile, J. A. Oertel, “Preheat Effects on Shock Propagation in Indirect-Drive Inertial Confinement Fusion Ablator Materials”, Physical review Letteres, Vol. 91, No. 23, (2003)
[16] V. N. Goncharov, T. C. Sangster, T. R. Boehly, S.X. Hu, I.V. Igumenshchev, F. J. Marshall, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer,† P. B. Radha, W. Seka, S. Skupsky, and C. Stoeckl, D. T Casey, J. A. Frenje, and R. D. Petrasso, “Demonstration of the Highest Deuterium-Tritium Areal Density

Using Multiple-Picket Cryogenic Designs on OMEGA", Physical Review Letters, Vol. 104, 165001 (2010)
[17] P. Michel, S. H. Glenzer, L. Divol, D. K. Bradley, D. Callahan, S. Dixit, S. Glenn, D. Hinkel, R. K. Kirkwood, J. L. Kline, W. L. Kruer, G. A. Kyrala, S. Le Pape, N. B. Meezan, R. Town, K. Widmann, E. A. Williams, B. J. MacGowan, J. Lindl, and L. J. Suter," Symmetry tuning via controlled crossed-beam energy transfer on the National Ignition Facility", PHYSICS OF PLASMAS 17, 056305 (2010)
[18] F. H. Se´ guin, J. A. Frenje, C. K. Li, D. G. Hicks, S. Kurebayashi, J. R. Rygg, B.-E. Schwartz, and R. D. Petrasso, S. Roberts, J. M. Soures, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, J. P. Knauer, C. Sorce, V. Yu. Glebov, and C. Stoeckl, T. W. Phillips, R. J. Leeper, K. Fletcher and S. Padalino, "Spectrometry of charged particles from inertial-confinement-fusion plasmas", Review of Scientific Instruments, Vol 74, No 2, (2003)
[19] 泉　信彦　博士論文、(1997)
[20] V. Yu. Glebov, D. D. Meyerhofer, C. Stoeckl, and J. D. Zuegel, "Secondary-neutron-yield measurements by current-mode detectors", REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS Vol. 72, NO. 1, (2001)
[21] 中石博之　大阪大学　博士論文　１９９０年
[22] R. Tommasini, A. MacPhee, D. Hey, T. Ma, C. Chen, N. Izumi, W. Unites, A. MacKinnon, S. P. Hatchett, B. A. Remington, H. S. Park, P. Springer, J. A. Koch, O. L. Landen, John Seely, Glenn Holland, Larry Hudson, Development of backlighting sources for a Compton radiography diagnostic of inertial confinement fusion targets ", REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 79, 10E901 (2008)
[23] F. H. Se´ guin, C. K. Li, J. A. Frenje, D. G. Hicks,a) K. M. Green, S. Kurebayashi, R. D. Petrasso, J. M. Soures, D. D. Meyerhofer,c) V. Yu. Glebov, P. B. Radha, C. Stoeckl, S. Roberts, C. Sorce, T. C. Sangster and M. D. Cable, K. Fletcher and S. Padalino, "Using secondary-proton spectra to study the compression and symmetry of deuterium-filled capsules at OMEGA", PHYSICS OF PLASMAS Vol. 9, No. 6, (2002)
[24] T. R. Boehly, D. Munro, P. M. Celliers, R. E. Olson, D. G. Hicks, V. N. Goncharov, G. W. Collins, H. F. Robey, S. X. Hu, J. A. Morozas, T. C. Sangster, O. L. Landen, and D. D. Meyerhofer, " Demonstration of the shock-timing technique for ignition targets on the National Ignition Facility", PHYSICS OF PLASMAS, Vol.16, 056302 (2009)
[25] N. Izumi, R. A. Lerche, T. W. Phillips, G. J. Schmid, M. J. Moran, and J. A. Koch, Azechi, T. C. Sangster, "Development of a gated scintillation fiber neutron detector for areal density measurements of inertial confinement fusion capsules", REVIEW OF SCIENTIFIC

INSTRUMENTS Vol. 74, No. 3 (2003)
[26] J. A. Frenje, D. T. Casey, C. K. Li, J. R. Rygg, F. H. Séguin, R. D. Petrasso, V. Yu Glebov, D. D. Meyerhofer, T. C. Sangster, S. Hatchett, S. Haan, C. Cerjan, O. Landen, M. Moran, P. Song, D. C. Wilson, and R. J. Leeper, "First measurements of the absolute neutron spectrum using the magnetic recoil spectrometer at OMEGA", REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 79, 10E502 (2008)
[27] Endfplot web library of the neutron cross section data, http://atom.kaeri.re.kr/endfplot.shtml
[28] National Ignition Facility Website, https://lasers.llnl.gov/
[29] D. T. Casey, J. A. frenje, F. H. Seguin, C. K. Li, M. Manuel, N. Sineninan, R. D. Petrasso, V. Yu. Glebov, D. D. Meyerhofer, P. B. Randha, S. Roberts, T. C. Sangster, C. J. Cerjan, S. P. Hatchett, S. W. Haan, D. P. McNabb, M Moran, O. L. Landen, R. Rygg, K. Fletcher, R. J. Leeper, "The Magnetic Recoil Spectrometer (MRS) for diagnosing high-areal density cryogenic DT implosions and for basic science experiments at OMEGA and the NIF", presented at 18thTopical Conference on HTPD,2010, proceedings will be published in Review of Scientific Instruments
[30] C. Stoeckl,a) V. Yu. Glebov, S. Roberts, and T. C. Sangster, R. A. Lerche, R. L. Griffith, and C. Sorce, "Ten-inch manipulator-based neutron temporal diagnostic for cryogenic experiments on OMEGA", REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS Vol. 74, No. 3, (2003)
[31] Glenn. F. Knoll, 放射線計測ハンドブック(日本語翻訳版), 日刊工業新聞出版
[32] Cees Ronda "Luminescence -from Theory to Applications-", WILEY-VCH
[33] Hiraku Ogino, Kei Kamada, Akira Yoshikawa, Fumio Saito, Jan Pejchal, Jiri A. Mares, Martin Nikl, Anna Vedda, Jun-ichi Shimoyama, and Kohji Kishio, "Suppression of Host Luminescence in the Pr:LuAG Scintillator", IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, Vol. 55, No. 3,(2008)
[34] H. Ogino, A. Yoshikawa, M. Nikl, K. Kamada, T. Fukud, "Scintillation characteristics of Pr-doped Lu3Al5O12 single crystals" Journal of Crystal Growth 292, 239–242 (2006)
[35] "Laser Glass –Vol2 " Lawrence Livermore National Lab
[36] N. Rigout, J.L. Adam, J. Lucas, "Chemical and physical compatibilities of fluoride and fluorophosphate glasses", Journal of Non-Crystalline Solids 184, 319-323,(1995)
[37] T. Murata, K. Morinaga, K. Yoshino, and H. Yoshida, "Matrix Effect on Fluorescence Properties of Ce3+ in Fluorophosphate and Fluoride Glasses", Phys. Chem. Glasses, Vol. 46, 220-223. (2005)
[38] T. Murata, M. Sato, H. Yoshida, and K. Morinaga, "Compositional Dependence of

Ultraviolet Fluorescence Intensity of Ce3+ in Silicate,Borate, and Phosphate Glasses", J. Non-Cryst. Solids, Vol. 351, 312-316, (2005)
[39] S Endo, D L Stevens, P Bonner, M A Hill, H Nikjoo, M Dalla Vecchiak, K Komatsu†, M Hoshi and D T Goodhead, "Reduction of the gamma-ray component from 252Cf fission
neutron source—optimization for biological irradiations and comparison with MCNP code", Phys. Med. Biol. Vol. 44, 1207–1218, (1999)
[40] V. Yu. Glebov, T. C. Sangster, C. Stoeckl, J. P. Knauer, W. Theobald, K. L. Marshall, M. J. Shoup III, T. Buczek, M. Cruz, T. Duffy, M. Romanofsky, M. Fox, A. Pruyne, M. J. Moarn, R. A.Lerche, J. McNaney, J. D. Kilkenny, M. Eckart, R. A. Zacharias, J. Haslam, T. Clancy, M. Yeoman, D. Warwas, C. J. Hosfield,, J. L. Bourgade, O. Landoas, L. Disdier, G. A. Chandler, R. J. Leeper, "Initial Performance of a Neutron Time-of-Flight Diagnostics on the National Ignition Facility", presented at 18thTopical Conference on HTPD,2010, proceedings will be published in Review of Scientific Instruments
[41] R A. Lerche, "Neutron-Induced Noise in NIF-Class Diagnostic Instruments", prepared for submittal to the 11th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics Monterey, CA May l2-16,1996
[42] H. Nakamura, R. Kodama, and M. Nakatsutsumi, M. Tampo and Y. Toyama, "Development of multichannel wave-coincidence neutron spectrometer for fast ignition experiments", REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS Vol.77, 10E727, (2006)
[43] C. R. Gibson, D. P. Atokinson, J. A. Baltz, V. P. Brugman, F. E. Coffield, O. D. Edwards, B. J. Haid, S. F. Locke, T. N. Mslsbury, S. J. Shiromizu, and K. M. Skulina, "DESIGN OF THE NIF CRYOGENIC TARGET SYSTEM", FUSION SCIENCE AND TECHNOLOGY VOL. Vol.55 , (2009)
[44] R. Kodama, P. A. Norreys, K. Mima, A. E. Dangor, R. G. Evans, H. Fujita, Y. Kitagawa, K. Krushelnick, T. Miyakoshi, N. Miyanaga, T. Norimatsu, S. J. Rose, T. Shozaki, K. Shigemori, A. Sunahara, M. Tampo, K. A. Tanaka, Y. Toyama, T. Yamanaka , M. Zepf, "Fast heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition", Nature Vol. 412 23 (Aug. 2001)
[45] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf, T. Yamanaka, "Nuclear fusion: Fast heating scalable to laser fusion ignition", Nature 418, 933-934 (Aug. 2002)

第四章　結論

本論文ではレーザー核融合点火に向けた実験において実験的に観測すべき燃焼履歴と燃料面密度を観測するための計測器開発について述べた。本論文は以下の四章から構成された。

第一章では本研究の背景として、レーザー核融合における高密度圧縮の重要性と高温点火部の必要性、点火条件について理論的基礎について述べ、さらに中性子計測の意義について述べた。

第二章では現状の高速点火実験において燃焼履歴のピーク時刻すなわち燃焼時刻が観測できるように高感度かつ高速応答の中性子計測器の開発を行った。中性子生成数が上がれば燃焼履歴の観測を可能にできるようにする事を念頭に、BC-422 プラスチックシンチレーターをバンドルファイバーで MCP-PMT に結合する構造にした。超短パルス UV レーザーを用いて BC-422 および BC422Q の立ち上がり時間を測定すると BC-422 は 19.6 ps、BC-422Q は 7.9 ps であり、立ち上がり時間の違いが観測された。同じく超短パルス UV レーザーを用いて計測器のインパルス応答を測定すると、理論予測設計値と良い一致を示した。高速点火実験への実装に成功し、短パルス X 線及び中性子に関するインパルス応答の測定に成功した。激光 12 号システムに導入し、計測器－同軸ケーブル－オシロスコープまでをすべて統合したインパルス応答の立ち上がり時間は 300 ps であり、時刻計測精度は 50ps 程度が観測された。

第三章では点火条件に至る燃料面密度を計測可能にする散乱中性子計測器の開発を行った。DD 核融合散乱中性子のみに特異的に感度を持たせ、高速応答性を得るため、プラセオジムをドープした ^{6}Li ガラスシンチレーター素材 APLF80+3Pr を開発した。若干ではあるが従来のどの ^{6}Li シンチレーターよりも高い ^{6}Li 密度を達成し、高中性子検出効率が得られるようになった。各種放射線源を用いた蛍光減衰曲線測定によって従来品に比べて圧倒的な高速応答性が観測された。中性子励起に対して主蛍光時定数は 5.3 ns であり、100 ns でおよそ 1/1000 まで減衰する事が明らかになった。APLF80+3Pr を用いたカレントモード TOF 検出器は NIF の Tuning Campaign において ρR=0.5 g/cm^{2},中性子生成数 10^{10} の条件で散乱中性子が 400 個程度検出される感度を持つ事が計算により明らかになった。モンテカルロシミュレーション計算を用いて、実際の NIF のターゲットチャンバーを詳細に模擬し、中性子やガンマ線の構造体からの散乱によるノイズ成分の評価も行い、得られるべき散乱中性子信号は十分な S/N コントラストが得られる事が確認された。さらに大阪大学の高速点火実験で適用するためにはさらなる高感度化が必要であるため、400 チャンネル程度の多チャンネルカウンティングモードの計測システムの設計を行った。シンチレーターアレーの製作手法の開発を行い、高品質のシンチレーターアレーの製作に成功した。二つのデザインに基づく計測器の設計を行い、APLF80+3Pr を用いた多チャンネルカウンティング計測器としてはマルチアノード PMT を用いる手法が適切であると結論付けた。もう一方

のイメージインテンシファイアを用いるデザインは将来の散乱中性子計測装置としての応用が可能であり、APLF80+3Pr を用いた散乱中性子画像計測装置は実現可能である事が実験的に証明された。

大四章では結言として本論文を総括した。

研究業績目録

学術誌発表論文

(1) Yasunobu Arikawa, Mitsuo Nakai, Takeshi Watari, Hirokazu Hosoda, Kazuo Takeda, Takashi Fujiwara, Yusuke Furukawa, Takayoshi Norimatsu, Hiroyuki Shiraga, Nobuhiko Sarukura, and Hiroshi Azechi "Fast response neutron scintillation detector for FIRE-X", Journal of Physics: Conference Series 112 032082, (2008)

(2)Yasunobu Arikawa, Kohei Yamanoi, Tomoharu Nakazato, Elmer Surat Estacio, Toshihiko Shimizu, Nobuhiko Sarukura, Mitsuo Nakai, Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, Takahiro Murata, Shigeru Fujino, Hideki Yoshida, Kei Kamada, Yoshiyuki Usuki, Toshihisa Suyama, Akira Yoshikawa, Nakahiro Sato, and Hirofumi Kan, "Pr3+-doped fluoro-oxide lithium glass as scintillator for nuclear fusion Diagnostics" Review of Scientific Instruments Vol 80, pp 113504 (2009)

(3)Yasunobu Arikawa, Takahiro Murata, Shigeru Fujino, Hideki Yoshida, Kohei Yamanoi, Tomoharu Nakazato, Toshihiko Shimizu, Nobuhiko Sarukura, Mitsuo Nakai, Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, Kei Kamada, Yoshiyuki Usuki, Toshihisa Suyama, Akira Yoshikawa, Nakahiro Satoh and Hirofumi Kan, " A SCATTERED-NEUTRON DETECTOR FOR AREAL DENSITY MEASUREMENT" Journal of Physics: Conference Series（2010 年 4 月 accept 済み、出版日未定）

(4)Yasunobu Arikawa, Takahiro Murata6, Shigeru Fujino7, Hideki Yoshida8, Kohei Yamanoi1, Tomoharu Nakazato2, Toshihiko Shimizu3, Nobuhiko Sarukura5, Mitsuo Nakai4, Takayoshi Norimatsu5, Hiroshi Azechi5, Kei Kamada10, Yoshiyuki Usuki10, Toshihisa Suyama11, Akira Yoshikawa9, Nakahiro Satoh12, and Hirofumi Kan12, " Custum-designed scintillator for laser fusion diagnostics -Pr3+-doped fluoro-phosphate lithium glass scintillator- ", Optical Materials, (2010) (accept 済み、online 出版 doi:10.1016/j.optmat.2010.03.010)

(5) Yasunobu Arikawa, Kohei Yamanoi1, Tomoharu Nakazato2, Elmer Surat Estacio2, Toshihiko Shimizu3, Nobuhiko Sarukura5, Mitsuo Nakai4, Hirokazu Hosoda1, Takayoshi Norimatsu1, Youichirou Hironaka4, Hiroshi Azechi5, Nobuhiko Izumi13, Takahiro Murata6, Shigeru Fujino7, Hideki Yoshida8, Kei Kamada10, Yoshiyuki Usuki10, Toshihisa Suyama11, Akira Yoshikawa9, Nakahiro Satoh12, and Hirofumi

Kan12, “Down-scattered neutron imaging detector for areal density measurement of inertial confinement fusion”, Review of Scientific Instruments,(2010),(2010 年 6 月 accpet 済み)

(6) Yasunobu Arikawa, Kouhei Yamanoi1, Takahiro Nagai1, Kozue Watanabe1, Masahiro Kouno1, Kouhei Sakai1, Tomoharu Nakazato1, Toshihiko Shimizu1, Marilou Cadatal Raduban2, Elmer Surat Estacio2, Nobuhiko Sarukura5, Mitsuo Nakai4, Takayoshi Norimatsu5, Hiroshi Azechi5, Takahiro Murata6, Sigeru Fujino7, Hideki Yoshida8, Nobuhiko Izumi13, Nakahiro Satoh12, Hirohumi Kan12, ” Light output enhanced fast response and low afterglow 6Li glass scintillator as down scattered neutron diagnostics for inertial confinement fusion ” , Review of Scientific Instruments,(2010),(投稿完了、査読中)

国際学会発表

口頭発表

(1)Yasunobu Arikawa, Kohei Ymanoi, Tomoharu Nakazato, Erumer Surat Estacio, Nobuhiko Sarukura, Mitsuo Nakai, Takayoshi Norimatsu, Hirhoshi. Azechi, Takahiro. Murata, Shigeru. Fujino, Hideki. Yoshida, Kei. Kamada, Yoshiyuki. Usuki, Toshihisa Suyama, Akira Yoshikawa, Nakahiro Satho, Hirofumi Kan, “ Custum-designed scintillator for laser fusion diagnostics -Pr3+-doped fluoro-phosphate lithium glass scintillator-” ISLNOM05, 11.40, @Pisa Italy, 2009 年 9 月 3 日。

(2) Yasunobu Arikawa, Takeshi Watari, Hirotaka Nakamura, Hirokazu Hosoda, Takahiro Nagai, Nobuhiko Sarukura, Mitsuo Nakai, Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, Takahiro Murata, Shigeru Fujino, Hideki Yoshida, Kei Kamada, Yoshiuki Usuki, Toshihisa Suyama, Akira Yoshikawa, Nakahiro Satho, Hirofumi Kan, “The development of neutron diagnostics” Agenda of 5th Japan-US work shop on Impact Ignition and relevant Physics, @Naval Research Lab. Washington D.C. ,2010 年 3 月 1 日

ポスター発表

(1)Yasunobu Arikawa, Mitsuo Nakai, Takeshi Watari, Hirokazu Hosoda, Kazuo Takeda, Takashi Fujiwara, Yusuke Furukawa, Takayoshi Norimatsu, Hiroyuki Shiraga, Nobuhiko Sarukura, and Hiroshi Azechi, “Fast response neutron scintillation detector for FIREX” ,(IFSA2007), TuPo14, 神戸 国際会議場, 2007 年 9 月 11 日

(2)Yasunobu Arikawa, Takahiro Murata, Shigeru Fujino, Hideki Yoshida, Kohei Yamanoi, Tomoharu Nakazato, Toshihiko Shimizu, Nobuhiko Sarukura, Mitsuo Nakai,

Takayoshi Norimatsu, Hiroshi Azechi, Kei Kamada, Yoshiyuki Usuki, Toshihisa Suyama, Akira Yoshikawa, Nakahiro Satho, Hirofumi. Kan, ”The Scattered-neutron detector for areal density measurement” IFSA2009. Poster1.10.055 , SanFrancisco, U.S.A., 2009 年 9 月 6 日

(3) Yasunobu Arikawa, Kohei Yamanoi, Tomoharu Nakazato, Elmer Surat Estacio, Toshihiko Shimizu, Nobuhiko Sarukura, Mitsuo Nakai, Hirokazu Hosoda, Takayoshi Norimatsu, Youichirou Hironaka, Hiroshi Azechi, Nobuhiko Izumi, Takahiro Murata, Shigeru Fujino, Hideki Yoshida, Kei Kamada, Yoshiyuki Usuki, Toshihisa Suyama, Akira Yoshikawa, Nakahiro Satoh, and Hirofumi Kan, “Down-scattered neutron imaging detector for areal density measurement of inertial confinement fusion”, Review of Scientific Instruments,18th topical conference HTPD, B11, Wild Wood, New Juresey, U.S.A. 2010 年 5 月 16 日

(4) Yasunobu Arikawa, Kouhei Yamanoi, Tomoharu Nakazato, Elmer Surat Estacio, Toshihiko Shimizu, Nobuhiko Sarukura, Mitsuo Nakai, Takayoshi Norimatsu, Youichirou Hironaka, Hiroshi Azechi, Takahiro Murata, Shigeru Fujino, Hideki Yoshida, Kei Kamada, Yoshiyuki Usuki, Toshihisa Suyama, Akira Yoshikawa, Nakahiro Sato, and Hirofumi Kan, “Pr doped Li-6 glass scintillator for Inertial Confinement Fusion neutron diagnostics” CLEO/QELS:2010, JWa-101, SanJose U.S.A., (2010 年 5 月 19 日)

国内学会発表

口頭発表

(1)有川安信、中井光男、渡利威士、細田裕計、藤原隆史、乗松孝好、疇地宏、白神宏之、重森啓介、坂和洋一、”高速応答中性子シンチレーション検出器の開発”、日本物理学会 2007 年次大会春季大会、鹿児島大学、2007 年 3 月 20 日

(2)有川安信、中井光男、渡利威士、細田裕計、古河裕介、猿倉信彦、白神宏之、疇地宏 ”高速点火実験用高速応答中性子シンチレーション検出器の開発”、日本物理学会 2007 年次大会秋季大会、北海道大学、2007 年 9 月 23 日、

(3)有川安信、中井光男、渡利威士、細田裕計、古河裕介、猿倉信彦、長井圭治、乗松孝好、疇地宏、白神宏之、“高速応答中性子シンチレーション検出器の開発”、若手科学者のためのプラズマ研究会 2008 年、原子力開発機構那珂研究所、2008 年 3 月 18 日

(4)有川安信, 疇地　宏, 中里　智治, 清水　俊彦, 猿倉　信彦, 中井光男, 乗松孝好, 村田貴広, 藤野　茂, 吉田　英樹, 鎌田　圭, 薄　善行, 須山　敏尚, 吉川 彰, 佐藤　仲弘, 菅博文,レーザー核融合燃料面密度計測のための高速応答リチウム 6 シンチレーターー材料設計と性能評価ー、日本物理学会　2009 年秋季大会、熊本大学黒髪キャンパス、2009 年 9 月 27 日、

⑸ （招待講演）○有川 安信 ,村田 貴広, 藤野 茂, 吉田 英樹,中里 智治 ,清水 俊彦 ,猿倉 信彦,中井 光男 ,乗松 孝好 ,疇地 宏, 鎌田　圭, 薄 善行 , 須山 敏尚, 吉川 彰, 佐藤 仲弘 菅 博文、“レーザー核融合プラズマ燃料面密度計測のためのプラセオジムドープリチウムガラスシンチレーター”、プラズマ核融合学会 2009 年次大会、京都国際交流会館、2009 年 12 月 1 日、

⑹ （招待講演）○有川安信, 中里　智治, 清水　俊彦, 猿倉　信彦, 中井光男, 乗松孝好, 疇地　宏, 村田貴広, 藤野　茂, 吉田　英樹, 鎌田　圭, 薄　善行, 須山　敏尚, 吉川 彰, 佐藤　仲弘, 菅　博文,
“中性子検出器のレーザー核融合用燃料面密度計測への応用”,学振 161 研究会 2010、2010 年 1 月 8 日、宮城県仙台市　緑水亭

⑺ ○有川安信, 山ノ井　航平, 猿倉　信彦, 中井光男, 乗松孝好, 疇地　宏, 村田貴広, 藤野　茂, 吉田　英樹, 鎌田　圭, 薄　善行, 須山　敏尚, 吉川 彰, 佐藤　仲弘, 菅　博文、”レーザー核融合爆縮プラズマ面密度計測のためのプラセオジムドープ 6Li ガラスシンチレーター”、レーザー学会 2010、 2010 年 2 月 1 日、千里中央ライフサイエンスセンター

⑻○有川安信, 山ノ井航平, 猿倉信彦, 中井光男, 乗松孝好, 疇地宏, 泉信彦, 村田貴広, 藤野茂, 吉田英樹, 鎌田圭, 薄善行, 須山敏尚, 深堀明博, 吉川彰, 清原元輔, 菅博文、“高速点火核融合実験用散乱中性子計測器の開発”、日本物理学会 2010 年春季大会、2010 年 3 月 21 日、岡山大学津山キャンパス

⑼（招待講演）○有川安信、“レーザー核融合とシンチレーター”、第 5 回放射線物理研究会、大阪大学レーザーエネルギー学研究センター、2010 年 6 月 13 日

ポスター発表

⑴ 有川安信、中井光男、渡利威士、細田裕計、武田和夫、藤原隆史、古河裕介、乗松孝好、猿倉信彦、白神宏之、疇地宏、 ”高速点火実験用高速応答中性子シンチレーション検出器の開発”、プラズマ核融合学会 2007 年次大会、イーグレ姫路、2007 年 11 月 23 日

⑵ 有川安信、中井光男、渡利威士、細田裕計、古河裕介、猿倉信彦、長井圭治、乗松孝好、疇地宏、“中性子計測のためのプラスチックシンチレーターーBC-422 BC-422Q の特性－”、レーザー研シンポジウム 2008 年、大阪大学銀杏会館、2008 年 4 月 18 日、

⑶ 有川安信、中井光男、渡利威士、細田裕計、古河裕介、猿倉信彦、長井圭治、乗松孝好、疇地宏、“中性子計測のためのプラスチックシンチレーターーBC-422 BC-422Q の特性－”、第 7 回核融合エネルギー連合講演会、青森県市民会館、2008 年 6 月 19 日、

⑷○有川安信、村田貴広、藤野茂、吉田秀樹、中里智治、清水俊彦、山ノ井航平、鷹取慧、中井光男、乗松孝好、猿倉信彦、清原元輔、菅博文、疇地宏、“爆縮燃料面密度計測のための散乱中性子計測器の開発-開発の進捗状況 - ”、レーザー研シンポジウム 2009、大阪大学銀杏会館、2009 年 4 月 23 日

⑸○有川安信、中井光男、猿倉信彦、乗松孝好、中村浩隆、渡利威士、細田裕計、長井隆

浩、山ノ井航平、疇地宏、泉信彦、村田貴広、藤野茂、吉田英樹、吉川彰、佐藤仲弘、菅博文、”NIF 点火実験にむけた散乱中性子計測器の開発”、 レーザー研シンポジウム 2010、大阪大学コンベンションセンターMO ホール、2010 年 4 月 28 日

(6)○有川安信, 山ノ井航平, 長井隆浩, 乗松孝好, 猿倉信彦, 白神宏之, 中井光, 疇地, 村田貴, 藤野茂, 吉川彰、薄善行、泉信彦、菅博文、“レーザー核融合散乱中性子イメージング計測器の開発”、第１８回核融合エネルギー連合講演会 2010 岐阜県高山市民文化会館、2010 年 6 月 11 日

受賞

1.大阪大学レーザーエネルギー学研究センター2009 年度特許奨励賞　(2010 年 3 月 12 日受賞)

2.レーザー研シンポジウム 2010、ベストポスター章　(2010 年 4 月 28 日受賞)

3.レーザー学会 2010 優秀論文発表賞　(2010 年 5 月 31 日受賞)

4.第８回核融合エネルギー連合講演会、優秀発表章　(2010 年 6 月 11 日受賞)

特許出願

【発明の名称】中性子検出用シンチレータ及び中性子測定装置

【出願完了日】 2009 年 4 月 30 日

【出願者】疇地　宏、　猿倉　信彦、　有川　安信、　中井　光男、　菅　博文、　村田貴広、　須山　敏尚、　藤野　茂、　薄　善行、　吉田　英樹、　吉川　彰、

新聞発表

日刊工業新聞　朝刊　2009 年 11 月 10 日

日経産業新聞　朝刊　2009 年 11 月 12 日

エネルギー通信　　2009 年 11 月 13 日

謝辞

本研究は非常に多くの方々のご助言、ご協力を頂きました。

本研究の全体にわたり終始ご指導を頂き、精力的に研究活動を支えてくださいました中井光男准教授、疇地宏レーザーエネルギー学研究センター長、乗松孝好教授、猿倉信彦教授、に深く感謝いたします。

また日々熱心な議論と助言をいただきました白神宏之教授、重森啓介准教授、門野敏彦准教授、弘中陽一郎准教授、佐野孝好助教、本間啓史助教、河仲準二准教授に深く感謝致します。

また大阪大学大学院在学中に講義でお世話になりました、粟津邦男教授、竹田敏一教授、山本敏久助教授、堀池寛教授、山口彰教授、山中伸介教授、宇埜正美助教授、鈴木幸子助教、下田吉之教授、東海明宏教授、また修士論文副査をしていただいた清和成助教に深く感謝いたします。

また APLF80+3Pr の開発にあたって、大変なご尽力とご協力、および研究をサポートしてくださいました熊本大学村田貴広准教授に深く感謝いたします。またシンチレーターガラス素材開発で多大なるご協力とご助言を頂いた、長崎県窯業技術センター吉田英樹博士、九州大学藤野茂准教授に深く感謝いたします。また結晶材料開発に関してご助言をいただきました東北大学吉川彰准教授、トクヤマ株式会社須山敏久氏、シンチレーターアレー製作にあたってご協力いただきました古河機械金属薄善行氏、鎌田圭氏、に深く感謝いたします。また有機シンチレーター材料開発にあたってご助言いただきました長井圭治助教、Yang Han 研究員、Zhang Shuai 氏、保田ゆづりさん、町真次氏に深く感謝いたします。またセラミクスシンチレーター素材開発でご協力頂いた藤本靖助教、藤岡加奈研究員に深く感謝いたします。シンチレーター性能評価実験において多大なご協力をいただきました LAM グループの清水俊彦助教、中里智治研究員、Elmer Surat Estacio 研究員、Marilou Cadatal 研究員、山ノ井航平君、また工学研究科の福田武司教授に深く感謝いたします。

また散乱中性子計測器の開発にあたり熱心なご助言をいただき、議論をしてくださった、ローレンスリバモア研究所泉信彦博士、Brian MacGowan 博士に深く感謝いたします。また共同研究における中性子実験で中性子計測器に関する熱心な議論をしてくださった米国海軍研究所 Max Karasik 博士に深く感謝いたします。

光電子増倍管やイメージインテンシファイアーについてご協力頂きました浜松ホトニクス岡田晃行氏、内村直樹氏、特許化にあたってご協力頂いた山本卓教授、佐藤仲弘氏、管博文取締役に深く感謝致します。計測器用の特殊光学系の設計にあたってご協力をいただきました清原光学清原元輔氏に感謝いたします。

激光１２号実験では指導ご助言、多大なご協力いただきました西村博明教授、藤岡慎介助教、田辺稔博士、植田達君、大平真司君、坂和洋一准教授、古賀真由子助教、長友秀夫准教授、砂原淳研究員、城崎知至研究員に深く感謝致します。また実験用ターゲット製作

にあたって多大なご協力をいただきました兼安裕実技術補佐員、鈴木由美子研究員、細川仁美研究員、永田みず穂研究員、門田速人研究員に深く感謝いたします。激光 12 号運転においてご協力をいただきました漆原新治技術補佐員、川崎鉄次技術補佐員、鈴木和浩技術補佐員、橋本和久技術補佐員、ほか GOD グループの方々に感謝いたします。また激光 12 号実験現場においてご協力をいただきました前川治技術補佐員、島田京子技術補佐員、荒井雅雄技術補佐員、岡嶋茂樹技術補佐員、羽鳥三雄技術補佐員に深く感謝いたします。

OKTAVIAN 実験において多大な協力とご助言をいただきました村田勲准教授、OKTAVIAN 運転技術氏の全員に深く感謝いたします。シンチレーター分光計測に装置を貸して頂き、実験にご協力頂いた福田武司教授に深く感謝致します。

また大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにおける日々の研究活動おいてご助言をいただきました宮永憲明教授、實野考久教授、中田芳樹准教授、田中和夫教授、羽原英明准教授、村上匡且准教授、また研究活動を支えてくださいました、栗田隆史氏、古河宏之研究員に感謝いたします。

また私の研究活動を共にし、日々の生活を支えて下さった境家達弘助教、大谷一人氏、中村浩隆研究員、渡利威士研究員、武田和夫氏、細田裕計氏、藤村猛氏、中新信彦氏、持山智浩君、藤原隆史君、吉田陽君、城下明之君、野村仁彦君、山路晃広君、菊池裕文君、雑賀宏君、田邉賢一君、長井隆浩君、石井圭憲君、渡辺梢さん、中西拓也君、石原宏恵さん、近藤裕慈君、井岡侑祐君に深く感謝しております。また江口尭英君のご冥福を心よりお祈り申し上げます。またスーパーコンピューターおよびネットワークに関してお世話になりました福田優子技術専門職員、谷口麻梨香技術専門職員、宇佐美賢子技術補佐員に感謝いたします。また様々な研究活動や研究発表の場でサポートしてくださった企画室の小畠生子さん、奥村恵子さん、小田切真澄さん、奥田さやかさん、柴山広美さん、烏山幸子さん、庶務の西谷太さん、樫本佳奈さん、八木裕梨さん、僕の科研を担当してくださった会計の田中貴美さん、事務発注手続きでいつもお世話になった山崎尚美さんに感謝いたします。

最後に私の研究活動を支えて下さった、両親、家族、親戚一同、親友の全員に深く感謝致します。

本研究は日本学術振興会特別研究員 DC1 平成 21 年度援助を得て行われました。