OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	高速点火レーザー核融合の加熱現象診断のための中性子計測器の開発に関する研究
Author(s)	長井, 隆浩
Citation	大阪大学, 2015, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/52160
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

博士学位論文

高速点火レーザー核融合の加熱現象診断のための中性子計測器の開発に関する研究

長井　隆浩

2015 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科

論文梗概

本論文では、筆者が大阪大学大学院工学研究科環境エネルギー工学専攻前期課程および後期課程在学中に、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにおいて行った、高速点火レーザー核融合の加熱現象診断のための中性子計測器の開発に関する研究について、まとめたものである。

高速点火レーザー核融合とは、ロングパルス(~ns)レーザーにより爆縮された高密度燃料を超高強度(>10^{18} W/cm^2)レーザーにより生成される高速電子による追加熱により点火燃焼に至らしめる点火方式である。2009 年に加熱レーザーである LFEX(Laser For EUV Experiment)レーザーが完成し、kJ レーザーを用いた高速加熱実験ができるようになった。核反応中性子は燃料プラズマに対しても充分高い透明性を持つため、高速点火実験において加熱現象の診断のために重要なプローブとして有用である。しかし、超高強度レーザーにより発生する制動放射 X 線（ガンマ線）が正常な中性子計測を阻害してしまい、正常な加熱現象診断ができていない。筆者は、高速点火レーザー核融合の加熱効率を導出するために、イオン温度を測定する TOF 型カレントモード中性子スペクトロメータの開発を行った。開発した中性子スペクトロメータは、爆縮実験において中性子イールドとイオン温度測定の校正をして、高速点火実験において中性子イールドとイオン温度の測定を行った。さらに、加熱領域の同定する中性子画像計測システムの開発を行った。最後に孤立ターゲットの加熱実験において、中性子計測に加え各種計測を行い、超高強度レーザーによる加熱現象の解明を行った。

第 1 章は、序論として、高速点火レーザー核融合における中性子計測について述べた。

第 2 章は、中性子計測による加熱現象の計測原理について述べた。加熱現象の有無を調べるために、追加熱レーザーエネルギーに対する燃料の内部エネルギーの変化率（加熱効率）の導出を行う必要がある。加熱効率の導出には、加熱される燃料の密度分布とイオン温度の変化量を計測する必要がある。従来の X 線計測器を用いて密度分布を計測する事は実証されている為、高速点火実験用のイオン温度の測定を確立する必要があった。イオン温度の測定手法には、中性子スペクトロメータを用いた中性子発生量の変化率とイオン温度の直接測定がある。イオン温度の直接測定には、核融合中性子のスペクトルのドップラー拡がりの計測と DT/DD 中性子発生比計測がある。

第 3 章は、高速点火実験における計測障害の対策について述べた。1 つ目はゲートダイノード型光電子増倍管を用いた。高速ゲーティングにより、γ 線による光電子増倍管の電子増倍の飽和、チャージの枯渇の抑制を実験的に確認した。2 つ目は開発した酸素溶存 BBQ 液体シンチレータの性能を評価し、プラスチックシンチレータ(BC-422)と比較して同等の即発成分の減衰時定数で、2 桁程度低い残光成分である事が確認された。3 つ目は 2 つの中性子計測システムに対し、光核反応中性子用の中性子遮蔽体を開発し、シミュレーションにより 9 割程度の遮蔽率を確認した。

第 4 章は、カレントモード TOF 型中性子スペクトロメータの開発について述べた。ガンマ線バックグラウンドを低減するために、低残光の液体シンチレータとダイノード型ゲート光電子増倍管で組み合された検出器と、光核反応中性子を遮蔽する中性子コリメータで構成された計測シ

ステムを開発した。また、加熱効率の導出の為に、中性子イールドの検出効率とイオン温度測定の分解能の設計を行った。爆縮実験において、開発した中性子スペクトロメータを用いて、中性子イールドとイオン温度の校正実験を行った。

第 5 章は、高速点火レーザー核融合実験における中性子計測について述べた。高速点火実験において、短パルス高エネルギーの制動放射 X 線による計測障害を、モンテカルロシミュレーションと対比して、検証した。そして、開発した中性子計測器を用いて、中性子イールド・イオン温度の測定を行った。

第 6 章は、結論であり、本研究で得られた成果をまとめた。

目次

論文梗概 ..... **i**

第 1 章　序論

1.1　高速点火レーザー核融合の原理 1
1.2　加熱現象診断における中性子計測の意義 2
1.3　高速点火実験における計測障害 2

第 2 章　中性子計測による加熱現象の計測原理

2.1　はじめに 6
2.2　加熱効率導出のためのイオン温度測定 7
2.2.1　加熱の有無の中性子発生量を用いたイオン温度測定 7
2.2.2　核融合中性子のスペクトル拡がりによるイオン温度測定 8
2.2.2.1　中性子スペクトルのドップラー拡がりによるイオン温度測定 8
2.2.2.2　カレントモード計測器を用いたイオン温度測定のためのスペクトル解析 13
2.2.3　DT/DD 中性子発生比を用いたイオン温度測定 15
2.2　加熱効率導出のためのイオン温度測定 16
参考文献

第 3 章　高速点火実験における計測障害の対策

3.1　はじめに 18

3.2　γ 線バックグラウンドの見積もり 19
3.2.1　ポンデラモーティブスケーリング則を用いた相対論的電子ビームのスロープ温度の算定 19
3.2.2　モンテカルロシミュレーションを用いた制動放射スペクトルの導出 20

3.3　ダイノード型ゲート光電子増倍管の性能評価 21
3.3.1　ダイノード型光電子増倍管の基本原理 21
3.3.2　電位差制御による高速ゲーティング 22
3.3.3　電子線形加速器を用いたゲーティングの γ 線耐性の実証実験 25

3.4　低残光液体シンチレータの開発 27
3.4.1　シンチレータの発光機構 27
3.4.2　有機シンチレータと高速中性子の相互作用 29
3.4.3　酸素消光の原理 31

3.4.4　高速減衰発光核の選定 32
3.4.5　酸素溶存液体シンチレータの作製 34
3.4.6　液体シンチレータの性能測定実験 35
3.4.6.1　蛍光分光計測 35
3.4.6.2　減衰プロファイル測定 36

3.4.7　DD 中性子到達時刻における加熱エネルギーに対するγ線信号のスケーリング 39

3.5　光核反応中性子遮蔽体の開発 42
3.5.1　光核反応中性子用の遮蔽体の構成 42
3.5.2　DD 中性子時刻における加熱エネルギーに対する光核反応中性子数のスケーリング 45

3.6　まとめ 49
参考文献

第 4 章　高速点火実験における計測障害の対策
4.1　はじめに 51

4.2　核融合中性子発生量計測用検出器の設計 51
4.2.1　シンチレータサイズの条件 53
4.2.2　シンチレーション光の収率 55

4.3　中性子スペクトル計測用検出器の設計 51
4.3.1　シンチレータサイズの条件 53
4.3.2　シンチレーション光の収率 55

4.4　爆縮実験における中性子イールド・イオン温度校正実験 61

4.5　まとめ 63
参考文献

第 5 章　GXII 号レーザーと LFEX レーザー施設における高速点火レーザー核融合実験
5.1　はじめに 64

5.2　計測障害の実験的検証 64
5.2.1　γ線シンチレーション信号のシミュレーションと実験データの比較 64
5.2.2　光核反応中性子の発生量の実験的評価 65

5.3　高速加熱時の中性子発生量の計測 69
5.4　まとめ 73
参考文献

第 6 章　結論 74

謝辞 76
業績目録 77

第1章

序論

1.1 高速点火レーザー核融合の原理

レーザー核融合には 2 つの照射方式と 3 つの点火方式がある。照射方式には、直接照射と間接照射がある。直接照射とは、燃料ペレットをレーザーで直接照射する方式であり、エネルギー変換効率は比較的大きいが、照射一様性は小さい。間接照射とは、ターゲットを囲む金属ホーラムにレーザーを照射することにより X 線を発生させ、その X 線によって燃料ペレット表面を加熱する方式である。この方式では、エネルギー変換効率は低いが、照射一様性は高い。点火方式は中心点火方式と高速点火方式がある。高速点火方式の中には超強度レーザーにより加速された高速電子やイオンを燃料へエネルギーを輸送するキャリアーとして用いるものと、アブレーションにより加速された流体をキャリアーとして用いる衝撃点火などがある。中心点火方式とは、燃料を爆縮することによって、中心に自己点火プラズマを形成して、その燃焼波が周りの燃料を燃やしていくものである。衝撃点火とは、主燃料部と点火部に燃料を分け、主燃料部を通常の爆縮で圧縮するのに対し、点火部を 1000 km/s までに加速させて、主燃料と激突させることにより、圧縮加熱を行うものである。[1]高速点火とは、燃料を爆縮し、その最大圧縮時に超高強度レーザー（追加熱レーザー）を燃料に投入することによって生成された高速電子が圧縮燃料を加熱するものである。[2]この方式は圧縮と加熱の分離から、従来の中心点火の約 10 分の 1 のレーザーエネルギーで同等の利得が得られると予想されている。大阪大学では、高速点火原理実証実験（FIREX）の第一期を高速点火による点火温度 5 keV 実証を目標として現在進行中である。

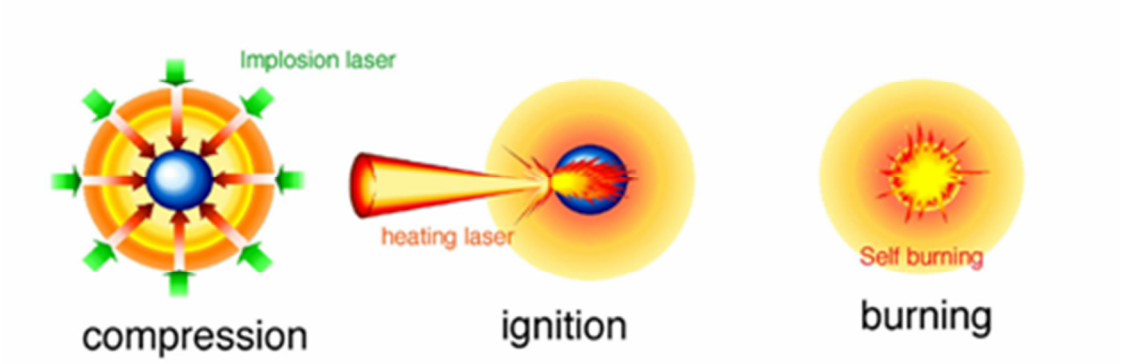


図 1.1. 高速点火方式レーザー核融合の概念図

1.2 加熱現象診断における中性子計測の意義

ホットスポット領域は、高い面密度の主燃料プラズマに囲まれているため、情報を運ぶキャリアー粒子は、高密度プラズマに対しても透過力が強いものでなければならない。核反応で生じる中性子は、電荷を持たないため、高密度プラズマに対しても透過力が強く、物理情報のキャリアーとして有効である。このため、核反応によって生じる中性子スペクトルの測定は慣性核融合実験における最も重要な計測の一つである。

特に、燃料イオン温度は核融合の点火燃焼を評価する為の重要なプラズマパラメータである。高速点火方式の加熱物理解明のために不可欠なパラメータである。燃料の温度情報を反映する核融合中性子スペクトルを計測することによって、イオン温度を測定する事が可能である。

1.3 高速点火実験における計測障害

高速点火レーザー核融合において、高強度レーザーを燃料に照射すると、燃料を高速に加熱する高速電子が生成し、[3]その制動放射により高エネルギー（数〜数十 MeV）の X 線（以下、γ 線）が発生する。[4]γ 線は周囲の構造体で散乱や核反応を起こす。散乱により、非弾性散乱の過程を経て、より低いエネルギーのγ線を生成する。また、γ線による核反応は、光核反応と呼ばれ、光子エネルギーが数 MeV 以上になったときに重要となる相互作用で、光子が直接原子核に入射し、(γ、n)反応や(γ、p)反応などを引き起こし、原子核より中性子や陽子を放出させる反応である。

モンテカルロシミュレーションを用いた実験環境での γ 線バックグラウンドの発生分布が、有川らにより計算された。[5](図 1.2)この計算はスロープ温度 5 MeV のγ線スペクトルを仮定した。γ線はレーザー照射対向に指向性を持って放射される。光核反応中性子は主にターゲットチャンバーの主要な構成物質である鉄から発生し、連続的なエネルギー領域にわたって高線量発生する。

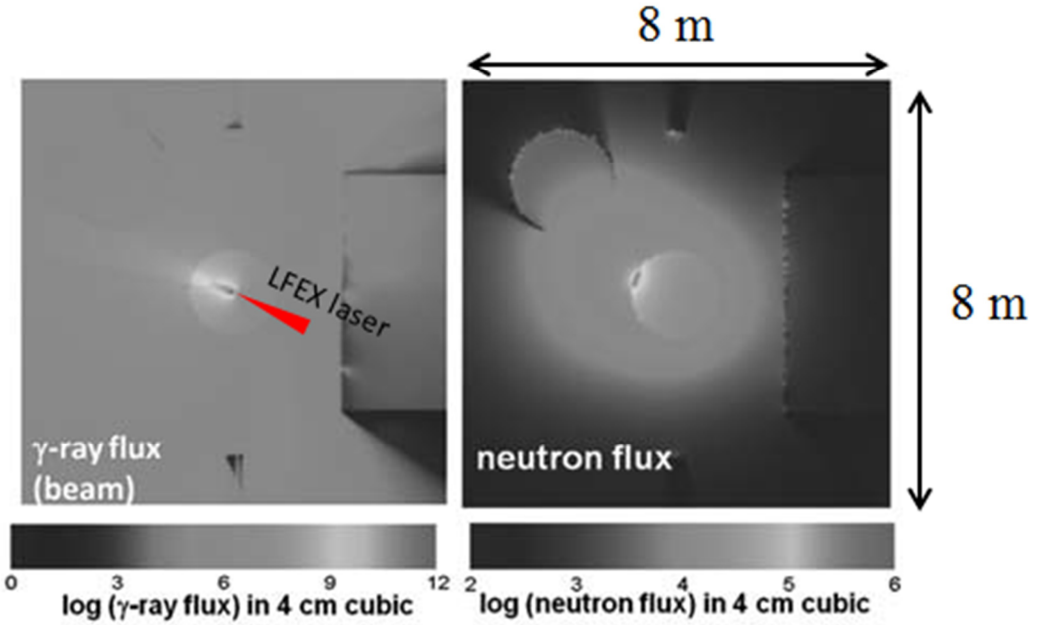


図 1.2 GXII 号レーザー照射室において加熱レーザー(LFEX laser)方向に指向性を持ったスロープ温度 5 MeV の γ 線が発生した時の γ 線と光核反応中性子のフラックス。レーザー方向にある構造物から光核反応中性子が多く発生している。

本研究で開発を行った中性子計測器は飛行時間分解（以下、TOF と呼ぶ）型の計測器である。問題となる γ 線由来の放射線バックグラウンドは γ 線、光核反応中性子の 2 つがある。γ 線による影響は、シンチレータに高強度信号を発生させ、時定数の遅い残光成分（以下、アフターグローと呼ぶ）が残る事、およびこの高強度信号によって光電子増倍管（Photo-multiplier tube(PMT)）の電子増倍が飽和してしまうという問題ある。アフターグローは、ほとんどどの種類のシンチレータにも存在するもので、一般的には微小な信号であるため問題にはならないのだが、励起源である γ 線が高エネルギーで高線量のため、核融合中性子信号を覆い隠してしまうほどであり、深刻な問題となっている。（図 1.3）シンチレーションアフターグローについては 3 章で詳しく説明する。また、光電子増倍管のゲイン飽和現象は、γ 線による高強度シンチレーション信号や、γ 線が直接光電子増倍管の光電面やダイノードに作用し、ダイノードの後段では大きな電流が流れてしまい、ダイノード内の電子の空間電荷密度が高くなるために起こる。[6]さらに高強度 γ 線が入射すると、光電子増倍管のコンデンサー内の電荷が枯渇してしまうことによって、信号が現れなくなってしまうことも起こる。従って、光電子増倍管のゲイン飽和現象によって、中性子信号が計測不可能になってしまう。散乱により再度計測器に到来する γ 線による影響では、ターゲット室のコンクリート壁が主な散乱体になる。激光 XII 号実験室は 1 m 厚のコンクリート壁に囲まれた立方体に建設されており、その中心にターゲットチャンバーが設置されている。チャンバー付近に設置した計測器にとって γ’線散乱時刻はほぼ同時刻になり、中性子信号

に比べて大きなピーク信号が現れる。場合によっては核融合中性子信号と重なってしまう為、遮蔽体に囲まれた場所に計測器を設置する必要となる。また、光核反応中性子は上に述べたように広範なエネルギー領域に高線量で存在しているので、シンチレーションのアフターグローと同様、核融合中性子信号を覆い隠してしまう。図 1.3 に、高速点火レーザー核融合実験における従来の中性子計測器のデータを示す。γ 線と光核反応中性子により、核融合中性子の信号の計測が阻害されている。

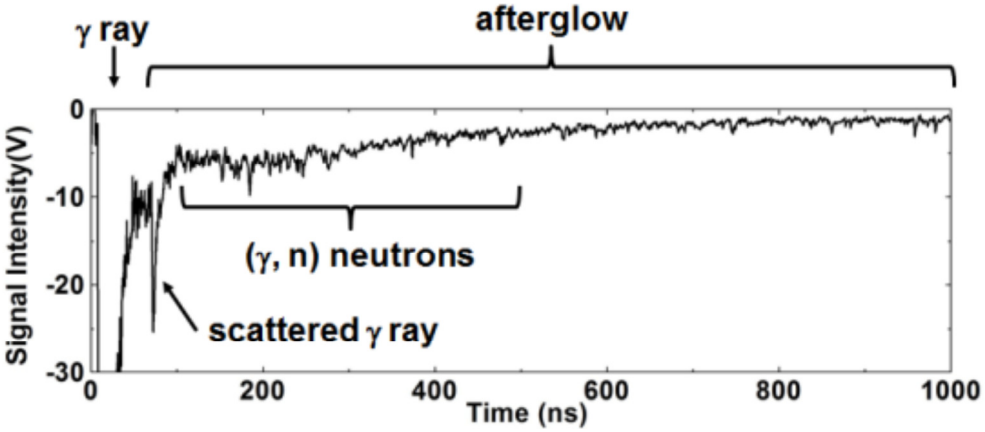


図 1.5 高速点火レーザー核融合実験における従来の中性子計測器のデータ

参考文献

[1] R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald, and A. A. Solodov, Shock Ignition of Thermonuclear Fuel with High Areal Density, *Phys. Rev. Lett*. , **98**, 155001 (2007)

[2] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, and Scott C. Wilks, Ignition and high gain with ultrapowerful lasers, *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994)

[3] M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon , J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton, and S. C. Wilks, Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research, *Phys. Plasmas*, **5**, 1966 (1998)

[4] J. D. Kmetec, C. L. Gordon, III, J. J. Macklin, B. E. Lemoff, G. S. Brown, and S. E. Harris, MeV x-ray generation with a femtosecond laser, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1527 (1992)

[5] Y. Arikawa, T. Nagai, H. Hosoda, Y. Abe, S. Kojima, S. Fujioka, N. Sarukura, M. Nakai, H. Shiraga, T. Ozaki, and H. Azechi, The photonuclear neutron and gamma-ray backgrounds in the fast ignition experiment, *Rev. Sci. Instr.*, **83**, 10D909 (2012)

[6] 浜松フォトニクス:光電子増倍管　その基礎と応用, **第 3a 版**, 54 (2007)

第2章

中性子計測による加熱現象の計測原理

2.1 はじめに

高速点火核融合手法による点火・燃焼の実証実験や将来の発電炉の設計にとって、必要な加熱レーザーエネルギーを明らかにすることは極めて重要な課題である。このエネルギーを見積もるためには、加熱効率を求めることが最も重要な研究課題になる。加熱効率を求めるためには、温度上昇による内部エネルギーの変化量を求めれば良い。内部エネルギーの変化量は高温加熱部の質量と燃料イオン温度（以下、イオン温度）の変化量で求めることができる。すなわち、加熱効率を導出するためには、密度分布、加熱領域体積とイオン温度を取得する必要がある。現在までに、X 線バックライト法を用いた密度分布と加熱領域体積を測定できる計測器が既に開発されているため[1]、イオン温度測定が達成されれば、加熱効率を導出することが可能である。

加熱による燃料コアの温度上昇を ΔT、燃料コア体積、数密度を V_0、n_0、ボルツマン定数を k とした時、加熱レーザーのエネルギーE_L に対するコアへ投入された内部エネルギーの比（加熱効率 η_{heat}）は、

$$\boldsymbol{\eta}_{heat} = \frac{\frac{3}{2}n_0 V_0 k\Delta T}{E_L} \qquad (2\text{-}1)$$

と表わされる。

2.2 加熱効率導出のためのイオン温度測定

2.2.1 中性子発生変化量に基づくイオン温度推定

加熱レーザーの投入の有無の中性子発生変化量を比較する事により、加熱効率を求める手法を述べる。ここでは、加熱レーザーの有無に関らず、爆縮レーザー（エネルギー、パルス幅、d/R、波形）、ターゲット形状を同じにする事により、爆縮された燃料密度が同じであるという仮定をし、一様な温度と密度を持った球状のコアを考える。一様な温度と密度を持った球状の燃料を考えた時、中性子イールドは次の式で近似的に表わされる。[2]

$$Ny = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle_{12} V_0 \tau \qquad (2\text{-}2)$$

ここで、n_i(i:核種)はイオンの数密度、<σv>は熱反応率、τ はコアの持続時間である。コアの持続時間は、

$$\tau = \frac{R_0}{4C_s} \tag{2-3}$$

で表わされる。ここで、R_0 は燃料コアの半径、C_s は音速である。熱反応率と音速はイオン温度の関数である。音速は次のように、

$$C_s = \sqrt{\frac{\mathrm{kT}}{m}} \tag{2-4}$$

表わされる。ここで、T は温度、m は燃料コア内の核子の平均質量である。

加熱レーザーの投入により、燃料コアが爆縮のみの温度 T_0 から T_1 だけ上昇した時、それぞれの中性子の発生数とイオン温度の上昇値との関係は

$$Ny_{imp} = n_1 n_2 \langle \sigma v(T_0) \rangle_{12} V_0 \frac{R_0}{4C_s(T_0)} \tag{2-5}$$

$$Ny_{heated} = n_1 n_2 \langle \sigma v(T_1) \rangle_{12} V_0 \frac{R_0}{4C_s(T_1)} \tag{2-6}$$

$$\therefore \quad \frac{Ny_{heated}}{Ny_{imp}} = \frac{\langle \sigma v(T_0+\Delta T) \rangle_{12}}{\langle \sigma v(T_0) \rangle_{12}} \times \sqrt{\frac{T_0}{T_0+\Delta T}} \tag{2-7}$$

で表わされる。

燃料密度を一定と仮定すると、中性子の発生数は温度のみの関数になる。(図 2.1)爆縮のみの温度は高速点火実験に比べ容易に測定可能であるので、加熱後の温度を求めることが出来る。

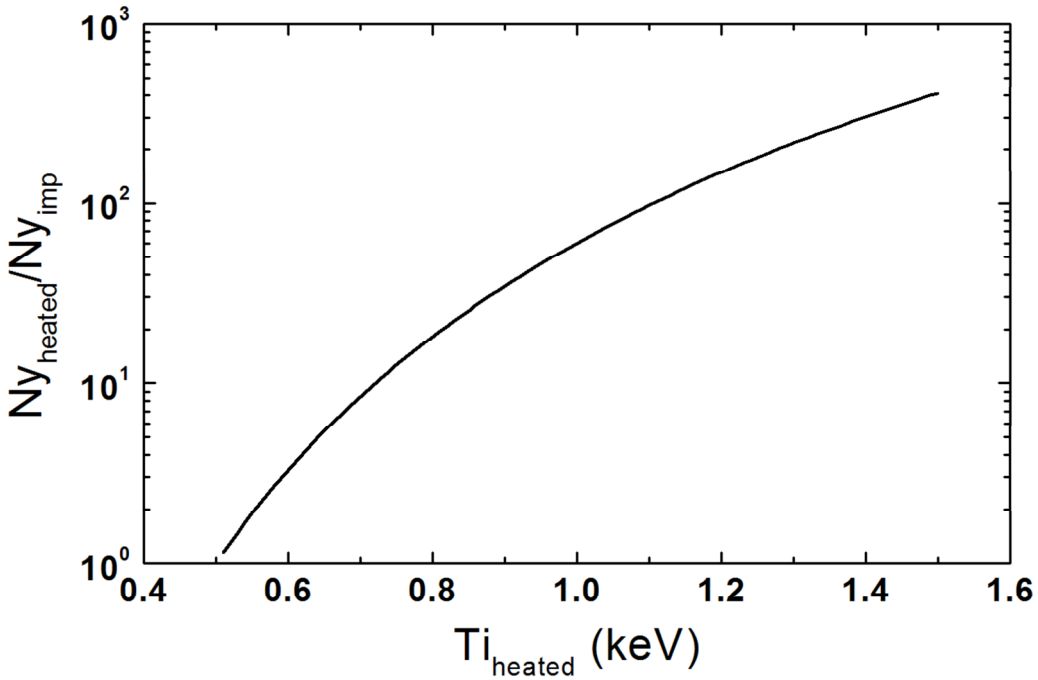


図 2.1 爆縮のみの温度が 0.5 keV の時のイオン温度に対するイールド比

2.2.2 核融合中性子のスペクトル拡がりによるイオン温度測定

2.2.2.1 中性子スペクトルのドップラー広がりによるイオン温度測定法

代表的な核融合反応として、重水素（D）と三重水素（T）を用いた以下の 2 つが挙げられる。

$$D + D \rightarrow T(1.01MeV) + p(3.02MeV) \quad \text{（式 2-8–a）}$$

$$D + D \rightarrow He^3(0.82MeV) + n(2.45MeV) \quad \text{（式 2-8–b）}$$

$$D + T \rightarrow He^4(3.5MeV) + n(14.1MeV) \quad \text{（式 2-9）}$$

（式 2-8–a）と（式 2-8–b）はほぼ同確率で起こる。ここでは以下のようなモデルを仮定する。

（１） 発生中性子がエネルギースペクトルに影響を与えないで外部に放出されるような爆縮コアの ρR 値

であり、イオン温度は反応の Q 値（DT 反応 : 17.6 MeV、DD 反応 : 4.03 MeV（式 2-8–a）、3.27 MeV（式 2-8–b））より十分小さいものとする。

（２） 反応粒子はマクスウェル分布をしておりかつ、燃料は等温である。

（３） 爆縮コアの中性子の発生時間とコアの大きさは測定系に比べて十分小さく無視できる。

反応する燃料イオンを粒子 1、粒子 2 とし、中性子と反応後粒子 1 が生成されるとして、それぞれの速度ベクトルの関係を図 2.2 に示す。粒子 1、粒子 2、中性子、粒子 4 の実験室系における速度を $\mathbf{v}_1$、$\mathbf{v}_2$、$\mathbf{v}_n$、$\mathbf{v}_4$、重心系における速度を $\mathbf{u}_1$、$\mathbf{u}_2$、$\mathbf{u}_n$、$\mathbf{u}_4$ とした。実験室系における粒子 1 と粒子 2 の重心の速度を $\mathbf{V}_{com}$、相対速度 $\mathbf{u}_{rel}$ を次のように定義する。

$$\mathbf{V}_{com} = \frac{m_1\mathbf{v}_1 + m_2\mathbf{v}_2}{m_1 + m_2} \quad \text{（式2-10）}$$

$$\mathbf{u}_{rel} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \quad \text{（式 2-11）}$$

実験室における粒子 1、粒子 2 の速度 $\mathbf{v}_1$、$\mathbf{v}_2$ は $\mathbf{V}_{com}$、$\mathbf{u}_{rel}$ を用いて表すことができる。

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{V}_{com} + \mathbf{u}_1 = \mathbf{V}_{com} + \frac{m_2\mathbf{u}_{rel}}{m_1 + m_2} \quad \text{（式 2-12）}$$

$$\mathbf{v}_2 = \mathbf{V}_{com} - \mathbf{u}_2 = \mathbf{V}_{com} - \frac{m_1\mathbf{u}_{rel}}{m_1 + m_2} \quad \text{（式 2-13）}$$

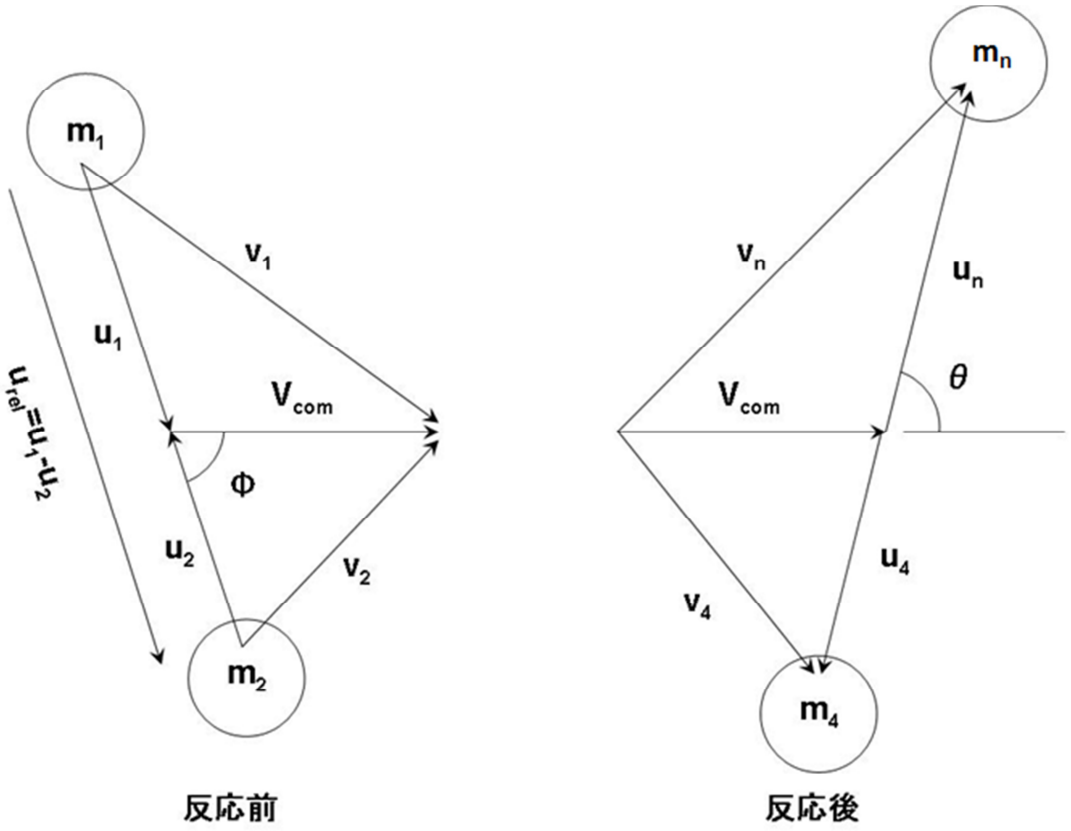


図 2.2　反応する燃料イオンの速度ベクトルの関係

実験室系における反応前の運動エネルギーを $\mathbf{V}_{com}$、$\mathbf{u}_{rel}$ を用いて表すと、

$$\frac{1}{2}m_1v_1^2+\frac{1}{2}m_2v_2^2=\frac{1}{2}(m_1+m_2)V_{com}^2+\frac{1}{2}\mu u_{rel}^2 \qquad (式\ 2\text{-}14)$$

ただし μ は 2 粒子の換算質量で

$$\mu=\frac{m_1m_2}{m_1+m_2} \qquad (式\ 2\text{-}15)$$

によって定義される。また、反応前の重心系における運動エネルギーは

$$\mathbf{u}_1=\frac{m_2\mathbf{u}_{rel}}{m_1+m_2}、\qquad \mathbf{u}_2=\frac{m_1\mathbf{u}_{rel}}{m_1+m_2} \qquad (式\ 2\text{-}16)$$

より、

$$\frac{1}{2}m_1u_1^2+\frac{1}{2}m_2u_2^2=\frac{1}{2}\mu u_{rel}^2$$

よって表される。核反応によって解放されるエネルギーQ は高速 c を用いて、

$$Q=\{(m_1+m_2)-(m_n+m_4)\}c^2$$

によって表される。重神経における運動量保存から反応後の中性子の運動量と、粒子 2 の運動量は等しい。

$$\left|m_{n}u_{n}\right| = \left|m_{4}u_{4}\right| \qquad \text{(式 2-17)}$$

重心系での中性子のエネルギーと粒子４のエネルギー比は、

$$\frac{E_{n}^{com}}{E_{4}^{com}} = \frac{m_{n}u_{n}^{2}}{m_{4}u_{4}^{2}} = \frac{m_{4}}{m_{n}} \qquad \text{(式 2-18)}$$

となる。よって重心系における中性子のエネルギーは、

$$E_{n}^{com} = \frac{m_{4}}{m_{n}+m_{4}}\left(Q + \frac{1}{2}\mu u_{rel}^{2}\right) \qquad \text{(式 2-19)}$$

によって表される。反応の Q 値はイオン温度に比べて十分高いため、イオンの熱速度の 2 次の項を無視すると、中性子のエネルギーは、

$$E_{n}^{com} \approx \frac{m_{4}}{m_{n}+m_{4}}Q \equiv E_{0} \qquad \text{(式 2-20)}$$

によって表される。このため重心系での中性子速度 u_n は、

$$u_{n} \approx \sqrt{\frac{2E_{0}}{m_{n}}} \qquad \text{(式 2-21)}$$

によって与えられる。実験室系での中性子のエネルギーは

$$\begin{aligned} E_{n} &= \frac{1}{2}m_{n}\left|\mathbf{V}_{com}+\mathbf{u}_{n}\right|^{2} \\ &= \frac{1}{2}m_{n}\left(V_{com}^{2}+u_{n}^{2}+2V_{com}u_{n}\cos q\right) \\ &= \frac{1}{2}m_{n}V_{com}^{2}+E_{0}+V_{com}\sqrt{2m_{n}E_{0}}\cos\theta \end{aligned} \qquad \text{(式 2-22)}$$

によって表される。ただし θ は重心系における速度ベクトル $\mathbf{V}_{com}$ と $\mathbf{u}_{rel}$ の成す角度である。重心速度 V_{com} も熱速度のオーダーであるから、その 2 次の項を無視すると、Θ＝cosθ として、

$$E_{n} \approx E_{0} + V_{com}\sqrt{2m_{n}E_{0}}\Theta \qquad \text{(式 2-23)}$$

を得る。この第 2 項がドップラー広がりによるエネルギーのズレを表している。

重心系における中性子放出方向は等方であり、放出角度分布 P(Θ)は、

$$\int_{-1}^{1}P(\Theta)d\Theta = 1 \quad \therefore P(\Theta) = \frac{1}{2} \qquad \text{(式 2-24)}$$

により与えられる。

次に燃料イオンの速度分布から、２つのイオンの重心の並進速度イオンの $\mathbf{V}_{com}$ の分布を求める。実験室系における燃料イオン速度分布がマクスウェル分布であるとすると、イオン温度 T_i（keV)、燃料イオン密度 n（cm^{-3}）から、

$$dn = const \cdot \exp\left(-\frac{mv^{2}}{2T_{i}}\right)d\mathbf{v} \qquad \text{(式 2-25)}$$

の関係が得られる。単位時間、単位体積あたりの核融合反応率 R は

$$\begin{aligned} R &= \iint |\sigma \mathbf{u}_{rel}| dn_1 dn_2 \\ &= \text{const} \cdot \iint \exp\left[-\left(\frac{m v_1^2}{2T_i} + \frac{m v_2^2}{2T_i} \right) \right] |\sigma \mathbf{u}_{rel}| d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 \end{aligned} \quad \text{（式 2-26）}$$

によって与えられる。（式 2-##）を用いて変数変換を行うと、

$$\begin{aligned} R &= \text{const} \cdot \iint \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2) V_{com}^2 + \mu u_{rel}}{2T_i} \right] |\sigma \mathbf{u}_{rel}| d\mathbf{V}_{com} d\mathbf{u}_{rel} \\ &= \text{const} \cdot \int \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2) V_{com}^2}{2T_i} \right] d\mathbf{V}_{com} \cdot \int \exp\left[-\frac{\mu u_{rel}}{2T_i} \right] |\sigma \mathbf{u}_{rel}| d\mathbf{u}_{rel} \\ &= \text{const} \cdot \int \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2) V_{com}^2}{2T_i} \right] d\mathbf{V}_{com} \end{aligned}$$

（式 2-27）

これより反応した 2 つのイオンの重心の速度分布は

$$P(V_{com}) = \frac{dR}{dV_{com}} = \text{const} \cdot \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2) V_{com}^2}{2T_i} \right] \quad \text{（式 2-28）}$$

によって与えられる。実験室系での中性子の速度分布 $P(E_n)dE_n$ は、放出角度によって決まる分布 $P(\Theta)d\Theta$ と重心速度によってきまる $P(V_{com})dV_{com}$ を用いて次のように与えられる。

$$\begin{aligned} &P(E_n) dE_n = \iint P(V_{com}) d\mathbf{V}_{com} \cdot P(\Theta) d\Theta \\ &(E_n = \text{const.}) \end{aligned} \quad \text{（式 2-29）}$$

さらに（式 2-24）より、Θ と E_n の関数として表すことができるので、変数変換して、

$$\iint P(V_{com}) d\mathbf{V}_{com} \cdot P(\Theta) d\Theta = \left(\int P(V_{com}) P(\Theta) \frac{d\Theta}{dE_n} 4\pi V_{com}^2 dV_{com} \right) dE_n$$

（式 2-30）

（式 2-24）から、

$$\frac{d\Theta}{dE_n} = \frac{1}{V_{com} \sqrt{2 m_n E_0}} \quad \text{（式 2-31）}$$

これらを用いて、

$$
\begin{aligned}
P(E_n)dE_n &= \mathrm{const}\cdot\left(\int_{\left|\frac{E_n-E_0}{\sqrt{2m_nE_0}}\right|}^{\infty}\exp\left[-\frac{(m_1+m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right]\frac{4\pi V_{com}^2}{2V_{com}\sqrt{2m_nE_0}}dV_{com}\right)dE_n \\
&= \mathrm{const}\cdot\left(\int_{\left|\frac{E_n-E_0}{\sqrt{2m_nE_0}}\right|}^{\infty}V_{com}\exp\left[-\frac{(m_1+m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right]dV_{com}\right)dE_n \\
&= \mathrm{const}\cdot\exp\left[-\frac{(m_1+m_2)\left(\frac{E_n-E_0}{\sqrt{2m_nE_0}}\right)^2}{2T_i}\right] \\
&= \mathrm{const}\cdot\exp\left[-\frac{(E_n-E_0)^2}{2T_i\frac{2m_nE_0}{m_1+m_2}}\right]
\end{aligned}
$$

（式 2-32）

を得ることができる。これは、中性子スペクトルがエネルギーを中心とする Gauss 分布になることを示している。中性子スペクトルの半値幅を ΔE_{FWHM}（keV）とすると、

$$
\exp\left|-\frac{\left(\frac{\Delta E_{FWHM}}{2}\right)^2}{2T_i\frac{2m_nE_0}{m_1+m_2}}\right| = \frac{1}{2} \qquad \text{（式 2-33）}
$$

より、

$$
\begin{aligned}
\Delta E_{FWHM}(\mathrm{keV}) &= \sqrt{8\ln 2}\sqrt{\frac{2m_n}{m_1+m_2}E_0}\sqrt{T_i(\mathrm{keV})} \\
&= c\sqrt{T_i(\mathrm{keV})}
\end{aligned}
\qquad \text{（式 2-34）}
$$

$c = 82.48\left(\mathrm{keV}^{\frac{1}{2}}\right)$（DD 中性子について）　$c = 176.76\left(\mathrm{keV}^{\frac{1}{2}}\right)$（DT 中性子について）

が導かれる。よって ΔE_{FWHM} を測定することにより、

$$
T_i(\mathrm{keV}) = \left(\frac{\Delta E_{FWHM}(\mathrm{keV})}{c}\right)^2 \qquad \text{（式 2-35）}
$$

によってイオン温度を求めることができる。

また、TOF 計測では、TOF 信号での半値幅 Δt_{FWHM}（ns）、計測器設置距離 L（m）として、DT 反応

$$T_i(\mathrm{keV}) = 67.9 \times \left(\frac{\Delta t_{FWHM}(\mathrm{ns})}{L(\mathrm{m})} \right)^2 \qquad (式\ 2\text{-}36)$$

DD 反応

$$T_i(\mathrm{keV}) = 1.65 \times \left(\frac{\Delta t_{FWHM}(\mathrm{ns})}{L(\mathrm{m})} \right)^2 \qquad (式\ 2\text{-}37)$$

DD 反応については Slaughter のモンテカルロシミュレーションの結果［3］により、

$$T_i(\mathrm{keV}) = 1.55 \times \left(\frac{\Delta t_{FWHM}(\mathrm{ns})}{L(\mathrm{m})} \right)^2 \qquad (式\ 2\text{-}38)$$

となる。

2.2.2.2 カレントモード計測器を用いたイオン温度測定のためのスペクトル解析

カレントモード TOF 型中性子検出器を用いて中性子スペクトルを計測した時、得られる計測データは中性子スペクトルと検出器のインパルス応答の畳み込み積分の形となっている。インパルス応答関数は次の 3 つがある。;(1)1 カウント検出の応答関数 g(t)、(2)シンチレータの厚みによる検出時刻応答関数 d(t)、(3)シンチレータ面に到来する時刻のズレ T(t)。また、X 線遮蔽用の鉛ブロックは検出器よりも遠い位置(数 m)に設置するので、インパルス応答への影響は本節で議論する関数に関係するオーダーよりも十分低い為、畳み込み積分の評価は行わない。それぞれ中性子スペクトル f(t)は以下の式で与えられる。

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} exp\left[-\frac{(t-t_n)^2}{2\sigma^2} \right] \qquad (式\ 2\text{-}39)$$

ここで、t_n は中性子到達時刻である。式 2-28 の分散 σ^2 は式 2-38 より

$$\sigma^2 = \frac{T_i}{1.55} \left(\frac{L}{2\sqrt{2ln2}} \right)^2 \qquad (式\ 2\text{-}40)$$

と表わせる。

1 カウント検出のインパルス応答 g(t)は次のようにあわわされる。

$$g(t) = exp\left(-\frac{t}{\tau_{fall}} \right) - exp\left(-\frac{t}{\tau_{rise}} \right) \qquad (t \geq 0) \quad (式\ 2\text{-}41)$$

ここで、τ_{fall}、τ_{rise} はそれぞれインパルス応答の立下り、立ち上がりの時定数である。

シンチレータの厚みによる検出時刻の応答 d(t)は、シンチレータ内の中性子入射深さにおけるエネルギー付与分布で表わせる。すなわち、核融合中性子の検出分布で表わせるので、次のように

$$\mathrm{d}(t) = \left[exp\left(-\frac{V_n}{\lambda}t\right)\right]^{3/2} \qquad \left(0 \le t \le \frac{d}{V_n}\right) \qquad \text{(式 2-42)}$$

と表わす。ここで、λ は核融合中性子のシンチレータ内での平均自由行程、d はシンチレータの厚みである。そして、関数を光出力の関数として表わすために、高速中性子の有機シンチレータの光出力が付与エネルギーに対して 3/2 乗に比例する事を用いた。[4]

また、3.2 節で設定した 7 つのシンチレータを用いる場合、中性子がシンチレータ面に到来する時刻にずれが生じる。複数のシンチレータにより検出する中性子の時間応答は、式 3-43 のように表わせる。上段の式は中央に位置するシンチレータの面に到来する中性子の応答、下段の式は周囲 6 つのシンチレータの面に到来する中性子の応答である。ここで、r_0 は各シンチレータの半径、w_0 は中央と周囲のシンチレータの間隔である。

$$T(t) = \begin{cases} 2\pi\sqrt{1+\left(\dfrac{t_n}{t+t_n}\right)^2} & \left(0 \le t \le \sqrt{{t_n}^2+\left(\dfrac{r_0}{V_n}\right)^2} - t_n\right) \\ 12\sqrt{1+\left(\dfrac{t_n}{t+t_n}\right)^2}\, arccos\left(\dfrac{r(t)^2+(2r_0+w_0)^2-{r_0}^2}{2r(t)(2r_0+w_0)}\right) & \\ \qquad \left(\sqrt{{t_n}^2+\left(\dfrac{r_0+w_0}{V_n}\right)^2} - t_n \le t \le \sqrt{{t_n}^2+\left(\dfrac{3r_0+w_0}{V_n}\right)^2} - t_n\right) & \end{cases}$$

$$r(t) = V_n\sqrt{(t+t_n)^2-{t_n}^2} \qquad \text{(式 2-43)}$$

以上により、式 3-39、式 3-41、式 3-42、式 3-43 を畳み込み積分する事により得られる関数を用いる事で、図 2.3 のように実験で得られた信号にフィッティングさせ、イオン温度を求める。

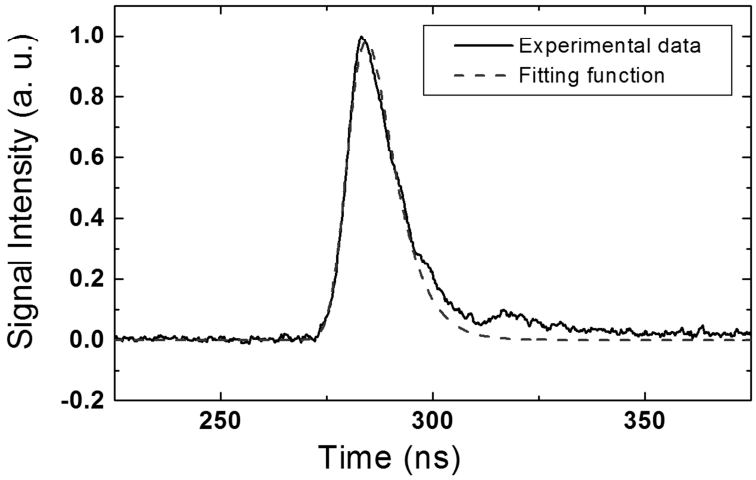


図 2.3　実験で得られた信号とフィッティング関数

2.2.3DT/DD 中性子発生比を用いたイオン温度測定

2.1.2 節で示したスペクトル拡がり測定によるイオン温度測定法は、熱速度によるドップラー効果を用いるものであるが、ホットスポット内に比較的高速(~10^7 cm/s)の流れ(乱流など)が存在する場合には、流体の速度によるドップラー効果が重なり、実際の温度よりも高めに計測される可能性がある。流体運動の影響を受けずに、イオン温度を測定する為に、初期燃料の重水素に少量のサン重水素を混合し、発生する DD 反応中性子(2.45 MeV)と DT 反応中性子の発生比からイオン温度を求める。単位体積、単位時間当たりの熱核融合反応数 R は次のように与えられる。

$$R_{DD} = \frac{{n_{DD}}^2}{2}\langle\sigma v\rangle_{DD} \qquad \text{(式 2-44)}$$

$$R_{DT} = n_D n_T \langle\sigma v\rangle_{DT} \qquad \text{(式 2-45)}$$

これより DD 反応中性子(2.45 MeV)と DT 反応中性子の発生比は

$$\frac{Y_{DT}}{Y_{DD}} = \frac{2n_T}{n_D}\frac{\langle\sigma v\rangle_{DT}}{\langle\sigma v\rangle_{DD}} \qquad \text{(式 2-46)}$$

で与えられる。

DD 反応と DT 反応の断面積のエネルギー依存性の違いから、これらの熱反応率は異なった温度依存性を示す。図 2.4 にイオン温度に対するこれらの反応の熱反応率の比を示す。これらの関係を用いて測定されたイールド比よりイオン温度を求めることが出来る。

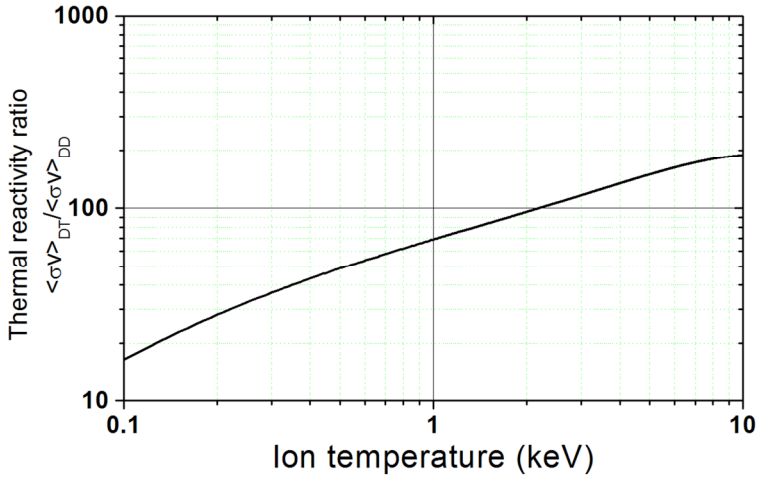


図 2.4 初期重水素燃料に 1%の 3 重水素を置換した時のイオン温度と DD/DT 中性子発生比との関係

2.3 まとめ

中性子計測によるイオン温度の計測原理について述べた。加熱現象の有無を調べるために、追加熱レーザーエネルギーに対する燃料の内部エネルギーの変化率（加熱効率）の導出を行う必要がある。加熱効率の導出には、加熱される燃料の密度分布とイオン温度の変化量を計測する必要がある。従来の X 線計測器を用いて密度分布を計測する事は実証されている為、高速点火実験用のイオン温度の測定を確立する必要があった。イオン温度の測定手法には、中性子スペクトロメータを用いた中性子発生量の変化率とイオン温度の直接測定がある。イオン温度の直接測定には、核融合中性子のスペクトルのドップラー拡がりの計測と DT/DD 中性子発生比計測がある。

参考文献

[1] Shinsuke Fujioka, Takashi Fujiwara, Minoru Tanabe, Hiroaki Nishimura, Hideo Nagatomo, Shinji Ohira, Yuichi Inubushi, Hiroyuki Shiraga, and Hiroshi Azechi, Monochromatic x-ray radiography for areal-density measurement of inertial fusion energy fuel in fast ignition experiment, *Rev. Sci. Instr.*, **81**, 10E529 (2010)

[2] 疇地宏:プラズマ・核融合学会誌 **81**, 3(2005)

[3] D. R. Slaughter, Fusionproduct spectral linewidth in DD, DT, and 3HeD plasmas as an ion speed distribution diagnostic, *Rev. Sci. Instr*., **60**, 552 (1989)

[4] Glenn F. Knoll:放射線計測ハンドブック, *日刊工業新聞社*, **第 2 版**, 237(1991)

第3章

高速点火実験における計測障害の対策

3.1 はじめに

本章では、高強度レーザー生成相対論的電子ビームから制動放射する γ 線による計測障害の対策について述べる。高速点火方式におけるレーザー強度に対する相対論的電子ビームのスロープ温度と電子ビームからの制動放射スペクトルを見積もり、その環境下でDD中性子信号を検出できるようにする対策を講じた。現行の FIREX 実験における条件では、加熱無しでの中性子発生量は 10^4-10^5 程度が報告されている。[1]現状の密度プロファイル(最大密度 7 g/cc, 半径密度積 0.02 g/cm^2)における加熱効率が 1 %程度の場合、中性子は 10-100 倍増加すると評価される。つまり、高速加熱後の中性子の発生量は 10^6-10^7 と予想される。高速点火実験における中性子計測に課される発生量計測下限値は 10^6 に設定する必要がある。

序論でも述べたが、高速点火実験における計測障害は3つある。1つは光電子増倍管に対する計測障害である。カレントモード TOF 型中性子計測器は光電子増倍管とシンチレータの 2 つで構成されている。光電子増倍管は本来微弱な光を検出する装置であるが、高速点火実験における γ 線によるシンチレーション信号は極めて高強度な為に、光電子増倍の限界を超えてしまい(電子増倍の飽和)、光電子増倍管内に貯蔵されているチャージを使い果たしてしまう(チャージの枯渇)。2つ目は、シンチレーション残光成分(アフターグロー)も高強度な信号となって現れる為、DD 中性子の信号が覆い隠されてしまう事である。3つ目はMeV領域のγ線による光核反応中性子である。光核反応中性子は原子核を構成している中性子の結合エネルギーよりも光子の入射エネルギーが大きくなると、原子核から放出される。光核反応中性子は主にターゲットチェンバーの主要な抗生物質である鉄から高線量発生する。計測器に到来する DD 中性子数に対して数桁多く発生している。

本章において、第 4 章で述べる 2 つの検出器を用いて、高速点火実験において DD 中性子発生量 10^6 を計測する為に、以下に述べる対策を 3 つ講じる。1 つ目は従来用いていたダイノード型光電子増倍管をゲート化させる事である。高速ゲーティングにより、γ 線による光電子増倍管の電子増倍率の飽和、チャージの枯渇を抑制する。2 つ目は低残光な液体シンチレータを開発する事である。γ 線によるシンチレーションアフターグローを低減させる事により、DD 中性子信号を明瞭に計測する。3 つ目は光核反応中性子用の中性子遮蔽体を建設する事である。DD 中性子の運動エネルギーと同等で、高線量の光核反応中性子を、DD 中性子を可観測な線量までに遮蔽する。

3.2 γ 線バックグラウンドの見積もり

3.2.1 ポンデラモーティブスケーリング則を用いた相対論的電子ビームのスロープ温度の算定

γ 線バックグラウンドを見積もる為に、相対論的電子ビームのスロープ温度を導出する必要がある。今日までに様々なレーザー強度に対するスケーリング則が提案されている。代表的に、Wilks[2]、Beg[3]、および Haines[4]らがシミュレーション、実験、理論に基づいたスケーリング則を発表している。本研究では、高速点火実験におけるスロープ温度の不確実性から、γ 線バックグラウンドの過大評価を行う事にした。上記の 3 つの発表の内、γ 線バックグラウンドが大きくなる高強度側(>10^{19} W/cm^2)で高いスロープ温度となる Wilks のポンデラモーティブスケーリングを選定した。ポンデラモーティブスケーリングは以下の式に表わされる。

$$T_{REB} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{I\lambda_{\mu m}{}^2}{1.37\times10^{18}}} - 1 \right) \qquad \text{(式 3-1)}$$

ここで、T_{REB} は相対論的電子ビームのスロープ温度、m_e は電子の静止質量、c は光速、I はレーザー強度(W/cm^2)、$\lambda_{\mu m}$ はレーザー光の波長(μm)である。本式を用いて、レーザーエネルギーに対する相対論的電子のスロープ温度を求めた。レーザーパルス幅は 1 ps、スポットサイズは 40 μmφ、レーザー光の波長 1.05 μm にそれぞれ固定した。また、電子変換用の材料に金を用いた場合、レーザーエネルギーから相対論的電子への変換効率は 40 %程度と実験的に確認されている。[5]図 3.1 にレーザーエネルギーに対するスロープ温度を示す。

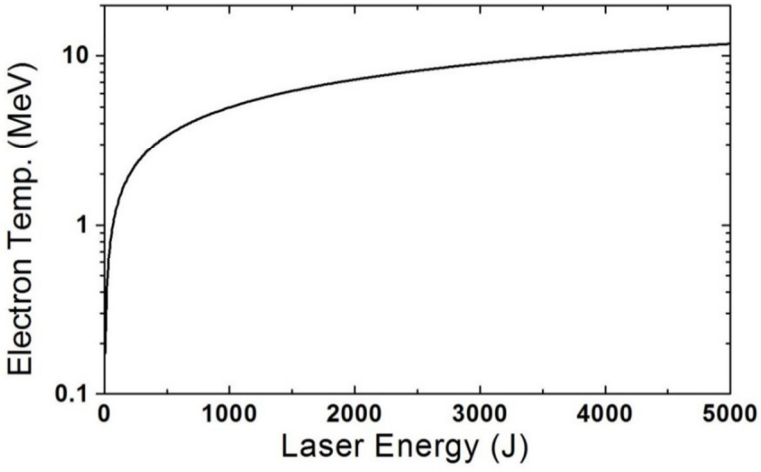


図 3.1 レーザーエネルギーに対する相対論的電子ビームのスロープ温度

3.2.2 モンテカルロシミュレーションを用いた制動放射スペクトルの導出

電子スペクトルから制動放射スペクトルを求める為に、粒子・重イオン汎用モンテカルロシミュレーションコード PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System)を用いた。[6]PHITS は、ほぼすべての粒子と重イオン（原子核）の物質中の輸送と核反応を記述する 3 次元モンテカルロシミュレーションコードである。本コードを用いて、図 3.2 示した爆縮後の高速点火用のターゲットから発生する制動放射スペクトルを導出した。高速点火用のターゲットは 7 μmt の金コーンと密度 300 g/cc、50 μmφ の CD プラズマコアを模擬した球体として表わした。各レーザーエネルギーに対するスロープ温度を持つ相対論的電子ビームを金コーンティップ(30 μmφ)の内側の面からコア方向に向けて照射する事により、発生する制動放射スペクトルを導出した。（図 3.3）電子数に対する γ 線光子数の比はシミュレーション結果のものを用いた。

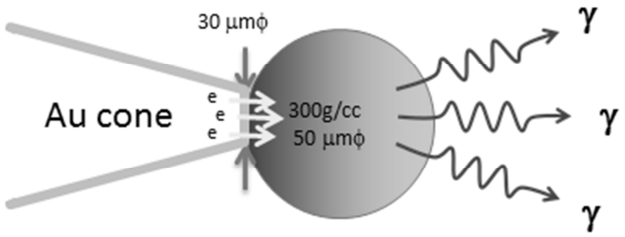


図 3.2 爆縮後の高速点火用のターゲットを模擬した計算体系

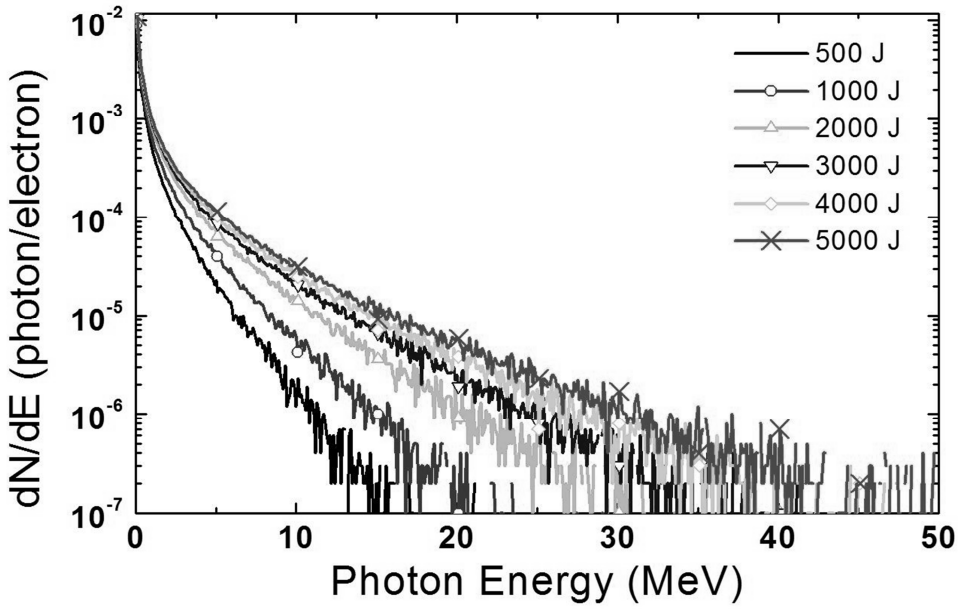


図 3.3 各レーザーエネルギーに対する制動放射スペクトル

3.3 ダイノード型ゲート光電子増倍管の性能評価

3.3.1 ダイノード型光電子増倍管の基本原理

光電子増倍管は一般的にガラス管に封じられた真空管で、入射窓、光電陰極、集束電極、電子増倍部、陽極により構成されており、微弱な光を電気信号に変換する装置である。ダイノード型光電子増倍管の構造を図 3.4 に示す。[7]

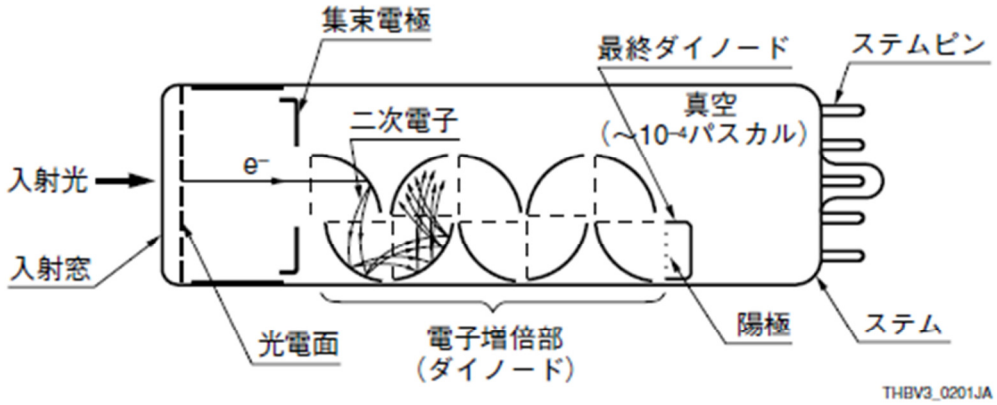


図 3.4　ダイノード型光電子増倍管の構造図

光電子増倍管に入射した光は以下に示す過程を経て、電気信号出力される。

（1）　ガラス窓を透過する。

（2）　光電面内の電子を励起し、真空中に光電子を放出（外部光電効果）する。

（3）　光電子は集束電極で第一ダイノード上に集束され、二次電子増倍された後、引き続く各ダイノードで二次電子放出を繰り返す。

（4）　最終ダイノードより放出された二次電子群は陽極（アノード）より取り出される。

以下では、光電子増倍管の主要な２つの要素である光電陰極と電子増倍部を説明する。

◇ 光電陰極

光電陰極は光電窓から入射する光子を低エネルギーの電子に変換する。この光電子放出は継続した３つの過程からなると考えられる。すなわち、①入射光子の吸収と光電子放出性物質中の電子へのエネルギーの移行、②表面への電子の移動、および③光電陰極表面からの電子の放出である。

第一の段階で光子から電子へ移行されるエネルギーは光量子エネルギー$h\nu$ で与えられる。多くのシンチレータが放出する青い光の量子エネルギーは約 3 eV である。第二の段階では、移動中にそのエネルギーの一部が電子–電子衝突で失われる。最後に第三の段階では、物質と真空の境界に存在する固有電子障壁を乗り越える十分なエネルギーが電子に残されてい

なければならない。この電子障壁は仕事関数と呼ばれており、大半の金属で通常 3-4 eV よりも大きいが、適切に作られた半導体では 1.5〜2 eV 程度まで下げられる。

シンチレーション計数におけるより重要な単位として、光電陰極の量子効率（QE）がある。これは次式で定義される。

$$QE = \frac{N_e}{N_{ph}} \qquad \text{（式 3.2）}$$

ここで、N_e は発生する光電子の数、N_{ph} は入射した光子の数である。実際の光電陰極の量子効率は 20〜30 %となる。光電陰極用に用いられている材料としては Na2KSb を基にした多アルカリ金属物質がある。この物質は少量のセシウムで活性化して、スペクトルの青色領域で 30 %もの高い量子効率を示す。酸素やセシウムで活性化した K2CsSb を基にした物質はバイアルカリと言われ、青色に対しさらに高い効率を示す。このバイアルカリ光電陰極からの熱電子放出は多アルカリ金属の場合よりも低いので、この光電陰極を持っている管の自発雑音率は他のものより低い。また、赤色などの長波長側の光に対する量子効率はほぼゼロであるので、一重項酸素からの発光は検出しない。［7］

◇ 電子増倍部

光電子増倍管の増倍器部分は 2 次電子放出現象に基づいている。光電陰極からの電子は加速され、ダイノードと呼ばれる電極表面を衝撃する。ダイノードに入射電子が付与したエネルギーによって、同じ表面から 1 個以上の電子を再放出する。ダイノード材料中の電子は、表面に入射するエネルギーを持った電子の通過で励起される。光電陰極を出る電子は 1 eV かそれ以下のエネルギーしか持っていない。従って第一ダイノードに数百 V の正電位を印可すると、ダイノードに到達する電子の運動エネルギーはほとんどこの加速電圧の大きさで決まる。

3.3.2電位差制御による高速ゲーティング

飛行時間弁別型の計測では、γ 線による高強度シンチレーション信号の後に中性子のシンチレーション信号が検出される。高強度シンチレーション光が光電子増倍管に入射すると、ダイノード後段に大電流が流れ、電子の空間電荷密度が高くなるために熱電子の放出が制限（空間電荷効果）され、電子増倍飽和現象が表れる。さらに、高強度信号が入射すると、光電子増倍管のコンデンサー内の電荷が枯渇してしまい、信号をそれ以上増倍できない現象も起こると考えられている。また、γ 線自体がダイノードに照射される事によっても、直接ダイノードから熱電子が発生してしまい、上記の障害をさらに誘発する。

そこで、ゲーティング機構を導入する事によって、γ 線が照射されている時点ではゲート

を閉じ、核融合中性子到達時刻にゲートを開く事で、上記の電子増倍飽和現象や電荷枯渇現象を抑制する事を狙った。本研究ではダイノード型ゲート光電子増倍管（光電子増倍管（R2256–02）、ゲート付ダイノード型ソケットアッセンブリ（C1392SMOD）、磁気シールドケース（E989–05）、浜松フォトニクス製）を用いた。図 3.5 にゲート光電子増倍管の回路図を示す。ゲート付ダイノード型ソケットアッセンブリに組み込まれた正の電圧入力端子(+H.V.)に電子増倍用の負の電圧値の 10 分の 1 程度の正の電圧を印加する事によりカソードの電位を逆転させる事で、光電子のカスケーディングを遮断する。また、+5 V 以上のゲートパルス信号を入力する事で、アッセンブリ中のトランジスタから正の電圧入力に通じる領域に電子が流れ込む。そして、カソードと正の電圧入力の間のキャパシタからカソードに電子が供給され、カソードの電位が低下する事で、光電子のカスケーディングが開始し、光信号を出力する事が出来る。ゲートパルス信号入力から光電子増倍管の信号が出力されるまで約 110 ns の時間を要する。本光電子増倍管の仕様を表 3.1 に示す。

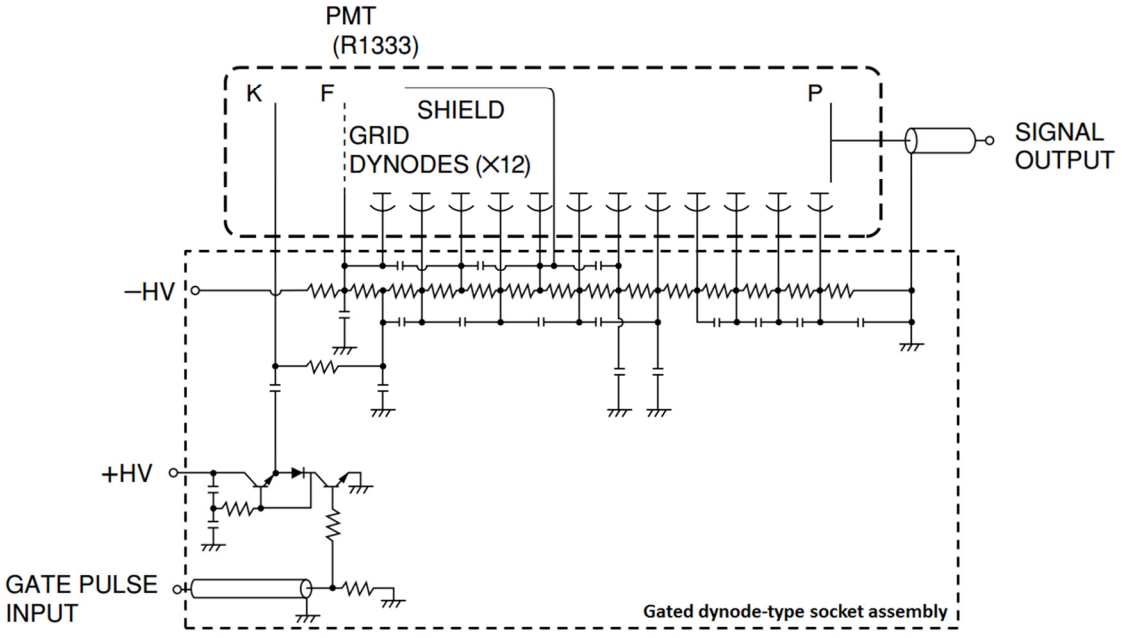


図 3.5　ダイノード型のゲート光電子増倍管の回路図。

表 3.1　ゲート光電子増倍管のスペック

種類	ヘッドオン型
管径	φ51 mm
受光面サイズ	φ46 mm
感度波長 (Short)	160 nm
感度波長 (Long)	650 nm
感度波長 (Peak)	420 nm
分光感度特性 カーブ No.	400S
光電面 種類	バイアルカリ
窓材質	石英ガラス
ダイノード構造	ラインフォーカス
ダイノード段数	12
[絶対最大定格] 陽極－陰極間電圧	2700 V
[絶対最大定格] 平均陽極電流	0.2 mA
陽極－陰極間 印加電圧	1500 V
[陰極特性] ルーメン感度 Min.	60 uA/lm
[陰極特性] ルーメン感度 Typ.	90 uA/lm
[陰極特性] 青感度指数（CS 5-58）Typ.	10.5
[陰極特性] 放射感度 Typ.	85 mA/W
[陽極特性] ルーメン感度 Min.	30 A/lm
[陽極特性] ルーメン感度 Typ.	100 A/lm
[陽極特性] 放射感度 Typ.	9.4E+04 A/W
[陽極特性] ゲイン Typ.	1.10E+06
[陽極特性] 暗電流(30 分後) Typ.	6 nA
[陽極特性] 暗電流(30 分後) Max.	40 nA
[時間特性] 上昇時間 (Tr) Typ.	2.6 ns
[時間特性] 走行時間 (T.T.) Typ.	48 ns
[時間特性] 広がり時間 (T.T.S.) Typ.	1.1 ns

3.3.3 電子線形加速器を用いたゲーティングのγ線耐性の実証実験

前項まで、本研究に適用したダイノード型ゲート光電子増倍管について述べた。本項では、電子線形加速器を用いて高速点火実験のγ線環境を模擬する事で、光電子増倍管のγ線耐性の試験について述べる。電子線形加速器は大阪大学産業科学研究所にある L バンドライナックを利用した。[8]本電子加速器を用いて、電子線(26 MeV、6.5×10^{-9} C/pulse)を鉛ターゲット(25 $cm^2\times5$ mmt)に照射する事により、制動放射 γ 線を発生させた。図 3.6 にモンテカルロシミュレーションコード PHITS を用いて計算した制動放射スペクトルを示す。線形加速器を用いて発生する制動放射スペクトルは高速点火実験において発生するスペクトルプロファイルと似ている為、高速点火実験におけるγ線環境を模擬できる。

図 3.7 に、実験配置図を示す。ダイノード型ゲート光電子増倍管は 4 章の 4.2 節で述べる液体シンチレータを取り付け、ゲーティングを開ける時刻に対するシンチレーション信号を観測した。計測器の位置は鉛ターゲットから 3 m の位置に設置した。図 3.8 にゲーティングを開ける時刻に対する計測された信号を示す。ゲーティングをγ線到来時刻以前に掛けている場合(w/o Gating)、電子増倍飽和現象により、シンチレーション信号のピークが観測されず、かつ、チャージ枯渇が引き起こり、シンチレーションカーブが観測されなかった。対して、ゲーティングを γ 線到来時刻以後にかけている場合(200 ns, 400 ns, 600 ns)、同一のシンチレーションカーブが観測されており、電子増倍飽和現象とチャージの枯渇を共に抑制できている。

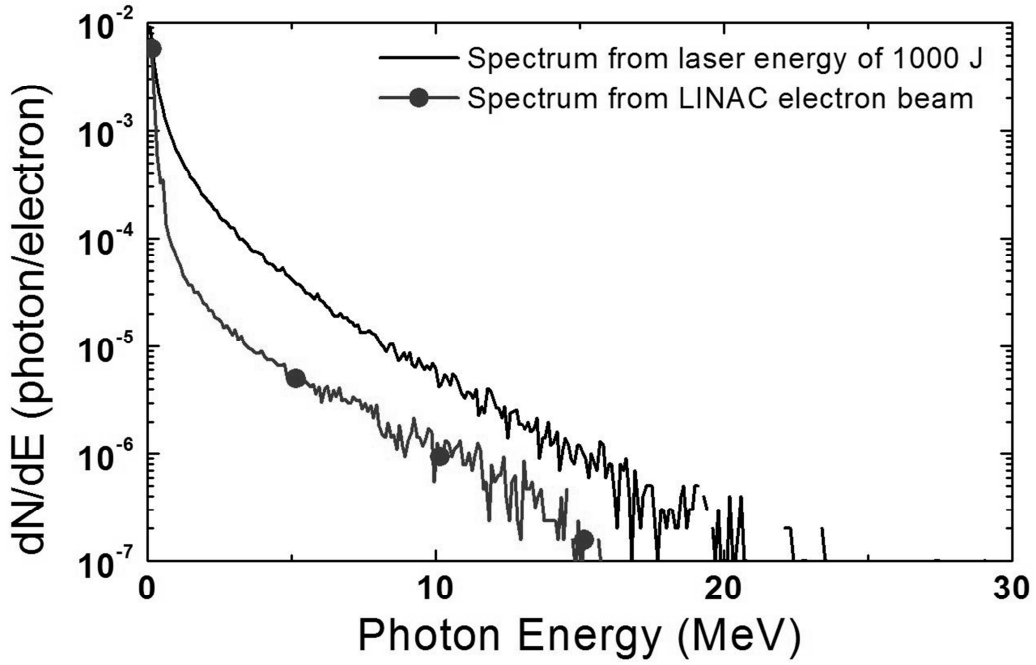


図 3.6 鉛ターゲットから放射されるγスペクトル

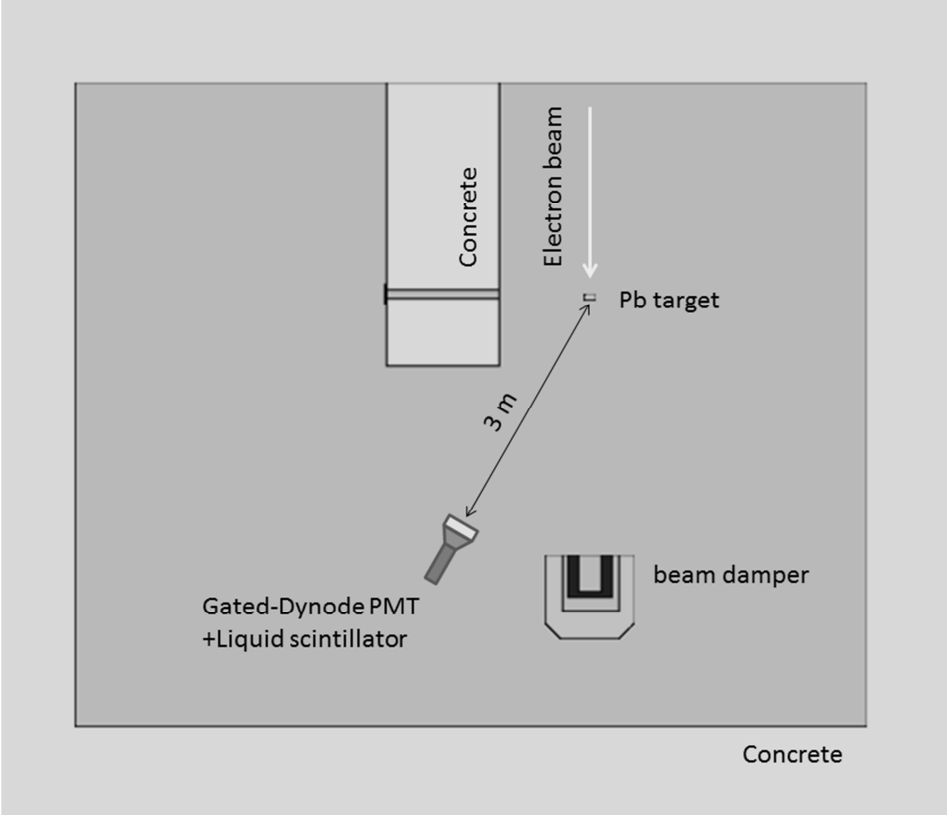


図 3.7 電子線形加速器を用いた高速点火実験の模擬γ線環境におけるダイノード型ゲート光電子増倍管の動作試験セットアップ

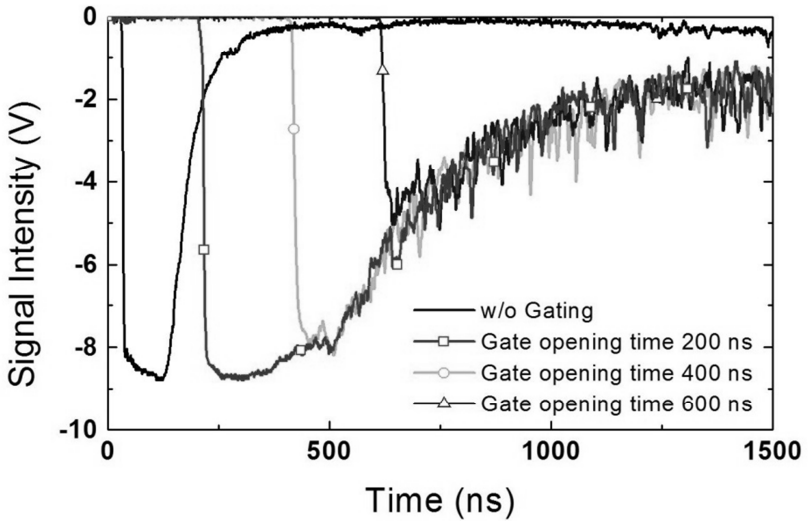


図 3.8 ゲーティングを開く時刻に対する計測された信号

3.4 低残光液体シンチレータの開発

3.4.1 シンチレータの発光機構

結晶シンチレータと異なり、液体シンチレータでは励起エネルギー源と溶質分子（もしくは、発光核）との間に溶媒が介在しているために発光機構は複雑である。放射線励起による液体シンチレーションの発光現象は次のエネルギー移行過程で生ずる。

（１）　放射線エネルギー吸収による溶媒分子の励起

（２）　溶媒分子間のエネルギー移行

（３）　励起溶媒分子から溶質分子へのエネルギー移行

（４）　溶質分子からの発光

これらの諸過程のうち、（１）の過程は放射線物理過程といわれ、（２）～（４）の過程は光物理過程と呼ばれている。また別の観点からは、（１）と（４）の過程は分子内過程で、（２）と（３）の過程は分子間過程と呼ばれている。分子間過程はある分子を取り巻くほかの分子により強い影響を受ける。

液体シンチレータ中で放射線エネルギーが直接溶質分子に吸収されて発光する確率は極めて低い。液体シンチレータ中の溶媒分子数は使用濃度における溶質分子数の約 1000 倍程度であるために、放射線エネルギーによってまず溶媒分子が励起される。放射線エネルギーは溶媒の励起エネルギーよりも遥かに大きいので、放射線励起によって溶媒分子の σ 電子励起、π 電子励起、電離または解離が起こる。一般に、芳香族化合物であるトルエンやキシレンなどのように不飽和結合をしている分子は σ 電子と π 電子を持っている。σ 電子は、σ 結合に属する電子で、分子の平面軌道を運動しており、結合エネルギーが大きいので発光の際のエネルギー移行には寄与しない。一方、π 電子は、σ 軌道に対して垂直方向に分布しており、分子内結合が弱く非常に可動的なので発光過程におけるエネルギー移行に大きな役割をする。

このような分子の π 電子のエネルギー準位を図 3.9[9]に示す。多数ある励起状態のうちどれか一つに電子配置を励起してエネルギーを吸収する。この図で励起一重項状態（Singlet state）の系列は S_0、S_1、S_2、……と名づけられている。同様に、励起三重項状態（Triplet state）の系列は T_0、T_1、T_2、……と呼ばれている。有機シンチレータの分子の S_0 と S_1 間のエネルギー間隔は 3 ないし 4eV であるが、より高いところにある準位間の間隔は通常もう少し小さい。さらにこれらの電子配列は分子の振動状態に対応してより細かい間隔に分離している。これらの順位の間隔は普通 0.15eV 程度である。これらの振動状態を区別するために、第二の添字を付ける。この場合 S_{00} は基底電子状態の最低振動状態を表している。

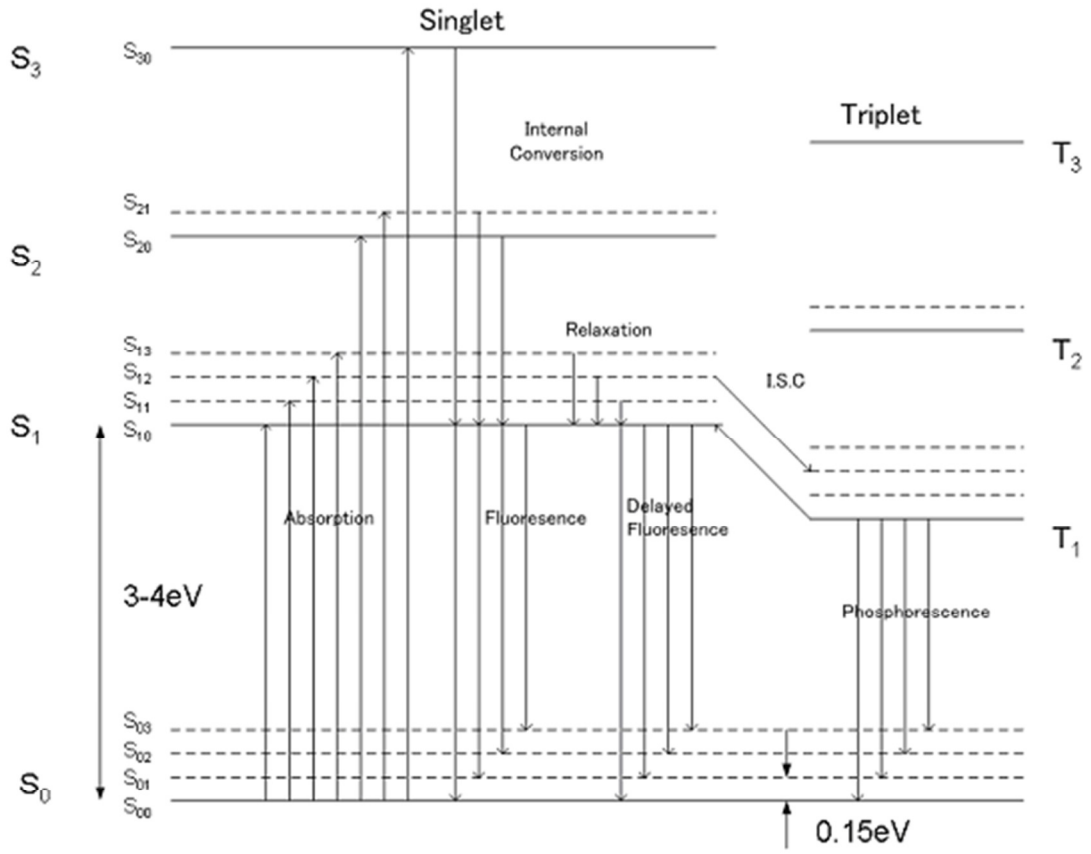


図 3.9　π 電子構造を持つ有機分子のエネルギー準位

溶媒の励起エネルギーは最終的に溶質に移行するが、この場合に溶媒の最低電子励起準位からのエネルギー移行、並びに高い電子励起準位からの過程が考えられる。高い励起準位の寿命（～10^{-15} s）は最低電子励起準位の寿命（～10^{-9} s）に比べてかなり短いので、溶質が低濃度の時には高い励起状態の溶媒分子が溶質分子と相互作用する前に、最低電子励起準位に移るか、あるいは基底状態に非輻射的に遷移する。このように、これらの２つの過程が起こる割合は溶質の濃度に依存する。

溶媒–溶質のエネルギー移行には、双極子–双極子相互作用、衝突過程、輻射的によるものがあると言われている。双極子–双極子相互作用は励起分子の電気双極子（極性分子で見られる正負の等しい電荷がある距離をおいて位置するもの）と未励起分子の電気双極子との間で直接的で非輻射的なエネルギー移行である。この相互作用は距離の 6 乗に反比例し、ある程度の距離に溶媒分子と溶質分子が接近すると両分子の双極子の相互作用が引力の主な原因となり、エネルギー移行が行われない。衝突過程とは励起分子とそれに隣接する未励起分子とが接触（衝突）してエネルギー供受を行う過程で、短距離過程とも呼ばれる。この機構によるエネルギー移行は分子の拡散支配なので、溶媒の粘性や温度と相関性があり、粘性の低下や温度の上昇とともにエネルギー移行は起こりやすくなる。輻射的エネル

ギー移行は、励起溶媒分子が蛍光としてエネルギーを放出した時に、溶質分子がこのエネルギーを吸収して蛍光を発生する現象である。液体シンチレーション用の溶媒も一般に蛍光を放出するが、この蛍光量子収率は当然溶質のそれよりも小さい。

発光波長変換のために、液体シンチレータ中に発光核を 2 種類入れている場合、第 1 溶質–第 2 溶質（第一発光核–第二発光核）間のエネルギー移行が生ずる。この過程には、溶媒–溶質過程と同様、輻射的な場合と非輻射的な場合がある。

溶質が励起エネルギーを吸収すると、電子励起準位またはその振動準位に励起され、発光を行う。主要なシンチレーション光すなわち即発蛍光（prompt fluorescence）はこの S_{10} 状態と基底電子状態の振動状態間遷移によって発せられる。この遷移を図 3.9 に下向きの矢印で示した。今 S_{10} 準位に対する蛍光の減衰時定数（1／e に減衰する時間）を τ とすると、励起後時刻 t における即発発光の強度は次式で表される。

$$I = I_0 e^{-t/\tau} \qquad \text{（式 3-3）}$$

一般的な有機シンチレータのシンチレーションの即発成分の減衰時定数は 2〜3 ns 程度であり、かなり速いものといえる。第一の励起三重項状態 T_1 に対する寿命は励起一重項状態 S_1 の寿命よりもはるかに長いという特性を持っている。系間遷移（Intersystem Crossing I.S.C.）と呼ばれる遷移を経ていくつかの励起一重項状態の励起状態から励起三重項状態へと転換される。T_1 の寿命は 1 ms 程度なので、T_1 から S_0 への遷移で放出される放射線は燐光（phosphorescence）と呼ばれている遅れた発光になっている。T_1 は S_1 の下にあるので、この燐光スペクトルの波長は蛍光スペクトルの波長よりも長くなる。T_1 状態にあるとき、いくつかの分子は励起されて S_1 状態に戻され、その結果通常の蛍光として遷移することがある。この過程は有機物質で観測される遅発蛍光（delayed fluorescence）の源になる。この燐光と遅発蛍光をまとめて遅発発光と呼ばれ、シンチレーションのアフターグローになるものである。[10] このようにシンチレータはいくつもの発光をしながら減衰するので、シンチレーション光の時間変化は次式で表されることもある。

$$I = \sum_i I_i \exp\left(-t/\tau_i\right) \qquad \text{（式 3-4）}$$

以上より、発光の減衰速度はエネルギーの遷移速度と励起状態によって決まるので、高速減衰で低アフターグローにするためには、高速なエネルギー移行をもつ溶媒と発光核の組合せを作ることと、励起三重項状態を無輻射に失活させることが必要である。

3.4.2 有機シンチレータと高速中性子の相互作用

中性子飛行検出器として有機液体シンチレータを用いる。散乱相互作用によって中性子の運動エネルギーの一部が標的核に移行し反跳核を作る。ここでの標的核はシンチレータ

中の水素(H)である。中性子が弾性散乱されて生じる反跳核のことを反跳陽子(recoil proton)という。

中性子ー陽子衝突では殆どが弾性衝突で Q 値はほぼ 0 である。実用的には全ての標的核は静止しているので、反応生成物すなわち反跳核と散乱中性子の運動エネルギーの和は入射中性子の運動エネルギーの値に等しいはずである。以下に弾性散乱の運動則を示す。

以下の式で用いる記号を最初に定義する。

A　　：標的核の質量／中性子の質量≈質量数

E_n　　：入射中性子の運動エネルギー（lab 系）

E_R　　：反跳角の運動エネルギー（lab 系）

Θ　　：重心（cms）系における中性子の散乱角

θ　　：lab 系における中性子の散乱角

m　　：中性子の質量

これらの定義を図 3.10 に示す。

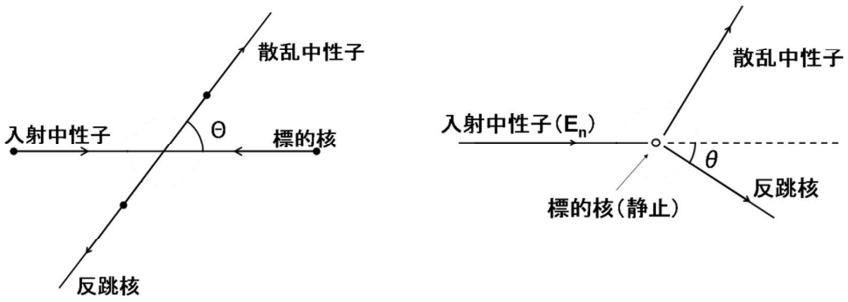


図 3.10　重心（cms）系（左側）と実験室（lab）系（右側）における中性子の弾性散乱

v_1、v_2、v_1'、v_2'：質量中心（cms）系での衝突前後の速度

u_1、u_1'、u_2'　　：実験室（lab）系での衝突前後の速度

この定義において非相対論運動エネルギーをもった入射中性子に対して（cms）系では

$$mv_1 = Amv_2$$

$$mv_1' = Amv_2'$$

$$v_1 = v_1' = Av_2' = Av_2 \qquad \text{（式 3-5）}$$

lab 系の中性子の入射速度は $u_1=v_1+v_2$（相対速度）となる。よって、

$$mu_1 = mv_1 + mv_2 = m(A+1)v_2$$

（式 3-6）

エネルギーの保存則により、

$$u_2'^2 = \left(v_2'\sin\Theta\right)^2 + \left(v_2'\cos\Theta - v_2\right)^2 \quad \text{（式 3-7）}$$

反跳エネルギーは、

$$E_R = \frac{1}{2}Amu_2'^2 = \frac{2A}{(A+1)^2}(1-\cos\Theta)E_n \quad \text{（式 3-8）}$$

lab 系に変換するために、

$$\cos\theta = \sqrt{\frac{1-\cos\Theta}{2}} \quad \text{（式 3-9）}$$

これを式 3-8 へ代入して、

$$E_R = \frac{4A}{(1+A)^2} = \left(\cos^2\theta\right)E_n \quad \text{（式 3-10）}$$

これより反跳核が中性子より得るエネルギーは散乱角 θ によって一義的に決まることがわかる。入射中性子と標的核が正面衝突する（θ=0°）場合、最大の反跳エネルギーが得られる。また、式 3-10 より標的核は軽いほど衝突時のエネルギー移行が高いことがわかる。これより、標的核はシンチレータ中の水素（H）が最も適していることがわかる。

3.4.3 酸素消光の原理

液体シンチレータ中に存在する溶存酸素による消光(quenching)を酸素消光(oxygen quenching)という［10］。溶存酸素は液体中に溶解している分子上酸素であって、液体中で弱い結合エネルギーで保持されており、液体分子と容易に結合または解離する。大気圧下では空気中の酸素(21 %)が液体シンチレータ中に溶存しているために、大気中の液体シンチレータは特殊な場合を除き常に酸素消光の影響を受けている。溶存酸素量は液体の種類によって異なり(表 3.2)、さらに、温度や圧力によっても左右される。この量は温度の上昇とともに減少し、気相中の酸素分子の分圧に比例して増加する。液体シンチレータの組成成分のうち溶媒が最も多量なので、一般に酸素消光はほとんど溶媒中の溶存酸素によって支配される。酸素分子は強い電子受容性を持つため、放射線エネルギーで励起された励起 1 重項状態の溶媒分子とエクサイプレックスを形成しやすい。エクサイプレックスが生じると、次に示す反応により酸素消光が起こる。

$$^S M^* + {}^T O_2 \rightarrow \left(M^+ \cdot O_2^-\right)^* \rightarrow {}^S M + {}^T O_2 \quad \text{（式 3-11）}$$

エクサイプレックス

ここで、M と O_2 はそれぞれ、溶媒分子と酸素分子である。左上の S、T はそれぞれ一重項

状態、三重項状態を示す。右上の＊は励起状態を示す。

液体	密度(g/cm3)	温度(℃)	ppm(w/w)
ベンゼン	0.878	19	55.43
トルエン	0.864	18	58.06
キシレン	0.865	16	58.34
ニトロベンゼン	1.202	18	17.39
クロロホルム	1.490	16	41.08
四塩化炭素	1.595	18	43.06
メチルアルコール	0.792	18.5	65.98
エチルアルコール	0.809	20	52.78
アセトン	0.795	19	77.75
水	1.000	20	9.00

表 3.2 液体中の溶存酸素量

酸素は基底状態において三重項状態をなし、電子スピンによる磁気モーメントを持っている。この磁場が溶媒分子のスピン–軌道相互作用を増大させて、溶媒分子の項間交差を惹起するためにクエンチングが生ずることも考えられている。

酸素分子は次の反応によって溶媒の励起三重項状態をも失活させ、酸素分子自体は励起一重項となる。

$$ {}^{T}M^{*} + {}^{T}O_2 \rightarrow {}^{S}M + {}^{S}O_2{}^{*} \qquad \text{(式 3-12)} $$

励起一重項酸素は 761.9 nm に発光がある［11］が、光電子増倍管の光検出感度が低いため、遅発発光信号にはならない。また、（式 3-11）と（式 3-12）の頻発性は、酸素の基底状態は三重項状態ということから、（式 3-12）のほうが大きいと考えられるので、この反応を積極的に利用することで液体シンチレータの励起三重項状態を失活させ、アフターグローを低減すると考えた。

3.4.4 高速減衰発光核の選定

信号の分解能を向上するために、開発するシンチレータには高速減衰性が必要である。本研究では、液体シンチレータの溶媒として汎用的に利用されている p–キシレンに溶媒を固定して、液体シンチレータや色素レーザーに用いられている発光核の中から、最も減衰時定数が小さいものを選定した。キシレン溶媒シンチレータは疎水性試料にとって適しており、次の点で特性が優れている。

（1） 高い計数効率を与える。

（2） 毒性が比較的少ない。

また、p–キシレンベースのシンチレータは混合キシレンベースのシンチレータよりもエ

ネルギーの移行効率が幾分良いこともわかっている。

発光核の種類は以下の指針で選択した。

（1）より短波長の発光があること。

（2）発光波長が光電子増倍管の光電窓材（BK7）やライトガイドなどの光伝送系を透過すること。

一般的に、減衰時定数と発光波長には次の関係式がある。[12]

$$1/\tau = n/\lambda^3 \cdots \left[\left(n^2+2\right)/3\right]^2 \cdots \sum_f \cdots |< f \mid \mu \mid i >|^2 \qquad \text{（式 3-13）}$$

ここで、n は屈折率、λ は発光波長、μ は最終状態 f を初期状態 i につなげる電気双極子演算子である。つまり、減衰時定数は波長の 3 乗に比例するので、より波長が短くなればなるほど、減衰時定数が減少する。また、光電子増倍管の光電窓材は BK7 が用いられており、波長が 360 nm 以下になると急激に透過率が減少するため、シンチレータの発光波長ピークは 360 nm より十分に長波長側にある必要がある。この指針から選択した発光核とその吸収波長・発光波長領域を図 3.12、表 3.3 [13] に示す。

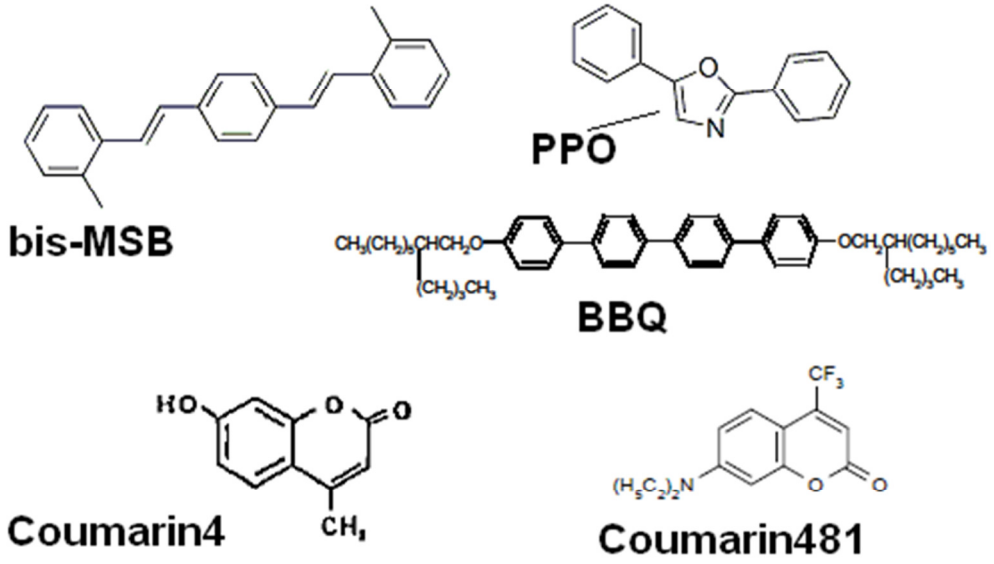


図 3.12 選定した発光核の構造式

表 3.3 選定した発光核の吸収波長と発光波長域の文献値 [13]

発光核名	吸収波長(nm)	発光波長域(nm)
PPO	303	360～390
BBQ	313	360～405
Bis-MSB	350	412～435
Coumarin4	372	430～480
Coumarin48	405	460～550

PPO : 2,5-Diphenyloxazol

BBQ : 4,4"'-Bis[(2-butyloctyl)oxy]-1,1':4',1":4",1"'-quarterphenyl

Bis-MSB : p-Bis(0-methylatyryl)-benzene

Coumarin4 : 7-Hydroxy-4-methylcoumarin

Coumarin481 : 7-Diethylamino-4-trifluoromethylcoumarin

3.4.5 酸素溶存液体シンチレータの作製

吸収波長 350 nm を境に発光核を第一発光核と第二発光核のグループに分類し、第一発光核の発光波長領域と第二発光核の吸収波長が重なる組合せを作成した。その組合せとその濃度を表 3.4 に示す。液体シンチレータの作成手順を次に示す。

（1） 計量した発光核を p–キシレンに溶解させる。

（2） バブリングにより、酸素を溶存、もしくは除去する。外気に触れないように密閉容器内で、バブリングをそれぞれ 15 分間行った。酸素除去には不活性ガスである窒素を用いた。

装置模式図を図 3.13 に示す。

表 3.4 発光核の組み合わせと発光核濃度

発光核(第一発光核、第二発光核の順	第一発光核(w/w%)	第二発光核(w/w%)
PPO	0.2	
PPO+Bis-MSB	1.2	1.2
PPO+Coumarin4	0.1	0.1
BBQ	0.2	
BBQ+Bis-MSB	0.1	0.2
BBQ+Coumarin4	0.1	0.1
BBQ+Coumarin481	0.1	0.1

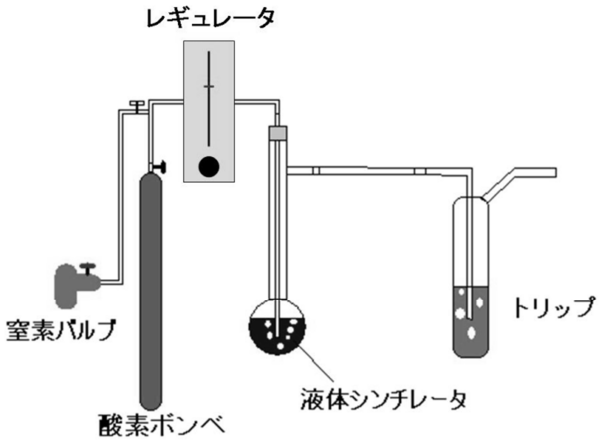


図 3.13　酸素溶存用のバブリング模式図

3.4.6 液体シンチレータの性能測定実験

3.4.6.1　蛍光分光計測

作製した液体シンチレータの発光波長、酸素溶存と酸素除去の発光量の違いを調べる為に、蛍光スペクトルを計測した。測定器は JASCO 製の FP6500 を用いた。励起波長は 300 nm で行った。図 3.14 に発光核の組み合わせの蛍光スペクトルを示す。発光ピーク波長を比較する為に、ピークで発光量を規格化した。BBQ+Coumarin4 の発光ピークのみ第二発光核(Coumarin4)の発光ピーク(~400 nm)にならなかった。これは、第一発光核(BBQ)の発光波長と第二発光核(Coumarin4)の吸収波長の不一致によるものだと考えられる。

図 3.15 に酸素溶存と酸素除去の発光・吸収スペクトルの比較を示す。酸素溶存・除去の発光量を比較する為に、酸素除去(N_2)の発光ピーク値でそれぞれ発光・吸収スペクトルを規格化した。酸素除去に対する酸素溶存シンチレータの発光比は 0.73 である。酸素消光により 3 割程度の光量の減少があると考えられる。

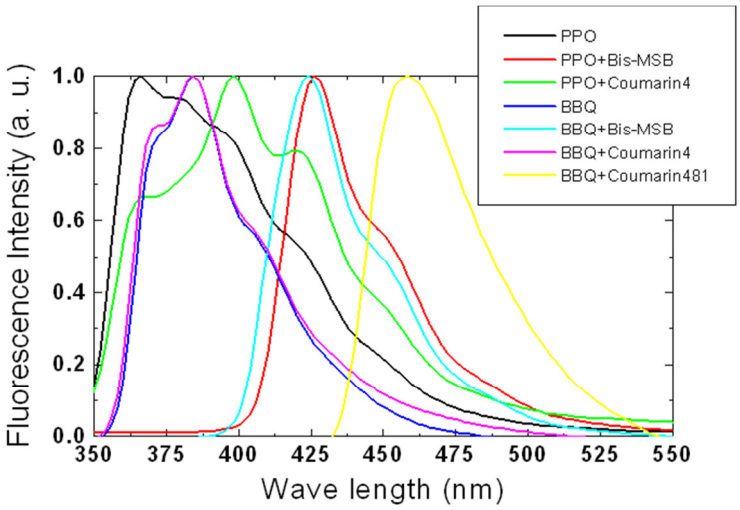


図 3.14 発光核の組み合わせの蛍光スペクトル

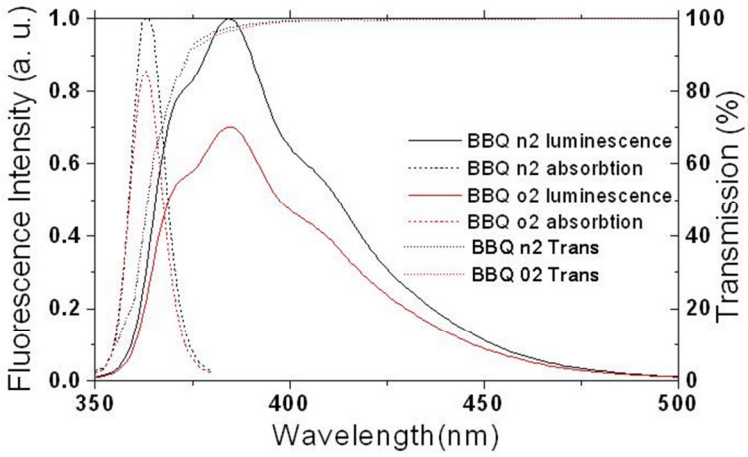


図 3.15 酸素飽和と酸素除去の発光・吸収スペクトルの比較。酸素除去（n 2）のピークで規格化

3.4.6.2 減衰プロファイル測定

減衰時定数を計測するため、高時間分解能計測を行った。励起源はチタンサファイアレーザーの三倍高調波（20 μJ、150 fs、290 nm、1 kHz）を用い、p-キシレンからエネルギー吸収が起こるようにした。計測器はストリークカメラ（C1587、浜松フォトニクス）を用いて、1000 回の平均の減衰プロファイルを測定した。測定したデータの時刻毎の積算値を図 3.16 に示す。代表的に、減衰時定数が小さい 2 種類のシンチレータ(BBQ と PPO+Bis-MSB)を比較した。酸素溶存・除去の減衰時定数の違いは見られなかった。表 3.5 に蛍光時定数をまと

めた。

発光核の選定基準では、発光波長が短いほど減衰時定数が小さくなるという仮説であったが、結果では BBQ（発光波長の短さは 2 番目）であった。これは、キシレンの発光波長ピークは 313 nm で BBQ の吸収波長ピークと重なっている為、BBQ の p-キシレンとのエネルギーの遷移効率が良いからだと考えられる。[10]

また、PPO は選定した発光核の中で最も短波長発光であるにもかかわらず、BBQ の約 2.6 倍も大きい減衰時定数を持っている。これは、減衰時定数のパラメータでは、発光核の発光波長のみならず、溶媒(p-キシレン)とのエネルギーの遷移効率が重要なパラメータになっていると考えられる。

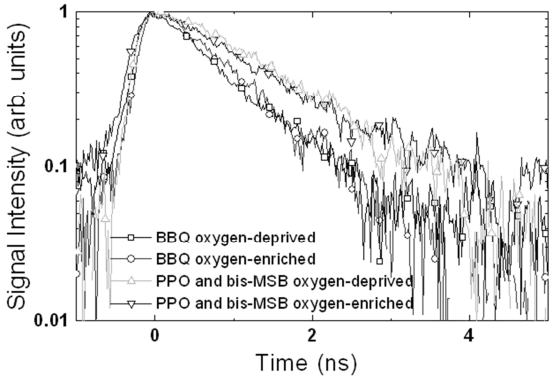


図 3.16　酸素飽和と除去の比較

発光核(第一発光核、第二発光核の順	減衰時定数（ns）
PPO	2.20
PPO+Bis-MSB	1.15
PPO+Coumarin4	2.67
BBQ	0.76
BBQ+Bis-MSB	2.26
BBQ+Coumarin4	2.09
BBQ+Coumarin481	4.99

表 3.5　各発光核の組み合わせの減衰時定数

酸素消光の効果を見る為に、シンチレーションアフターグローまで計測できるダイナミックレンジを持つ減衰曲線の測定を行った。減衰時定数が小さい 2 種類のシンチレータと汎用の高速応答シンチレータとして用いられているプラスチックシンチレータ（BC-422）のアフターグローを測定した。発光ピークからアフターグローを計測する為には、大きいダイナミックレンジ（4 桁程度）を持つ測定をしなければならない。信号を積算するだけで

は通常 3 桁程度のダイナミックレンジしか計測できない。これは主に光電子増倍管のアフターパルスによって信号のテール部分が正しく計測できない事による。本研究ではダイナミックレンジを大きくできる 2 種類の計測手法をとった。

1 つ目は、チタンサファイアレーザーを用いて、高強度のシンチレーション光を発生させて、信号のピークの部分、中間の部分、アフターグローの部分をそれぞれ別々の光電子増倍管で計測し、信号を合成することによって、大きいダイナミックレンジの信号取得を実現した。シンチレーションカーブの中間の部分、アフターグローの部分を切り取って計測する為に、ゲート光電子増倍管を用いた。観測領域に応じて、N. D. フィルターを用いた。実験コンセプトを図 3.17 に示す。

計測したデータを図 3.18 に示す。本計測手法において 7-8 桁の大きなダイナミックレンジを持つ計測が実現できた。表 3.6 に各シンチレータのピーク時刻から 100 ns 後の BC-422 プラスチックシンチレータの信号値に対する相対値を示す。2 つの酸素溶存の液体シンチレータ(oxygen-enriched BBQ、PPO+Bis-MSB)が従来のプラスチックシンチレータに比べ十分低残光である事が分かる。また、酸素除去との違いも観測され、酸素消光の効果も見られる。

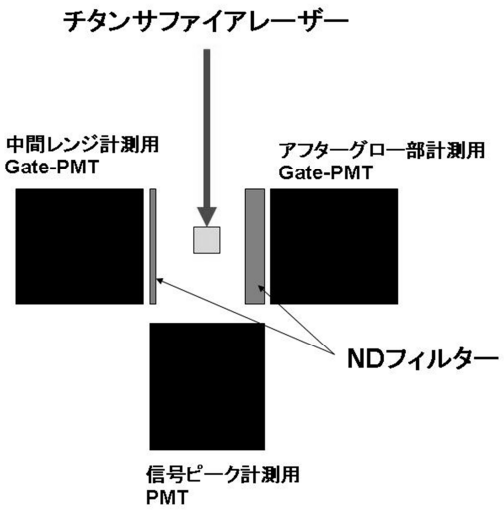


図 3.17 紫外レーザー励起による大ダイナミックレンジ計測のコンセプト

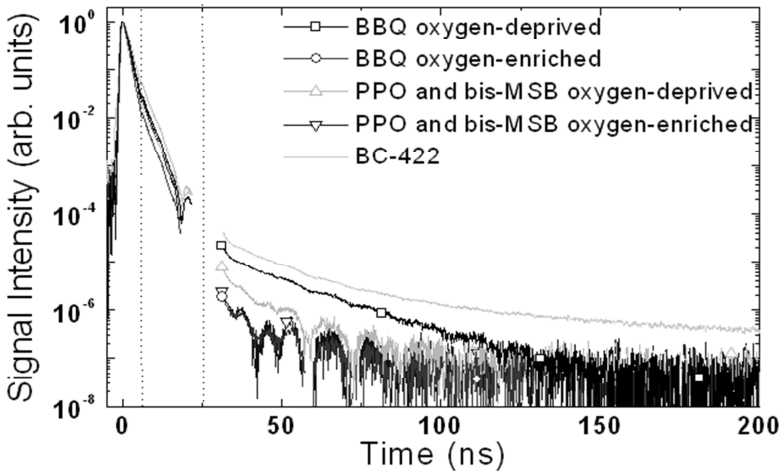


図 3.18 紫外レーザー励起による大ダイナミックレンジ減衰曲線の比較。アフターグローの部分は ND フィルターの減光率によって補正をした。

表 3.6　ピークから 100 ns の信号値の比較。BC-422 の値で規格化。

シンチレータ	紫外励起
BBQ　酸素除去	0.51
BBQ　酸素飽和	＜0.03
PPO+bis-MSB 酸素除去	0.12
PPO+bis-MSB 酸素飽和	＜0.03
BC-422	1

3.4.7 DD 中性子到達時刻における加熱エネルギーに対するγ線信号のスケーリング

前項の従来シンチレータとの比較計測により、選定した発光核の中で減衰時定数が最も小さく(0.76 ns)、アフターグローの最も少ない p-キシレン+BBQ 酸素溶存シンチレータが高速点火実験において有望である。本項では、3.2.2 項で求めたγ線スペクトルを用いて、加熱レーザーエネルギーに対する信号値を見積もり、光電子増倍管の飽和現象とアフターグローの抑制を評価する。

まず、加熱レーザーエネルギーに対するγ線シンチレーション信号を求める。γ線シンチレーション信号はシンチレーション発光量に比例した BBQ シンチレータの減衰曲線関数となる。シンチレータの減衰曲線は 3.4.6.2 で述べた測定結果を用いる。フィッティングした減衰曲線は、

$$Decay(t) = A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} + A_3 e^{-\frac{t}{\tau_3}} + A_4 e^{-\frac{t}{\tau_4}}$$

$$\begin{cases} A_1 = 0.99 \\ A_2 = 9.7 \times 10^{-3} \\ A_3 = 2.75 \times 10^{-4} \\ A_4 = 2.5 \times 10^{-5} \end{cases} \qquad \begin{cases} \tau_1 = 1 \times 10^{-9} \\ \tau_2 = 10 \times 10^{-9} \\ \tau_3 = 100 \times 10^{-9} \\ \tau_4 = 1500 \times 10^{-9} \end{cases} \quad \text{(sec.)} \qquad \text{（式 3-.14）}$$

となった。シンチレーション発光量はγ線放射分布に対する計測器の立体角、鉛遮蔽によるγ線の減衰効率、シンチレータのγ線吸収効率、シンチレーション効率により求められる。γ線放射分布は有川らに報告されたガラスバッチ線量計（千代田テクノル製）を用いた計測結果($\cos^5(\theta/2)$)[14]を用いる。高速点火実験におけるγ線放射分布はレーザー照射方向にピークを持つ分布になっている。その分布の中で計測器の占める割合 η_{geom} は、

$$\eta_{geom} = \int_{\omega-\varphi}^{\omega+\varphi} cos^5\theta \cdot 2\sqrt{\varphi^2 - (\omega-\theta)^2}d\theta \Big/ \int_0^{\pi} cos^5\theta \cdot 2\pi sin\theta d\theta$$

$$\varphi = arctan\left(\frac{r}{L}\right) \qquad \text{（式 3-.15）}$$

と表わされる。ここで、ω はレーザー照射方向と計測器の位置する方向の角度、r はシンチレータの半径、L は計測器までの距離である。光子エネルギーに対する鉛遮蔽の透過率 $T_{Pb}(E)$は、

$$T_{Pb}(E) = exp\left[-\left(\mu/\rho_{Pb}(E)\right)\rho_{Pb}t_{Pb}\right] \qquad \text{（式 3-.16）}$$

と表わされる。$\mu/\rho_{Pb}(E)$は鉛の質量減弱係数、ρ_{Pb} は鉛の質量、t_{Pb} は遮蔽体の厚さである。光子エネルギーに対するシンチレータ内でのγ線のエネルギー吸収効率 $\varepsilon_{scint}(E)$は、

$$\varepsilon_{scint}(E) = 1 - exp\left[-\left(\mu_{en}/\rho_{scint}(E)\right)\rho_{scint}t_{scint}\right] \qquad \text{（式 3-.17）}$$

と表わされる。ここで、$\mu_{en}/\rho_{scint}(E)$はシンチレータの質量エネルギー吸収係数、ρ_{scint} はシンチレータの密度、t_{scint} はシンチレータの厚さである。シンチレータ内の主要な物質は溶媒の p-キシレンである為、質量エネルギー吸収係数、密度はその値を用いる事とした。吸収エネルギーに対するシンチレーションの光出力 L(E)は、

$$L(E) = SE \qquad \text{（式 3-.18）}$$

と表わせる。[15]ここで、S はシンチレーション効率である。コバルト 60γ 線源(1.17, 1.33 MeV)を用いて、平均エネルギー(1.25 MeV)に対する光出力を測定する事で、シンチレーション効率を求めた。式 3-.15~ 式 3-.18 より、加熱レーザーエネルギーに対するシンチレータ

の光出力 N_{photon} は、

$$N_{photon} = \int_0^\infty N_\gamma(E)\,\eta_{geom} T_{Pb}(E)\varepsilon_{scint}(E)\,L(E)dE \qquad (式\ 3\text{-}.19)$$

となる。ここで、$N_\gamma(E)$は加熱レーザーエネルギー毎の γ 線エネルギースペクトルである。BBQ 液体シンチレータの光子数の時間応答関数 $N_{photon}(t)$は、（式 3-.14）と（式 3-.19）より、

$$\mathrm{N}_{photon}(t) = \frac{N_{photon}}{A} Decay(t)$$

$$A = A_1\tau_1 + A_2\tau_2 + A_3\tau_3 + A_4\tau_4 \qquad (式\ 3\text{-}.20)$$

となる。結果的に、実際の実験時に計測される電気信号 V(t)は、光電子増倍管の係数を乗ずることにより、

$$V(t) = N_{photon}(t) \times QE \times G \times e \times R \qquad (式\ 3\text{-}.21)$$

となる。ここで、QE は量子効率、G は電流増倍率、e は電荷素量、R はオシロスコープの終端抵抗(50 Ω)である。よって、加熱レーザーエネルギーに対する DD 中性子到達時刻における M-ch 計測器の信号値は図 3.19(a)のようになる。加熱エネルギー2 kJ まで、信号値が光電子増倍管の電子増倍の限界に達しない事が確認された。また、電気信号の揺らぎは光電子増倍管のカソード後の光電子数の統計誤差により引き起こると考えると、図 3.19(b)のようになる。加熱エネルギー2 kJ まで、DD 中性子 10^6 以上の中性子信号を計測可能である事が確認された。第 5 章で述べる高速点火実験において、加熱エネルギーが 1 kJ 以下である為、p-キシレン+BBQ 酸素溶存シンチレータが有望であるという事を、本スケーリングを以て示せた。

(a) (b)

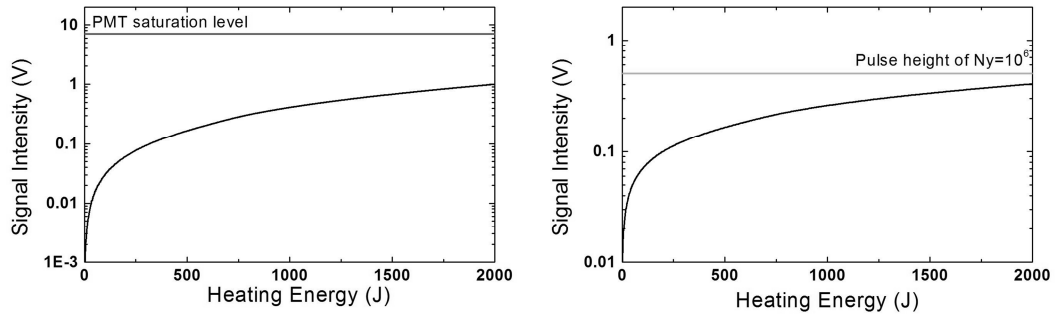


図 3.19 レーザーエネルギーに対する DD 中性子到達時刻における M-ch 計測器の(a)信号値、(b)信号揺らぎ。それぞれの水平線は光電子増倍管の電子増倍飽和する信号値、DD 中性子 10^6 の波高値を示す。

3.5 光核反応中性子遮蔽体の開発

3.5.1光核反応中性子用の遮蔽体の構成

中性子遮蔽体の開発は 4 章で述べる 2 つの中性子計測器に対して行った。(図 3.20)S-ch 計測器用の中性子遮蔽体は TOF 用フライトパス上に設置した 10 個のデルリン製のコリメータ(径 25 cm、厚さ 15 cm)と、ターゲット室の 1 m 厚のコンクリート壁から構成される。(図 3.21)デルリン製のコリメータはチェンバー中心以外から到来する光核反応中性子を遮蔽できるように最適配置されている。M-ch 計測器用の中性子遮蔽体はチェンバー内のデルリン製のコリメータと大容量の水槽で構成されている。(図 3.22)チェンバー内のデルリン製のコリメータは計測ポートを通って検出器に到来する光核反応中性子を遮蔽するような設計になっている。水槽はチェンバーのコンクリート支持台の上部に核融合中性子のフライトパス以外の寄与を遮蔽した状態で設置されている。

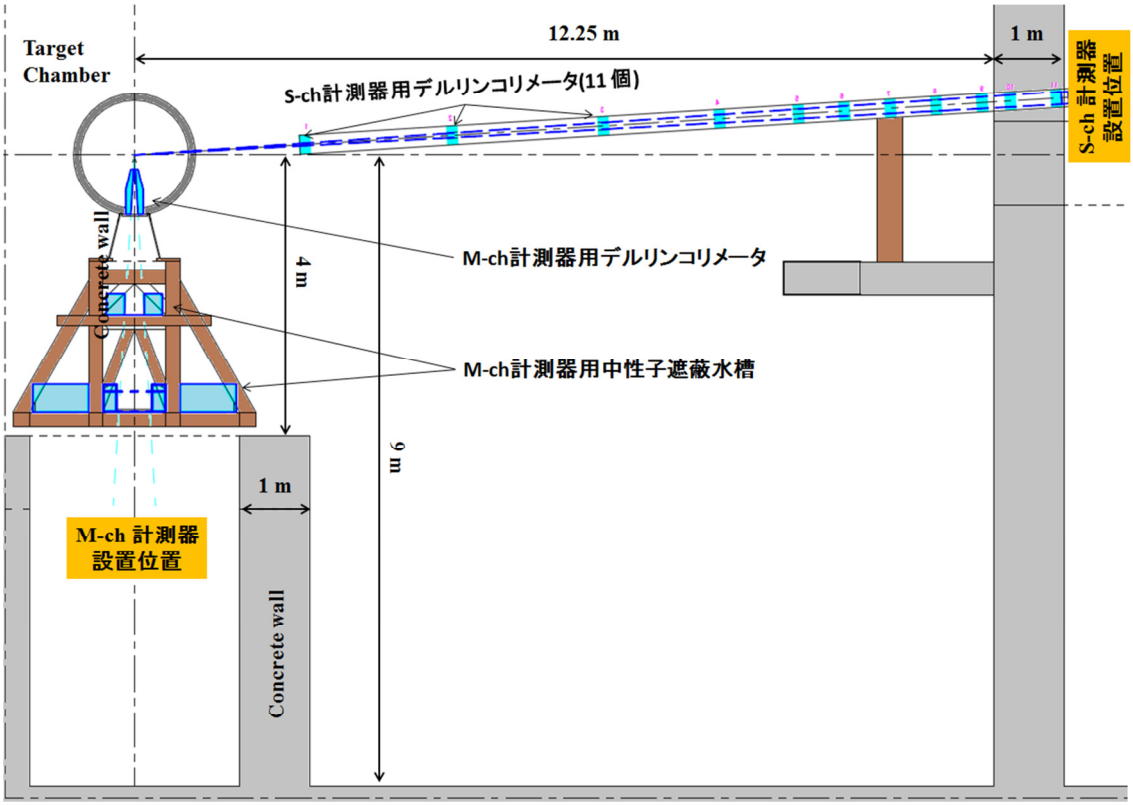
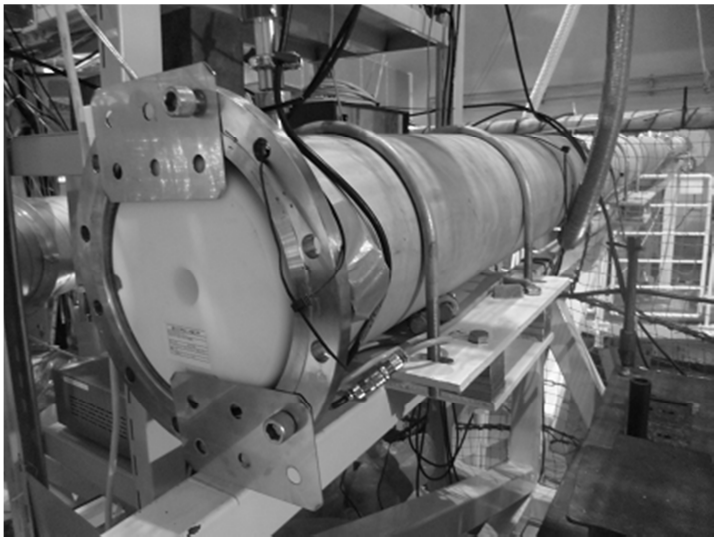
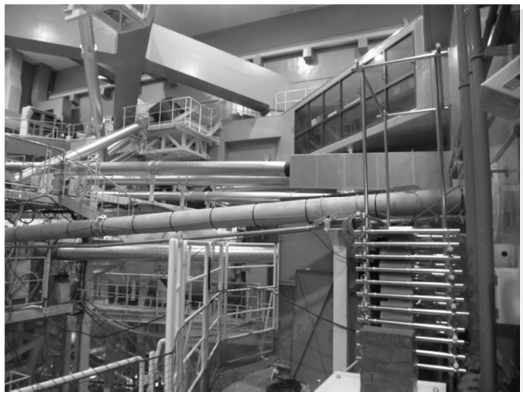


図 3.20 設置した光核反応中性子用遮蔽体の設置状態の概念図

(a)



(b)



(c)

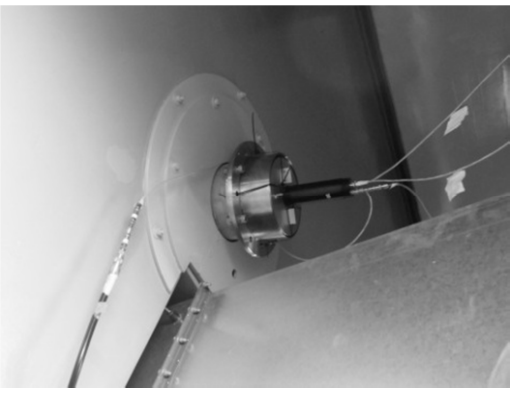
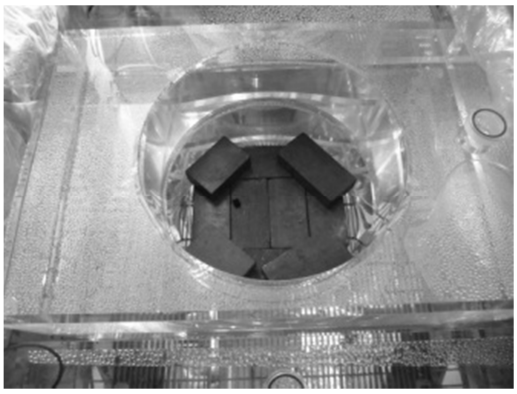


図 3.21 S-ch 計測器用の遮蔽体の設置状態。(a)チェンバーから計測器が設置されている場所に伸びたフライトパス。フライトパス内にデルリンコリメータが設置されている。(b)フライトパスの側面。(c)フライトパスの終点。S-ch 計測器が設置される。

(a)



(b)



(c)



図 3.22 M-ch 計測器用の遮蔽体の設置状態。(a)チャンバー内に設置されたデルリン製のコリメータ、(b)水槽のコリメータ、(c)コンクリート壁の上部を覆うように設置された水槽

3.5.2 DD 中性子時刻における加熱エネルギーに対する光核反応中性子数のスケーリング

中性子の発生する光核反応は

$$^{A}\mathrm{X} + \gamma(h\nu) \rightarrow {}^{A-1}\mathrm{X} + \mathrm{n}(h\nu - B.E.) \qquad \text{（式 3-.22）}$$

のように表わせる。[14]ここで、A は質量数、X は光子が相互作用する原子、B.E.は原子 X から中性子をはぎ取る結合エネルギーである。光核反応中性子は結合エネルギー以上の光子によって閾値的に発生する。阪大レーザー研の GXII 号レーザー照射室内には、ターゲットチェンバーを始め、ステンレスで構成される構造物が多くある。(図 3.23)モンテカルロシミュレーション PHITS コードを用いて、加熱エネルギーに対する各構造体からの光核反応中性子の発生割合を求めた。(図 3.24)加熱エネルギーに対する光核反応中性子の発生割合は不変で、ターゲットチェンバーが主要な発生源(90 %程度)である事が分かる。また、加熱エネルギーに対する鉄からの光核反応中性子スペクトルは中性子数に比例したほぼ同一のマクスウェル分布となっている。(図 3.25)

中性子検出器に到来する光核反応中性子を見積もる為に、阪大レーザー研の GXII 号レーザー照射室(ターゲット室 1)の体系の全てを組み込んだモンテカルロシミュレーション PHITS コードを用いて、計測器に到来する光核反応中性子を見積もった。(図 3.##は光核反応中性子フラックスの計算図)図 3.26 に計測器への到来時間に対する光核反応中性子数を示す。DD 到達時刻において、S-ch 計測器と M-ch 計測器における遮蔽率はそれぞれ 84 %、89 %と評価された。

DD 中性子到達時刻における光核反応中性子の統計誤差と DD 中性子発生量 10^6 の時の検出数と比較した。図 3.27 に加熱エネルギーに対する DD 中性子到達時刻における光核反応中性子の統計誤差を示す。遮蔽体を設置する事により、S-ch 計測器、M-ch 計測器両方において、光核反応中性子の統計誤差は加熱エネルギー5 kJ に至るまで(光核反応中性子発生量 10^9 程度)DD 中性子 10^6 の検出数よりも低い事が分かる。

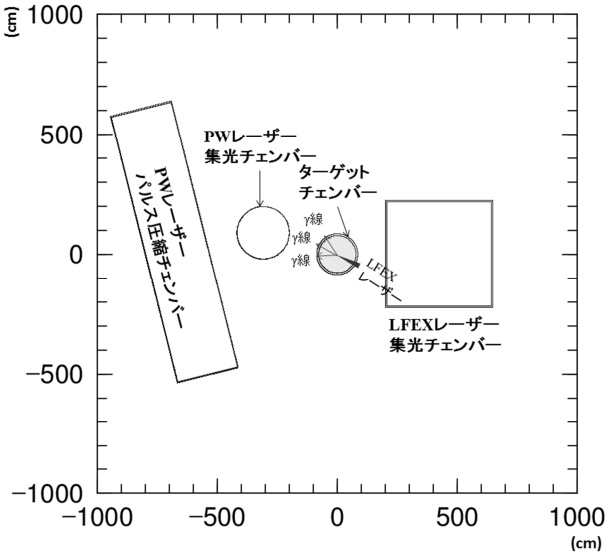


図 3.23 阪大レーザー研の GXII 号レーザー照射室の構造物。ターゲットチェンバー内で高強度レーザー(LFEX レーザー)により発生したγ線により各構造物から光核反応中性子が発生する。

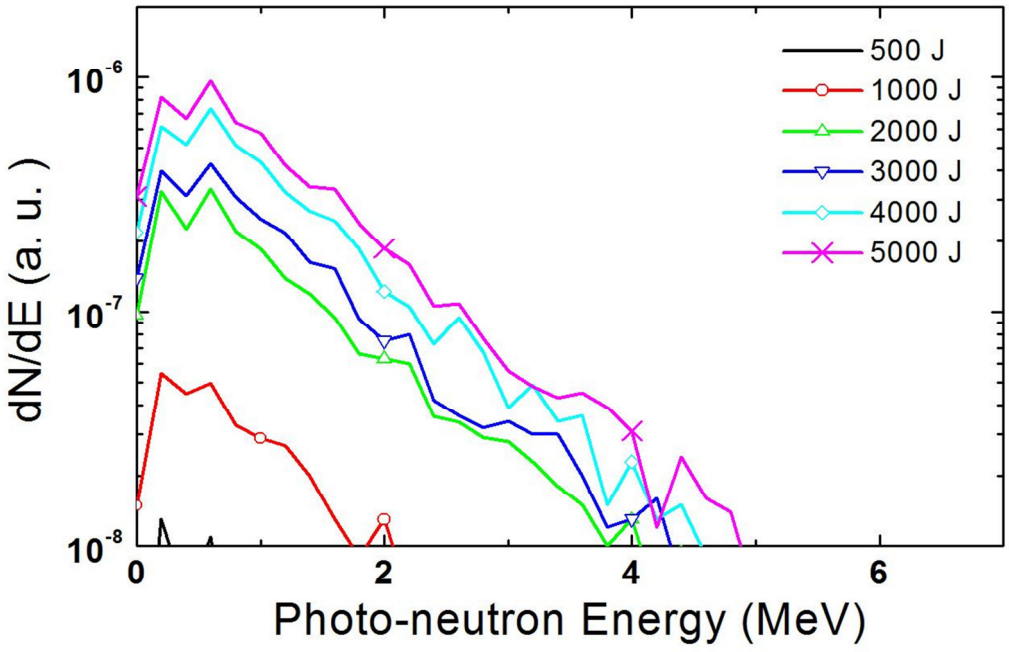
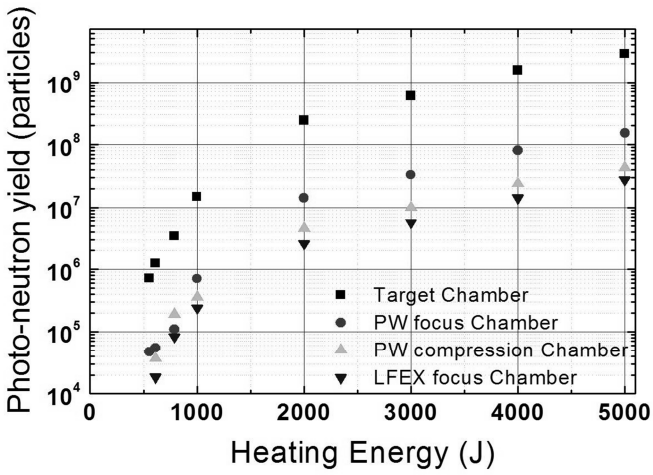


図 3.25 加熱エネルギーに対する鉄からの光核反応中性子スペクトル

(a)



(b)

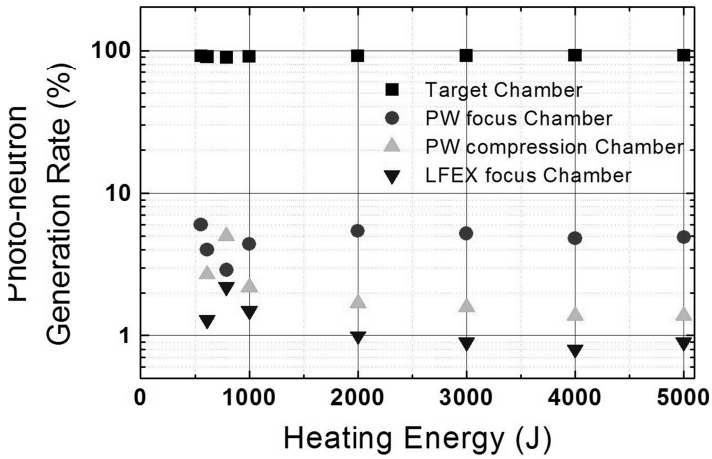


図 3.24 加熱エネルギーに対する各構造体からの光核反応中性子の(a)発生数と(b)発生割合

(a) (b)

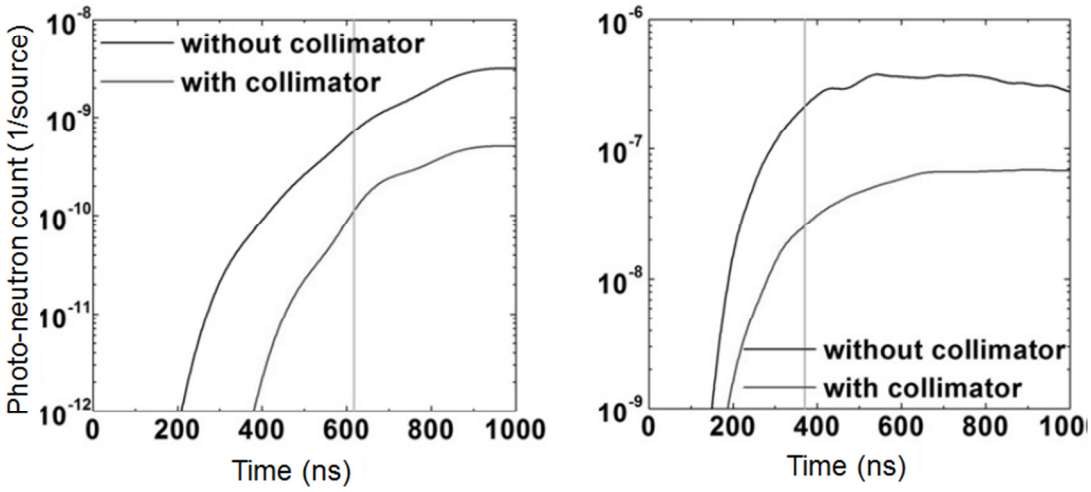


図 3.26 検出器への到来時間に対する光核反応中性子数。黒色線・灰色線はそれぞれ遮蔽体なし、ありを示す。垂直線は DD 中性子到達時刻を示す。(a)S-ch 計測器に到来する光核反応中性子数。(b)M-ch に到来する計測器に到来する光核反応中性子。

(a) (b)

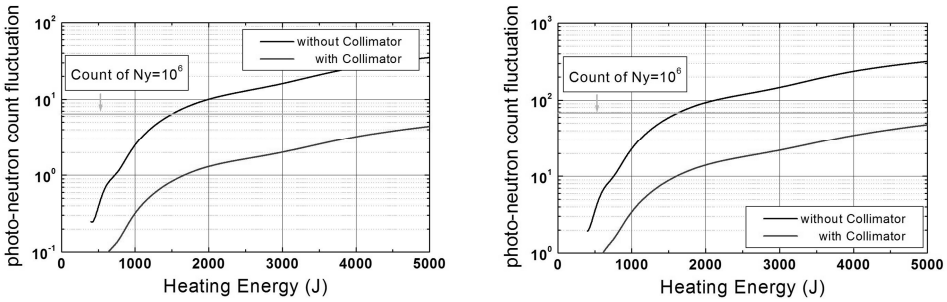


図 3.27 加熱エネルギーに対する DD 中性子到達時刻における光核反応中性子の統計誤差。黒色線・灰色線はそれぞれ遮蔽体なし、ありを示す。水平線は DD 中性子 10^6 の検出数を示す。(a)S-ch 計測器に到来する光核反応中性子数の統計誤差。(b)M-ch に到来する計測器に到来する光核反応中性子数の統計誤差

3.6 まとめ

本章において、高速点火実験における計測障害の対策を述べた。本対策を講じる事により、DD 中性子発生量 10^6 以上で中性子計測が可能である事が確認された。1 つ目は従来用いていたダイノード型光電子増倍管をゲート化させる事である。高速ゲーティングにより、γ 線による光電子増倍管の電子増倍の飽和、チャージの枯渇を抑制する。2 つ目は低残光な液体シンチレータを開発する事である。γ 線によるシンチレーションアフターグローを低減させる事により、DD 中性子信号を明瞭に計測する。3 つ目は光核反応中性子用の中性子遮蔽体を建設する事である。DD 中性子の運動エネルギーと同等で、高線量の光核反応中性子を、DD 中性子を可観測な線量までに遮蔽する。

参考文献

[1] H. Shiraga, S. Fujioka, M. Nakai, T. Watari, H. Nakamura, Y. Arikawa, H. Hosoda, T. Nagai, M. Koga, H. Kikuchi, Y. Ishii, T. Sogo, K. Shigemori, H. Nishimura, Z. Zhang, M. Tanabe, S. Ohira, Y. Fujii, T. Namimoto, Y. Sakawa, O. Maegawa, T. Ozaki, K. A. Tanaka, H. Habara, T. Iwawaki, K. Shimada, H. Nagatomo, T. Johzaki, A. Sunahara, M. Murakami, H. Sakagami, T. Taguchi, T. Norimatsu, H. Homma, Y. Fujimoto, A. Iwamoto, N. Miyanaga, J. Kawanaka, T. Jitsuno, Y. Nakata, K. Tsubakimoto, K. Sueda, N. Morio, S. Matsuo, T. Kawasaki, K. Sawai, K. Tsuji, H. Murakami, T. Kanabe, K. Kondo, R. Kodama, N. Sarukura, T. Shimizu, K. Mima, H. Azechi, "Integrated experiments of fast ignition targets by Gekko-XII and LFEX lasers", High Energy Density Physics, **8**, 3 (2012)

[2] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992)

[3] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys, and M. Tatarakis, A study of picosecond laser–solid interactions up to 10^{19} W cm^{-2}, *Phys. Plasmas*, **4**, 447 (1997)

[4] M. G. Haines, M. S. Wei, F. N. Beg, and R. B. Stephens, Hot-Electron Temperature and Laser-Light Absorption in Fast Ignition, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 045008 (2009)

[5] 藤岡慎介:プラズマ・核融合学会誌 **90**, 679(2014)

[6] 日本原子力機構: http://phits.jaea.go.jp/indexj.html

[7] 浜松フォトニクス:光電子増倍管 その基礎と応用, **第 3a 版**, 13 (2007)

[8] G. Isoyama, R. Kato, S. Kashiwagi†, Y. Morio, Y. Terasawa, K. Furuhashi, N. Sugimoto, J. Shen, S. Hirata, M. Fujimoto, S. Suemine, Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka, PERFORMANCE OF THE L-BAND ELECTRON LINAC FOR ADVANCED BEAM SCIENCES AT OSAKA UNIVERSITY, *Proceedings of IPAC'10*, **T21**, 3221- 3223 (2010)

[9] Glenn F. Knoll:放射線計測ハンドブック, *日刊工業新聞社*, **第 2 版**, 229(1991)

[10] 石河寛昭:最新液体シンチレーション測定法, *南山堂* (1992)

[11] 林太郎、他 7 名:, "酸素の化学", *共立化学ライブラリー4*(1973)

[12] Cees Ronda:"Luminescence",*WILEY-VCH*, pp.112(2008)

[13] Urich Brackmann:"Lambdachrome Laser-Dyes", *LAMBDA PHYSIK*,(1986)

[14] Y. Arikawa, T. Nagai, H. Hosoda, Y. Abe, S. Kojima, S. Fujioka, N. Sarukura, M. Nakai, H. Shiraga, T. Ozaki, and H. Azechi, The photonuclear neutron and gamma-ray backgrounds in the fast ignition experiment, *Rev. Sci. Instr.*, **83**, 10D909 (2012)

[15] Glenn F. Knoll:放射線計測ハンドブック, *日刊工業新聞社*, **第 2 版**, 236(1991)

第4章

TOF 型カレントモード中性子スペクトロメータの開発

4.1 はじめに

本章では、高速点火実験において核融合中性子発生量とイオン温度を測定する為の 2 つの TOF 型カレントモード中性子計測器について述べる。1 つの計測器は既設の TOF 用フライトパス上に設置する中性子検出器である。この検出器はターゲットから 10 m 以上の位置に設置する為、シンチレータの体積の最適化を行ったシングルチャンネルの検出器(S-ch 計測器)である。もう一つの計測器は距離可変用のリフト上に設置された多チャンネルの中性子検出器(M-ch 計測器)である。この検出器は燃料イオン温度を反映した中性子エネルギースペクトルの高分解能計測をする為に核融合中性子入射方向のシンチレータの厚さを最適化した計測器である。開発した 2 つの計測器をレーザー爆縮実験において、中性子発生量とイオン温度測定の校正実験を行い、計測性能の評価を行った。

4.2 核融合中性子発生量計測用検出器(S-ch 計測器)の設計

4.2.1 シンチレータサイズの条件

高速点火レーザー核融合において、追加熱レーザーのエネルギーに比例して、中性子イールドは 10^4～10^7 の領域で発生（追加熱なし：10^4～10^5）する。しかし、第 3 章より、γ 線バックグラウンドノイズを低減するために、実験室外の nTOF フライトパス上に設置をする必要がある。（図 3.20, 3.21）

計測下限中性子イールド 10^4～10^5 を検出できるシンチレータの要求検出効率は、10^5 のとき（Yn＝10^5） 1 個検出できる効率以上であるので、

$$10^5 \geq \frac{1}{\eta_g \eta_i} \qquad \text{（式 4-1）}$$

$$\therefore \eta_g \eta_i \geq 10^{-5}$$

となる。幾何学的検出効率と絶対検出効率の積（検出感度）が中性子イールドに対する検出数の比である。幾何学的効率 η_g はターゲットに対して検出器が占める立体角 $\omega_{detector}$ によって次の式、

$$\eta_g = \frac{\omega_{\text{detector}}}{4\pi} \qquad \text{（式 4-2）}$$

で表される。検出器の立体角 $\omega_{detector}$ は次の式、

$$\omega_{\text{detector}} = \frac{S}{L^2} \qquad \text{（式 4-3）}$$

で表される。S はターゲットに対して計測器の占める面積、L はターゲットと計測器の距離（設置位置）である。また、絶対検出効率 η_i は次の式、

$$\eta_i = 1 - \exp\left(-n_H \sigma_H d\right) \qquad \text{（式 4-4）}$$

で表される。n_H は液体有機シンチレータ中の水素密度、σ_H は水素の反跳断面積、d はシンチレータの厚みである。（式 4-1）（式 4-2）、（式 4-4）より、要求を満たすべきパラメータはターゲットと計測器の距離 L、ターゲットに対して計測器の占める面積 S、シンチレータの厚さ d である。それ以外の n_H は p−キシレンの水素密度、σ_H は DD 中性子のエネルギー（2.45 MeV）の水素の衝突断面積より、

$$n_H = 4.9 \times 10^{22} \qquad \text{（式 4-5）}$$

$$\sigma_H = 2.5 \times 10^{-24} \qquad \text{（式 4-6）}$$

である。ターゲットに対して計測器の占める形が円形とすると、

$$S = \pi r^2 \qquad \text{（式 4-7）}$$

となる。ここで、r はシンチレータの半径である。図 4.1 に L、r、d の関係を示す。

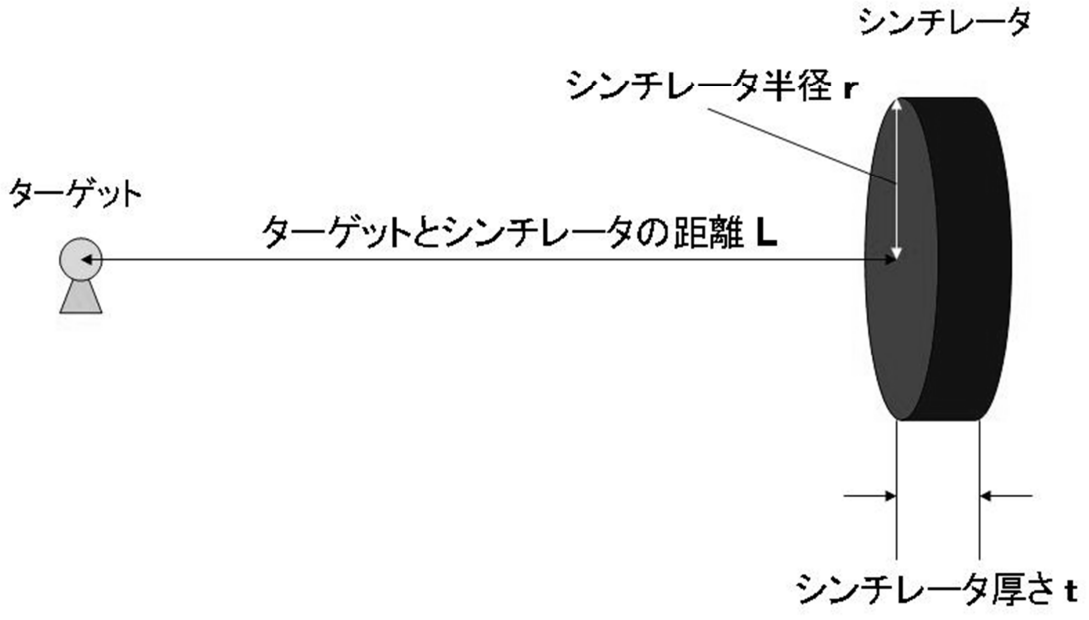


図 4.1　ターゲットとシンチレータの距離 L、シンチレータ半径 r 、厚さ t の関係図

また、ターゲットと計測器の距離はターゲット室の造りから L＜13.5 m に制限されるため、L＝13.5 m のときに（式 4-1）を満たせばよい。したがって、r と d の関係は、

$$r(cm) \geq \frac{27}{\sqrt{10\{1-\exp(-0.123t(cm))\}}} \qquad \text{（式 4-8）}$$

となる。図 4-2 に（式 4-8）を示す。

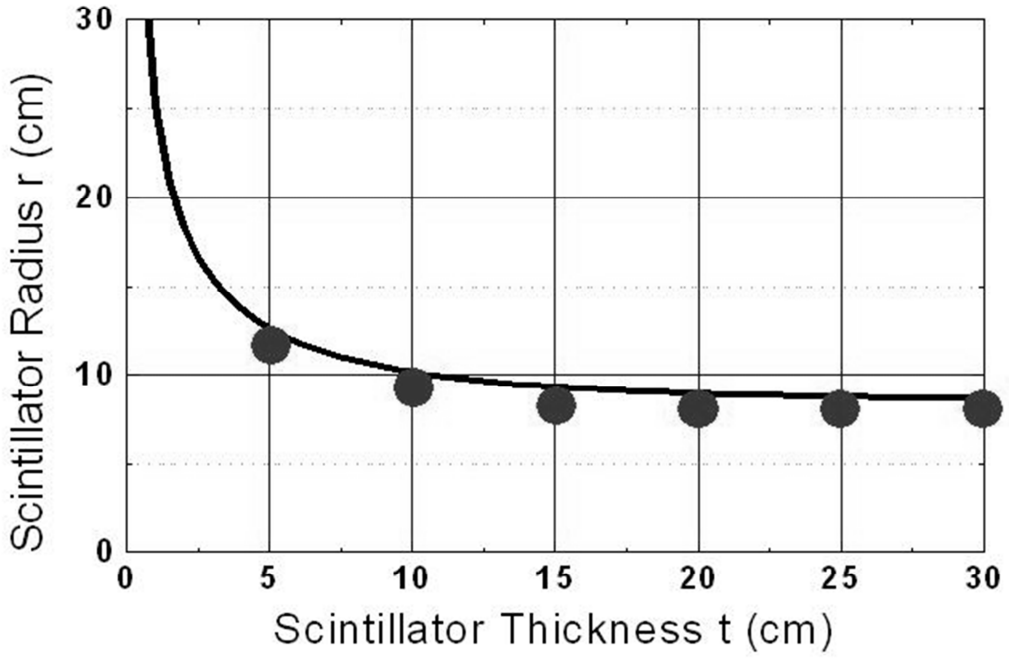


図 4.2　L=13.5 mにおいて目標の検出効率を満たす t と r の関係（黒線）。丸点は選定したパラメータの組み合わせ。

4.2.2　シンチレーション光の収率

シンチレーション光を光電子増倍管でより多く検出することが望ましいので、鏡面反射モデルを仮定し、おおよその光収率（photon collection efficiency）η_{pc} を以下の式で表す。

$$\eta_{pc} = \frac{2\int_0^d \left[a_0(x) + \sum_{k=1}^{n} R^k \left\{ \left(a_k(x) - a_{k-1}(x)\right) + \left(b_k(x) - b_{k-1}(x)\right) \right\} \right] dx}{\int_0^d 2\pi dx} \times T^t \times \left(\frac{\pi \times r_{PMT}^2}{\pi \times r^2} \right)$$

（式 4-9）

$$a_n = \arctan\left(\frac{(2n+1)r}{x}\right) \qquad \text{（式 4-10）}$$

$$b_n = \begin{cases} 0 & (n=0) \\ \arctan\left(\frac{(2n-1)r}{2t-x}\right) & (n=1,2,\cdots) \end{cases} \qquad \text{（式 4-11）}$$

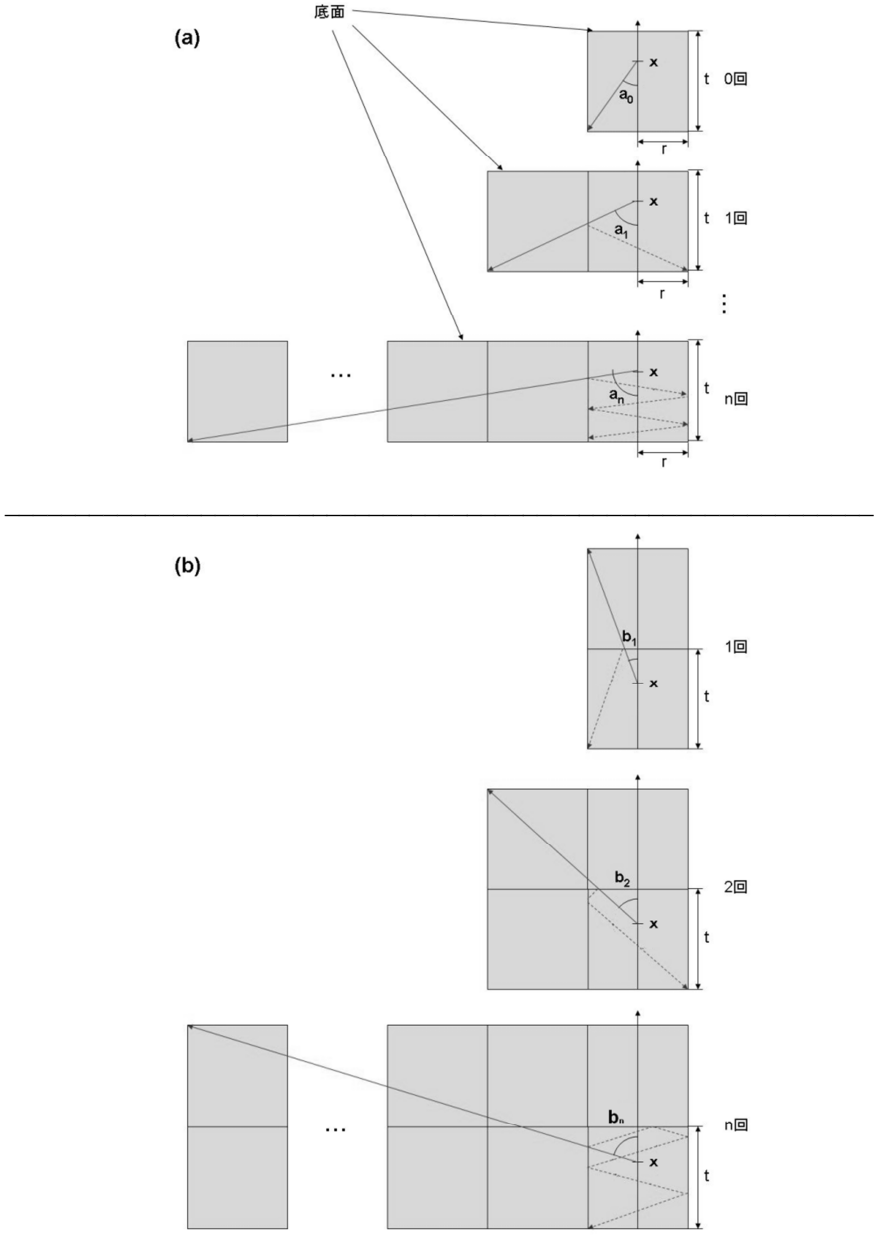


図 4.3　鏡面反射モデル。(a)側面のみの反射過程、(b)底面上で一度反射する過程

ここで、R は容器の反射率、r_{PMT}（＝5 cm）は光電子増倍管の受光面の半径、T はシンチレータの波長 384 nm の発光波長に対する透過率である。 1 つ目の係数はシンチレータ軸上から発生した光子が n 回の鏡面反射でシンチレータからライトガイドに移行する平均の割合である。ここで、$a_n(x)$、$b_n(x)$は、シンチレータ軸上のライトガイドからの距離 x の点から発生した光子が、n 回目の鏡面反射でシンチレータからライトガイドに移行する放射角度である。$a_n(x)$は側面のみで反射する放射角度、$b_n(x)$は一度底面で反射する放射角度であり、図 4.3 の反射モデルに従い、次式で表される。

2 つ目の係数は軸方向の透過による減光率である。軸方向に長くなると、光収率が減少していく。3 つ目の係数はライトガイドの入口と出口（光電子増倍管の受光面）の面積比である。シンチレータ半径が大きくなると、光収率が減少していく。

図 3.15 より、シンチレータにおける波長 384 nm の透過率は 97%、また、容器の酸化防止のために容器材料をステンレスとすると、反射率は約 60%である。以下の表 4.1 に r と d のパラメータの候補を示す。表 4.1 より、厚さ 10 cm、半径 9 cm のとき、最も光収率が大きいので、このパラメータでシンチレータの容器を製作した。

表 4.1　シンチレータの半径と厚さのパラメータの候補と光収率。光収率は 2 回反射までのものを示している。

厚さ t（cm）	5	10	15	20	25	30
半径 r（cm）	12	9	8	8	8	8
光収率 η_{pc}	0.026	**0.033**	0.03	0.023	0.018	0.015

4.2.3　検出器の構成

計測器の構成を図 4.4 に示す。計測器はそれぞれ開発した液体シンチレータ、その容器、UV アクリルライトガイド、ゲート光電子増倍管で構成される。シンチレータは酸素飽和 BBQ（～1%w/w）液体シンチレータである。容器材料はステンレスで、容器内をバフ研磨、電解研磨を行った。シンチレータ窓は 5 mm 厚のパンテックスのガラスを用いた。製作した容器の平面図を図 4.5 に示す。

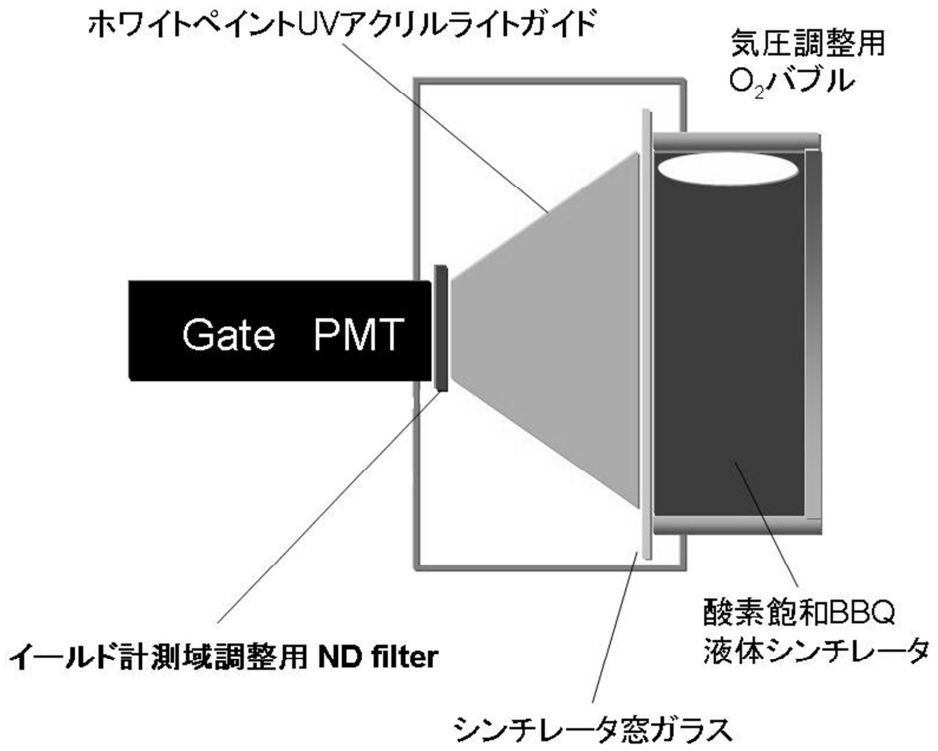


図 4.4　中性子発生量計測用検出器の構成図

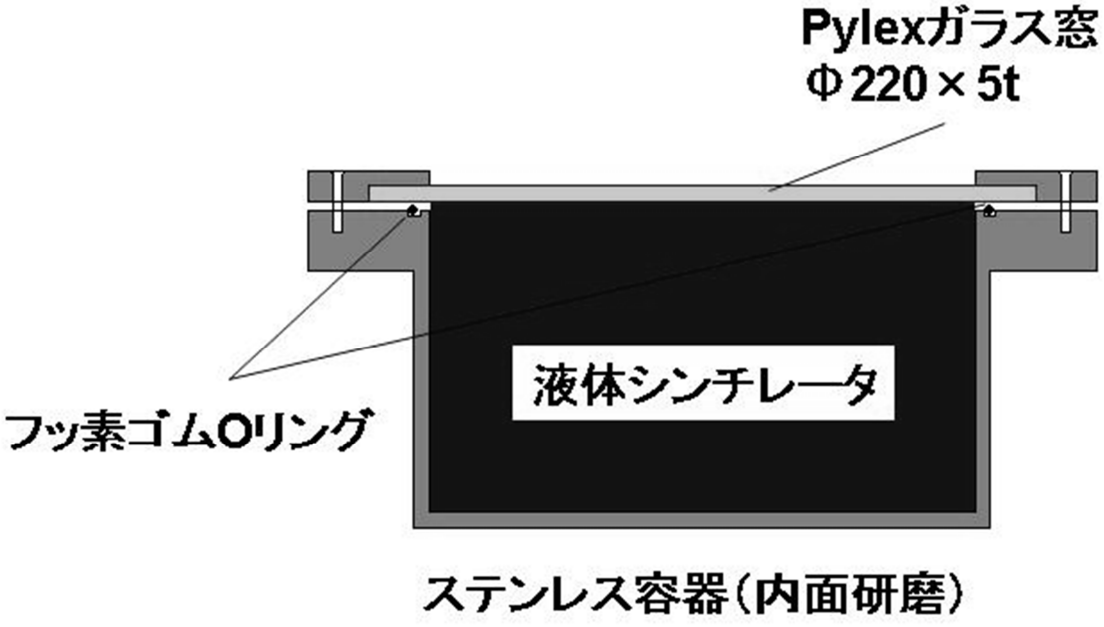


図 4.5 液体シンチレータ容器の平面図

4.3 中性子スペクトル計測用多チャンネル(M-ch)検出器の設計

4.3.1 イオン温度測定の為の時間分解能

ホットスポット領域において核融合点火が起こるために必要な温度は 5 keV 以上である。本計測器の要求性能は、

$$T_{i\min} \approx 0.5 \quad (keV) \qquad \text{（式 4-10）}$$

$$\eta \approx 10^{-4} \qquad \text{（式 4-11）}$$

である。ここで、Ti_{min} は下限温度である。この要求性能を満たす設置位置、シンチレータ容器のサイズを設定する。要求される可観測エネルギーは、（式 2-34）、（式 4-10）より、

$$\Delta E = c\sqrt{\Delta T_{i\min}} = 58.32 \qquad \text{（式 4-12）}$$

であるので、DD 中性子エネルギーの平均値が 2.45 MeV であることを考慮すると、要求されるエネルギー分解能は下記のようになる。

$$\frac{\Delta E}{E} < \frac{58.32(keV)}{2.45\times10^{3}(keV)} \approx 0.025 \qquad \text{（式 4-13）}$$

次に、（式 4-13）を実現するために、検出器が満たすべき条件について考える。TOF 型のスペクトロメータでは、中性子の飛行時間 t とエネルギーE との間に、$E \propto t^{-2}$ の関係がある。従って、飛行時間測定の時間分解能を Δt とすると、エネルギー分解能と時間分解能には次のような関係が成り立つ。

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2\frac{\Delta t}{t} \qquad \text{（式 4-14）}$$

このためエネルギー分解能 ΔE/E＜0.025 を実現するためには、装置の時間分解能の 80 倍程度の飛行時間になるよう飛行距離を設定しなければならない。装置の時間分解能を制限する要素は以下の 2 種である。

① 検出器固有の時間分解能（光電子増倍管の立ち上がり時間）$\Delta t_{detector}$

② シンチレータの厚みによる飛行距離の不確定性から生じる、時間の不確定性
（中性子速度でシンチレータの厚みを割った程度）

①の検出器固有の分解能は、最低限必要な中性子飛行距離を規定するものである。検出器固有の時間分解能の半値幅を $\Delta t_{detector}$（＝2.6 ns）、中性子の速度 V_n（＝2.165 cm/ns）、中性子飛行距離 L（計測器設置位置）とすると、これらより制限されるエネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\frac{\Delta t_{\det ector}}{\frac{L}{V_n}} \qquad \text{(式 4-15)}$$

となる。よってエネルギー分解能 ΔE/E＜0.025 を実現するためには、

$$L > 450.32cm \qquad \text{(式 4-16)}$$

となる。

また、②は中性子の飛行距離と検出器の厚みの比に対して制限を与える条件である。シンチレータに厚みがある場合、中性子がシンチレータのどの深さで検出されたかを知ることはできない。このためシンチレータの厚みは飛行距離の不確定性の度合いを表す。シンチレータの厚みを d とすると、これによるエネルギーの不確定性は、

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\frac{d}{L} \qquad \text{(式 4-17)}$$

となる。よってエネルギー分解能を実現するためには、

$$\frac{L}{d} > 200 \qquad \text{(式 4-18)}$$

でなければならない。（式 4-18）より、L＝500 とすると、d＜2.5 であるので、シンチレータの厚み d は 2 cm であればよい。

また、検出効率 $\eta \sim 10^{-4}$ であるために、（式 4-1）～（式 4-4）より、シンチレータの面積 S は

$$S = \frac{4\pi L^2 \times \eta}{1 - e^{-n\sigma d}} \qquad \text{(式 4-19)}$$

である。L＝500、d＝2 のとき、シンチレータ面積は 1.5×10^3 cm^2 程度である。一つのシンチレータの円形容器とすると、直径が 40 cm にもなってしまい、低光収率や設置場所の制限の恐れがあるため、計測器を分割することにより、一つ一つを小型化するようにした。分割数 n とすると、一個のシンチレータの半径 r_n は、

$$r_n = \sqrt{\frac{S/\pi}{n}} \qquad \text{(式 4-20)}$$

と表せる。可能な限り計測器全体の立体角の無駄を省くために、最密充填的に配置し、経験的に光収率を考慮すると、半径が 9 cm 以下であればよい。［1］したがって、分割数が 7 であるとき、半径 r_7 は 8 cm 程度であるので、これに決定した。

以上より、シンチレータの設置位置、分割数、一個当りの半径、厚さをまとめると、図 4.6 のようになる。

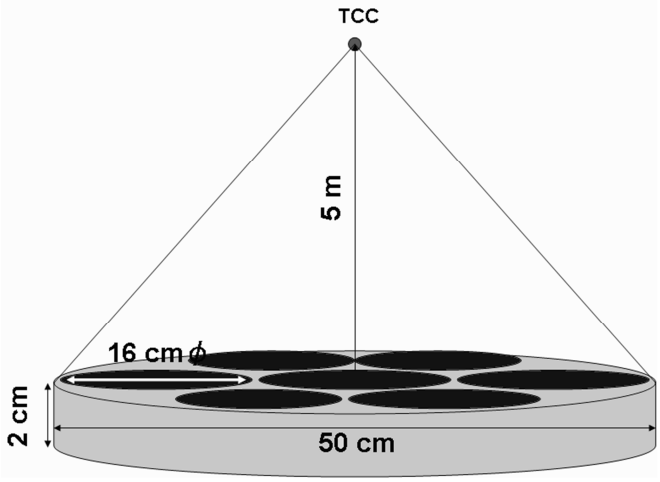


図 4.6　イオン温度測定用のシンチレータの設置位置、分割数、一個当りの径、厚さ

以上のパラメータによる、時間分解能は

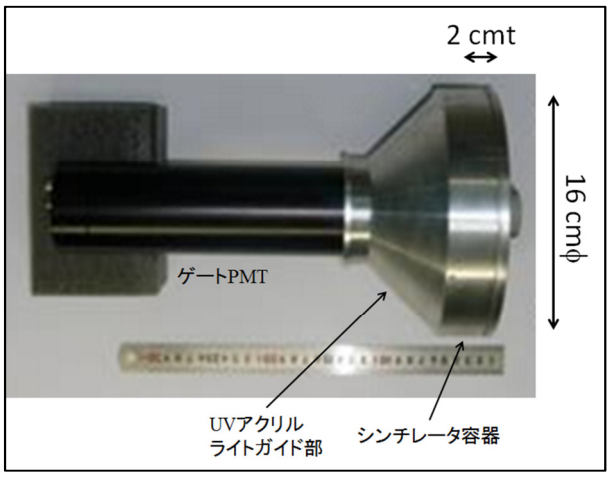
$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\sqrt{t_{sc\,\mathrm{int}}^2 + t_{\mathrm{det}\,ector}^2}}{L/V_n} = 0.012 \qquad \text{（式4-21）}$$

より、エネルギー分解能は ΔE/E≒0.024 より、測定温度分解能は **ΔT_i=0.85 keV** となる。
また、検出効率は **$\eta = 9.7\times10^{-5}$** となる。

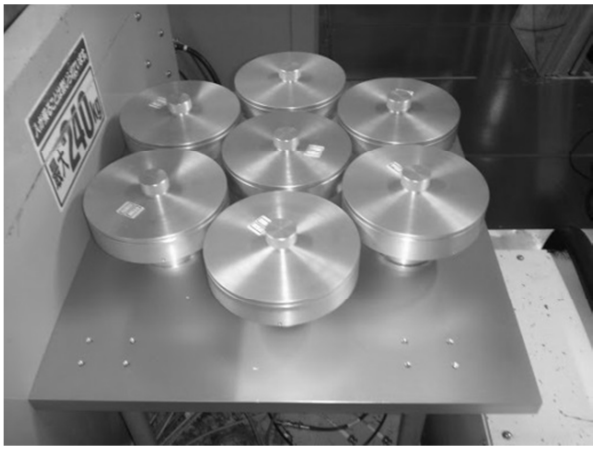
4.3.2　M-ch 計測器の構成

計測システムは S-ch 計測器同様シンチレータ容器、UV アクリルライトガイド、ゲート光電子増倍管で構成される検出器 7 つからなる。計測システムはチェンバーの真下に電動式のリフトの上に設置され、設置距離を 5-8 m の範囲で可変にする事で、測定温度分解能を調節可能にした。図 4.7 に計測システムを示す。

(a)



(b)



(c)

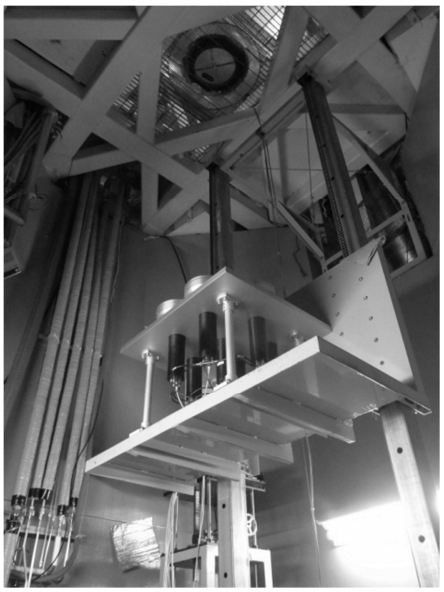


図 4.7 M-ch 計測システムの写真。(a)M-ch 計測器の一つの検出器(b)7 つの検出器で構成する計測システム、(c)リフトにより適切な距離に設置された計測システム。

4.4 爆縮実験における中性子イールド・イオン温度校正実験

中性子イールドとイオン温度の校正を行う為に、高強度 γ 線が発生しない爆縮のみの実験を行った。実験はガラスレーザーGXII12 ビーム（波長 0.53 μm、出力約 3 kJ、パルス幅 1 ns）を一様に直径 500 μmφ の重水素化プラスチックシェルに照射し、球対象に爆縮した。本実験において、2 種類の計測器による中性子イールド計測性能と多チャンネル計測器によるイオン温度計測性能を評価した。

中性子イールドの絶対値校正の為に、CR39 飛跡検出器を用いて、膜厚の薄い(~2 μmt)シェルの爆縮時の DD プロトンのイールドを計測し、2 種類の計測器により計測された信号値を校正した。2 種類の計測器のイールドの相関を評価する為に、様々な膜厚(2-7 μmt)の重水素化シェルを用いた。図 4.8 に 2 種類の計測器によるイールドの相関を示す。シングルチャンネル計測器の計測下限値である 10^6 以上からイールドに一致が見られる。シングルチャンネル計測器ではイールドに対応する中性子の検出数の統計誤差を、多チャンネル計測器では 7 つの計測器のバラつきを、それぞれ誤差とした。

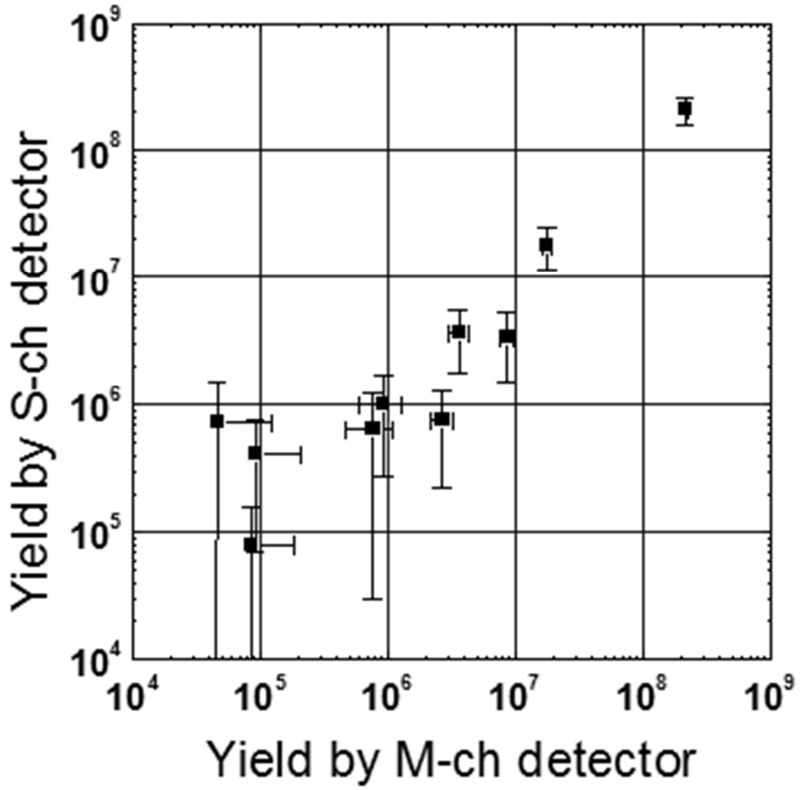


図 4.8 S-ch 計測器と M-ch 計測器により測定した中性子発生量の相関

また、M-ch 計測器を用いて、スペクトル拡がりを計測する事でイオン温度の測定を行った。イオン温度を測定するにあたり、以下の手順に沿って行った。

① 射線源を用いて、各チャンネルの波高値の ch1 の波高値との比を求める。

② ①で求めた比を各チャンネルの信号値にそれぞれ乗じ、波形を足し合わせる。(図 4.9)

③ 3.3 節で求めたフィッティング関数を用いて、ピークの 10 分の 1 の区間において足し合わせた信号にベストフィットする事で、最適なイオン温度を求める。

④ フィッティングの誤差分だけ、信号値がシフトした時の最適なイオン温度と③で求めた温度との差分をイオン温度の誤差とした。

以上の手順で求められたフィッティング関数と実験データを図 4.10 に示す。図 4.11 に 5×10^6 以上において他の中性子スペクトロメータ計測器（MANDALA）との相関を示す。

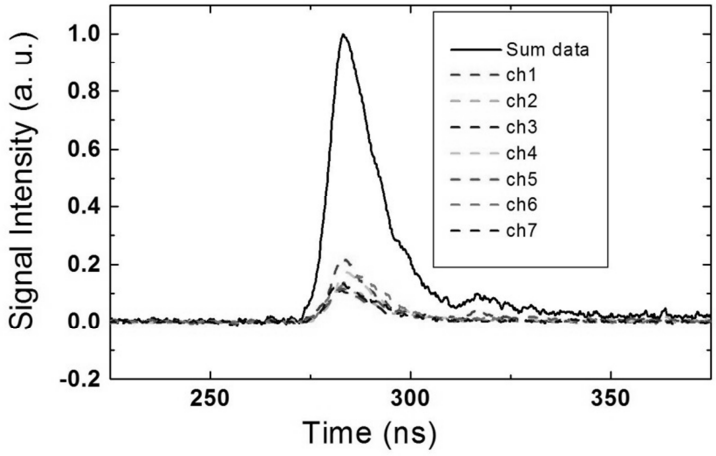


図 4.9 M-ch 計測器の各チャンネルの波形の足し合わせ

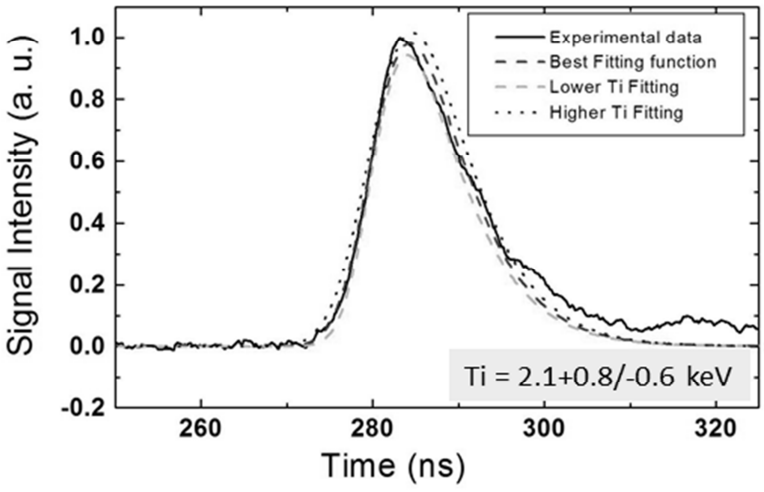


図 4.10 フィッティング関数により求めたイオン温度

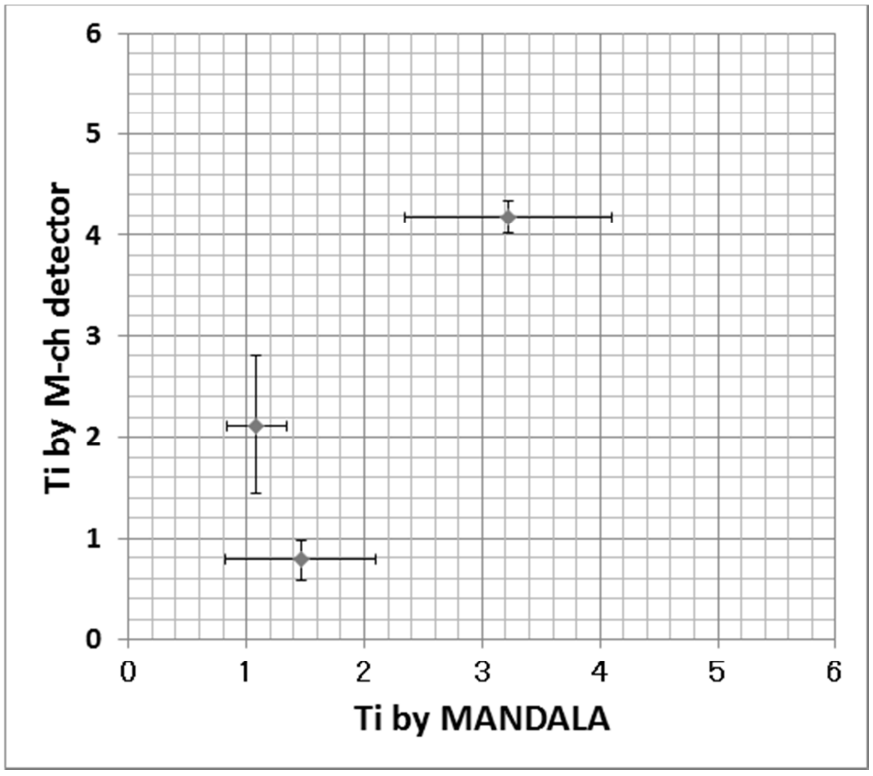


図 4.11 他の中性子スペクトロメータ計測器（MANDALA）との相関

4.5 まとめ

高速点火実験において核融合中性子発生量とイオン温度を測定する為の 2 つの TOF 型カレントモード中性子計測器について述べた。S-ch 計測器は 13.35 m の位置に設置し、検出効率 10^{-5} を満たすシンチレータ形状(18 cmφ×10 cmt)で開発を行った。M-ch 計測器はイオン温度分解能を調節する為に、電動リフトを用いて 5-8 m の範囲で可変に設置できるようにした。シンチレータの厚さはイオン温度分解能 1 keV 以下になるように、2 cmt に決定した。検出効率を確保する為に、チャンネル(16 cmφ×2 cmt)を 7 個開発した。レーザー爆縮実験において、開発した 2 つの計測器の中性子発生量とイオン温度測定の校正実験を行い、中性子発生量が 10^{6} 以上から計測可能であり、インパルスレスポンスと中性子スペクトルの畳み込み積分のフィッティング関数を用いてイオン温度測定が可能である事を確認した。

参考文献

[1] 大脇成晴、:”マルチチャンネル中性子検出器によるイオン温度計測法の開発“、*大阪大学修士論文*(1991)

第5章

GXII 号レーザーと LFEX レーザー施設における高速点火レーザー核融合実験

5.1 はじめに

本章では、高速点火実験において各種計測とシミュレーションを用いた計測障害の検証、中性子計測について述べる。γ 線によるシンチレーションアフターグローのシミュレーションと実験データとの比較、中性子バブルディテクター[1]を用いた光核反応中性子発生数の評価を行った。4 章で述べた 2 つの計測器を用いて、高速点火実験において中性子計測を行った。

5.2 計測障害の実験的検証

5.2.1γ 線シンチレーション信号のシミュレーションと実験データの比較

γ 線シンチレーションアフターグローの比較を、3 章で述べたシミュレーションを用いた加熱エネルギーに対する電気信号(式 3-21)を用いて、M-ch 計測器の一つのチャンネルの実験データと比較した。詳細な高速点火実験における各種条件は 5.3 節で述べる。図 5.1 に示すグラフは加熱エネルギー555 J の時のシミュレーションと実験データの比較である。概ねシミュレーションが実験データを再現され、シミュレーションによるスケーリングが有効である事が示された。実験データにおける 200 ns、500 ns に見られるピークは光電子増倍管のアフターパルスである。図 3.19(b)において、加熱エネルギー555 J に対する DD 中性子到達時刻における信号値、信号揺らぎは中性子イールド 10^6 の波高値以下であるため、設計通りの動作の確認がされた。

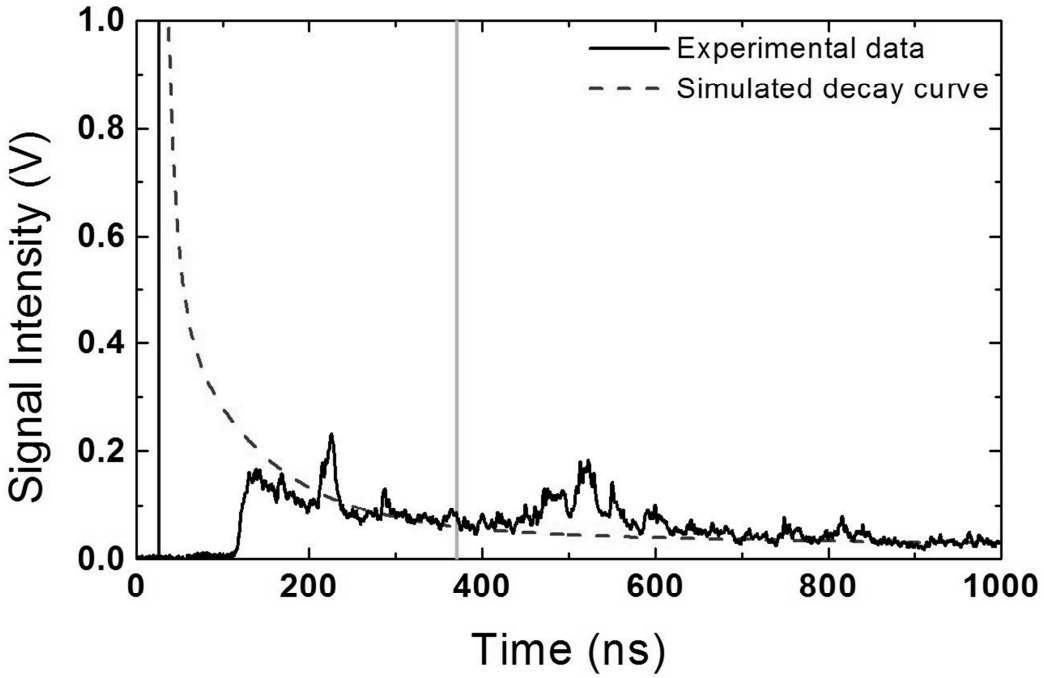


図 5.1　高速点火実験におけるシミュレーションを用いたシンチレーション信号と実験データの比較。黒色、灰色の垂直線はそれぞれ γ 線、DD 中性子の到来時刻である。

5.2.2光核反応中性子の発生量の実験的評価

中性子コリメータの光核反応中性子の遮蔽率を実験的に評価する為に、γ 線に不感な中性子バブルディテクターを用いた。バブルディテクターは、泡箱の応用として開発されたものであり、ポリマー内の過熱液滴が中性子線のエネルギーデポジットにより気泡となり、気泡の数をカウントする事により線量を計測する検出器である。[1]本実験では、中性子のスペクトルを求める為に、エネルギー感度違いのバブルディテクターとして用いられる Bubble Detector Spectrometer (BDS)シリーズ（BDS100、BDS600、BDS1000、BDS2500、BDS10000）を用いた。各 BDS に付く数値は中性子エネルギーの下限閾値を表している。各 BDS バブルディテクターの感度[2]は図 5.2 のようになっている。

気泡の数は、計測位置での中性子フラックスとバブルディテクターの感度との関係から、

$$Bubble\ Count = \int nFlux(E_n) \times S_{Rel} \times S_{Norm}(E_n) dE_n$$

(式 5-1)

のように表わせる。ここで、$nFlux(E_n)$は計測位置での中性子フラックス、S_{Rel} はバブルディテクター

個体毎の相対感度、$S_{Norm}(E_n)$は図 5.2 で示した各エネルギー閾値用のバブルディテクターの規格化感度である。シミュレーションを用いて中性子フラックスを求めてやる事で、光核反応中性子のソース（ターゲット室の構造物、主にターゲットチェンバー）から発生する総中性子数を求め、シングルチャンネル計測器、多チャンネル計測器に到来する光核反応中性子を評価した。

シミュレーション条件は、加熱エネルギー5 kJ の時のγ線スペクトルをターゲットチャンバーセンターから発生した時の、実験時にバブルディテクターを設置した位置での周辺の構造物からの規格化中性子フラックスを求めた。(図 5.3)シミュレーションには PHITS モンテカルロコードを用いた。

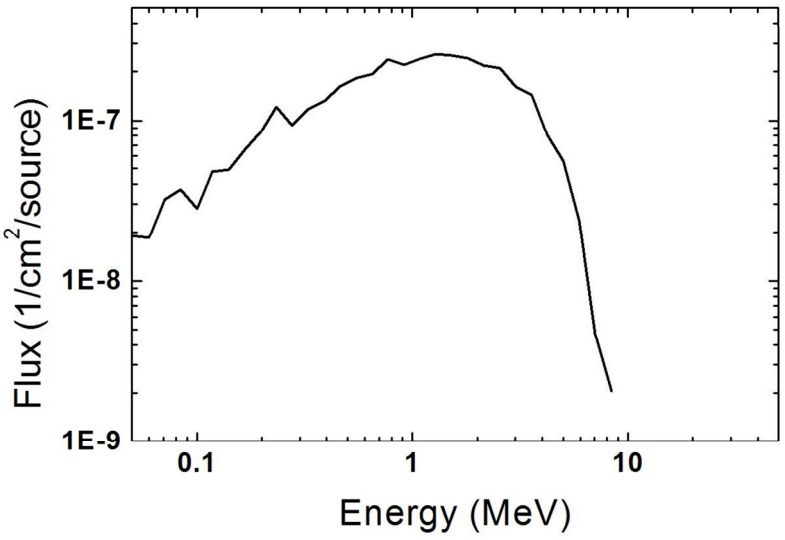
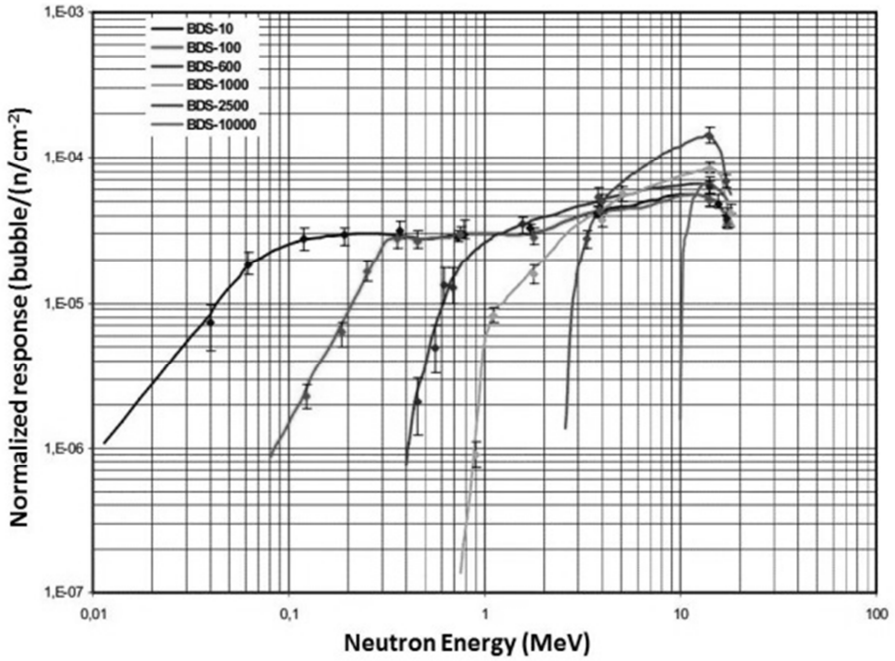


図 5. 3 バブルディテクターの設置位置における光核反応中性子の規格化フラックス

(a)



(b)

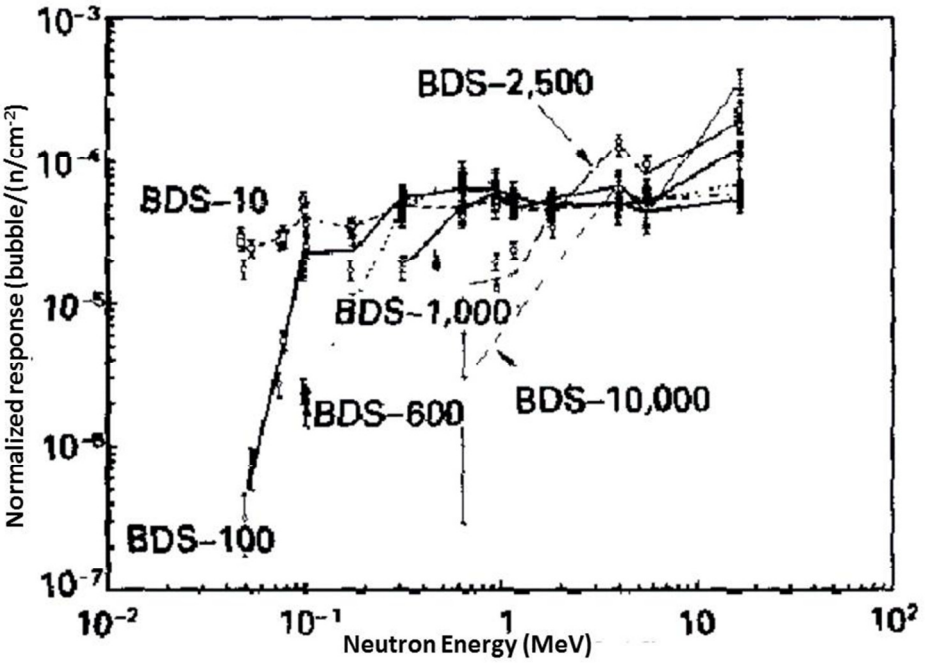


図 5.2　BDS シリーズの中性子エネルギーに対する感度。(a)20 ℃での感度(b)25 ℃での感度

計測条件は、光核反応中性子が最も発生する加熱レーザーの軸上にTCCから約2 mの位置に各エネルギー閾値用のバブルディテクターを束ねて設置した。参考計測としてM-ch計測器を設置した位置にも設置した。ターゲットは重水素化プラスチック中実球に高速電子ガイド用のコーン（金、Diamond-Like Carbon(DLC)）を取り付けたものを用いた。ショット条件は中実球を爆縮レーザーで圧縮し、加熱レーザーで追加熱を行った。計測時の温度はターゲット室の空調設定温度である25 ℃で設定した。バブルディテクターの定格の使用温度の20 ℃と25 ℃のバブルディテクターを同時に用いて光核反応中性子数の校正を行った所、統計誤差程度のズレであった。それぞれの各エネルギー閾値用のバブルディテクターから求められた光核反応中性子数の平均値を発生数とした。加熱エネルギーに対する光核反応中性子の発生数を図5.4示す。光核反応中性子の発生量は、金コーンターゲットでは10^9程度、DLCコーンでは10^8程度であった。この値は3章で述べた加熱レーザーエネルギーに対する光核反応中性子発生数に比べ、3 桁程度大きい。これは、ポンデラモーティブスケーリングにより見積もられる相対論的電子ビームのスロープ温度が低い為であると考えられる。前項で述べたシンチレーション信号の見積もりにおいては、シンチレータと相互作用するγ線のエネルギーが低い為、実験データとシミュレーションに大きな差は生じなかった。また、M-ch 計測器と同位置に設置されたバブルディテクターからは数カウント検出され、光核反応中性子発生量は10^{11}程度と評価されたが、誤差も発生量と同程度であった。

以上より、DD中性子検出時刻において、図3.27により、光核反応中性子のカウントは、M-ch計測器では数10カウント程度検出、S-ch計測器では1カウント以下と見積もられ、DD中性子イールド10^6時の信号を計測可能である事が確認された。

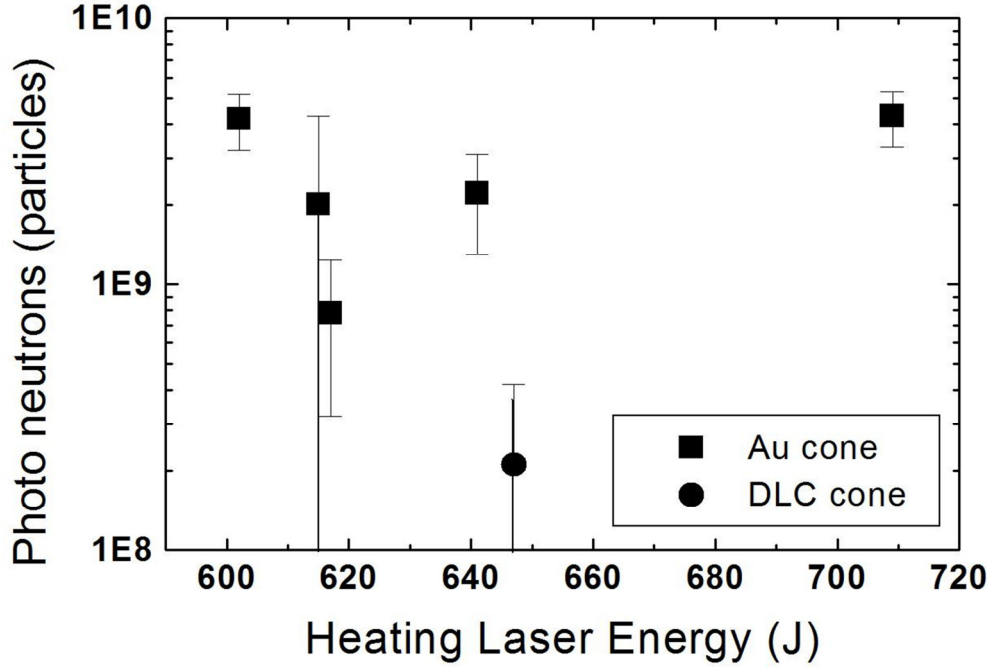


図 5. 4 バブルディテクターを用いて計測された光核反応中性子発生数

5.3 高速加熱時の中性子発生量計測

爆縮された核融合燃料に高強度レーザー(LFEX)を用いて高速加熱を行い、中性子発生量の計測を行った。爆縮・加熱レーザー条件は表 5.1 に示す。計測条件の概念図を図 5.5 に示す。S-ch 計測器は TCC から 13.35 m の位置に設置されている。光核反応中性子遮蔽の為にデルリン製のコリメータと既設のコンクリート壁の遮蔽体がある。M-ch 計測器は TCC から 8 m の位置に設置され、光核反応中性子遮蔽用のデルリン・水槽の遮蔽体が設置されている。大きいダイナミックレンジの計測を行う為に、ND フィルター(1/8, 1/64 の減光率)を用いたチャンネル(ch3, 4, 5)、消光剤(ベンゾフェノン 1 wt%)を液体シンチレータに溶存させたチャンネル(ch6, 7)を設置した。ターゲットは重水素化ポリスチレンシェル(500 μmφ、7 μmt)に全角 45°の金コーン(内外壁の厚さ 7 μmt)を取り付けたものである。(図 5.6)

図 5.7 に中性子の計測結果を示す。爆縮レーザーエネルギーは S-ch 計測器では、DD 中性子到達時刻においてバックグラウンドが無い状態でパルスが確認された。(図 5.7(a))DD 中性子到達時刻直前のパルスは光核反応中性子、もしくは光電子増倍管のアフターパルスだと考えられる。また、500 ns 付近のパルスは光電子増倍管のゲートリンギングパルスである。M-ch 計測器では、DD 中性子到達時刻において各チャンネルにわずかにパルスが見られた。中性子発生量はそれぞれ $(3.8+/-0.7)\times10^{6}$、$(1.3+/-0.9)\times10^{6}$ と求められた。S-ch 計測器の計測誤差は検出された DD 中性子

数の統計誤差である。M-ch 計測器の計測誤差は 7 チャンネルの計測器の測定値のバラつきである。

表 5.1 爆縮・加熱レーザー条件

GXII Laser system (爆縮レーザー)	
Energy	**2.5 kJ/9 beam**
Pulse duration	**1.3 ns**
Wavelength	**527 nm**
LFEX laser system (加熱レーザー)	
Energy	**500-1000 J**
Pulse duration	**1 ps**
Spot size	**50 μmφ**
Intensity	**$2.5\text{-}5.0\times10^{19}$ W/cm^2**
Wavelength	**1.05 μm**

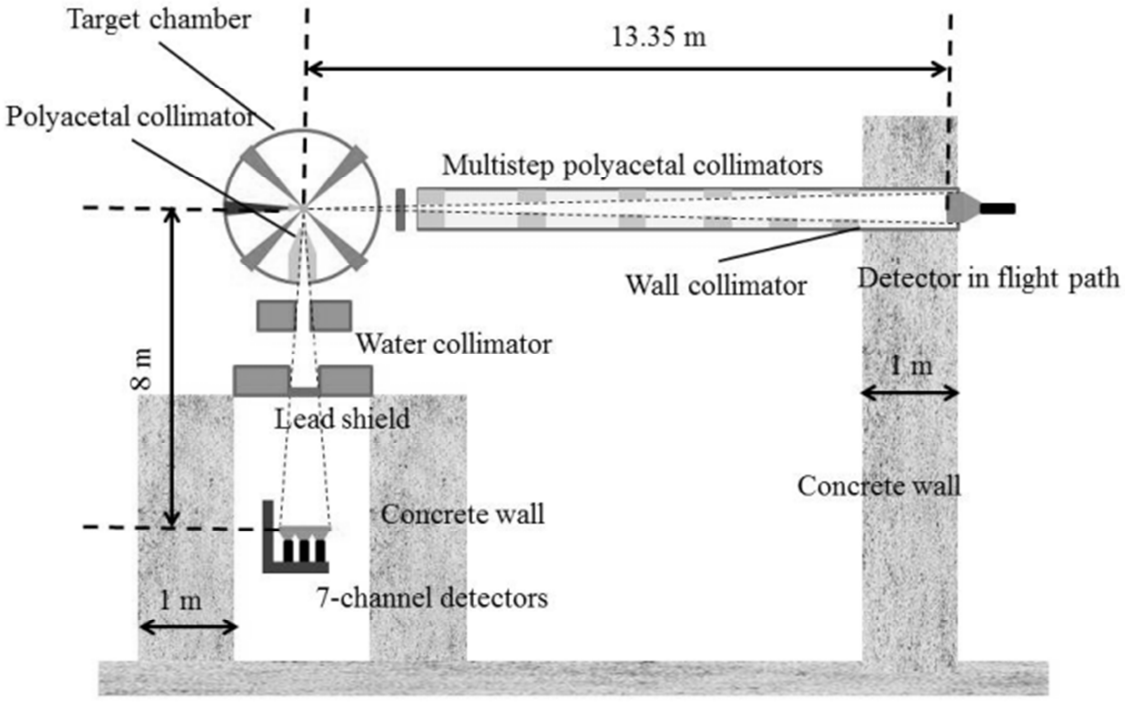


図 5.5 計測条件の概念図。

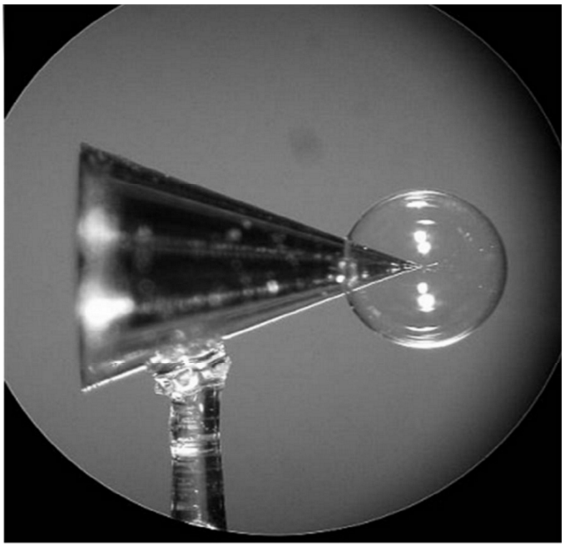
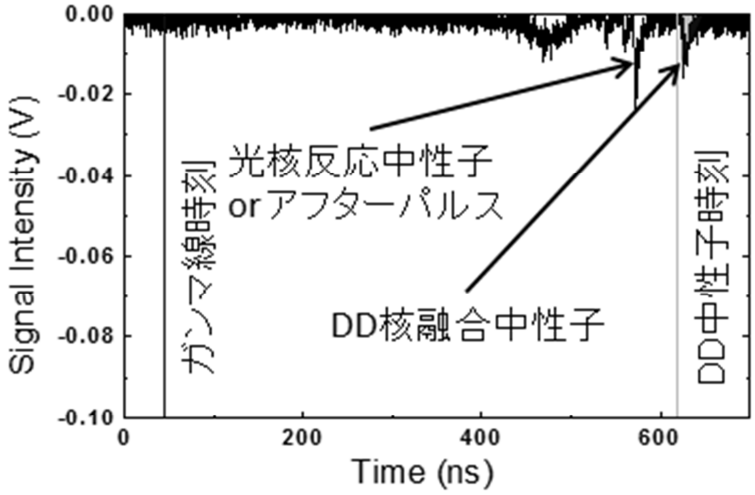


図 5.6 金コーン CD シェルターゲット

(a)



(b)

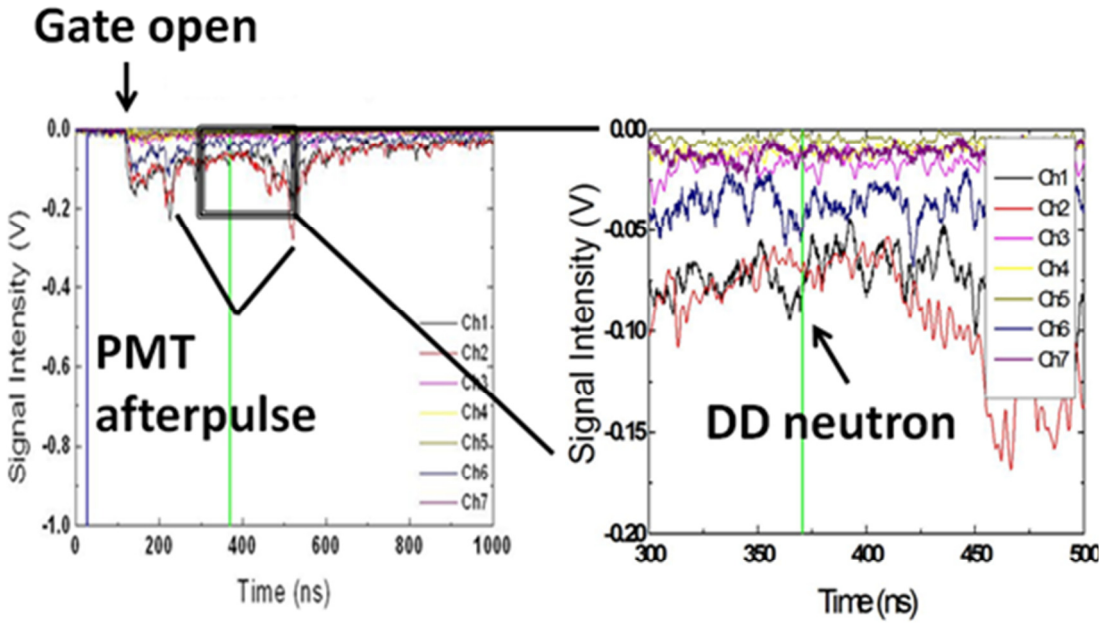


図 5.7 高速加熱実験において中性子計測器により検出した信号。(a)S-ch 計測器により検出した信号、(b)M-ch 計測により検出した信号。右図は中性子到達時刻付近を拡大した図である。

5.4 まとめ

本章では、高速点火実験において各種計測とシミュレーションを用いた計測障害の検証、中性子計測について述べた。γ 線によるシンチレーションアフターグローのシミュレーションと実験データとの比較により、加熱レーザーにより発生する γ 線からシンチレーション信号に変換されるまでのモデル化を行った。本モデルにより、第 3 章で述べた BBQ 酸素溶存液体シンチレータが高速点火実験において中性子発生量 10^6 以上を計測する為に、極めて有効である事が確認された。また、中性子バブルディテクターを用いた光核反応中性子発生数の評価を行ったが、実験中に取り付けた計測器の寄与により、3 章で述べた光核反応中性子数よりも多い結果が得られた。

4 章で述べた 2 つの計測器を用いて、高速点火実験において DD 核融合中性子の信号を確認できた。DD 中性子発生数は 10^6 程度であった。

参考文献

[1] H. Ing and H.C. Birnboim, A BUBBLE-DAMAGE POLYMER DETECTOR FOR NEUTRONS, *Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, **8**, pp. 285-288, (1984)

[2] M. Buckner, R. Noulty, and T. Cousins, THE EFFECT OF TEMPERATURE ON THE NEUTRON ENERGY THRESHOLDS OF BUBBLE TECHNOLOGY INDUSTRIES BUBBLE DETECTOR SPECTROMETER, *RADIATION PROTECTION DOSIMETRY*, **55,** 23-30 (1994)

第6章　結論

本論文では、高速点火レーザー核融合の加熱現象診断のための中性子計測器の開発に関する研究についてまとめた。

高速点火レーザー核融合とは、ロングパルス(~ns)レーザーにより爆縮された高密度燃料を超高強度(>10^{18} W/cm^2)レーザーにより生成される高速電子による追加熱により点火燃焼に至らしめる点火方式である。超高強度レーザーにより発生する制動放射 X 線（γ 線）が正常な中性子計測を阻害してしまい、正常な加熱現象診断ができていない。筆者は、高速点火レーザー核融合の加熱効率を導出するために、イオン温度を測定する TOF 型カレントモード中性子スペクトロメータの開発を行った。開発した中性子スペクトロメータは、爆縮実験において中性子イールドとイオン温度測定の校正をして、高速点火実験において中性子イールドとイオン温度の測定を行った。

第 1 章は、序論として、高速点火レーザー核融合における中性子計測について述べた。

第 2 章は、中性子計測による加熱現象の計測原理について述べた。加熱現象の有無を調べるために、追加熱レーザーエネルギーに対する燃料の内部エネルギーの変化率（加熱効率）の導出を行う必要がある。加熱効率の導出には、イオン温度の変化量を計測する必要がある。イオン温度の測定手法には、中性子スペクトロメータを用いた中性子発生量の変化率とイオン温度の直接測定がある。イオン温度の直接測定には、核融合中性子のスペクトルのドップラー拡がりの計測と DT/DD 中性子発生比計測がある。

第 3 章は、高速点火実験における計測障害の対策について述べた。1 つ目はゲートダイノード型光電子増倍管を用いた。高速ゲーティングにより、γ 線による光電子増倍管の電子増倍の飽和、チャージの枯渇の抑制を実験的に確認した。2 つ目は開発した酸素溶存 BBQ 液体シンチレータの性能を評価し、プラスチックシンチレータ(BC-422)と比較して同等の即発成分の減衰時定数で、2 桁程度低い残光成分である事が確認された。3 つ目は 2 つの中性子計測システムに対し、光核反応中性子用の中性子遮蔽体を開発し、シミュレーションにより 9 割程度の遮蔽率を確認した。

第 4 章は、カレントモード TOF 型中性子スペクトロメータの開発について述べた。γ 線バックグラウンドを低減するために、低残光の液体シンチレータとダイノード型ゲート光電子増倍管で組み合された検出器と、光核反応中性子を遮蔽する中性子コリメータで構成された計測システムを開発した。また、中性子イールドの検出効率とイオン温度測定の分解能の設計を行った。爆縮実験において、開発した中性子スペクトロメータを用いて、中性子イールドとイオン温度の校正実験を行った。

第 5 章は、高速点火レーザー核融合実験における中性子計測について述べた。シンチレーション信号をシミュレーションと比較し、シミュレーションの妥当性を検証した。中性子バブルディテクターを用いて、モンテカルロシミュレーションと対比して、光核反応中性子発生量を実験的に検証した。開発した中性子計測器を用いて、中性子イールドの測定を行い、中性子発生量 10^6 程度の検出が可能である事を確認した。

謝辞

本研究に際し、終始篤いご指導、ご鞭撻を賜りました乗松孝好教授、中井光男教授、猿倉信彦教授に深く深厚なる誠意を表します。

高速点火実験において、様々な場面でご協力戴き、また核融合実現への熱い思いを教えていただき、疇地宏教授、白神宏之教授、西村博明教授、長友英夫准教授、尾崎哲准教授、藤岡慎介准教授、城崎知至准教授、余語覚文准教授、砂原淳氏に誠に感謝致します。

学部4年生から博士後期課程修了まで研究を指導して頂いた有川安信講師に格別の御礼を申し上げたいと存じます。

GXII号レーザーを用いた実験において、レーザーの運転、制御をして頂いた橋本和久技術職員をはじめとしたGXIIレーザー運転メンバーの皆様に深く感謝いたします。

LFEXレーザーを用いた実験において、繊細なタイミング調整や集光アライメントに尽力して頂いた川崎鉄次技術専門職員をはじめとしたLFEXレーザー運転メンバーの皆様に深く感謝いたします。

また、ペレット棟にてシンチレータ作成やターゲットの製作の際にご協力やご助言を頂きました兼安祐実氏、細川仁美氏、加藤宏太氏に深く感謝いたします。

産業科学研究所のLINAC施設での実験で大変お世話になりました、加藤龍好准教授、藤乗幸子助教に深く感謝致します。

阪大レーザー研における研究、実験のサポートや外部への出張の手続きをして下さった企画室、事務室の皆様に深く感謝申し上げます。

大学院授業で幅広い知識を与えてくださった、北田孝典先生、粟津邦男先生、堀池寛先生、山中伸介先生、山口彰先生、福田武先生、中村隆夫先生、桐原聡秀先生、楊金峰先生、池道彦先生、惣田訓先生、西嶋茂宏先生、秋山庸子先生に心から感謝の意を申します。

研究生活の苦楽をともにし、本研究の遂行にあたり指導、助言、討論と協力を戴いた、重森啓介准教授、弘中陽一郎准教授、佐野孝好助教、瀬戸慧大氏、畑昌育氏、倉橋慎理氏、Cadatal Marilou Raduban 氏、田邊賢一氏、雑賀宏氏、菊池裕文氏、三上勝大氏、山ノ井航平氏、石井圭憲君、大平真司君、黒田耕平君、河野雅弘君、酒井浩平君、十河雄大君、中西拓也君、本田能之君、渡辺梢さん、柳川琢省君、吉岡貴至君、石原宏恵さん、武田耕平君、波元拓哉君、西亮祐君、松本昌也君、南佑輝君、安部勇輝君、小島完興君、坂田匠平君、新里悠希君、枌亮介君、Zhou Xiao 君、池之内孝仁君、井上浩晶君、岩佐祐希君、岩野圭介君、宇津木卓君、加藤弘樹君、服部祥治君、Lee Seung Ho 君、益田洋平君、山本拓未君、細田達矢君、戸崎翔太君、側貴行君、田口雄基君、松尾一輝君、山中拓馬君、他研究室の方々に深く感謝致します。

研究に際し、レーザー運転、ターゲット製作、計測器操作及び計算機の利用等、様々の形でご協力戴いた大阪大学レーザーエネルギー学研究センターのスタッフの方々に深く感謝致します。

博士課程在学中に経済的な援助を頂きました日本学術振興会に深く感謝致します。

最後に、私の研究活動を支えて下さった、両親、家族、親戚、友人に感謝申し上げます。

業績目録

（主要発表論文）

[1] T. Nagai, Y. Ioka, A. Hasegawa, K. Wada, S. Takaoku, M. Takata, K. Noritake, Y. Minami, K. Watanabe, K. Yamanoi, Y. Arikawa, H. Hosoda, H. Nakamura, T. Watari, M. C. -Raduban, M. Koga, T. Shimizu, N. Sarukura, H. Shiraga, M. Nakai, T. Norimatsu, and H. Azechi, “Fast-response, Low-afterglow 4,4'''-Bis[(2-butyloctyl)oxy]-1,1':4',1'':4'',1'''-quarterphenyl Dye-based Liquid Scintillator for High-contrast Detection of Laser Fusion-generated Neutrons.” Japanese Journal of Applied Physics, The Japan Society of Applied Physics, **50**, 080208 (2011).

[2] T. Nagai, Y. Arikawa, H. Hosoda, Y. Ioka, A. Hasegawa, K. Wada, S. Takaoku, M. Takata, K. Noritake, Y. Minami, K. Watanabe, K. Yamanoi, H. Nakamura, T. Watari, M. Cadatal-Raduban, T. Shimizu, N. Sarukura, M. Nakai, T. Norimatsu and H. Azechi, “Development of time-of-flight neutron detector with fast-decay and low-afterglow scintillator for fast ignition experiment”, EPJ Web of Conferences, **59**, 13012 (2013).

[3] T. Nagai, M. Nakai, Y. Arikawa, Y. Abe, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, S. Fujioka, H. Shiraga, N. Sarukura, T. Norimatsu and H. Azechi, “The Development of the Neutron Detector for the Fast Ignition Experiment by using LFEX and Gekko XII Facility”, The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, **9**, 4404105 (2014).

（論文発表）

[1] Y. Arikawa, K. Yamanoi, T. Nagai, K. Watanabe, M. Kouno, K. Sakai, T. Nakazato, T. Shimizu, M. C. -Raduban, E. E. Surat, N. Sarukura, M. Nakai, T. Norimatsu, H. Azechi, T. Murata, S. Fujino, H. Yoshida, N. Izumi, N. Satoh, H. Kan, “Note: Light output enhanced fast response and low afterglow ^{6}Li glass scintillator as potential down-scattered neutron diagnostics for inertial confinement fusion.” Review of Scientific Instruments, **81**, 106105 (2010).

[2] H. Shiraga, S. Fujioka, M. Nakai, T. Watari, H. Nakamura, Y. Arikawa, H. Hosoda, T. Nagai, M. Koga, H. Kikuchi, Y. Ishii, T. Sogo, K. Shigemori, H. Nishimura, Z. Zhang, M. Tanabe, S. Ohira, Y. Fujii, T. Namimoto, Y. Sakawa, O. Maegawa, T. Ozaki, K. Tanaka, H.Habara, T. Iwawaki, K. Shimada, H. Nagatomo, T. Johzaki, A. Sunahara, M. Murakami, H. Sakagami, T. Taguchi, T. Norimatsu, H. Homma, Y. Fujimoto, A. Iwamoto, N. Miyanaga, J. Kawanaka, T. Jitsuno, Y. Nakata, K. Tsubakimoto, N. Morio, T. Kawasaki, K. Sawai, K. Tsuji, H. Murakami, T. Kanabe, K. Kondo, N. Sarukura, T. Shimizu, K. Mima and H. Azechi, “Fast ignition integrated experiments with Gekko and LFEX lasers”, Plasma Physics and Controlled Fusion, **53**, 124029 (2011).

[3] H. Shiraga, S. Fujioka, M. Nakai, T. Watari, H. Nakamura, Y. Arikawa, H. Hosoda, T. Nagai, M. Koga, H. Kikuchi, Y. Ishii, T. Sogo, K. Shigemori, H. Nishimura, Z. Zhang, M. Tanabe, S. Ohira, Y. Fujii, T. Namimoto, Y. Sakawa, O. Maegawa, T. Ozaki, K. A. Tanaka, H. Habara, T. Iwawaki, K. Shimada, H. Nagatomo, T. Johzaki, A. Sunahara, M. Murakami, H. Sakagami, T. Taguchi, T.

Norimatsu, H. Homma, Y. Fujimoto, A. Iwamoto, N. Miyanaga, J. Kawanaka, T. Jitsuno, Y. Nakata, K. Tsubakimoto, K. Sueda, N. Morio, S. Matsuo, T. Kawasaki, K. Sawai, K. Tsuji, H. Murakami, T. Kanabe, K. Kondo, R. Kodama, N. Sarukura, T. Shimizu, K. Mima, H. Azechi, "Integrated experiments of fast ignition targets by Gekko-XII and LFEX lasers", High Energy Density Physics, **8**, 3 (2012)

[4] T. Murata, Y. Arikawa, K. Watanabe, K. Yamanoi, M. C. -Raduban, T. Nagai, M. Kouno, K. Sakai, T. Nakazato, T. Shimizu, N. Sarukura, M. Nakai, T. Norimatsu, H. Nishimura, H. Azechi, A. Yoshikawa, S. Fujino, H. Yoshida, N. Izumi, N. Sato, and H. Kan, "Fast-Response and Low-Afterglow Cerium-Doped Lithium 6 Fluoro-Oxide Glass Scintillator for Laser Fusion-Originated Down-Scattered Neutron Detection", IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, **59**, 5 (2012).

[5] Y. Arikawa, T. Nagai, H. Hosoda, Y. Abe, S. Kojima, S. Fujioka, N. Sarukura, M. Nakai, H. Shiraga, T. Ozaki, and H. Azechi, "The photonuclear neutron and gamma-ray backgrounds in the fast ignition experiment", Review of Scientific Instruments, **83**, 10D909 (2012).

[6] K. Watanabe, Y. Arikawa, K. Yamanoi, M. C. -Raduban, T. Nagai, M. Kouno, K. Sakai, T. Nazakato, T. Shimizu, N. Sarukura, M. Nakai, T. Norimatsu, H. Azechi, A. Yoshikawa, T. Murata, S. Fujino, H. Yoshida, N. Izumi, N. Satoh, H. Kan, "Pr or Ce-doped, fast-response and low-afterglow cross-section-enhanced scintillator with 6 Li for down-scattered neutron originated from laser fusion", Journal of Crystal Growth, **362**, 288–290 (2013).

[7] H. Chen, M. Nakai, Y. Sentoku, Y. Arikawa, H. Azechi, S. Fujioka, C. Keane, S. Kojima, W. Goldstein, B. R. Maddox, N. Miyanaga, T. Morita, T. Nagai, H. Nishimura, T. Ozaki, J. Park, Y. Sakawa, H. Takabe, G. Williams and Z. Zhang, "New insights into the laser produced electron–positron pairs", NEW JOURNAL OF PHYSICS, **15**, 065010 (2013).

[8] T. Ozaki, A. Sunahara, H. Shiraga, Y. Arikawa, S. Fujioka, H. Sakagami, Z. Zhang, H. Nagatomo, T. Johzaki, T. Nagatomo, M. Taga, S. Sakata, S. Hattori, Y. Sakawa, H. Nishimura and H. Azechi, "Hot electron spectra in hole-cone shell targets and a new proposal of the target for fast ignition in laser fusion", PHYSICA SCRIPTA, **T161**, 014025 (2014).

(国内学会誌発表)

[1] 中井光男, 有川安信, 古賀麻由子, 安部勇輝, 長井隆浩 前川修, 藤岡慎介, 白神宏之, 疇地宏, 高速点火実験における高ノイズ過酷環境下での X 線並びに中性子計測, *J. Plasma Fusion Res*., **90**, 659‐664 (2014).

（国際会議及び海外学会発表）

[1] T. Nagai, Y. Arikawa, H. Hosoda, Y. Ioka, A. Hasegawa, K. Wada, S. Takaoku, M. Takata, K. Noritake, Y. Minami, K. Watanabe, K. Yamanoi, H. Nakamura, T. Watari, M. C.-Raduban, T. Shimizu, N. Sarukura, M. Nakai, T. Norimatsu, and H. Azechi「Development of Time-of-Flight

neutron detector with fast-decay and low-afterglow scintillator for fast ignition experiment」, Seventh Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2011), 67, Palais des Congrès de Bordeaux-Lac, France,（September2011）.

[2] Takahiro NAGAI, Mitsuo NAKAI, Yasunobu ARIKAWA, Yuki ABE, Sadaoki KOJIMA, Shohei SAKATA, Hiroaki INOUE, Shinsuke FUJIOKA, Hiroyuki SHIRAGA, Nobuhiko SARUKURA, Takayoshi NORIMATSU, and Hiroshi AZECHI, The development of the neutron detector for the fast ignition experiment by using LFEX and Gekko XII facility, The 1st Conference on Laser and Accelerator Neutron Sources and Applications, p3-1, Pacifico Yokohama Yokohama, Japan, (April 2013).

[3] Takahiro NAGAI, Yasunobu ARIKAWA, Yuki ABE, Sadaoki KOJIMA, Shohei SAKATA, Hiroaki INOUE, Shinsuke FUJIOKA, Nobuhiko SARUKURA, Mitsuo NAKAI, Hiroyuki SHIRAGA,Takayoshi NORIMATSU, LFEX team, and Hiroshi AZECHI, The development of the current-mode neutron detector for fast ignition experiment, Eighth Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2013), p. Tu_41, Nara Prefectural New Public Hall, Nara, Japan, (September 2013).

[4] Takahiro NAGAI, Yasunobu ARIKAWA, Yuki ABE, Sadaoki KOJIMA, Shohei SAKATA, Hiroaki INOUE, Yohei MASUDA, Shinsuke FUJIOKA, Nobuhiko SARUKURA, Mitsuo NAKAI, Hiroyuki SHIRAGA, Takayoshi NORIMATSU, LFEX team, and Hiroshi AZECHI, Current-mode neutron spectrum measurement system for fast-ignitor experiments, 20th Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, 2.4.02, Intercontinental Hotel Buckhead Atlanta, Georgia, USA, (June 2014)

（国内会議及び国内学会発表）

[1] 長井隆浩、渡利威士、中村浩隆、細田裕計、有川安信、中井光男、乗松孝好、猿倉信彦、本間啓史、疇地宏、「高速点火実験用高速減衰中性子シンチレーション計測器の開発」、日本物理学会 2010 年春季大会、21pTJ-11、岡山大学津島キャンパス、3 月・2010.

[2] ポスター発表“高速点火統合実験用低残光シンチレーション計測器の開発”、プラズマ核融合学会第 27 年会、北海道大学、北海道、2010.11.30-12.3.

[3] 長井隆浩、南佑輝、渡辺梢、山ノ井航平、有川安信、細田裕計、中村浩隆、渡利威士、清水俊彦、藤岡慎介、村田勲、猿倉信彦、中井光男、乗松孝好、疇地宏、「高速点火レーザー核融合の中性子発生量測定のための高速減衰低残光液体シンチレータ中性子計測器の開発」、日本物理学会 2011 年春季大会、25aGY-6、（東日本大震災により中止）.

[4] 長井隆浩、益田洋平、井上裕晶、宇津木卓、安部勇輝、小島完興、坂田匠平、有川安信、猿倉信彦、中井光男、藤岡慎介、白神宏之、乗松孝好、疇地宏、高速点火レーザー核融合実験におけるイオン温度測定用液体シンチレータ中性子計測器の開発、物理学会秋季大会、高知大学三島キャンパス、(September 2013).

[5] 長井隆浩、安部勇輝、小島完興、坂田匠平、池之内孝仁、井上浩晶、戸崎翔太、側貴行、松尾一輝、Zhang Zhe、Alessio Morace、有川安信、尾﨑哲、余語覚文、藤岡慎介、村上匡且、中井光男、白神宏之、乗松孝好、疇地宏、支持ストーク切断による電気的に孤立した核融合ターゲットを用いた加熱実験、物理学会春季大会、(March 2015 予定)

[6] Takahiro Nagai, Yuki Abe, Yuki Minami, Kozue Watanabe, Kohei Yamanoi, Hirokazu Hosoda, Yasunobu Arikawa, RADUBAN Marilou Cadatal, Toshihiko Shimizu, Mitsuo Nakai, Nobuhiko Sarukura, Hiroyuki Shiraga, Takayoshi Norimatsu and Hiroshi Azechi,「The development of time-of-flight neutron detector for measurement of ion temperature in fast ignition experiment」、Plasma Conference 2011、石川県立音楽堂、石川県、2011 年 11 月.

[7] 長井隆浩、安部勇輝、小島完興、有川安信、細田裕計、中井光男、猿倉信彦、乗松孝好、疇地宏、高速点火実験用γ線ノイズ低減中性子計測器の開発、NIFS 一般共同研究「高密度核融合プラズマ診断の新展開」核融合エネルギーフォーラムプラズマ物理クラスター計測サブクラスター合同会合、(December 2011).

[8] 長井隆浩、井上裕晶、安部勇輝、小島完興、坂田匠平、山ノ井航平、有川安信、藤岡慎介、猿倉信彦、白神宏之、中井光男、乗松孝好、疇地宏、NIFS 一般共同研究「磁場閉じ込め及び慣性閉じ込め核融合プラズマ診断の新展開」研究会、(January 2013)

[9] Takahiro Nagai, Y. Arikawa, H. Inoue, M. Utsugi, Y. Masuda, Y. Abe, S. Kojima, S. Sakata, N. Sarukura, R. Kato, Y. Otake, M. Nakai, H. Nishimura, H. Azechi、Development of neutron imaging system for fast ignition experiment, Plasma Conference 2014, 朱雀メッセ, (November 2014).

[10] 長井 隆浩、益田洋平、井上裕晶、宇津木卓、安部勇輝、小島完興、坂田匠平、有川安信、猿倉信彦、中井光男、藤岡慎介、白神宏之、乗松孝好、FIREXグループ、疇地宏、高速点火レーザー核融合実験における液体シンチレータを用いた中性子計測、30 回プラズマ核融合学会、(December 2013).

[11] Takahiro NAGAI Mitsuo NAKAI, Yasunobu ARIKAWA, Yuki ABE, Sadaoki KOJIMA, Shohei SAKATA, Hiroaki INOUE, Shinsuke FUJIOKA, Hiroyuki SHIRAGA, Nobuhiko SARUKURA, Takayoshi NORIMATSU, and Hiroshi AZECHI, The development of the neutron detector for the fast ignition experiment by using LFEX and Gekko XII facility, レーザー研シンポジウム, (May 2013).

[12] 長井隆浩 益田洋平、井上裕晶、宇津木卓、安部勇輝、 小島完興、坂田匠平、Alessio MORACE、有川安信、猿倉信彦、 中井光男、藤岡慎介、白神宏之、乗松孝好、FIREX グループ、疇地宏, 高速点火実験用の液体シンチレータを用いた 中性子計測器の開発, レーザー研シンポジウム, (April 2014).

[13] 長井隆浩、中井光男、有川安信、細田裕計、安部勇輝、小島完興、乗松孝好、猿倉信彦、疇地宏、高速点火実験のための TOF 型液体シンチレータ中性子計測器の開発, レーザー研

年末報告会, (December 2012).

[14] 長井隆浩、安部勇輝、小島完興、坂田匠平、池之内孝仁、井上浩晶、戸崎翔太、側貴行、松尾一輝、Zhang Zhe、Alessio Morace、有川安信、尾﨑哲、余語覚文、藤岡慎介、村上匡且、中井光男、白神宏之、乗松孝好、疇地宏、FK-02 期間 B (11/25-28) 孤立ターゲット加熱実験速報、レーザー研年末報告会, (December 2014).

[15] 長井隆浩、山ノ井航平、有川安信、中井光男、猿倉信彦、乗松孝好、疇地宏、高速点火核融合実験用高速減衰中性子シンチレーション計測器の開発、第 8 回核融合エネルギー連合講演会、11B－03p、高山市民文化会館、(June 2010).

[16] 長井 隆浩, 中井 光男, 有川 安信, 細田 裕計, 安部 勇輝, 小島 完興, 乗松 孝好, 猿倉 信彦, 疇地 宏、高速点火レーザー核融合実験用のγ線由来バックグラウンドノイズを低減した中性子計測器の開発、第 9 回核融合エネルギー連合講演会、28A-29p、神戸国際会議場、(June 2012).

[17] 長井隆浩、益田洋平、井上裕晶、宇津木卓、安部勇輝、小島完興、坂田匠平、有川安信、猿倉信彦、中井光男、藤岡慎介、白神宏之、乗松孝好、FIREX グループ、疇地宏、高速点火レーザー核融合実験における液体シンチレータを用いたカレントモード中性子計測器の開発、第 10 回核融合エネルギー連合講演会、19-044、つくば国際会議場、(June 2014).

[18] 長井隆浩, 中井光男, 有川安信, 波元拓哉, 小島完興, 坂田匠平, 多賀正樹, 井上裕晶, 服部祥治, 藤岡慎介, 白神宏之, 猿倉信彦, 乗松孝好, 疇地宏, および FIREX グループ、高速点火レーザー核融合実験の進展、第 15 回 若手科学者によるプラズマ研究会、(March 2013)