



Title	高速点火核融合実験用中性子スペクトロメーター及び評価試験用中性子源の開発
Author(s)	安部, 勇輝
Citation	大阪大学, 2017, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.18910/61769">https://doi.org/10.18910/61769</a>
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

高速点火核融合実験用中性子スペクトロメーター  
及び評価試験用中性子源の開発

平成 29 年 1 月

安 部 勇 輝

大阪大学大学院工学研究科

## 概要

本論文は、著者が大阪大学院工学研究科環境・エネルギー工学専攻在学中に行った、高速点火核融合実験に於ける高エネルギー密度プラズマ診断のための中性子スペクトロメーターの開発、並びに計測器性能評価試験用の高輝度中性子源の開発に関する研究についてまとめたものである。

高速点火核融合研究においては、超高強度レーザーを用いた圧縮燃料の追加熱による有意な温度上昇を観測することが第一の目標であり、数千万度の燃料温度を評価するための中性子スペクトル計測は極めて重要である。しかしながら実際の中性子計測は簡単ではなく、追加熱レーザー照射時に発生する硬X線が計測器に深刻なバックグラウンドノイズをもたらす為、これまでスペクトル計測はおろか、核融合中性子の信号を捉えることすら困難な状況であった。そこで著者は、高速点火実験での燃料温度計測を実施する為、高強度X線環境下でもバックグラウンドノイズの少ない中性子計測器の開発に取り組んだ。またこうした計測器開発を行う上では、性能評価試験を行うための高輝度中性子源が必要であり、著者らは爆縮よりも安定して高イールドの核融合中性子を発生させる新しい手法の開発に取り組んだ。本研究の取り組みは、高速点火核融合だけでなく、超高強度レーザーを用いた中性子源開発における中性子計測技術としても期待されるものである。近年、特にレーザー駆動中性子源の開発は盛んに行われており、光核反応や高エネルギーイオンと固体の核反応により発生する中性子のスペクトル計測が求められている。こうした研究においても硬X線の発生は深刻な問題であり、X線耐性の高い中性子計測器の開発は重要である。

本論文は4章より構成されている。

第一章では、本研究の背景として、高速点火核融合及び中性子計測による核融合燃料の温度評価、密度評価の理論的基礎を述べる。

第二章では、高速点火実験における中性子計測の現状と課題について述べ、過酷X線環境に耐えうる中性子スペクトロメーターの開発として、低残光液体シンチレーターの開発、中性子コリメーターの設計、ゲート光電子増倍管の開発について述べる。

第3章では、計測器の性能評価試験のための高輝度中性子源開発として、レーザーの一方方向照射で高イールドの核融合中性子を生成する「球殻燃料のレーザー内面照射法」について行った取り組みについて述べる。

第4章では、第3章の中性子生成効率を向上させる可能性をもつ手法の一つとして、レーザー内面照射によるキロテスラ級の自己生成磁場に関する理論背景と実験検証結果について述べる。

第5章は結論であり、得られた研究成果をまとめ、本論文の総括を行う。

## 目次

<b>第1章 緒論</b>	.....	- 4 -
1.1 エネルギー問題と核融合	.....	- 4 -
1.2 レーザー核融合研究	.....	- 5 -
1.2.1 レーザー核融合の概要	.....	- 6 -
1.2.2 高密度圧縮と高温点火部の必要性	.....	- 7 -
1.2.3 高速点火方式	.....	- 9 -
1.3 中性子計測による高エネルギー密度プラズマ診断	.....	- 11 -
1.3.1 飛行時間(Time-of-flight, TOF)法	.....	- 11 -
1.3.2 中性子イールド測定	.....	- 12 -
1.3.3 イオン温度測定	.....	- 13 -
1.3.4 中性子検出器とその使用法	.....	- 22 -
参考文献	.....	- 24 -
 <b>第2章 高速点火実験用多チャンネル中性子スペクトロメーターの開発</b>	.....	- 25 -
2.1 はじめに	.....	- 25 -
2.1 多チャンネル TOF スペクトロメーターMANDALA	.....	- 26 -
2.1.1 検出部の構成	.....	- 27 -
2.1.2 エレクトロニクス部の構成及びデータ取得システム	.....	- 28 -
2.2 超高強度レーザー照射実験に於ける中性子計測の課題と対策	.....	- 31 -
2.2.1 高速点火実験における高強度・高エネルギーX線の発生機構	.....	- 31 -
2.2.2 光電子増倍管の出力飽和の問題	.....	- 32 -
2.2.3 光核反応中性子によるバックグラウンド信号の問題	.....	- 32 -
2.2.4 シンチレーターの afterglow の問題	.....	- 34 -
2.2.5 各種バックグラウンド信号の抑制方法	.....	- 35 -
2.3 酸素消光を利用した低 afterglow シンチレーターの開発	.....	- 36 -
2.3.1 はじめに ~高速液体シンチレーターの必要性~	.....	- 36 -
2.3.2 有機液体シンチレーターの発光機構	.....	- 36 -
2.3.3 酸素消光	.....	- 40 -
2.3.4 溶媒の選定	.....	- 41 -
2.3.5 溶質(発光体)の選定	.....	- 43 -
2.3.6 液体シンチレーターのサンプル作製	.....	- 45 -
2.3.8 発光寿命測定	.....	- 56 -
2.3.9 液体シンチレーター用容器の設計	.....	- 63 -

2.3 節のまとめ .....	- 64 -
2.4 中性子コリメーターの開発 .....	- 65 -
2.4.1 はじめに .....	- 65 -
2.4.2 光中性子発生源の特定 .....	- 65 -
2.4.3 要求される遮蔽率の見積もり .....	- 67 -
2.4.4 中性子コリメーターの設計 .....	- 70 -
2.4.5 遮蔽効果の実験的検証 .....	- 74 -
2.4 節のまとめ .....	- 76 -
2.5 多チャンネルゲートシステムの開発 .....	- 77 -
2.5.1 はじめに .....	- 77 -
2.5.2 ゲート性能の要求値 .....	- 78 -
2.5.3 アフターパルス .....	- 78 -
2.5.4 ゲート方式の種類と特徴 .....	- 79 -
2.5.5 $d_1-d_2$ スイッチング回路 .....	- 80 -
2.5.6 $k-d_1$ スイッチング回路 .....	- 82 -
2.5.7 多チャンネルゲートシステムの構成 .....	- 85 -
2.5.8 高速点火実験での動作試験 .....	- 86 -
2.5.8 2.5 節のまとめ .....	- 87 -
第 2 章のまとめ .....	- 88 -
参考文献 .....	- 89 -
 第 3 章 重水素化球殻燃料の内面レーザー照射による中性子発生 .....	- 90 -
3.1 はじめに .....	- 90 -
3.2 内面照射方式の概要 .....	- 90 -
3.2.1 レーザーの吸収過程と吸収率 .....	- 93 -
3.2.2 レーザー照射一様性の評価 .....	- 96 -
3.3 実験方法・計測器配置 .....	- 99 -
3.4 実験結果 .....	- 100 -
3.4.1 X 線画像計測によるコアプラズマの観測 .....	- 100 -
3.4.2 密度計測 .....	- 103 -
3.4.3 中性子計測 .....	- 108 -
第 3 章のまとめ .....	- 116 -
参考文献 .....	- 118 -

<b>第4章 超高強度レーザーの内面照射によるキロテスラ級磁場の生成</b>	- 119 -
4.1. はじめに	- 119 -
4.2. 強磁場生成の原理と磁場特性	- 120 -
4.3. プロトンラジオグラフィによる磁場計測法とターゲット外部のシース電場の抑制	- 124 -
4.4. 実験方法	- 126 -
4.5. 実験結果	- 128 -
4.6. 電磁場中のプロトン輸送計算コードを用いたプロトン偏向角の解析	- 131 -
第4章のまとめ	- 134 -
参考文献	- 135 -
<b>第5章 結論</b>	- 136 -
謝 辞	- 137 -
業績目録	- 138 -

## 第1章 緒論

### 1.1 エネルギー問題と核融合

人類は、石炭、石油、天然ガスなどの化石燃料をエネルギー源として、現在の高度な科学技術産業社会を作り上げてきた。しかし、こうした化石燃料の大量消費は、多量の二酸化炭素や窒素酸化物を生み出し、地球温暖化や酸性雨を始めとする深刻な地球環境問題を引き起こすに至った。1997年に京都議定書が採択されて以来、世界的な二酸化炭素・窒素酸化物の排出量削減の取り組みが行われるようになってはきたものの、その効果は十分なものとは到底言えない状況である。一方で、止まらぬ人口増加や発展途上国の生活水準の向上に伴い、世界のエネルギー需要は今後も増加し続け、50年後には現在の2倍になるとも言われている。こうした状況の中で、化石燃料に依存しない安全で環境にやさしい次世代エネルギー源の開発は、世界共通の最重要課題である。

次世代エネルギーとして必要とされる条件は、(1)資源量が豊富かつ偏在が少ない、(2)低環境破壊・少廃棄量、(3)エネルギー価格が合理的範囲、(4)安全かつ安心、が挙げられる。残念ながら、これまで実用化されてきたエネルギー・システムでこれら全ての条件を満たすものではなく、どれも一長一短がある。例えば、太陽光・風力発電は低環境破壊・少廃棄量及び安全性の面で優れているが、天候に左右されやすく、電力供給量が安定しない。また水力・地熱発電はクリーンで供給量が安定している反面、建設適地に限りがあり、また建設そのものが甚大な環境破壊となり得るという問題をもつ。クリーン、供給量、安定、低コストを実現する原子力発電も、安全面に致命的な課題を抱えている。こうした現状ゆえに、今後数百年、数千年の人類のエネルギー消費を支えていくためには、やはり何か革新的新エネルギーが必要であると考える。その一候補となるのが「核融合エネルギー」である。太陽や星のエネルギーの源でもある核融合は、大気汚染物質を発生せず、海水中に燃料となる物質が全て含まれていることから、実現すれば人類は「恒久的な」エネルギー源を手に入れることができる。また核融合炉では温室効果ガスや高レベル長寿命放射性廃棄物を排出せず、核分裂炉のような暴走性も原理的に存在しないため、極めて「安全」であり、安定供給・合理的コスト達成の見込みも立っている。まさに「夢の新エネルギー」といえる。

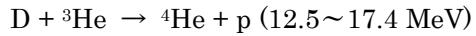
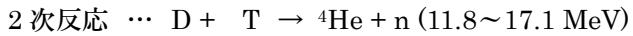
また核融合研究を推進することは、我が国にとっても非常に重要である。一億度にも達する超高温・高密度の核融合プラズマの生成とその制御は、物理学、電気工学、超伝導工学、材料工学、情報工学など理論と実験にまたがる現代理工学の幅広い分野の最先端を包括した学術研究対象であり、その研究拠点となる場所には、全国・全世界の研究者コミュニティの知が結集する。また超高強度レーザーと物質の相互作用に基づくレーザー核融合研究では、対象とする電磁場の強度がこれまで類を見ない相対論領域に拡大されていることから、そこで展開される電磁場と物質の相互作用はこれまでの科学的知見を越えた新領域に突入する。このプラズマの持つエネルギー密度は、宇宙、天体内部でしか存在しなかった極限状態に匹敵し、実験室宇宙物理学やレーザー核物理に代表される高エネルギー密度科学と呼ぶべき新しい学術領域を創出する。加えて極短パルスレーザーとの相互作用によって生成されるX線等は、その量と時間・空間スケールがこれまでと大きく異なることから、それらを用いた幅広い学術分野・産業分野への応用研究の可能性を切り開くものである。

## 1.2 レーザー核融合研究

核融合発電では、タービンを回す蒸気を生成するための熱源として重水素(D)と三重水素(T)の核融合反応を用いる。実際の核融合炉では DT 反応を用いるが、トリチウムは放射性物質であり、法的規制が厳しいため、実験では DD 核融合を用いる事が多い。DD 核融合には次の 2 種類の 1 次反応、



が存在する。このうち前者の反応を中性子ブランチ、後者の反応を陽子ブランチと呼ぶ。これらの 1 次反応で生成されたトリチウムおよび  ${}^3\text{He}$ (以下、テスト粒子)はプラズマ中を透過する間に更に次の 2 種類の 2 次反応を起こす。



このうち DD 反応によって発生する中性子を DD 中性子、DT 反応によって発生する中性子を DT 中性子と呼ぶ。

核融合反応を起こすためには核融合燃料を数億度の高温に加熱してプラズマ化し、ある領域にこのプラズマを閉じ込める必要がある。このプラズマの閉じ込めの方法は、磁場閉じ込め方式と、慣性閉じ込め方式(慣性核融合)に大別される。磁場閉じ込め方式では高温の燃料プラズマを磁場の力で一定時間保持し、エネルギーを取り出すのに十分な核融合反応を起こす方式である。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]、核融合科学研究所の LHD 大型ヘリカル装置[2]、国際プロジェクトとしては ITER[3]等が有名である。これに対して慣性閉じ込め方式は、爆縮によって高温・高密度のプラズマを作り、これが流体的に膨張して飛散するまでの間に十分な核融合反応を終了する。米国リバモア研究所 NIF(National Ignition Facility)[4]、米国ロチェスター大学 OMEGA レーザー装置[5]、大阪大学レーザーエネルギー学研究センター[6]が慣性核融合の主要な研究拠点である。

レーザーを用いた慣性核融合(レーザー核融合)の研究は、1968 年に Basov らが重水素化リチウムにレーザーを照射し、核融合中性子の発生を確認したことから始まる[7]。その後、レーザーによって球状の核融合燃料を圧縮する「爆縮」の概念が 1972 年に Nuckolls らによって提唱され[8]、核融合燃料を固体密度の 1000 倍まで圧縮できれば、レーザー核融合は数 10kJ のレーザーエネルギーで実現できる見込みが立った。これを契機に米国、日本、欧州各国で核融合研究用大型レーザーが次々と建設され、本格的な爆縮実験が開始された。レーザー光の均一照射技術や、球対称性に優れた高性能燃料ターゲットの開発も併せて行われ、1990 年頃までに、核融合点火に必要な高温度(5~10 keV)と高密度(個体密度の 100~1000 倍)の爆縮が実現された[9-10]。次の段階はレーザー核融合点火・燃焼であり、2013 年 8 月、ついに米国の NIF(National Ignition Facility)で、核融合エネルギーが燃料の吸収したエネルギーを上回る科学的ブレイクイーヴンを達成、核融合点火も目前の状況である。

一方で、チャーピパルス増幅(Chirped Pulse Amplification, CPA)技術の開発により、ピーク強度が PW に達する超高強度レーザーが可能となり、高速点火という新しい手法が提案された。この方式は、爆縮により高密度に圧縮された燃料プラズマに超高強度レーザーを照射して追加熱し、核融合点火を

目指すものである。追加熱という概念は 1963 年頃に既に提案されていたが[11-12]、CPA 技術の出現により現実のものになった。高速点火では、燃料の圧縮と加熱にそれぞれ最適化された異なるレーザーを用いることで、従来の方式(中心点火方式)の約 10 分の 1 のドライバーエネルギーで点火が実現できると期待されている。高速点火用コーン付ターゲットが発明され、爆縮プラズマに PW レーザーを照射して燃料を 1000 万度まで加熱することに成功した[13]。この成果を受けて、我が国では高速点火実証実験(Fast Ignition Realization Experiment, FIREX)計画第一期が開始され、核融合点火温度までの燃料加熱を実証する試みが現在行われている。

### 1.2.1 レーザー核融合の概要

慣性核融合の理想的なターゲットは、外側からアブレーター層、固体または液体の重水素・三重水素(DT)からなる主燃料層、真空または DT ガスの中心部によって構成される(図 1-1)。このターゲットに外部から球対称にレーザーを照射すると、アブレーター表面が加熱され(2~3 千万度)、アブレーションを起こす。アブレーションによる数千万気圧に及ぶ圧力を受けてターゲットは中心方向へ加速し、固体密度の 1000 倍程度まで圧縮される。この過程を「爆縮」と呼ぶ。爆縮には、レーザー光をターゲットに直接照射する「直接照射方式」と、レーザー光をまず金などの原子番号の高い物質からできたキャビティの内側に照射し、そこから発生する黒体輻射 X 線を燃料球に照射する「間接照射方式」の 2 種類の方式がある。図 1-2 に典型的な直接照射および間接照射の模式図を示す。直接照射方式は、レーザーから燃料球へのエネルギー伝達効率が高い反面、有限の数のレーザー光が燃料球に当たるため照射均一性に劣る。一方で間接照射方式は、レーザーから燃料球へのエネルギー伝達効率が低い分、一度 X 線に変換することで均一な爆縮が可能となる。大阪大学レーザーエネルギー学研究センター GEKKO-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学 OMEGA レーザー装置は 60 ビーム直接照射型(間接照射も可能)、米国リバモア研究所 NIF は 192 ビーム間接照射型の実験装置である。

加速された燃料が中心で衝突する際に、球殻の運動エネルギーは内部エネルギーに変換され、中心

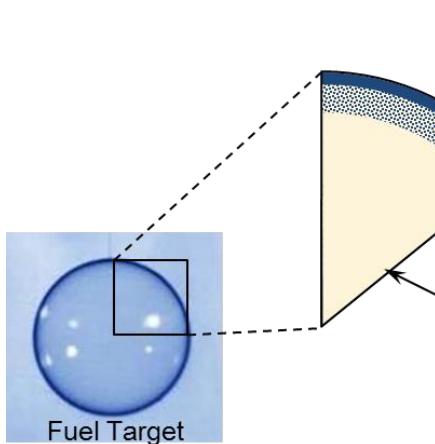


図 1-1 慎性（レーザー）核融合用燃料ターゲットの構成

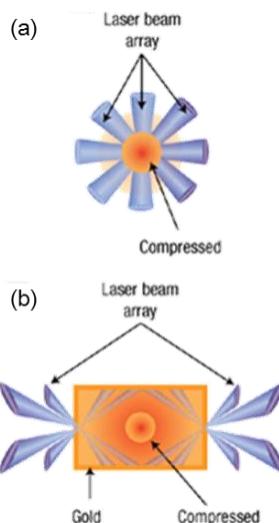


図 1-2 直接照射(a)と間接照射(b)

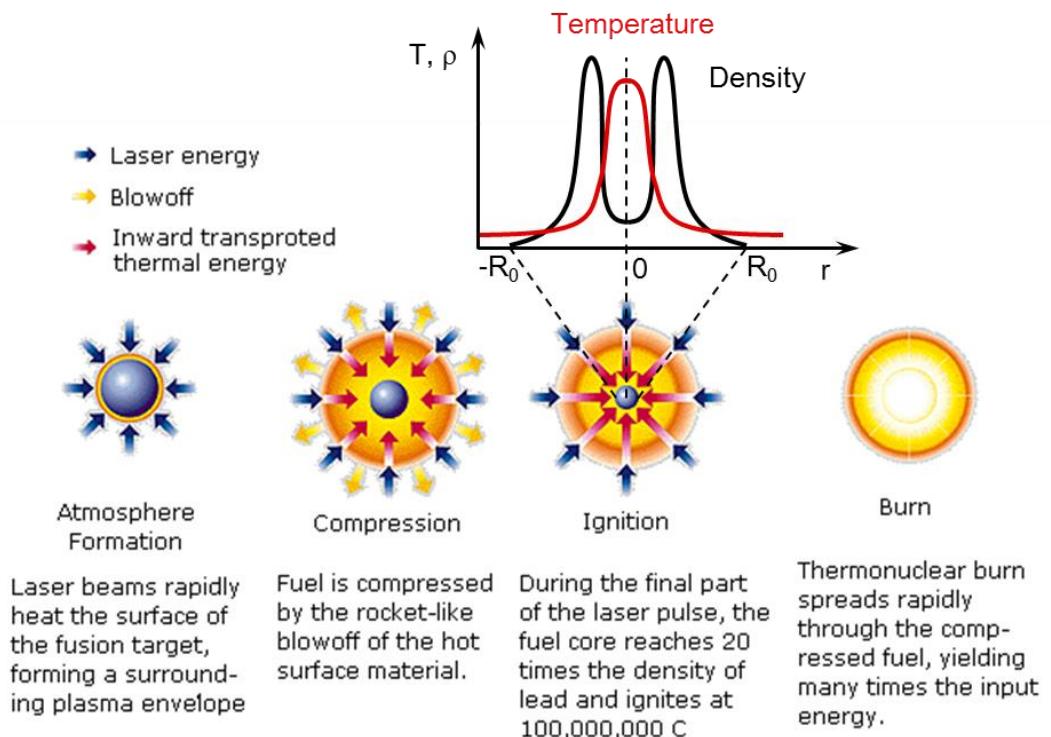


図 1-3 慣性核融合のシナリオ

部の加熱が行われる。この圧縮(爆縮)が十分球対称に行われたとすれば、図 1-3 に示すような温度・密度プロファイルをもつ状態が実現される。燃料中心部には高温で比較的低密度な「ホットスポット」と呼ばれる領域が形成され、そのまわりに高密度で比較的低温の主燃料プラズマが形成される。初め核反応は高温のホットスポット領域で起こり、大量の  $\alpha$  粒子及び中性子を発生する。中性子は透過力が高いため、そのままプラズマから外へ飛び出しが、アルファ粒子は飛程が短いので、周りの燃料を加熱し、さらにホットスポット領域の温度が上がる。これを「核融合点火」とよぶ。核融合点火によってホットスポット領域の温度が高くなると、衝撃波を伴う燃焼波によって周囲の低温の主燃料部分を加熱し、燃焼が広がっていく「核融合燃焼」と呼ばれる状態に至る。こうして燃焼が自発的に広がっていくことで、投入したエネルギー量に対して大きなエネルギー利得を得ることができる。一度の燃焼では定常的なエネルギーとはならないので、実際のレーザー核融合炉では、「圧縮⇒点火⇒燃焼」という一連のサイクルを1秒間に数回繰り返し、発生した中性子等のエネルギーを炉壁内部を流れる液体金属の化合物( $\text{Li}_{27}\text{Pb}_{73}$  等)に吸収させて、高温となった液体金属化合物で水を加熱し、タービンを回す。

### 1.2.2 高密度圧縮と高温点火部の必要性

慣性核融合では、中心点火方式、高速点火方式に関わらず高密度・高温の燃料を形成する必要がある。本項では、核融合点火条件を導出し、高密度圧縮・高温点火部の重要性について述べる。尚、以下の計算は[14-16]を参考にした。

高温点火部の単位体積あたりの熱エネルギーの増加割合は、外部からの加熱 $P_h$ (単位体積、単位時間)、 $\alpha$  粒子加熱 $P_\alpha$ 、と燃料の膨張による損失 $P_w$ 、熱伝導による損失 $P_e$ 、放射損失 $P_r$ とのエネルギー

バランスで決まり,

$$2 \cdot \frac{3\rho(t) dT(t)}{2m_{DT}} = P_h(t) + P_\alpha(t)f_\alpha - \{P_w(t) + P_e(t) + P_r(t)\} \quad (1-1)$$

と表される. ここで, 左辺の係数 2 は電子とイオンの寄与である. また  $f_\alpha$  は  $\alpha$  粒子のエネルギーが高温点火部に付与される割合で, 以後簡単のため  $f_\alpha = 1$  と仮定した.  $\alpha$  粒子加熱  $P_\alpha$  は,

$$P_\alpha = n_D n_T \langle \sigma v \rangle E_\alpha = A_\alpha \rho^2 \langle \sigma v \rangle , \quad A_\alpha = 8.04 \times 10^{40} \quad (1-2)$$

ここで  $E_\alpha (= 3.5\text{MeV})$  は  $\alpha$  粒子のエネルギーである. 次に放射損失  $P_r$  は,

$$P_r = \frac{32\pi}{3} g \left( \frac{2\pi T}{3m_e} \right)^{\frac{1}{2}} Z^2 e^6 \frac{n_e n_i}{m_e c^3} = A_\gamma Z^3 \rho^2 T_{keV}^{\frac{1}{2}}, \quad A_\gamma = 3.05 \times 10^{23} \quad (1-3)$$

ここで  $g \approx 2\sqrt{3}/\pi$  は量子力学に基づくガウント係数 [16],  $T_{keV}$  は keV 単位で測った温度,  $Z$  はイオンの電荷数で, 点火部としては純粋な DT 燃料を想定するので  $Z=1$  である. 核反応も制動放射も, 素過程が 2 体衝突であることから, その大きさは密度の 2 乗に比例する.

膨張損失  $P_w$  について, 圧力  $p$  の高温点火部の体積が,  $dV$ だけ増大するときに, 周りの主燃料に対する仕事は  $dE = pdV$  である. これを単位体積, 単位時間あたり仕事に直すと,

$$P_w = \left( \frac{p}{V} \right) \frac{dV}{dt} = \frac{3p v_{ex}}{R} = A_w \frac{\rho T v_{ex}}{R}, \quad A_w = 2.3 \times 10^{15} \quad (1-4)$$

ここで,  $v_{ex}$  は高温点火部表面の膨張速度であり,  $v_{ex} = f_\gamma (2T/m_{DT})^{1/2}$  と表される.  $f_\gamma$  は大きさが 1 程度の係数で, ホットスポット周囲の主燃料の密度等によって若干変化するが, 以下の解析では簡単のため  $f_\gamma = 1$  とした.

熱伝導損失  $P_e$  について, 熱流束は  $q = \kappa T$ . ここで  $\kappa = 9.5 \times 10^{19} T_{keV}^{5/2} / \ln \Lambda$  [erg/s · cm · keV<sup>5/2</sup>] はプラズマ中の熱伝導係数である. クーロン対数は, 個体密度の 1000 倍, 10 keV のプラズマでは  $\ln \Lambda \approx 4$  となる. 熱流束を求める温度分布を求めるために, 熱伝導以外の損失と加熱は全て体積全体に渡つてのものであることに注意する. 体積加熱が熱伝導損失と平衡していると考えると,  $4\pi R^2 q = (4\pi/3)R^3(P_h + P_\alpha - P_w - P_r)$  であるから,  $T^{5/2} VT = const \times R$  と書ける. これを積分して温度分布  $T = T_0 [1 - (R/R_0)^2]^{2/7}$  を得る. これより  $R = R_0$  での温度勾配  $VT = (4/7)T_0/R_0$  を得る. ここで,  $T_0$  は高温点火部中心の温度,  $R_0$  は高温点火部の半径である. これより,

$$P_e = \frac{\kappa \nabla T \cdot 4\pi R^2}{V} \approx A_e \frac{T^{7/2}}{R^2}, \quad A_e = 4.1 \times 10^{19} \quad (1-5)$$

核融合点火とは, 加熱パワーが無くても, 自己加熱により温度が上昇することであるから, (1-1)式で  $P_h = 0, dT/dt > 0$  において,

$$P_\alpha > P_r + P_w + P_e \quad (1-6)$$

である. 上式両辺に  $R^2$  を掛けて整理すると,  $\rho R$  に関する 2 次不等式となり,

$$(A_\alpha \langle \sigma v \rangle - A_\gamma T_{keV}^{1/2})(\rho R)^2 - A_w v T \cdot (\rho R) - A_e T^{7/2} > 0 \quad (1-7)$$

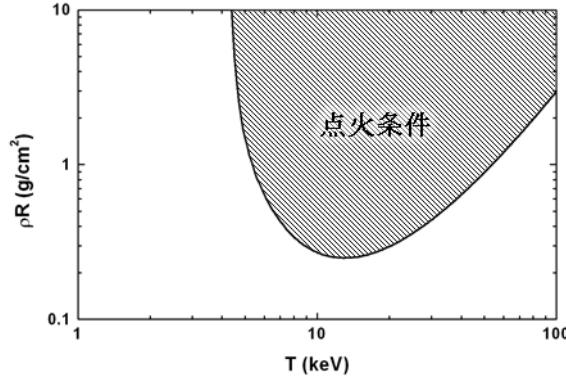


図 1-4 イオン温度対 燃料密度×半径積

これを $\rho R - T$ 上に描いたものが図 1-4 の点火領域である。これより、ホットスポット領域において核融合点火が起こるための条件は、

$$\text{燃料イオン温度: } Ti > 5 \sim 10 \text{ keV}$$

$$\text{燃料面密度: } \rho R > 0.3 \text{ g/cm}^2$$

であると導かれる。したがって慣性核融合では、上記条件を満たす高温・高密度点火部をいかにして形成させるかが重要な鍵となる。またイオン温度及び燃料面密度はホットスポット領域の形成を評価する重要な物理量であり、慣性核融合実験において最も重要な計測対象の一つである。

### 1.2.3 高速点火方式

これまで述べてきた、レーザーによる爆縮のみによって核融合点火を起こす方法を「中心点火方式」と呼ぶ。この方式では、燃料中心の高温部を形成するために球対称な爆縮を行う必要がある。しかし実際の実験では、燃料ターゲットの不均一やレーザー照射非一様性が元となって、高温低密度な爆縮プラズマ中心部とその周囲の低温高密度層の界面で流体力学的不安定性による擾乱の増大によって、シェルの破断やホットスポットの消滅を引き起こすという深刻な課題を抱えている[8]。ターゲット製造技術及びレーザー照射技術の向上により、流体不安定性の問題は幾分改善傾向はあるものの、有限数のレーザービームを用いる限りこの問題を完全に排除することは不可能である。

これに対し、爆縮によって燃料コアが最大密度に達した瞬間に、爆縮とは別の超高強度短パルスレーザー(1~10 ps,  $\sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ )によってコアの飛散時間より十分に短い時間スケールで高速にコアを加熱し、点火を起こす方法を「高速点火方式」という(図 1-5)。高速点火方式では、外部からの加熱により点火を起こすため、燃料中心部の高温スペークを必要としない。このためレーザーの照射均一性への要求は中心点火方式に求められるほど厳しいものではない。また高温スペークを必要としないことで低温での燃料圧縮が可能になり、高密度圧縮を達成するのに必要な圧力が小さく済むことから、中心点火よりもはるかに小さなエネルギー投入量で高利得を得ることができると期待されている。中心点火方式の高温点火部は、主燃料の圧力仕事による加熱によって形成される。したがって高温点火部と主燃料間の圧力平衡が保たれ、高温点火部の密度は主燃料部より大幅に低くなる。すなわち燃料の構造は図 1-3 のような密度分布の「中空構造」となる。一方、高速点火方式の高温点火部は、外部からの強制的な加

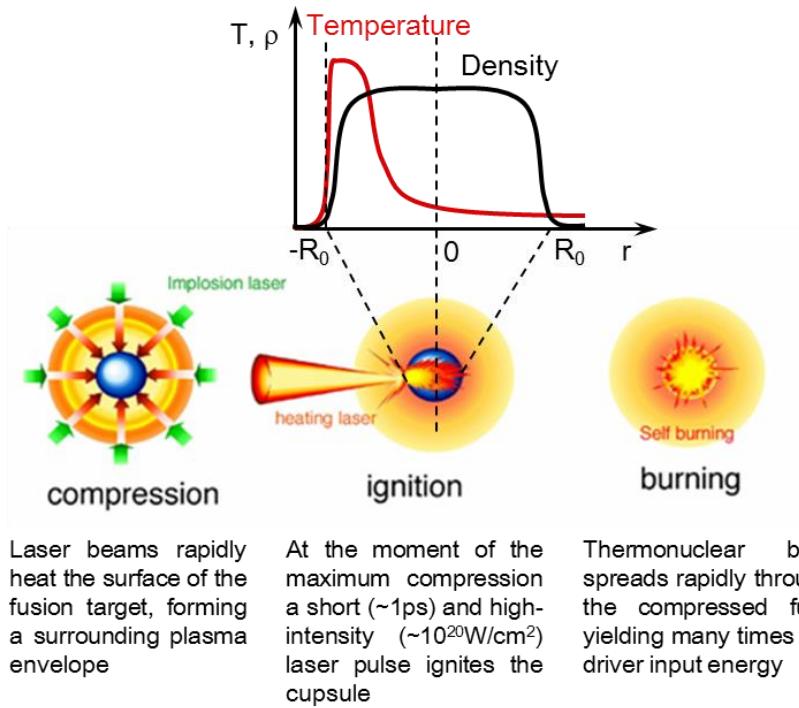


図 1-5 高速点火のシナリオ

熱により燃料が膨張して圧力平衡になるよりも早い時間スケールの間に形成されるため、燃料は「中実構造」となる。レーザー核融合の持続時間は、主燃料の燃焼波が伝播する時間であるから、燃料の厚さ(球殻の厚さまたは中実球の半径)が等しければ中空構造も中実構造も同一の性能を持ち、燃料の体積が小さくてすむ中実構造の方が、より小さなレーザーエネルギーで同等の利得が実現可能ということになる。高速点火核融合の研究は、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの他、米国ロチェスター大学などで行われている。

FIREX-I プロジェクトで実験に使用される典型的なターゲットの概要を以下に述べる。高速点火実験に用いられる燃料ターゲットは、ポリスチレンの水素原子 H を重水素原子 D に置き換えた重水素化ポリスチレンを燃料とする核融合ペレットである。以下にそのターゲットの写真を示す。「CD シェル」と呼ばれる重水素化ポリスチレンで製作された直径 500  $\mu\text{m}$ 、厚み~7  $\mu\text{m}$  の燃料カプセルの片側に、長さ 5mm 程度、肉厚~3  $\mu\text{m}$ 、開き角~45° の金コーンが取り付けられている(図 1-6)。通常「金コーン付ターゲット」と呼ばれている。高速点火では、コーン部を避けてレーザーを照射し、CD シェルを爆縮する。続いて爆縮プラズマが最大密度になった瞬間を狙って超高強度レーザーをコーン先端に照射する。コーン先端からはレーザーのポンデラ・モーティブ力により比較的高エネルギーの電子(高速電子)が燃料コアに向かって放出される。高速電子は燃料コア中にそのエネルギーを付与し、燃料を加熱する。高速電子からコアへのエネルギー付与は衝突過程が支配的と考えられる。ビーム電子のエネルギーが低いほど(1.5MeV 程度)コアへのエネルギー付与は大きく、またコーンとコアの距離が遠すぎると加熱が急激に悪くなるため、コーン先端部から 100  $\mu\text{m}$  以内にコアを形成することが望ましいとされている。

燃料コアの周囲には爆縮レーザーによるアブレーションで噴出したコロナプラズマが充満するため、こ

れに加熱レーザーを照射してしまうと、誘導ラマン散乱[17]、フィラメンテーション[18]およびコロナプラズマ領域における吸収があり、いずれにもエネルギー損失が伴う。金コーン側壁はこうしたコロナプラズマを遮断し、加熱レーザーをコーン先端まで導く役割をしている。

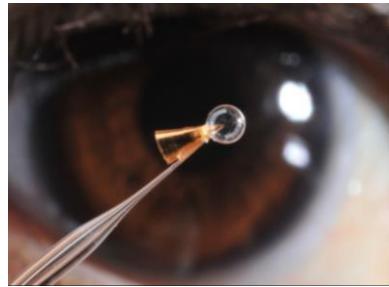


図 1-6 高速点火ターゲット

### 1.3 中性子計測による高エネルギー密度プラズマ診断

すでに述べたように、レーザー核融合では方式を問わず燃料の温度と密度が点火条件を超えることが重要である。したがって核融合実験においても爆縮コアの温度と密度の計測結果が最重要である。核融合反応で生成する中性子は、こうした物理量に関する情報を豊富に含んでおり、また高密度プラズマに対しても透過性が高いため、プラズマ診断の中でも特に重要な計測対象である。中レーザー核融合実験の成功の可否を判断するためには、爆縮コアのイオン温度や密度といった物理量の情報が不可欠である。核融合反応で生成する中性子は、こうした物理量に関する情報を豊富に含んでおり、また高密度プラズマに対しても透過性が高いため、プラズマ診断の中でも特に重要な計測対象である。例えば中性子のエネルギースペクトルはイオンの熱運動に伴うドッpler拡がりを受ける為、このスペクトル幅からイオン温度の評価が可能である。このスペクトル幅は 2.45MeV の中性子エネルギーに対して数%しかなく、そのため、イオン温度評価では極めて高いエネルギー分解能を要する。幸いレーザー核融合では反応時間が短く(～1 ns)、反応領域が小さい(数百ミクロン)為、すべての中性子は一点から瞬間的に放出されると仮定することができる。このため Time-of-flight 法による中性子のスペクトル計測が有効である。以下に Time-of-flight 法及び中性子計測によるプラズマ診断法の概要を述べる。

#### 1.3.1 飛行時間(Time-of-flight, TOF)法

飛行時間法の原理は極めて簡単で、質量  $m$  の粒子が、ある一定の距離  $L$  を飛行するのに要した時間  $t$  を測定することによって、 $v = L / t$  からその粒子速度  $v$  を知り、粒子エネルギーに換算する手法である。粒子のエネルギーと飛行時間の関係は、

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m\left(\frac{L}{t}\right)^2 \quad (2-1)$$

で表され、これを  $t$  で微分すると、

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{mL^2}{t^3} \quad (2-2)$$

となる。粒子のエネルギースペクトル  $\phi(E)$  は、測定された粒子の飛行時間分布  $N(t)$  より、

$$\phi(E) = \frac{N(t)}{\eta(E)} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta E} = -\frac{N(t)}{\eta(E)} \cdot \frac{t^3}{mL^2} \quad (2-3)$$

で与えられる。ここで  $\Delta t$  は測定系の時間分解幅、 $\Delta E$  は  $\Delta t$  に相当するエネルギー幅、 $\eta(E)$  は検出器のエネルギー依存の粒子検出効率である。ここで、符号のマイナスは、粒子の飛行時間の増加が粒子エネルギーの減少に対応することを意味している。一方、飛行時間法のエネルギー分解能  $\Delta E/E$  は、

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{2v}{L} \Delta t \quad (2-4)$$

で表され、粒子速度  $v$  に比例し、飛行距離  $L$  に反比例することがわかる。したがって核融合中性子計測を行う場合、中性子速度は固定であるので、同じ計測器でも計測距離を長く取るほど高いエネルギー分解能を得ることができる。また飛行時間法では、爆縮時に発生する X 線、 $\gamma$  線によるバックグラウンド信号を飛行時間の違いを利用して分離することができる。これが飛行時間法を用いて粒子計測を行う最大の利点である。

例えば、計測器の時間分解能を  $\Delta t=1$  ns を仮定すると、DD 中性子に対して 10 cm の距離では 43% のエネルギー分解能しか得られないが、5 m の距離に設置すれば、0.1 % 以下のエネルギー分解能でエネルギーを計測することができる。また、同じ 5 m の距離でも DT 中性子の場合には、エネルギー分解 2% 程度であり、高速粒子のエネルギー計測に対する高エネルギー分解能計測のためには、可能な限り飛行距離の長い計測が必要といえる。

### 1.3.2 中性子イールド測定

核融合反応から我々が利用できるエネルギー量は、中性子発生数(イールド)で決まるため、中性子イールド測定は実験の成功度を評価する上で欠かせない物理量である。また後に述べるイオン温度や燃料面密度に比べてずっと測定の簡単なパラメータでもあり、高度なデータ解析を必要としない。中性子イールドは基本的には(2-5)式より求める。

$$N_{det} = \int Y_n(E) \Omega_{geom} \eta_{sci}(E) dE \quad (2-5)$$

ここで、 $\Omega_{geom}$  は計測器の立体角効率、 $N_{det}(E)$  はエネルギー  $E$  を持つ中性子の検出数、 $\eta_{sci}(E)$  はエネルギー依存のシンチレーター固有の検出効率である。ただし、計測対象が DD 中性子の場合は、2.45 MeV 土数 % のスペクトルに対して検出効率の差はほとんどないため、全中性子検出数  $N_{det}$  および立体角効率  $\Omega_{geom}$ 、平均検出効率  $\eta_{sci}$  から(2-6)式のように求めることができる。

$$Y_n = \frac{N_{det}}{\Omega_{geom} \cdot \eta_{sci}} \quad (2-6)$$

したがって高精度なスペクトルが得られない場合でも、中性子信号と断定できる信号さえ得られれば、中性子イールドを求めることができある。レーザー核融合用中性子計測器の開発においては、まず中性子イールド計測を可能にする事を第一課題とし、続いてイオン温度、密度計測を目指すといった戦略が取られることが多い。

### 1.3.3 イオン温度測定

爆縮プラズマのイオン温度は、レーザーから核融合燃料へ付与されたエネルギーを表す指標であり、核融合点火を起こすための条件の一つである。それゆえイオン温度計測は現在の慣性核融合実験の最も重要な項目の一つである。本節ではその計測原理について述べる。

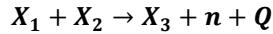
#### (1) 1次反応中性子スペクトル拡がりによるイオン温度測定

先に述べたように、核融合反応によって生成される中性子は重心系において極めて高い単色性を持つが、実際に観測される中性子の運動エネルギーは、イオン温度に対応した拡がりを持った分布を持つ。これは、核反応を起こした二つの重水素イオンの重心が実験室系に対して温度に対応した速度分布をもつために、中性子の速度が重心の速度分布によるドップラー効果を受けることに起因する。したがって中性子のエネルギーのドップラー拡がりを測定することにより、爆縮プラズマのイオン温度を求めることができる。特に DD 反応によって生成される DD 中性子は速度が比較的遅い( $2.16 \times 10^9 \text{ cm/s}$ )ため、このドップラー拡がりを観測しやすい。

本項では、イオン温度と中性子エネルギーの拡がりの関係を明らかにする。中性子スペクトルの計算を行う上で、以下の 3 つを仮定する。

- (1) 燃料プラズマによる中性子の散乱がエネルギースペクトルに影響を与えない。  
 $(\rho R < 1 \text{ mg/cm}^2)$
- (2) 燃料イオンの速度はマクスウェル分布をしており、かつ空間的に温度が均一である。
- (3) イオン温度は核融合反応による発熱  $Q$  に比べて小さい。

本研究にて取り扱う核融合反応は DD 反応および DT 反応であるが、ここではより一般化した以下の核融合反応を考える。



反応する燃料イオンを粒子 1、粒子 2 とし、反応後粒子 3 と中性子が生成されるとして、それぞれの速度ベクトル関係を図 1-7 に示す。粒子 1、粒子 2、粒子 3、中性子の実験室系における速度を  $v_1, v_2, v_3, v_n$ 、重心系における速度を  $u_1, u_2, u_3, u_n$  とする。実験室系における粒子 1 と粒子 2 の重心速度を  $V_{com}$ 、相対速度を  $u_{rei}$  と表し、次のように定義する。

$$V_{com} = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2} \quad (2-7)$$

$$u_{rei} = v_1 - v_2 \quad (2-8)$$

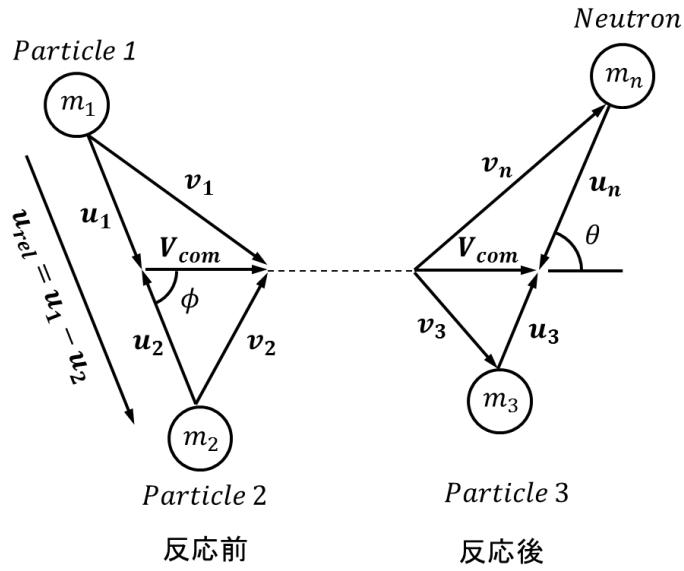


図 1-7 燃料イオン及び核反応粒子の速度ベクトル関係

実験室系における粒子 1, 粒子 2 の速度  $v_1, v_2$  は  $V_{com}, \mathbf{u}_{rei}$  を用いて次のように表すことができる。

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{V}_{com} + \mathbf{u}_1 = \mathbf{V}_{com} + \frac{m_2 \mathbf{u}_{rei}}{m_1 + m_2} \quad (2-9)$$

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

実験室系における反応前の運動エネルギーは,

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} (m_1 + m_2) V_{com}^2 + \frac{1}{2} \mu u_{rei}^2 \quad (2-11)$$

と表される。ただし、 $\mu$  は 2 粒子の換算質量で,

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-12)$$

によって定義される。また、反応前の重心系における 2 粒子の速度は,

$$\mathbf{u}_1 = \frac{m_2 \mathbf{u}_{rei}}{m_1 + m_2}, \quad \mathbf{u}_2 = -\frac{m_1 \mathbf{u}_{rei}}{m_1 + m_2} \quad (2-13)$$

より,

$$\frac{1}{2} m_1 u_1^2 + \frac{1}{2} m_2 u_2^2 = \frac{1}{2} \mu u_{rei}^2 \quad (2-14)$$

と表される。核反応によって解放されるエネルギー  $Q$  は光速  $c$  を用いて,

$$Q = \{(m_1 + m_2) - (m_3 + m_n)\} c^2 \quad (2-15)$$

によって表される。重心系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 3 の運動量は等しいため、

$$|m_n u_n| = |m_3 u_3| \quad (2-16)$$

したがって重心系での中性子エネルギー  $E_n^{com}$  と粒子 3 のエネルギー  $E_3^{com}$  の比は、

$$\frac{E_n^{com}}{E_3^{com}} = \frac{m_n u_n^2}{m_3 u_3^2} = \frac{m_3}{m_n} \quad (2-17)$$

となる。よって重心系における中性子のエネルギーは、次のように表される。

$$E_n^{com} = \frac{m_3}{m_3 + m_n} \left( Q + \frac{1}{2} \mu u_{rei}^2 \right) \quad (2-18)$$

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、次のように表される。

$$E_n^{com} \approx \frac{m_3}{m_3 + m_n} Q \equiv E_0 \quad (2-19)$$

このため、重心系での中性子速度  $u_n$  は、

$$u_n = \sqrt{\frac{2E_0}{m_n}} \quad (2-20)$$

によって与えられる。

一方で、実験室系での中性子のエネルギーは、

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{1}{2} m_n |\mathbf{V}_{com} + \mathbf{u}_n|^2 \\ &= \frac{1}{2} m_n (V_{com}^2 + u_n^2 + 2V_{com} u_n \cos\theta) \\ &= \frac{1}{2} m_n V_{com}^2 + E_0 + V_{com} \sqrt{2m_n E_0} \cos\theta \end{aligned} \quad (2-21)$$

と表される。ただし、 $\theta$  は重心系における速度ベクトル  $\mathbf{V}_{com}$  と  $\mathbf{u}_n$  のなす角である。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、 $\theta = \cos\theta$  として、

$$E_n \approx E_0 + V_{com} \sqrt{2m_n E_0} \theta \quad (2-22)$$

となる。この第二項がドップラー拡がりによるエネルギーのズレを表している。

重心系において中性子は等方的に放出されるので、中性子の放出角度分布  $P(\theta)$  は一様である。したがって、 $P(\theta)$  は

$$\int_{-1}^1 P(\theta) d\theta = 1 \quad \therefore P(\theta) = \frac{1}{2} \quad (2-23)$$

となる。

次に燃料イオンの速度分布から、2 つのイオンの重心速度  $\mathbf{V}_{com}$  の分布を求める。上述の仮定(2)の通り、実験室系における燃料イオンの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) および燃料イオンの密度  $n$  (cm<sup>-3</sup>) から次のような関係が得られる。

$$dn = const \cdot \exp\left(-\frac{mv^2}{2T_i}\right) dv \quad (2-24)$$

これより、単位時間、単位体積あたりの核融合反応率 R は、

$$R = \iint |\sigma u_{rei}| dn_1 dn_2 = const \cdot \iint \exp\left(-\frac{m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2}{2T_i}\right) |\sigma u_{rei}| d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 \quad (2-25)$$

によって与えられる。 (2-11)式を用いて変数変換を行うと、

$$\begin{aligned} R &= const \\ &\cdot \iint \exp\left(-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2 + \mu u_{rei}^2}{2T_i}\right) |\sigma u_{rei}| d\mathbf{V}_{com} d\mathbf{u}_{rei} \\ &= const \cdot \int \exp\left(-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right) d\mathbf{V}_{com} \cdot \int \exp\left(-\frac{\mu u_{rei}^2}{2T_i}\right) |\sigma u_{rei}| d\mathbf{u}_{rei} \\ &= const \\ &\cdot \int \exp\left(-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right) d\mathbf{V}_{com} \end{aligned} \quad (2-26)$$

これより、反応した 2 つのイオンの重心速度分布  $P(\mathbf{V}_{com})$  は、次のように表される。

$$P(\mathbf{V}_{com}) = \frac{dR}{d\mathbf{V}_{com}} = const \cdot \int \exp\left(-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right) \quad (2-27)$$

以上より求めた中性子の放出角度分布  $P(\theta)d\theta$  および反応イオンの重心速度分布  $P(\mathbf{V}_{com})d\mathbf{V}_{com}$  を用いて、実験室系での中性子のエネルギー分布は、次のように与えられる。

$$\begin{aligned} P(E_n)dE_n &= \iint P(\mathbf{V}_{com})d\mathbf{V}_{com} \\ &\cdot P(\theta)d\theta \end{aligned} \quad (2-28)$$

$E_n$  を一定値として考えると、(2-22)式より  $\theta$  を  $E_n$  の関数として表すことができる、変数変換して、

$$= \left( \int P(\mathbf{V}_{com}) \cdot P(\theta) \frac{d\theta}{dE_n} \cdot 4\pi V_{com}^2 d\mathbf{V}_{com} \right) dE_n \quad (2-29)$$

さらに(2-22)式より、

$$\frac{d\theta}{dE_n} = \frac{1}{V_{com}\sqrt{2m_n E_0}} \quad (2-30)$$

と表すことができる、(2-28)式は、

$$\begin{aligned} P(E_n)dE_n &= const \cdot \left( \int_{\frac{|E_n - E_0|}{\sqrt{2m_n E_0}}}^{\infty} \exp\left(-\frac{(m_1 + m_2)V_{com}^2}{2T_i}\right) \frac{4\pi V_{com}^2}{2V_{com}\sqrt{2m_n E_0}} d\mathbf{V}_{com} \right) dE_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \text{const} \cdot \left( \int_{\left| \frac{E_n - E_0}{\sqrt{2m_n E_0}} \right|}^{\infty} V_{com} \cdot \exp \left( -\frac{(m_1 + m_2) V_{com}^2}{2T_i} \right) dV_{com} \right) dE_n \\
&= \text{const} \\
&\cdot \exp \left( -\frac{(m_1 + m_2) \left( \frac{E_n - E_0}{\sqrt{2m_n E_0}} \right)^2}{2T_i} \right) \\
&= \text{const} \\
&\cdot \exp \left( -\frac{(E_n - E_0)^2}{2T_i \frac{2m_n E_0}{m_1 + m_2}} \right) \tag{2-31}
\end{aligned}$$

と表される。これは、中性子スペクトルがエネルギー  $E_0$  を中心とするガウス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  $\Delta E_{FWHM}$  とすると、

$$\exp \left( -\frac{\left( \frac{\Delta E_{FWHM}}{2} \right)^2}{2T_i \frac{2m_n E_0}{m_1 + m_2}} \right) = \frac{1}{2} \tag{2-32}$$

より、

$$\Delta E_{FWHM}(\text{keV}) = \sqrt{8 \ln 2} \cdot \sqrt{\frac{2m_n E_0}{m_1 + m_2}} \cdot \sqrt{T_i(\text{keV})} = C \sqrt{T_i(\text{keV})} \tag{2-33}$$

$$\therefore T_i(\text{keV}) = \left( \frac{\Delta E_{FWHM}(\text{keV})}{C} \right)^2 \tag{2-34}$$

$$C = 82.48(\text{keV}^{1/2}) \quad (\text{DD 中性子について}), \quad C = 176.76(\text{keV}^{1/2}) \quad (\text{DT 中性子について})$$

が導かれる。よって、 $\Delta E_{FWHM}$  を測定することにより、イオン温度を求めることができる。

## (2) DD/DT 反応率比を用いたイオン温度測定

2.5.1 項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、反応イオンの熱速度によるドップラー効果を用いるものであるが、この方法の他にも DD/DT 反応率比からイオン温度を求める方法がある。一般的な燃料ターゲットを用いた核融合実験では、反応している領域全体は静止しているため、スペクトル拡がりによるイオン温度測定法が有効である。しかし、爆縮プラズマ内に比較的高速 ( $\sim 10^9 \text{ cm/s}$ ) の流れ(乱流等)が発生するような特殊な燃料ターゲットを用いる場合には、流体の速度(ドリフト速度)によるドップラー効果が中性子スペクトルに重畳されるため、スペクトル拡がりからは実際の温度よりも高めに温度が計測される可能性がある。したがって爆縮プラズマの流れが予測される核融合実験では、初期燃料に少量のトリチウムをドープし、発生する DD 中性子と DT 中性子の発生比(イールド比)からイオン温度を求める本手法が有効である。

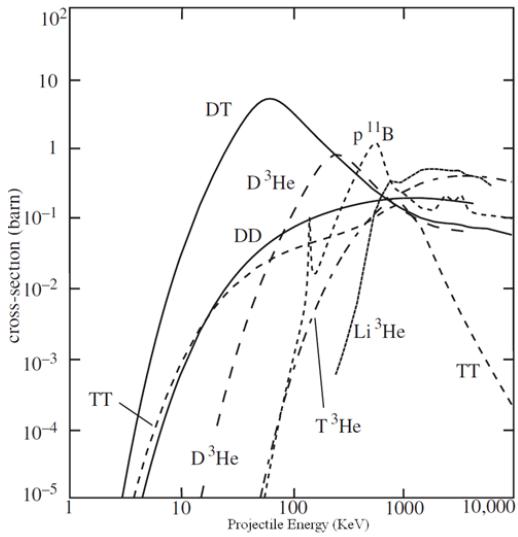


図 1-8 核融合断面積

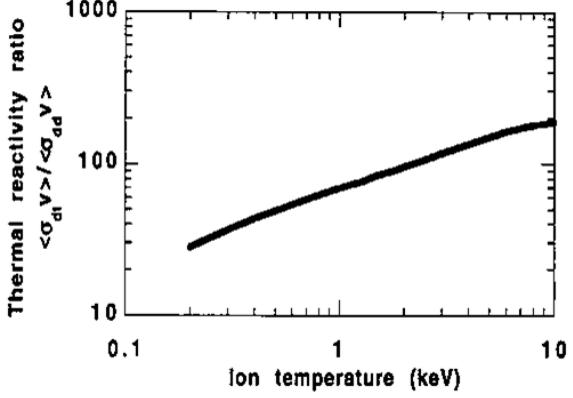


図 1-9 核融合反応率比とイオン温度の関係

DD 中性子, DT 中性子の密度を  $n_D, n_T$  とすると, 単位時間当たりの DD 反応率  $R_{DD}$ , DT 反応率  $R_{DT}$  は以下のように与えられる.

$$R_{DD} = \frac{n_D^2}{2} \langle\sigma v\rangle_{DD} \quad (2-35)$$

$$R_{DT} = \frac{n_T^2}{2} \langle\sigma v\rangle_{DT} \quad (2-36)$$

ここで  $\langle\sigma v\rangle$  は熱反応率と呼ばれ, 核反応断面積の速度平均である. これより, DD 中性子と DT 中性子の発生比は, 次のように与えられる.

$$\frac{Y_{DT}}{Y_{DD}} = \frac{n_T \langle\sigma v\rangle_{DT}}{n_D \langle\sigma v\rangle_{DD}} \quad (2-37)$$

DD 反応と DT 反応の断面積のエネルギー依存の違い(図 1-8)から, 热反応率  $\langle\sigma v\rangle_{DD}$  および  $\langle\sigma v\rangle_{DT}$  はそれぞれ異なる温度依存性を示す. イオンの熱速度分布としてマクスウェル分布を仮定すると, 热反応率を導くことができる. 図 1-9 はトリチウム 1%ドープ時の熱反応率比とイオン温度の関係である. これらの関係を用いて, 測定された中性子イールド比よりイオン温度を求めることができる. 热核融合反応率は 2 つのイオンの相対速度のみに依存するため, この温度測定法は爆縮プラズマの流体運動の影響を受けない.

### (3) 爆縮密度・中性子イールドからのイオン温度の推定

1 次 DD 中性子イールドが低く、中性子スペクトルを得られるだけの十分な統計数が得られず、かつ 2 次 DT 中性子を検出できない場合は、中性子計測器単体でのイオン温度評価は行えない。ただし、1 次中性子イールドの値が最低限得られれば、その他の計測によって得られたコアの数密度・コア半径・体積と中性子イールドの値からイオン温度を推定することができる。この場合、燃料コアの密度は X 線バックライト法等で、コア半径、体積は爆縮コアの X 線画像から見積もることができる。時刻  $t$  までに起こる核融合反応数を  $N_{fusion}(t)$  とすると、単位時間に起きる反応の数は、DD 核融合の場合、以下の式で表される。

$$\frac{dN_{DDfusion}(t)}{dt} = \left\{ \frac{n_D(t)}{2} \right\}^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} V(t) \quad (2-38)$$

ここで、 $\langle \sigma v \rangle_{DD}$  は単位密度・単位時間の DD 反応数、 $n_D(t)$  は重水素の数密度、 $V(t)$  は燃料の体積である。核反応により燃料の粒子数が減少することを無視すれば、 $n_D = n_0$  である。簡単のため、図 1-10 にあるような一様な温度と密度  $n_0$  をもった半径  $R_0$  の球体の爆縮コアを考える。流体力学によれば、このような孤立した流体は、希薄波を伴って膨張する。希薄波の波頭は球の表面から中心に向かって音速  $C_s$  で伝播する。希薄波が伝播して膨張した領域では、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ことはないので、実効的な燃料の体積の初期堆積に対する割合は、 $V(t)/V_0 = (1 - C_s t / R_0)^3$  となる。これを希薄波の波頭が中心に達するまでの時間  $\tau = R_0/C_s$  まで時間積分すると、

$$N_{DDfusion}(\tau) = \frac{n_0^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} V_0 R_0}{4C_s} \quad (2-39)$$

が得られる。反応数  $N_{fusion}(\tau)$  は 1 次中性子イールド  $Y_{DDn}$  に置き換えることができるので、

$$\langle \sigma v \rangle_{DDn} = \frac{4C_s Y_{DDn}}{n_0^2 V_0 R_0} \quad (2-40)$$

により DD 反応の反応率  $\langle \sigma v \rangle_{DDn}$  が求まる。また反応率  $\langle \sigma v \rangle_{DDn}$  とイオン温度  $T$  の関係は、以下に示す Hively の式[19]によって近似的に表される。図 1-11 は Hively の近似曲線である。

$$\langle \sigma v \rangle_{DDn} = 2.72 \times 10^{-14} \frac{1 + 0.00539 T^{0.917}}{T^{2/3}} \exp \left( -\frac{19.80}{T^{1/3}} \right) \quad [cm^3/sec] \quad (2-41)$$

以上より、コアの数密度  $n_0$ ・コア半径  $R_0$ ・体積  $V_0$  と中性子イールド  $Y_{DDn}$  からおおよそのイオン温度  $T$  (keV) を推定することが可能である。

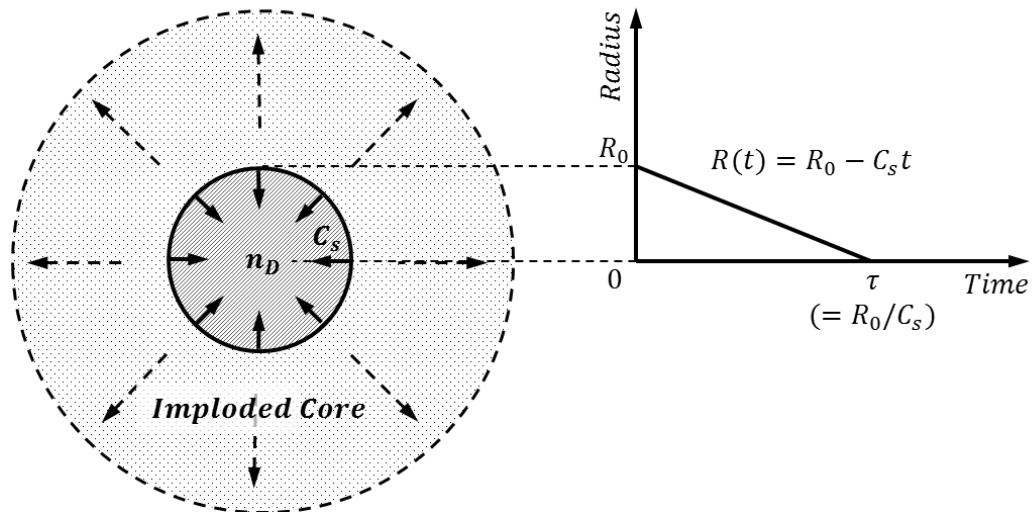


図 1-10 イオン温度推定に用いた爆縮コアモデル

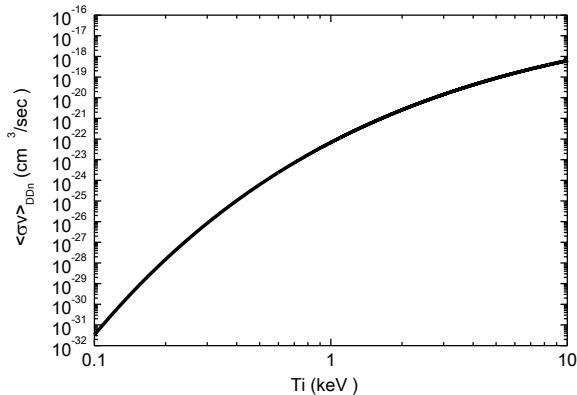


図 1-11 Hively 曲線

#### (4) 爆縮コアに残留する運動エネルギーの測定

反応領域が流体として動いている場合、中性子のスペクトル幅から求められたイオン温度は、反応したイオンの並進運動によるドップラー効果を反映していることは 2.6.2 項で述べた。本節では、2.6.2 項で述べた DT/DD 反応率比から求めたイオン温度と中性子スペクトル幅から、並進運動する流体の平均エネルギーを求める方法について述べる。

流体の並進速度を  $V_{fluid}$ 、流体とともに動いている系での反応イオンの重心速度を  $V_{com}$ 、2 つのイオンの重心系における中性子の速度を  $u_n$  とすると、全速度ベクトルの和により、実験室系で観測される中性子のエネルギー  $E_n$  は、以下のように表される。

$$\begin{aligned}
 E_n &= \frac{1}{2} m_n (\mathbf{u}_n + \mathbf{V}_{com} + \mathbf{V}_{fluid})^2 \\
 &= \frac{1}{2} m_n \left\{ u_n^2 + V_{com}^2 + V_{fluid}^2 + 2u_n V_{com} \cos\theta + 2u_n V_{fluid} \cos\psi \right. \\
 &\quad \left. + 2V_{com} V_{fluid} \cos(\theta - \psi) \right\}
 \end{aligned} \tag{2-42}$$

$\mathbf{u}_n$ 意外の速度成分は十分小さいので、 $V_{com}, V_{fluid}$ の2次の項を無視すると、

$$E_n = E_0 + V_{com} \sqrt{2m_n E_0} \cos\theta + V_{fluid} \sqrt{2m_n E_0} \cos\psi \quad (2-43)$$

となる。ただし、 $\theta$ は $\mathbf{u}_n$ と $\mathbf{V}_{com}$ のなす角度、 $\psi$ は $\mathbf{u}_n$ と $\mathbf{V}_{fluid}$ のなす角度である。この式から、中性子のエネルギーは熱速度によるドッpler効果とは独立に、流体の速度によるドッpler効果を受けることがわかる。 $\Psi \equiv \cos\psi$ として、流体速度の方向分布を $P(\Psi)$ とすれば、中性子のスペクトルは以下のように表される。

$$P(E_n) dE_n = \int \int \int P(V_{com}) d\mathbf{V}_{com} \cdot P(\theta) d\theta \cdot P(V_{fluid}) d\mathbf{V}_{fluid} \cdot P(\Psi) d\Psi \quad (2-44)$$

このとき、重心系での中性子放出方向、流体に乗った系での2体の重心速度方向、流体の運動方向はそれぞれ等方で無相関であると考えると、上式から中性子のエネルギースペクトルを求めることができる。(2-44)式に示すように、中性子スペクトルは熱運動による拡がりと、流体運動による拡がりの重ねあわせになる。このうち熱運動による拡がりがどれほどであったかは、DD/DT 反応率比より求めたイオン温度 $T_i$ から見積ることができる。計測された DD 中性子のエネルギー幅を $\Delta E_{FWHM}$ 、熱運動に起因する DD 中性子エネルギー幅を $\Delta E_{thermal}$ 、流体運動に起因する DD 中性子エネルギー幅を $\Delta E_{fluid}$ とすると、

$$\Delta E_{FWHM}^2 = \Delta E_{thermal}^2 + \Delta E_{fluid}^2 \quad (2-45)$$

$$\begin{aligned} \therefore \Delta E_{fluid} &= \sqrt{\Delta E_{FWHM}^2 - \Delta E_{thermal}^2} \\ &= \sqrt{\Delta E_{FWHM}^2 - (82.48 \sqrt{T_i(keV)})^2} \end{aligned} \quad (2-46)$$

となる。ここで、流体運動起因のドッpler拡がりから流体の平均エネルギーを推定するためには、流体運動の速度分布を特定しなければならない。爆縮時の流体の速度分布は現時点では不明であるが、作業仮説としてマクスウェル分布に近いものであると仮定すると、流体の平均運動エネルギー $K_{fluid}$ は、

$$K_{fluid} = \frac{3}{2} \left( \frac{E_{fluid}}{82.48} \right)^2 = \frac{3}{2} \left\{ \left( \frac{E_{FWHM}}{82.48} \right)^2 - T_i(keV) \right\} \quad (2-47)$$

によって見積もることができる。

### 1.3.4 中性子検出器とその使用法

中性子の検出には有機シンチレーターを光電子増倍管に接続した検出器を使用するのが一般的である。中性子は電荷を持たないため、シンチレーターを直接励起させることはないが、有機シンチレーターは水素原子を多く含むため、中性子の弾性散乱によって生成する反跳陽子が間接的にシンチレーターを励起することができる。シンチレーション検出器の使用法には(1)電流モードと(2)計数モードの2種類があり、計測対象によって使い分けられる。図1-12に各々の計測原理を示す。

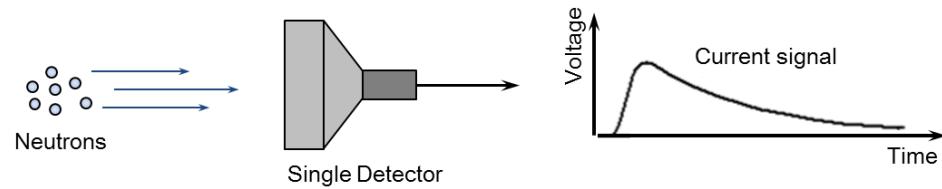
#### (1) 電流(カレント)モード計測

一般的に用いられる飛行時間型中性子スペクトロメーターは、1個もしくは数個のシンチレーション検出器を用いて、一度にたくさんの中性子を検出し、中性子信号を出力電流の変化としてオシロスコープ等で観測するというものである。このような検出器の使用法を「電流(カレント)モード」と呼ぶ。カレントモードによるTOF計測では、一つの検出器でたくさんの中性子を検出し、時間分解するものであるため、中性子に対して鋭いインパルス応答特性が要求される。また、十分な中性子信号数が得られない場合には、シンチレーター特有の波高・波形のばらつきの影響が顕著になり、中性子イールドやイオン温度の値に過大な計測誤差が伴う。検出感度を稼ぐには、シンチレーターを大きくする、あるいは計測距離を短くするなどの方法があるが、1つのシンチレーターではそのサイズには限度があり、また計測距離を短く取ればエネルギー分解能が低下してしまうため、低イールド中性子に対して高感度・高エネルギー分解能を両立するのは難しい。

#### (2) 計数(カウント)モード計測

1つの検出器で多数の中性子信号を時間分解するカレントモードに対し、数十～数百個のシンチレーション検出器を用いて、中性子1つ1つのパルス信号を独立の検出器で検出し、統計的に処理する方法を「計数(カウント)モード」と呼ぶ。カウントモードでは各検出器は1つ1つの中性子のパルス信号の立ち上がり時刻を記録するだけで良い。シンチレーション検出器の立ち上がり時間は立下り時間に比べて圧倒的に早く、エレクトロニクスの時間分解能が主に計測性能を決める。これは検出器の立上りから立下りまでの時間が計測時間分解能を決めるカレントモードに比べてはるかに計測精度が良い。また検出部を多チャンネルで構成することで、検出面積を大きくする事が容易である。したがって、高エネルギー分解能、高感度を両立させるにはこのカウントモードによる計測法が望ましい。

• ***Current Mode Measurement***



• ***Count Mode Measurement***

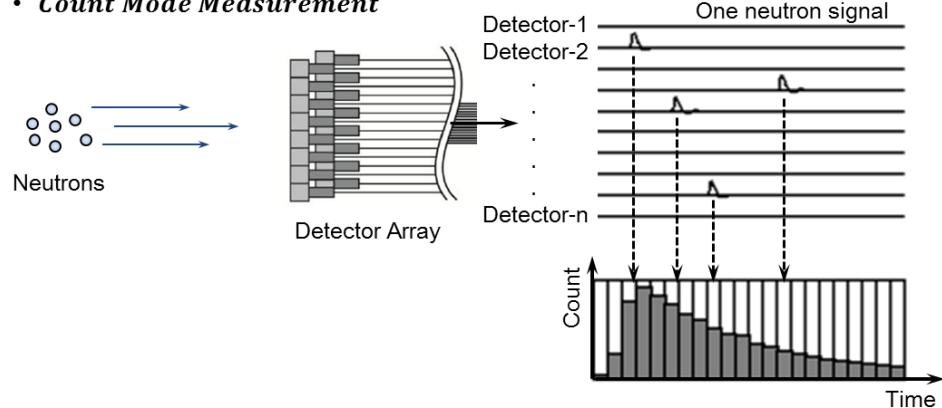


図 1-12 カレントモード計測とカウントモード計測

## 参考文献

- [1] 日本原子力開発機構那珂研究所ウェブサイト <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/>
- [3] ITER 機構ウェブサイト <http://www.iter.org/>
- [4] National Ignition Facility ウェブサイト <https://lasers.llnl.gov/>
- [5] OMEGA Laser Facility ウェブサイト [http://www.lle.rochester.edu/omega\\_facility/](http://www.lle.rochester.edu/omega_facility/)
- [6] 大阪大学レーザーエネルギー学研究センターウェブサイト  
<http://www.ile.osaka-u.ac.jp/jp/index.html>
- [7] N. Basov, *et al.*, JETP Lett., **8**, 14-17 (1968)
- [8] J. Nuckolls, *et al.*, Nature, **239**, 139-142 (1972)
- [9] C. Yamanaka, *et al.*, Nature, **319**, 757-759, (1986)
- [10] H. Azechi, *et al.*, Laser Part. Beams., **9**, 93 (1991)
- [11] E. R. Harrison, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **11**, 535-537 (1963)
- [12] C. Maisonnier, *et al.*, Nuovo Cimento, **42**, 332-340 (1966)
- [13] R. Kodama, *et al.*, Nature, **418**, 933-934 (2002)
- [14] S. Atzeni, *et al.*, “The Physics of Inertial Fusion”, Oxford Science Publications
- [15] H. Azechi, *et al.*, “The Concept of the Laser Fusion”, Journal of Plasma and Fusion Research, **91**
- [16] J. Wesson, “Tokamaks 3<sup>rd</sup> edition”, Oxford Science Publications
- [17] T. Miyakoshi, *et al.*, Phys. Plasmas, **9**, 3552 (2002)
- [18] K. A. Tanaka, *et al.*, Phys. Rev. E., **62**, 2672 (2000)
- [19] M. D. Cable, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4823 (1992)

## 第2章 高速点火実験用多チャンネル中性子スペクトロメーターの開発

### 2.1 はじめに

レーザー核融合実験において解明されるべきことは、爆縮過程・加熱過程において燃料プラズマが期待されるシナリオ通りの挙動をしていること、またプラズマの温度・密度といったコアパラメータが要求値に達していることを確認することである。実験結果が予想と異なる場合には、その原因となる物理現象を明らかにし、改良あるいは新たな手法を考察しなければならない。数百  $\text{g}/\text{cm}^3$  といった高密度コアのパラメータを測定するためには、透過性の高い計測対象を利用した診断方法が必要であり、中性子や5 MeV 以上の硬 X 線が有効な計測対象となる。特に中性子の発生数(イールド)やエネルギースペクトルには、主燃料プラズマの面密度やイオン温度といった極めて重要な物理量が反映されるため、核融合中性子のスペクトル計測はレーザー核融合実験における最も重要な計測の一つである。

前章で述べたように、爆縮コアはそのサイズが小さく( $\sim 50 \mu\text{m}$ )、また慣性力により保持されている時間が極めて短い( $\sim 100 \text{ ps}$ )ため、核融合反応中性子は全て同じ場所から同時に発生したと仮定できる[1-4]。したがってレーザー核融合実験における中性子のスペクトル計測では、飛行時間(Time-of-flight)法が有効である。中性子エネルギー(2.45 MeV)に対して数%のスペクトル幅を測定するような高エネルギー分解能を必要とする計測では、特に飛行時間法は有効な計測手法である。本章では、著者らが開発した多チャンネル中性子スペクトロメーターによる核融合中性子の飛行時間計測系の概要および中性子スペクトルを用いた高温・高密度プラズマ診断法の課題について述べる。

## 2.1 多チャンネル TOF スペクトロメーターMANDALA

MANDALA (Multiple Arrayed Neutron Detector at Large Area)[5-7]は、全 960 チャンネルのシンチレーション検出器から構成される多チャンネル TOF 中性子スペクトロメーターである。ターゲットチャンバー中心(TCC)から 13.50 m の位置に仰角 30 度で TCC に正対するように設置されている。各チャンネルには、直径 10 cm, 厚み 10 cm のプラスチックシンチレーターと直径 3.75 cm(1.5inch)のダイノード型光電子増倍管を接続したシンチレーション検出器を採用している。MANDALA はカウントモード計測器であり、各チャンネルで検出された中性子 1 つ 1 つの飛行時間を Time-to-Digital Converter (TDC)で記録し、統計的に中性子信号の時間分布を取得する。得られた中性子検出数とその時間分布から中性子イールド及びイオン温度を算出する。960本の中性子計測器によって大面積の検出器面を構成することにより、13.50 m という TCC から遠方に設置されているにもかかわらず、TCC から見込む立体角によって決まる幾何学的な検出効率 $\eta_g = 1.46 \times 10^{-3}$  を有している。エネルギー分解能は、DD 中性子(2.45 MeV)に対して 29 keV, DT 中性子(14 MeV)に対して 270 keV と、非常に高精度な中性子スペクトル計測が可能である。図 2-1 に MANDALA の位置関係を示す。また表 2-1 に MANDALA の基本仕様をまとめると。

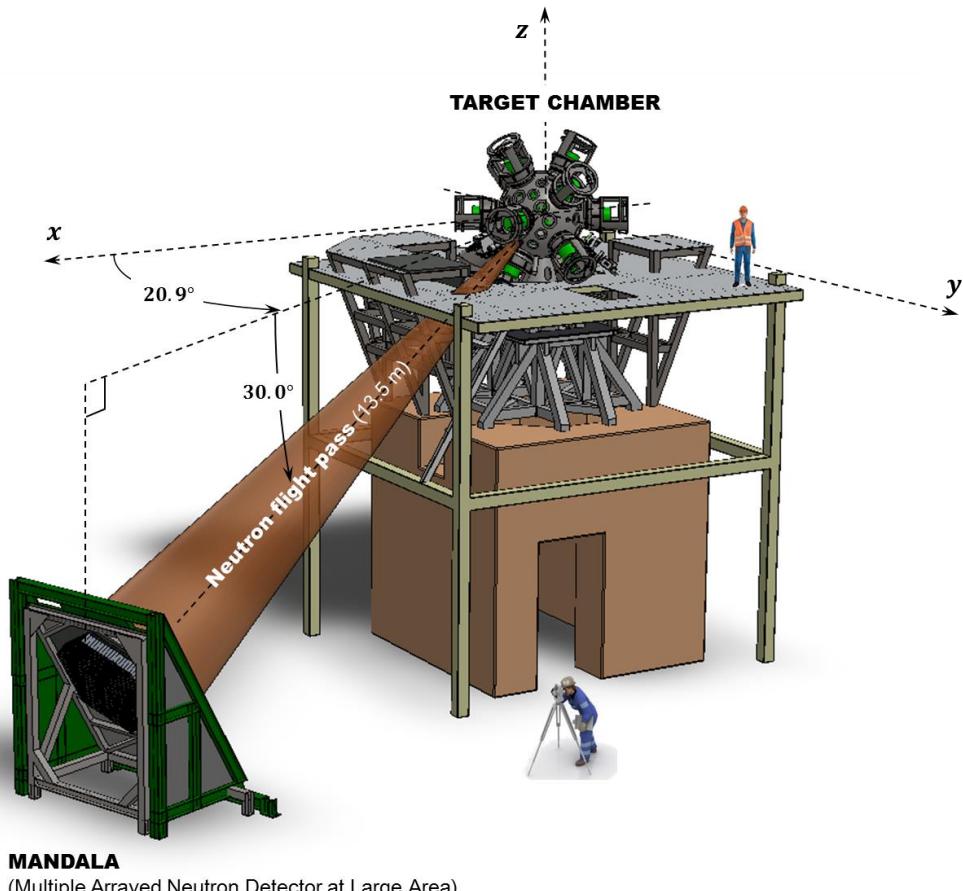


図 2-1 MANDALA とターゲットチャンバーの位置関係

表 2-1 MANDALA の基本仕様

シンチレーター体積(total)	729,089 cm <sup>3</sup>	
計測距離: $L$	1342 cm	
立体角効率: $\eta_g = \Omega_{\text{detector}}/4\pi$	$1.46 \times 10^{-3}$	
<sup>a</sup> シンチレーター固有の検出感度: $\eta_i$	0.26 for 2.45 MeV	0.30 for 14.1 MeV
<sup>a</sup> 検出効率: $\eta_{\text{detect}} = \eta_g \times \eta_i$	$8.0 \times 10^{-4}$ for 2.45 MeV	$9.6 \times 10^{-4}$ for 14.1 MeV
エネルギー分解能 (FWHM)	29 keV for 2.45 MeV	270 keV for 14.1 MeV

### 2.1.1 検出部の構成

図 2-2 に MANDALA 検出部の外観及び構成図を示す。MANDALA の検出部は、

- (1) 検出器架台
- (2) X 線遮蔽用鉛シールド
- (3) シンチレーション検出器

から構成されている。全960チャンネルの検出器が仰角 30 度で TCC に正対するように検出器架台に配置されている。また X 線遮蔽用の鉛シールドが検出器前面に 9 cm 厚(4 cm + 5 cm), 側面・上面に 10 cm 厚配置されており、架台はこれを支持する役割も担っている。各検出器の形状は図 2-3 の通りである。検出器に使用されているシンチレーター及び光電子増倍管は、以下の通りである。

- (1) プラスチックシンチレーター (Bicron 社, BC-408, 10 cmΦ × 10 cmt)
- (2) ダイノード型光電子増倍管 (Thron EMI 社, 9902KBT liner focus 型, カソード径 1.5 inch)

これらはオプティカルグリス(OKEN 社製, 6262A)を介して接続されており、界面での光の反射が抑制されている。またシンチレーター表面は、シンチレーション光の収率を向上させる目的で、光電子増倍管入射窓部を除いて白色反射塗料(Bicron 社, BC-620)を塗布している。

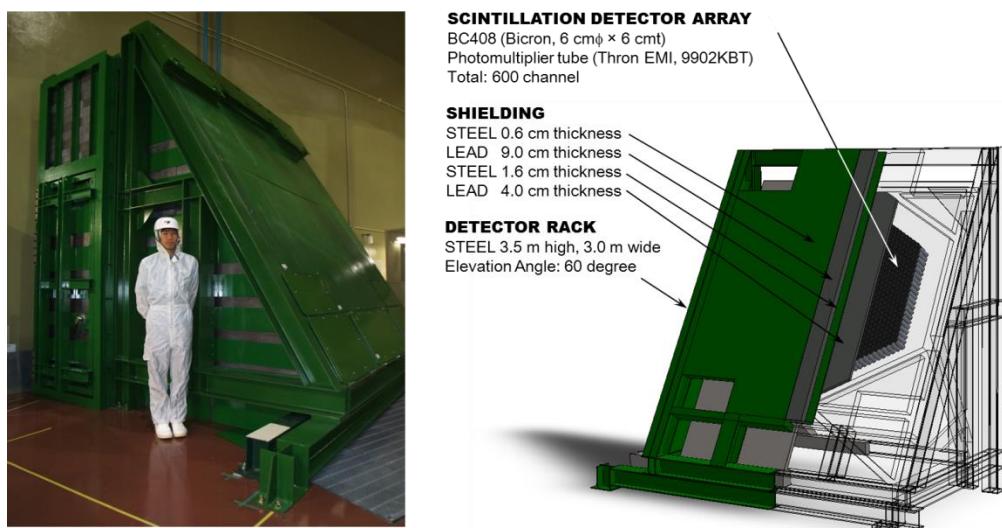


図 2-2 MANDALA 検出部の外観写真及び構成図

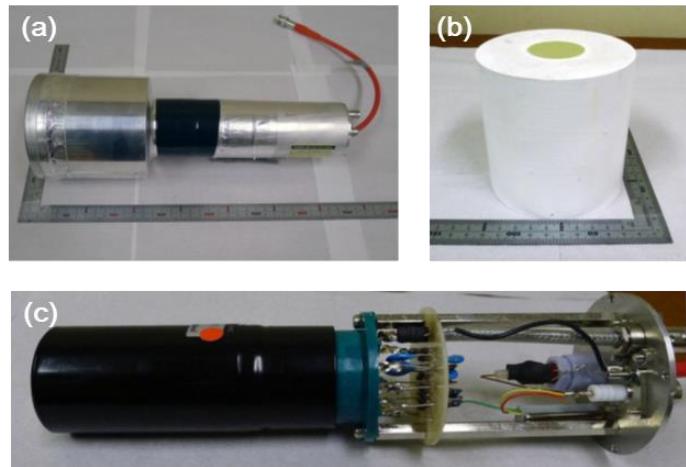


図 2-3 MANDALA 検出器写真(a)全体像(b)シンチレーター(c)光電子増倍管及びプリーダー回路

### 2.1.2 エレクトロニクス部の構成及びデータ取得システム

検出器各チャンネルの信号を処理するエレクトロニクス部は MANDALA 検出部の外部に設置されている。膨大な数の検出器の信号を迅速に処理する必要があること、カウントモード計測器である MANDALA にとって必要な情報は信号の検出時刻に限定されることから、MANDALA は、CAMAC 規格及び FASTBUS 規格の波高弁別回路(Discriminator)，時刻測定回路(TDC: Time-to-Digital-Converter)，PC を用いて信号到達時刻の計測を行っている。

図 2-4 に MANDALA のエレクトロニクス部の構成を示す。Windows 95 を搭載した PC/AT 互換機の PCI ボードに搭載された東陽テクニカ製 PC/CAMAC インターフェースボードを使用して、4 台の CAMAC クレートに接続された合計 60 台の波高弁別回路(LeCroy 3412E)を制御している。4 台の CAMAC クレートの内 1 台には FASTBUS インターフェース(LeCroy 2891A)が搭載されており、FASTBUS クレート上の SMI (Segment Interface Manager, LeCroy 1821)を通して FASTBUS 上に接続された 10 台の TDC 及び CAT (Calibration And Trigger Module, LeCroy 1810)を制御している。

MANDALA のデータ取得の流れは以下の通りである。

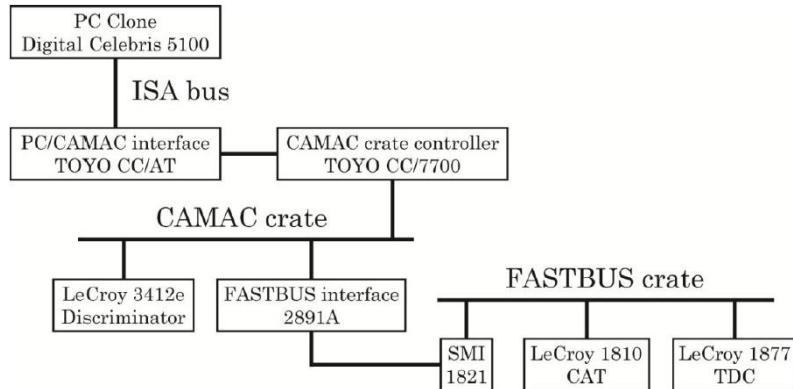


図 2-4 MANDALA エレクトロニクス部の構成と制御

### (1) GEKKO-XII レーザー発振から計測トリガーONまで

慣性核融合実験では、中性子の飛行時間を測定するにあたってレーザー照射のタイミングを正確に知る必要がある。このため、MANDALAはレーザー発振器室から発信されたGEKKO-XII レーザーの種光の一部を光ファイバーで MANDALA 計測室まで伝送し、これを計測トリガーとして利用している。図 2-5 にレーザー同期した MANDALA のデータ取得法の流れを示す。この光信号を O/E 変換器 (Optical signal to Electric signal Converter) を用いて正の矩形電気信号に変換後、パルスインバーターで負の信号に変換して波高弁別回路 (LeCroy 821) に入力し、出力される負の方形波を CAT1810 に入力することにより、TDC に“計測 START”信号を送信する。LeCroy 821 から出力される方形波のパルス幅は任意に設定することができ、このパルスが出力されている間 TDC は計測を続ける。

### (2) 計測トリガーON から飛行時間記録まで

図 2-6 に検出信号の道筋を示す。検出器に到達した光子・中性子による信号が 16 ch の波高弁別回路 (LeCroy3412E) で方形波に変換された後、16 ch × 6 台 = 96 ch の TDC (LeCroy1877) に入力される。LeCroy3412E では、閾値(通常 -50 mV)を横切る信号の立ち上がり時刻、立ち下り時刻で定義される矩形信号が出力され、TDC ではこの立ち上がり時刻・立ち下り時刻の組を最大 8 組まで記録することができる。また、信号波形を仮定すれば、立ち上がり時刻と立ち下り時刻の差から信号の波高値を推定することも可能である。

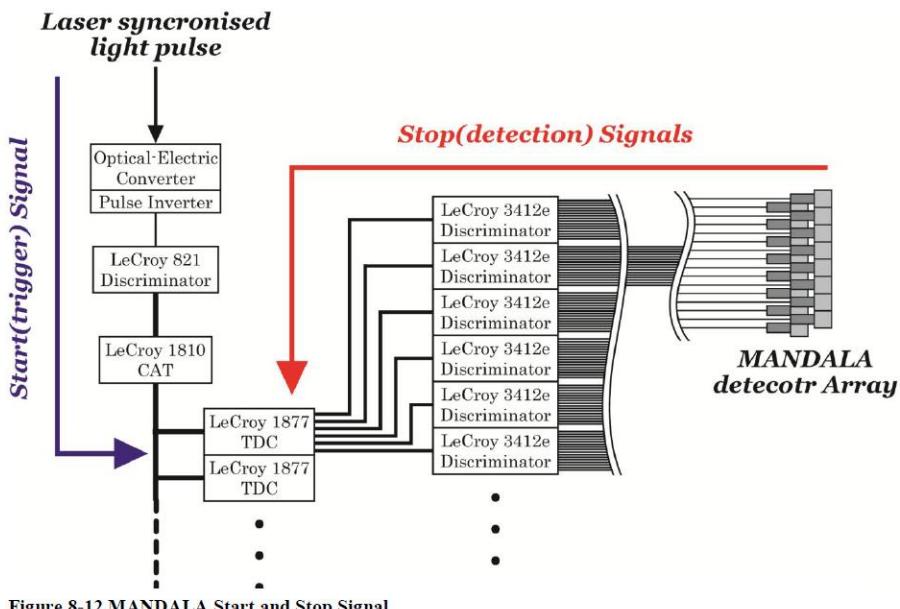


Figure 8-12 MANDALA Start and Stop Signal

図 2-5 レーザー同期したデータ取得法の流れ

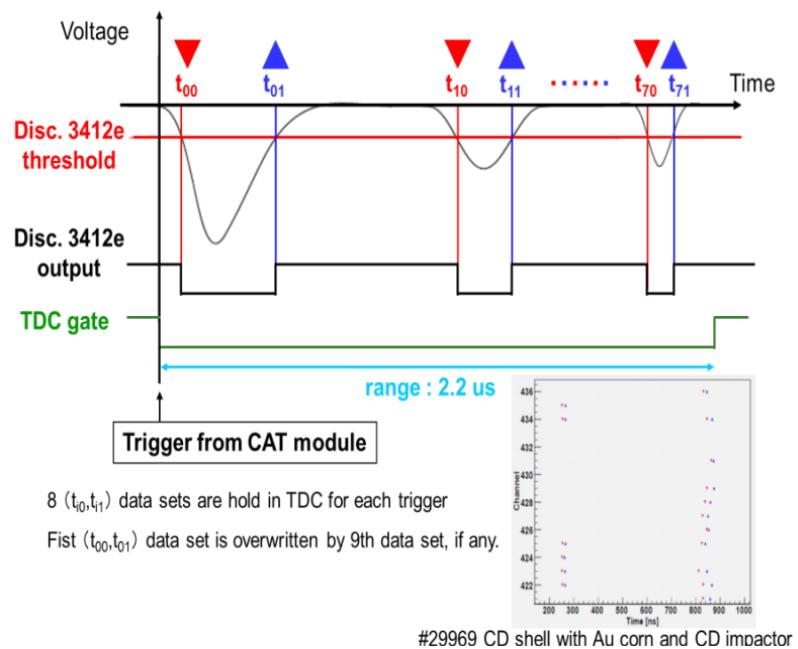


図 2-6 中性子パルス検出方法と生データ

## 2.2 超高強度レーザー照射実験に於ける中性子計測の課題と対策

先に述べたように、高速点火核融合では超高強度レーザーを用いて生成した高速電子ビームが高密度圧縮燃料にエネルギーを付与することにより燃料の加熱を行う。ところが、現在の実験段階で生成されるコアプラズマのサイズは高々  $50 \mu\text{m}$  程度、コア密度は  $10 \text{ g/cm}^3$  程度であり、 $50 \text{ mg/cm}^2$  程度の密度長さしかない。そのため、理想的には燃料内部で全電子のエネルギーを吸収させたいにもかかわらず、発生させた電子の大部分はコアにごく一部のエネルギーを残してプラズマ外部へ飛び去ってしまう。こうした高速電子のエネルギーは、強大な X 線となって中性子計測器に深刻なバックグラウンド信号や計測障害を引き起こす。

### 2.2.1 高速点火実験における高強度・高エネルギーX線の発生機構

$10^{21} \text{ W/cm}^2$  もの超高強度レーザーと高 Z 物質の相互作用で生成される高速電子は、数 MeV～数十 MeV 以上のエネルギーを持ち、光速に近い速度で運動する。この高速電子は電場・磁場により力を受けると、制動輻射によりエネルギーを損失する(図 2-7)。制動輻射 X 線のエネルギーは高速電子の最高エネルギーからゼロまで連続的に広がる。高速点火実験では、超高強度レーザー電場中における電子の強制振動、コアプラズマ中における輻射損失、ターゲット周辺の電磁場中の運動、ターゲットチャンバー壁内部における輻射損失等の過程で電子による制動輻射が発生すると考えられる。

また、ターゲット近傍から輻射された X 線がターゲットチャンバー壁に照射されると、チャンバー壁がコンプトン散乱の散乱体となりターゲットチャンバー全体から 2 次 X 線(散乱 X 線)が放出される。高速点火実験で観測される X 線は、指数関数分布に従うエネルギースペクトルをもち、加熱レーザーの軸方向前方に強い指向性を持つ。図 2-8 に典型的な X 線のスペクトルおよび放出角度分布の計測データを示す。

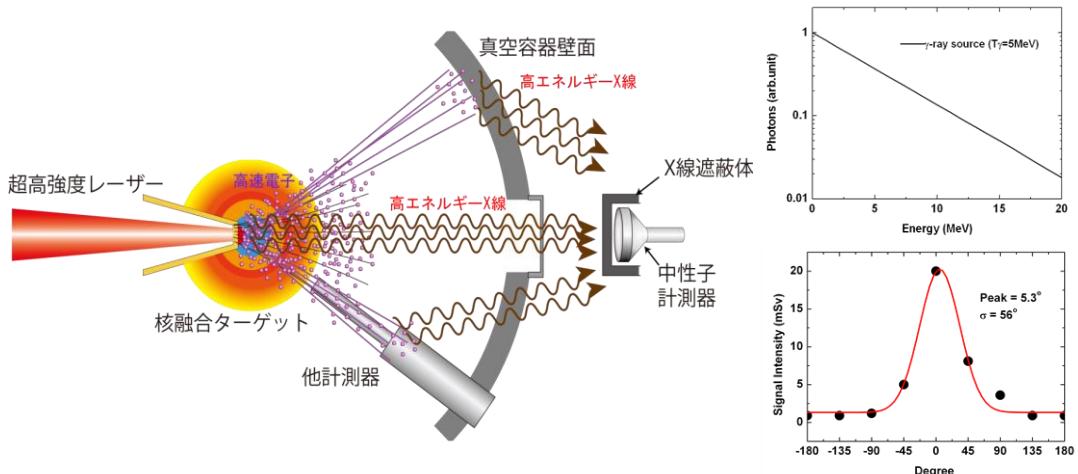


図 2-7 (左) 高強度 X 線発生の概要

図 2-8 (右) 高速点火実験で観測される X 線のエネルギー及び角度分布

### 2.2.2 光電子増倍管の出力飽和の問題

光電子増倍管に入射する光量が多い場合には、ダイノード電極間で電子増倍される過程で空間電荷効果によりダイノード間の電圧が実効的に低下した状態に陥る。この状況下では、光電子増倍管のスペック通りの時間特性は期待できず、入射した光のパルス幅(ns 以下)に比べて非常に長い数十～数百ナノ秒のパルス幅を持つ信号が出力される(図 2-9)。また極度に光量が多い場合には、多量の光電子の增幅過程で、後段のダイノード内に蓄えられた電荷が枯渇し、後の信号を出力できない状態に陥る。中性子に先行する X 線によってダイノードの電荷枯渇が起きると、高圧電源からの電荷の再供給が完了するまでに数 ms の時間を要するため、X 線信号から 200 ns 後に MANDALA に到達する DT 中性子、580 ns 後に到達する DD 中性子の検出は不可能になる。

光電子増倍管の飽和を防ぐ方法として、シンチレーターと光電子増倍管の間に減光(ND)フィルターを挿入する、あるいはシンチレーターに減光剤(クエンチャ)をドープするなどして光電子増倍管に入射する光量を抑制することが考えられる。しかし、これらの方法では中性子検出による信号も同時に減光されるため、ND フィルター・クエンチャ使用後の中性子信号に対する予測なしに安易に使用すれば、中性子計測にとって本末転倒な結果を生む危険がある。

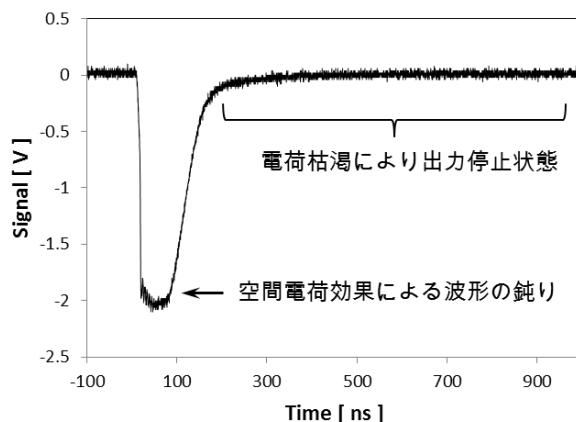


図 2-9 飽和状態の光電子増倍管の出力

### 2.2.3 光核反応中性子によるバックグラウンド信号の問題

電子の制動輻射で生成される X のエネルギーがある閾値エネルギーを超えると、光子のエネルギーによって原子核から核子を弾き出す光核分解反応( $(\gamma,n)$ 反応)により、中性子が生成される(図 2-10)。ターゲットの材料に使用される重水素( $^2\text{H}$ )、炭素( $^{12}\text{C}$ )、金( $^{79}\text{Au}$ )の光核反応の閾値はそれぞれ、2.5 MeV, 19 MeV, 8 MeV である。また、ターゲットチャンバー及び大半の計測器を構成するステンレス中の  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  ではそれぞれ、12 MeV, 12 MeV, 10 MeV, 10 MeV であり、中性子計測器のガンマ線遮蔽体を構成する鉛では 7 MeV である。 $(\gamma,n)$  反応で生成される中性子は、ガンマ線のエネルギーから閾値エネルギーを差し引いたエネルギーを持って放出されるため、図 2-11 のような広いエネルギースペクトルを持つ。核種によっては、より高いエネルギーで $(\gamma,2n)$  反応の断面積を持つ場合があり、その場合には $(\gamma,2n)$  反応の閾値エネルギーを超えるエネルギーが 2 つの中性子に分配される。また、中性子の

放出角度分布は、光が持つ運動量が原子核の質量エネルギーに比べて十分小さく、入射するガンマ線の運動量を原子核が容易に補償可能であることから一様であると考えられる。

高速点火実験では 10 MeV を越える高速電子が多数発生するため、ターゲットやプラズマ診断計測器、真空チャンバー他実験施設のあらゆる構造体から光中性子が多数生成される。その生成量は核融合中性子の 100~1000 倍にもなり、強大なバックグラウンド信号として MANDALA に観測される(図 2-12)。図 2-12 の 200 ns 以降に見える広いプロファイルを持つ信号(黒線)が光中性子信号であり、期待される核融合中性子の信号(赤線)を圧倒しているのがわかる。光中性子と核融合中性子は、共に中性子であること、またエネルギースペクトルが重なっていることから、信号波形や計測時刻による分離是不可能であるため、核融合中性子のピークを確認できない初期の設定では、計測器内で核融合中性子信号のみを抽出する方法はない。したがって計測器への光中性子入射量を低減する必要があった。

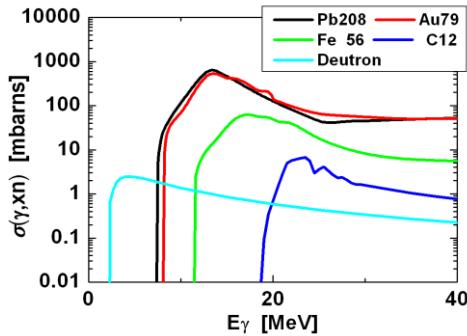
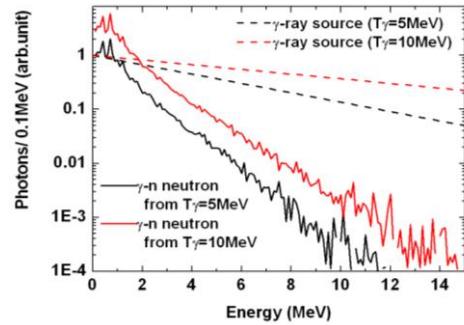
図 2-10 光核( $\gamma$ , n)反応断面積

図 2-11 光中性子スペクトル

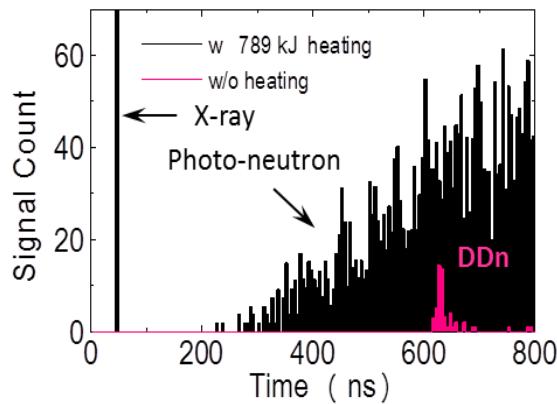


図 2-12 高速点火実験における MANDALA の典型的な TOF データ

### 2.2.4 シンチレーターの afterglow の問題

シンチレーション光には寿命の短い蛍光成分( $t \sim ns$ )と、寿命の長い燐光成分( $t \sim \mu s$ )が存在する。プラストックシンチレーターにも蛍光成分と燐光成分が存在するが、一般には蛍光に対して燐光が十分に小さくなるように発光材料が選定されている。このため、 $^{60}\text{Co}$  や  $^{137}\text{Cs}$  のような放射性核種から放出されるガンマ線 1 光子を計測する場合にはこの燐光成分は無視できる程度に小さく、計測上全く問題にならない。ところが、シンチレーターに入射する光子数が数 100~数 1000 倍に増加すると、蛍光成分と燐光成分の比は同じでも燐光の発光量が増加しているために、有意な信号として燐光が観測される。燐光成分の発光寿命は  $\mu s$  以上あるため、中性子が到達する時刻においても X 線信号の燐光が残っている場合、中性子信号はその燐光の信号の上に重なって現れることになる。図 2-13 はオシロスコープで観測したシンチレーターの発光強度プロファイルである。高速で飛行する X 線は中性子よりも早く計測器に到達し、シンチレーターを発光させる。X 線強度が比較的弱い場合は、図中の赤線の様に、X 線とその後の中性子信号を検出できているが、黒線の様に X 線による発光が大きく、中性子到達時刻までに信号が閾値以下に下がらない場合、カウントモード計測器ではその上に重なった中性子信号を波形弁別回路が認識せず、検出することができない。

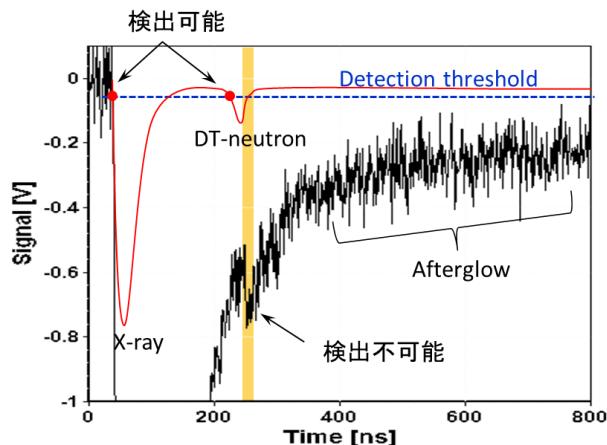


図 2-13 シンチレーターの afterglow

## 2.2.5 各種バックグラウンド信号の抑制方法

### (1) 光中性子起源のバックグラウンド信号の抑制

上述のとおり、光中性子と核融合中性子の計測器側での弁別は極めて困難であることから、計測器への光中性子入射量を抑制する手段が必要となる。光中性子入射量の抑制策としては、光中性子発生量を抑えるか、光中性子を選択的に遮蔽するかの 2 通りの方針が考えられる。発生量の抑制に関しては、X 線の相互作用領域に鉄や鉛などの高 Z 材料を置かないこと、高速電子のエネルギーを低エネルギー化し、光核反応の閾値を越えるエネルギーをもつ X 線の発生量を減らすことが必要である。実際に、コーン材料を低 Z の炭素を主成分とする DLC(Diamond-like-Carbon)にし、高速電子を低エネルギー化するなどの試みも行われているが、バックグラウンド信号量の観点では画期的な改善は見られていない。一方で、遮蔽に関しては、2.4 節で述べるように光中性子と核融合中性子の決定的な発生源の違いにより、光中性子のみを選択的に遮蔽することが可能である。そこで本研究では、モンテカルロミュレーションを用いて実験施設内の光中性子発生分布を求め、光中性子を選択的に遮蔽する中性子コリメーターの設計を行った。

### (2) 光電子増倍管の飽和現象対策

光電子増倍管の出力飽和現象を回避するためには、受光面に入射する光子量が許容値を越えないよう調整する必要がある。ただし、中性子 1 個の小さな信号を捉えなければならない計数モード計測器にとって、シンチレーターに消光剤を添加する、ND フィルターを挿入する等の対策は本末転倒な結果になりかねない。最も有効な方法は、光電子増倍管にゲート機構を取り込み、高強度 X 線の入射時間のみ信号を増倍しないようにする方法である。MANDALA に採用されているラインフォーカスダイノード型の光電子増倍管では、カソードと初段ダイノード間に逆バイアスをかける回路を組み込むことで、信号の增幅を遮断することが可能である。本研究では MANDALA 全検出器へのゲート機構の付加を目的としたゲート機構及びエレクトロニクス全体の開発を行った。

### (3) シンチレーターの afterglow の低減

シンチレーターの afterglow はシンチレーター構成材料の励起寿命と密接に関係しているため、afterglow を抑制し高速化するためには、シンチレーターの組成そのものを調整する必要がある。発光核と溶媒の組み合わせ次第でも高速化が可能な他、消光剤(クエンチャ)のドープによる高速化も有効な手段と成り得る。特に、液体シンチレーターに酸素をドープすることにより、酸素消光を利用した効果的な afterglow 抑制が可能であることを 2009 年に R. Lauck らが示したことを受け、本研究では酸素消光を利用した高速液体シンチレーターの開発を行った。

## 2.3 酸素消光を利用した低 afterglow シンチレーターの開発

### 2.3.1 はじめに ~高速液体シンチレーターの必要性~

シンチレーターの Afterglow 対策としては、酸素を有機溶媒中にドープすることにより酸素消光を利用した afterglow の抑制が知られている[8]。また BBQ ( $4,4'''$ -bis[(2-butyloctyl)oxy]-1,1':4',1":4",1'''-quaterphenyl)などの蛍光寿命の短い発光核を用いた液体シンチレーター[9]の開発により、発光核と溶媒の組み合わせによって更なる高速化が期待できることが示された。シンチレーターに酸素を取り込むためには液体ベースのシンチレーターである必要があるが、一般に液体シンチレーターは引火性の高いキシレンを溶媒に用いるため、数百リットルにも及ぶ MANDALA のシンチレーターを可燃性液体シンチレーターで構成することはあまり好ましくない。そこで本研究では、Afterglow レベルが十分低く、引火性の低い液体シンチレーターの開発に取り組んだ。

### 2.3.2 有機液体シンチレーターの発光機構

シンチレーターは、発光核の励起バンドに相当するエネルギーを吸収し、励起された発光核が基底状態に戻る際に、その励起バンドに相当するエネルギーを光子として放出する。ただし無機結晶シンチレーターとは異なり、有機シンチレーターでは励起エネルギー源から溶質分子(発光核)へのエネルギー移行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ターの発光現象は、次のエネルギー移行過程で生じる。

- (1) 放射線エネルギー吸収による溶媒分子の励起
- (2) 溶媒-溶媒間のエネルギー移行
- (3) 溶媒-溶質間のエネルギー移行
- (4) 溶質-溶質間のエネルギー移行
- (5) 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)～(5)の過程は光物理過程と呼ばれている。

### (1) 放射線エネルギー吸収による溶媒分子の励起

液体シンチレーター中の溶質分子の数は全体の1 %以下であり、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。したがって、放射線エネルギーはまず溶媒分子の励起エネルギーとして吸収され、その後液体シンチレーターの発光エネルギーへと替わる。一般に、芳香族化合物分子は $\sigma$ 電子と $\pi$ 電子をもっており、分子内結合が弱く可動的な $\pi$ 電子が主に発光過程におけるエネルギー移行を担う。

放射線エネルギー吸収による溶媒の種々の反応は次式で示される[1]。ここで、放射エネルギーを W、溶媒分子を M、1 および 3 の添え字で 1 重項状態および 3 重項状態、\*で励起状態、X $\pm$ で解離を表す。

- a)  ${}^1M + W \rightarrow {}^1M^*$  ( $\pi$ 電子1重項励起)
- b)  ${}^1M + W \rightarrow {}^3M^*$  ( $\pi$ 電子3重項励起)
- c)  ${}^1M + W \rightarrow \sigma^*$  ( $\sigma$ 電子励起)
- d)  ${}^1M + W \rightarrow M^+ + e^-$  (電離)
- e)  ${}^1M + W \rightarrow M^- + p^+$  (電離)
- f)  ${}^1M + W \rightarrow X^+ + X^-$  (解離)

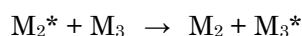
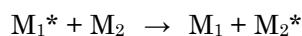
これら a)~f)の反応のうち、d)の反応は、いわゆる X 線・ $\gamma$ 線によるコンプトン散乱、e)は中性子による弹性散乱であり、高速点火実験で発生する MeV 領域の X 線・中性子線に対して支配的な働きをする。d) e)の反応によって生じた電子・陽子はさらに a) ~d) の反応を起こすことが可能であり、このほか、さらに次の反応も起こす。

- g)  $M^+ + e^- \rightarrow {}^1M^*$
- h)  $M^+ + e^- \rightarrow {}^3M^*$
- i)  $M^* + e^- \rightarrow \sigma^*$
- j)  ${}^1M + e^- \rightarrow M^-$
- k)  $M^+ + e^- \rightarrow M$

これらの反応によって、放射線エネルギーが速やかに広範囲に伝達される。反応 c), f), i), k) における反応エネルギーは熱として失われたり、あるいは放射線損傷をもたらすため、シンチレーターの発光過程には無益なものである。

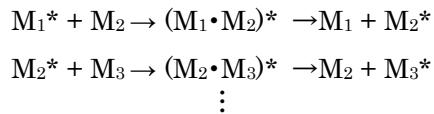
### (2) 溶媒-溶媒間のエネルギー移行

このエネルギー移行については、衝突過程とエクサイマ形成過程が考えられている。衝突過程とは、励起溶媒分子とそれに隣接する未励起溶媒分子とが接触(衝突)することによって両分子の電子軌道がわずかに重なり合い、電子の交換相互作用によりエネルギー授受を行う過程であり、以下の様に表される。



⋮

一方、エクサイマ形成過程とは、溶媒分子の拡散で生じるエクサイマの形成・解離を介してエネルギー授受を行う過程である。エクサイマとは同種の分子間において基底状態の分子 1 個と励起状態の分子 1 個とが会合してきたもので、励起状態においてのみ安定に存在する 2 量体をいう。このエネルギー移行は、



によって表わされる[1][2]。溶媒のエクサイマの形成と解離は頻繁に生じ、蛍光放出の時間に比べて短時間内にエネルギーが長距離に移行される。

### (3) 溶媒-溶質間のエネルギー移行

溶媒-溶質間のエネルギー移行には、双極子-双極子相互作用による過程、衝突過程による過程、溶媒の輻射過程が考えられている。双極子-双極子相互作用による過程では、励起分子の電気双極子と未励起分子の電気双極子との間で直接的な相互作用が生じ、ある距離を隔てて非輻射的にエネルギーが移行するというものである。衝突過程は、溶媒-溶媒間のエネルギー移行と同様、溶媒分子と溶質分子の衝突によるエネルギー授受である。輻射過程では、励起溶媒分子が蛍光としてエネルギーを放出し、それを溶質分子が吸収するというものである。輻射過程は 260~340 nm 付近に存在する溶媒の発光スペクトルが溶質の吸収スペクトルと重畳するために得られる効果であるため、溶媒と溶質の組み合わせによってエネルギー伝達率が大きく変化する。

溶媒-溶質間の輻射過程と非輻射過程(双極子-双極子相互作用、衝突過程)によるエネルギー移行の割合は、主に溶質濃度によって左右される。溶質が極めて低濃度の場合には輻射過程が優勢であり、高濃度になるにつれて非輻射過程の割合が増加する。

### (4) 溶質-溶質間のエネルギー移行

以上述べてきた溶質(第一溶質)に、さらに波長変換体の作用を持つ溶質(第二溶質)を加えた 3 成分液体シンチレーターでは、溶質-溶質間のエネルギー移行が生じる。溶質-溶質間のエネルギー移行にも輻射過程と非輻射過程が存在するが、濃度の低い溶質同士では輻射過程が支配的であると考えられる。輻射過程では、第一溶質の発光エネルギーが第二溶質に吸収され、これによって第二溶質が発光する。図 2-14 は第一溶質に 2,5-diphenyl-oxazole(通称、PPO)、第二溶質に 2,2'-(1,4-phenylene)bis[5-phenyl-oxazole](通称、POPOP)を用いた液体シンチレーターの吸収・発行スペクトルを示す。図 2-14 のように、第一溶質の発光スペクトルとよく重なる吸収スペクトルをもつ第二溶質を加えることで、効率の良く波長変換が行われ、光電子増倍管の感度領域(400~450 nm)に発光波長を調整することができる。

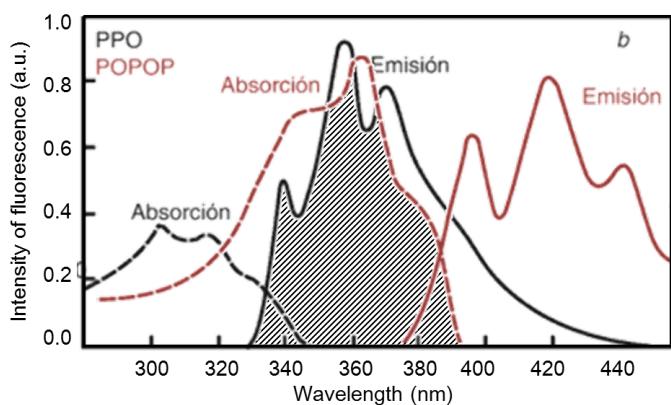


図 2-14 第一溶質(PPO)と第二溶質(POPOP)のスペクトル

## (5) 溶質分子の発光

溶質が溶媒のエネルギーを吸収すると、基底状態の溶質分子は電子励起準位あるいはその振動準位に励起される。その後溶質分子内の挙動は内部転換、蛍光放出、系間交差および燐光放出の競合過程となる(図 2-15)。蛍光は 1 重項励起準位(S)からの輻射遷移によって生じ、寿命が  $10^{-8} \sim 10^{-9}$  秒である。これに対し燐光は禁制遷移である 3 重項励起準位(T)からの輻射遷移によって生じるために、その寿命は  $10^{-4}$  以上と長い。前章で述べた中性子信号検出の妨げとなる巨大な X 線信号のうち、afterglow と呼ばれる寿命の長い発光成分は、シンチレーションの燐光成分であると考えられる。また図 2-15 からもわかるように、シンチレーターの発光スペクトルはある波長領域に渡る広がりを持っているが、これは第一電子励起準位  $S_1$  から基底状態 G の各振動準位に遷移するためである。また、3 重項励起状態  $T_1$  は  $S_1$  準位よりも低いので、燐光波長は蛍光波長よりも長い。

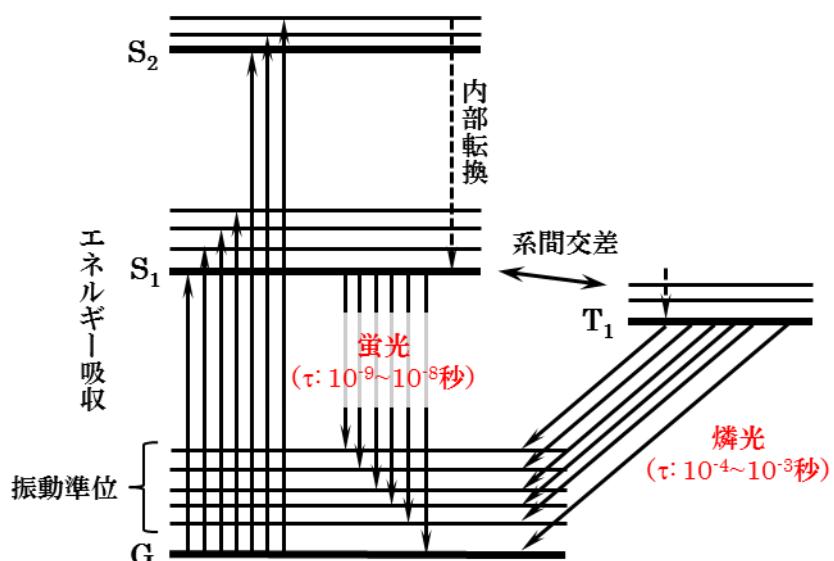


図 2-15 分子のエネルギー準位と電子励起

### 2.3.3 酸素消光

液体シンチレーター中の溶存酸素は、溶媒分子・溶質分子の励起状態を効果的に失活させ、シンチレーターの蛍光・燐光を弱める作用がある。これを酸素クエンチングまたは酸素消光とよぶ。酸素分子は強い電子受容性を持ち、また基底状態で3重項であることから磁気モーメントをもつため、一般的な分子と異なる挙動を示すことが多い。特にクエンチャとしては、一般的なクエンチャはほとんど蛍光にしか消光作用を示さないのに対し、酸素分子は燐光に対する強い消光作用を持つ。したがって酸素ドーピングはシンチレーターのafterglowを低減する上で非常に有効な方法となる。

#### 2.3.3.1 酸素消光の原理

酸素による蛍光・燐光の消光機構には、磁気モーメントによるエネルギー移行、電荷移動錯体の形成に伴うエネルギー移行、1重項励起酸素へのエネルギー移行が考えられている[11]。

##### (1) 3重項酸素の磁気モーメントによる過程

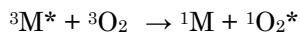
酸素分子は基底(G)において3重項であり、電子スピンによる磁気モーメントを持っている。酸素の磁気モーメントが有機分子に及ぼす不均一磁場によって有機分子の1重項(S)と3重項(T)の間の直行性が破れ、相互作用を生じる結果、S-T間、G-T間の混じり合いが生じる。その結果本来は禁制であるS→T遷移やT→G遷移の確率が有機分子単体のときに比べてずっと高くなり、蛍光・燐光寿命は短くなると考えられる。

##### (2) 電荷移動錯体の形成による過程

酸素分子は強い電子受容性をもち、液体シンチレーター中では基底状態において酸素分子を電子受容体、有機分子を電位供与体とする電荷移動錯体(CT錯体)が形成される。これにより、酸素分子単体あるいは有機分子単体には存在しない電荷移動準位(CT準位)が現れる。酸素は基底準位で3重項であるから、CT錯体の基底状態Gは3重項となる。また、有機分子が1重項励起準位において酸素は基底準位にある状態も3重項である。有機分子が3重項励起準位において酸素が基底準位にある場合は、1重項、3重項、5重項のいずれかを生じ得る。したがってどの準位からも3重項が生じるので、これらの3重項準位は互いに混じり合う。これによりS→T遷移やT→G遷移の確率が増加し、蛍光・燐光寿命が短くなると考えられる。

##### (3) 1重項励起酸素への移行過程

有機分子と酸素の接触により、CT準位を介して燐光寿命が短くなると共に、以下に示すような有機分子の3重項励起状態から1重項励起酸素への移行が起こることも実験的に確認されている。



これにより燐光寿命は更に短くなる。

#### 2.3.3.2 溶存酸素濃度と消光効果

液体シンチレーター中の3重項励起有機分子 ${}^3M^*$ の失活過程を表2-2のように輻射過程、非輻射過程、酸素クエンチング過程の3つに大別する。

表 2-2 励起分子のエネルギー失活過程と反応速度定数

失活過程	反応	反応速度定数
輻射過程	${}^3M^* \rightarrow {}^1M + h\nu$	$k_f$
非輻射過程	${}^3M^* \rightarrow {}^1M + (\text{Vibrational energy})$	$k_d$
クエンチング過程	${}^3M^* + {}^3O_2 \rightarrow {}^1M + {}^1O_2^*$	$k_q$

酸素クエンチングが無い場合、ある場合の量子収率をそれぞれ  $\Phi_f^0, \Phi_f$  とすると、

$$\Phi_f^0 = \frac{k_f[{}^3M^*]}{k_f[{}^3M^*] + k_d[{}^3M^*]} = \frac{k_f}{1/\tau_0} = k_f\tau_0 \quad (4-1)$$

$$\Phi_f = \frac{k_f[{}^3M^*]}{k_f[{}^3M^*] + k_d[{}^3M^*] + k_q[{}^3M^*][{}^3O_2]} = \frac{k_f}{1/\tau_0 + k_q[{}^3O_2]} \quad (4-2)$$

と表される。ここで  $\tau_0 = 1/(k_f + k_d)$  はクエンチングが無い場合の液体シンチレーターの三重項励起寿命である。したがってこれら量子収率の比は、クエンチングあり/なしの螢光強度比  $I_0/I$  と等しいので、

$$\frac{\Phi_f^0}{\Phi_f} = \frac{I_0}{I} = 1 + k_q\tau_0[{}^3O_2] \quad (4-3)$$

と表される。これは Stern-Volmer の式[12-13]と呼ばれるもので、酸素を始めあらゆるクエンチャに関して、螢光強度がクエンチャ濃度に対して直線的に増加することが知られている。このことから、酸素消光の効果を最大限に利用するには、液体シンチレーターの最大溶存量まで酸素を溶解させることが必要である。

### 2.3.4 溶媒の選定

溶媒は液体シンチレーターの最も多量を占める成分であり、次の諸条件を満たすものが望ましい。

#### (1) エネルギー伝達効率が良い

一般に不飽和結合の芳香族化合物は  $\pi$  電子を持っているのでシンチレーションの発光過程におけるエネルギー伝達効率が優れている。 $\pi$  電子は移動性に富み、容易に励起されるので、この電子がエネルギー伝達の際の大きな役割を担っている。

#### (2) 溶質の発光スペクトルと溶媒の吸収スペクトルの重なりが小さい

溶媒の吸収スペクトルが溶質の発光スペクトルと重なると、溶質から発生した螢光エネルギーの一部が溶媒に吸収されて計数効率が低下するため、両スペクトルの重なりが小さい組み合わせが適当である。

#### (3) 高純度の溶媒であること

溶媒中の不純物はクエンチング(消光作用)の原因となるので、純度の低いものは避けるべきである。

#### (4) 引火点が高いこと

一般に溶剤として用いられる有機化合物は引火点が低く発火性の高いものが多い。数百リットルにもなる液体シンチレーターを高電圧が印加された光電子増倍管に取り付けるという状況を考えると、より

引火点の高い安全な溶媒を使用することが望ましい。MANDALA は 22 °C の一定温度で 24 時間 365 日管理された室内に設置されているため、溶媒の引火点は少なくとも 22 °C 以上の引火点をもつものでなければならず、夏場に空調設備が故障した場合など考慮すると 40 °C 以上の引火点を持つものが望ましい。表 2-3 に溶媒となりうる芳香族化合物(常温で液体、無色透明)の引火点を示す。

表 2-3 溶媒と成り得る有機化合物の引火点

化学名	引火点 (°C)
1,2,4-trimethylbenzene	+44
o-xylene	+33
m-xylene	+28
p-xylene	+27
ethylbenzene	+18
toluene	+4
benzene	-11

液体シンチレーターの溶媒として最も多く使用されているのは p-キシレンである。ただし p-キシレンは引火点が 27°C と低いため、上記の条件を踏まえた上で、本研究では 1,2,4-トリメチルベンゼンを溶媒として選択した。p-キシレンおよび 1,2,4-トリメチルベンゼンの分子構造と吸収・発光波長を表 2-4 および図 2-16 に上げる[10]。

表 2-4 p-xylene 及び 1,2,4-トリメチルベンゼンの吸収・発光波長

一般名	化学名	最大吸収波長 (nm)	最大発光波長 (nm)
p-キシレン	1,4-dimethylbenzene	~266	~289
ブソイドクメン	1,2,4-trimethylbenzene	269	293

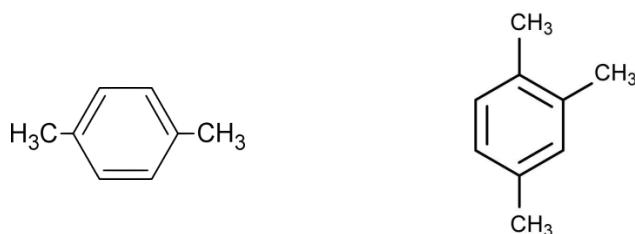


図 2-16 p-キシレン(左)と 1,2,4-トリメチルベンゼン(右)の構造式

### 2.3.5 溶質(発光体)の選定

液体シンチレーター用の溶質には次の特性が要求される。

#### (1) 蛍光量子収率が大きい

溶質として使用される物質は、次式で表される蛍光量子収率が十分大きく、光子の放出を伴わない非輻射的な遷移の確率が低くなければならない。

$$\text{蛍光量子収率} = \frac{\text{蛍光を放出する分子数}}{\text{励起状態の分子数}}$$

一般に $\pi$ 電子を持つ不飽和化合物は蛍光を出すものが多く、また、鎖状化合物よりも環状化合物がよく蛍光を放する。

#### (2) 溶質の最大発光波長が光電子増倍管の最高感度の波長と一致する

液体シンチレーション検出器用のバイアルカリ光電子増倍管は 360~400 nm 付近の光に対して最高感度を示すため、溶質の最大発光波長もこの最高感度領域に存在するものが望ましい。

#### (3) 減衰が速い

シンチレーターの発光強度は、種々のシンチレーターのもつ減衰時定数に依存し、一般に次式で表わされる指数減衰の法則に従って起こる。

$$I(t) = \sum_i I_i \exp(-t/\tau_i) \quad (4-4)$$

ここで $I(t)$ は時刻 $t$ で放出される発光強度、 $\tau_i$ は各励起準位の蛍光放出及び燐光放出の減衰時定数である。また減衰時定数 $\tau$ と発光波長 $\lambda$ 、屈折率 $n$ には次の関係式があるため[14]、なるべく発光波長の短い溶質がほしい。

$$\tau \propto \frac{\lambda^3}{n} \quad (4-5)$$

#### (4) 吸収スペクトルと発光スペクトルの重なりが小さい

溶質の吸収スペクトルと発光スペクトルはいくぶん重なっている部分(図 2-17 斜線部分)があり、液体シンチレーターの透明度を保つにはこの重なりの程度が小さい方が良い。

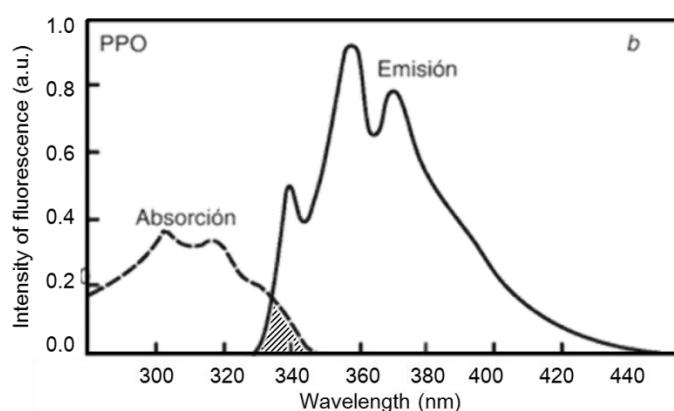


図 2-17 p-キシレンの発光スペクトルと PPO の吸収スペクトル

## (5) 溶解度が高い

液体シンチレーターは発光材の溶解によって均質な調整試料が得られるので計数効率が増加する。またシンチレーターの発光量は一般に発光材濃度に依存して大きくなる。このため溶質は中性子信号を光信号として検出できる十分な発光量を得られるだけの溶解度をもつ必要がある。

以上の条件から、高速液体シンチレーターの溶質として、

- ① PPO (2,5-Diphenyloxazole)+bis-MSB (1,4-bis-[2(5-phenyloxazolyl)-bezene)
- ② BBQ (4,4'''-bis[(2-butyloctyl)oxy]-1,1':4',1":4",1'''-quaterphenyl)

の2種類の組み合わせを選択した。これらの溶質の特性と分子構造を表2-5に示す。①の組み合わせは、液体シンチレーターの材料として従来から広く知られており、過去の研究でも多数制作されている。PPOの最大発光波長は364 nmで、光電子増倍管の感度外であるため、波長変換体としてbis-MSBを用いている。この組み合わせでは、bis-MSBの方がPPOよりも発光波長が長く減衰が遅いため、シンチレーターの発光寿命はbis-MSBの蛍光寿命に大きく支配されると考えられる。一方で、②で用いたBBQの液体シンチレーターへの応用はレーザー研初の試みである。これは短波長で光電子増倍管の感度領域にぎりぎりに入る波長を狙ったものであり、①の組み合わせよりも蛍光寿命は短いことが期待できる。

表 2-5 溶質(発光核)名と吸収波長、発光波長

一般名	化学名	分子量	最大吸収波長 (nm)	最大発光波長 (nm)
PPO	2,5-Diphenyloxazole	221.26	303	364
bis-MSB	1,4-bis-[2(5-phenyloxazolyl)-bezene	310.44	347	412
BBQ	4,4'''-bis[(2-butyloctyl)oxy]-1,1':4',1":4",1'''-quaterphenyl	675.01	362	386

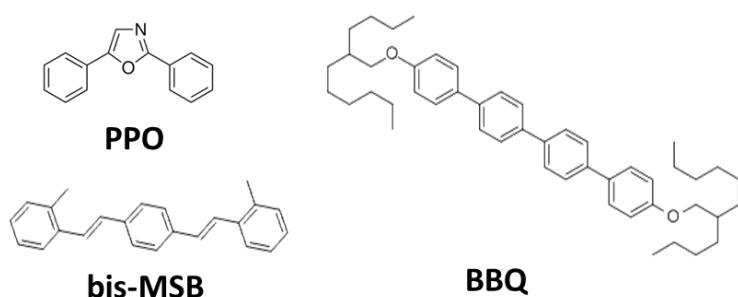


図 2-18 PPO, bis-MSB, BBQ の構造式

### 2.3.6 液体シンチレーターのサンプル作製

最適な溶媒・溶質の組み合わせや溶質の最適濃度を決定するため、異なる組み合わせ、異なる濃度の液体シンチレーターサンプルを多数作製し、発光量および発光時定数の比較を行った。

#### 2.3.6.1 サンプル作製の手順

液体シンチレーターの作製手順を以下に示す。

##### (1) 計量した溶質を溶媒に溶解させる

最終的なシンチレーター中における発光材料濃度と液体シンチレーターの容量から必要な発光材料の質量を計算し、電子天秤で計量する。図 2-19 は 20 ml のメスフラスコに計量済みの BBQ を投入した時の写真である。

##### (2) O<sub>2</sub> / N<sub>2</sub> バブリングにより酸素を溶解または脱気させる

基本的には有機溶媒中に溶質を溶解させた時点で液体シンチレーターは完成であり、ブラックライト等を当てれば図 2-20 のように蛍光を観測することもできる。ただし、この段階の液体シンチレーター中には大気中の分圧比で酸素と窒素が溶解している。この窒素を追い出して酸素リッチの液体シンチレーターにするために、図 2-21 のように液体シンチレーター中にガス噴出管を挿入し、酸素をバブルングすることによって液体シンチレーターに酸素を飽和量溶解させた。メスフラスの底の方に見える白い球体がガス噴出部(木下式ボールフィルター、10 mm φ)であり、5~10 μm の噴出口から多数の泡が噴出する構造になっている。酸素の流入により脱気された窒素や、シンチレーター中に溶解しなかった酸素は内径 1 mm φ のステンレス管を通って Viton 桟から外へ流出する。酸素バブルングに要する時間に関する詳細は後述するが、酸素流量が 50 ml/min のとき、100 ml のキシレンに対して最大溶存度まで酸素を溶解させるために必要なバブルング時間は 15 分程度である。また酸素消光の効果を確認するために、同様の方法で窒素をバブルングし、酸素を脱気したサンプルも作製した。

##### (3) サンプル容器に液体シンチレーターを封入する

酸素バブルングの完了した液体シンチレーターを容器に封入する。図 2-22 は発光量測定用のサンプル容器の構造及びサンプルの完成写真である。上面が光電子増倍管の光電面と接触する面である。光の収率を上げるために拡散材としてガラス容器内部側面及び底面にテフロンシートをはめ込んでいる。ガラスケースと蓋の隙間にフッ素ゴム(EKM)の O リング(AS568-023-025)を押し込み、容器をシールした。容器・蓋・O リングで囲まれた空間も液体シンチレーターで満たし、空気の混入を最小限に抑制した。

以上の手順で液体シンチレーターサンプルを作製した。作製した素材の組み合わせは以下 5 種類で、各々の組み合わせについて濃度違いを 5~10 種類程度作製した。

- (1) PPO + bis-MSB + O<sub>2</sub> (in p-xylene)
- (2) PPO + bis-MSB + N<sub>2</sub> (in p-xylene)
- (3) PPO + bis-MSB + O<sub>2</sub> (in 1,2,4-trimethylbenzen)
- (4) BBQ + O<sub>2</sub> (in p-xylene)
- (5) BBQ + O<sub>2</sub> (in 1,2,4-trimethylbenzen)



図 2-19 発光核の計量

最終的なシンチレーター中における発光材料濃度と液体シンチレーターの容量から必要な発光材料の質量を計算し、電子天秤で計量する写真は 20 ml のメスフラスコに計量済みの BBQ を投入した時のもの。



図 2-20 液体シンチレーターの発光

有機溶媒中に溶質を溶解させた時点で液体シンチレーターは完成であり、ブラックライトやレーザー、放射線源を当てれば蛍光を発する。写真は液体シンチレーターサンプルにブラックライトを照射した時のもの。

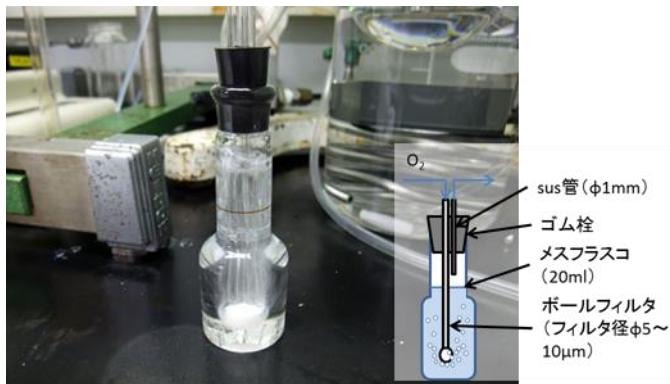


図 2-21 酸素バブリング

ガス噴出管(木下式ボールフィルター G4, 10 mm  $\phi$ )の5~10  $\mu\text{m}$  の噴出口から多数の泡が噴出する構造になっている。酸素の流入により脱気された窒素や、シンチレーター中に溶解しなかった酸素は内径 1 mm  $\phi$  のステンレス管を通って Viton 栓から外へ流出する。

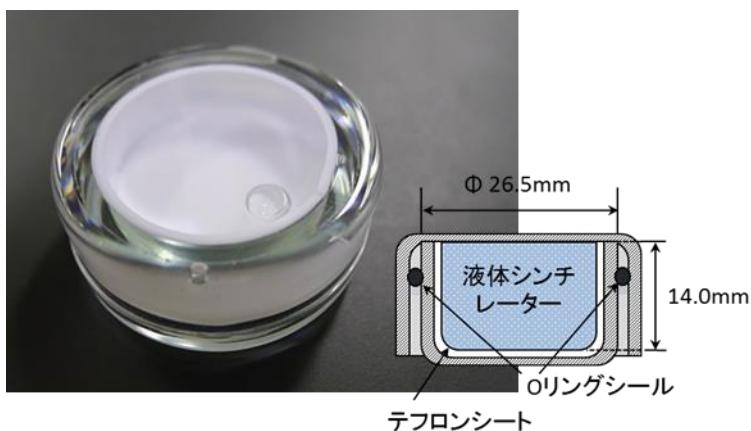


図 2-22 サンプル容器

上面が光電子増倍管と接触する面である。光の拡散材としてガラス容器内部側面及び底面にテフロンシートをはめ込んでいる。ガラスケースと蓋の隙間にフッ素ゴムの O リングを押し込み、容器をシールした。

### 2.3.6.2 酸素バブリング

本研究では、液体シンチレーター中への酸素ドープ方法としてガス噴出管を使用した酸素バブリングを採用した。大気解放された液体シンチレーターでは、酸素と窒素が大気中の分圧比で溶存しているため、その溶存酸素量は最大溶存量の 20 %程度である。酸素消光液体シンチレーターでは、シンチレーターの afterglow を抑制するために最大溶存量まで酸素をドープする必要があるため、酸素バブリングによってほぼ 100 %酸素の気体を液体シンチレーター中に通し、気相の酸素と液相の窒素の交換を行う。液相には常に 100 %酸素が供給され、気相に回収された窒素は浮力で液体シンチレーター外へ排気されるため、液体シンチレーター中の酸素濃度を上げることができる。

酸素バブリングの有効性及びバブリングに必要な時間や容器の確認のための基礎実験として、次のような実験を行った。図 2-23 がバブリング装置の概略図である。

p-xylene を封入した三又フラスコに酸素バブリング用のボールフィルター、酸素濃度計測用 DO メーター、排気用のガラス管をそれぞれ穴付き Viton 栓に通して封じる。このとき、三又フラスコの内部にはキシレン攪拌用の攪拌子と一緒に封入されている。ボールフィルターに通気する酸素及び窒素は工業用酸素ボンベまたは窒素配管から取得し、流量計によって流量の制御を行っている。また、ガスの排気側は p-xylene を満たしたガス洗浄管を用いることで、三又フラスコ内の p-xylene を大気に晒さないようにしている。また、p-xylene の最大酸素溶存量は温度依存性を持つため、温度を一定に保つ機構として水を張ったビーカー中に三又フラスコを沈め、ビーカー内部を攪拌しつつチラーとヒートパイプによる温度制御装置を導入した。水温と内部の p-xylene の温度/相対酸素溶存量それぞれマルチメーター 290A と DO メーター B-506 で計測し、測定値を各通信ケーブルで PC に送信し、データの取得・保存を行った。

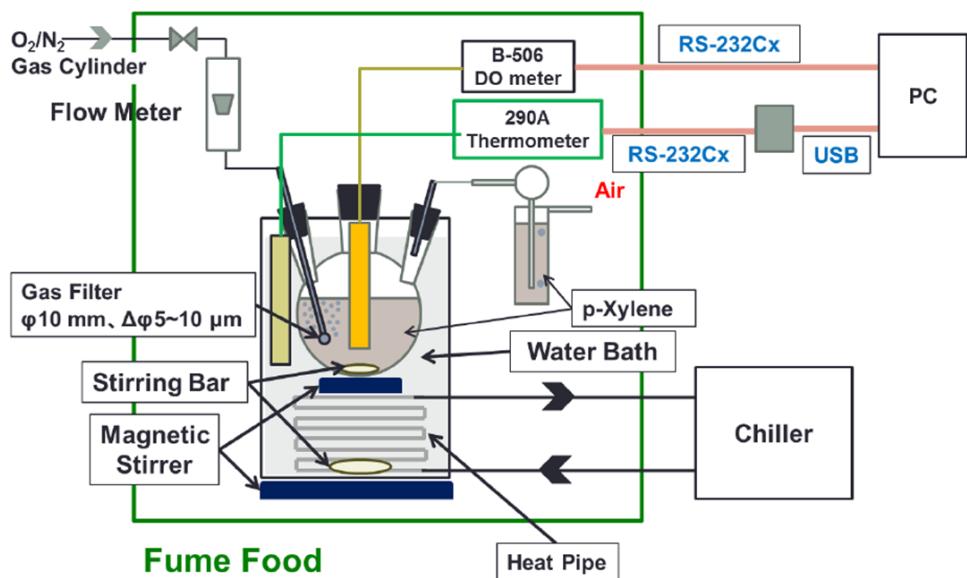


図 2-23 酸素バブリング実験系図

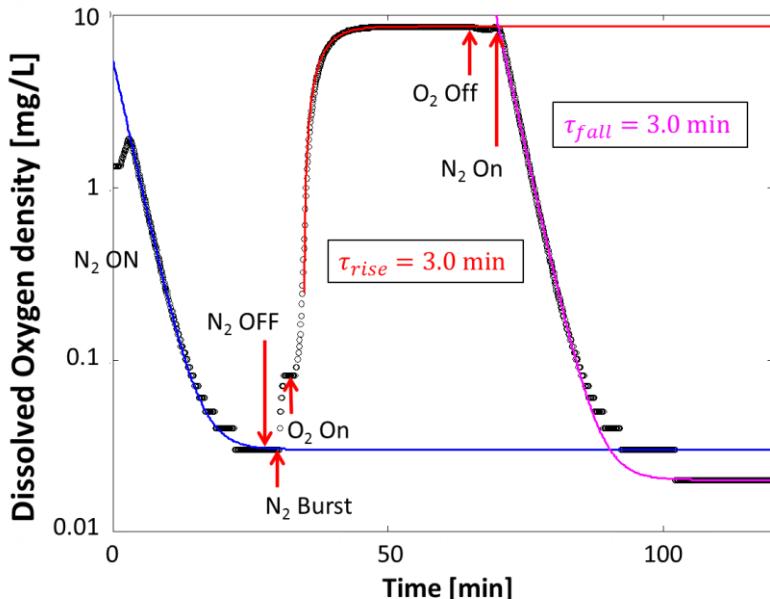


図 2-24 酸素溶存時定数と酸素脱気時定数の比較

図 2-24 は上記の装置を用いて窒素バブリング→酸素バブリング→窒素バブリングを流量 50 ml/min で連続して行った時の溶存酸素濃度の時間推移である。酸素バブリング時、窒素バブリング時の溶存酸素濃度について以下の式を用いてフィッティングを行った結果、その時定数 $\tau$ が共に 3.0 min で同じ値となった。このことから、液相・気相間での酸素分子と窒素分子の交換はほぼ 1:1 の割合で行われることがわかる。

$$f_{rise}(t) = A \cdot \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right) + B \quad (A = 8.56, B = 0.03, \tau = 3.0 \text{ min}) \quad (4-6)$$

$$f_{fall}(t) = A \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right)\right] + B \quad (A = 8.56, B = 0.02, \tau = 3.0 \text{ min}) \quad (4-7)$$

また上記のバブリング装置概略で示した三口フラスコ(100 ml)を使用した酸素バブリング装置に加え、大気雰囲気化でメスシリンダー(100 ml)、ビーカー(100 ml)を用いて 100 ml の p-Xylene に対して 25~50 ml/min の酸素流量でバブリングを行い、その時の酸素溶存度を計測したデータをまとめたものが図 2-25 のグラフである。この実験では、初期条件を揃えるために液体シンチレーターにあらかじめ窒素を飽和量溶存させ、シンチレーター内の溶存酸素を追い出した状態で酸素バブリングを開始した。

酸素雰囲気化において酸素流量を 25 ml/min から 50 ml/min に増加させると酸素溶存量の飽和時定数及び飽和に必要な時間は 60 % に短縮された。また大気雰囲気化で行ったメスシリンダーを用いたバブリングでは、開始後 3 分間までは鋭い傾きで酸素溶存度が増加しているが、5 分を超えると三口フラスコの実験よりも傾きが緩やかになっている。これはメスシリンダー形状が長細い筒状であることに由来

する現象である。メスシリンダーの底からバブリングを行うと、空気に接していない底部では非常に効率よく酸素置換が行われる一方で、液面近くではバブルによる酸素置換と空気による窒素置換が競合するため、酸素の置換が行われにくい。大気による窒素置換は p-Xylene 中の酸素濃度が高いほど効率的に行われるため、バブリングの初期にはメスシリンダーの形状効果により高速に酸素置換が達成される一方で、酸素濃度が上昇してきた後半には大気による窒素置換が無視出来なくなるために、酸素溶存度の上昇速度が低下したものと考えられる。また今まで述べた 3 つの実験条件では、最終的に酸素溶存度は 100 % (最大酸素溶存度) に到達しているのに対し、ビーカーを用いた実験では最大酸素溶存度の 92 % にしか到達していない。これもメスシリンダーの場合と同様、大気による窒素置換が原因と考えられる。特にビーカーの場合は大気との接触面積が広いために酸素バブリングによる酸素置換と大気による窒素置換が酸素溶存度 92 % で釣り合ったことが原因として考えられる。

以上より、酸素バブリングは口径の小さい容器内で行うことで、大気解放でもシンチレーターに飽和量まで酸素を溶存させることができると考えられる。酸素飽和に必要とされるバブリング時間は 100 ml の容器、孔サイズ 5~10  $\mu\text{m}$  のポールフィルターを用いて 50 ml/min の流量で酸素をバブリングすることにより 10 分程度で完了させることができる。

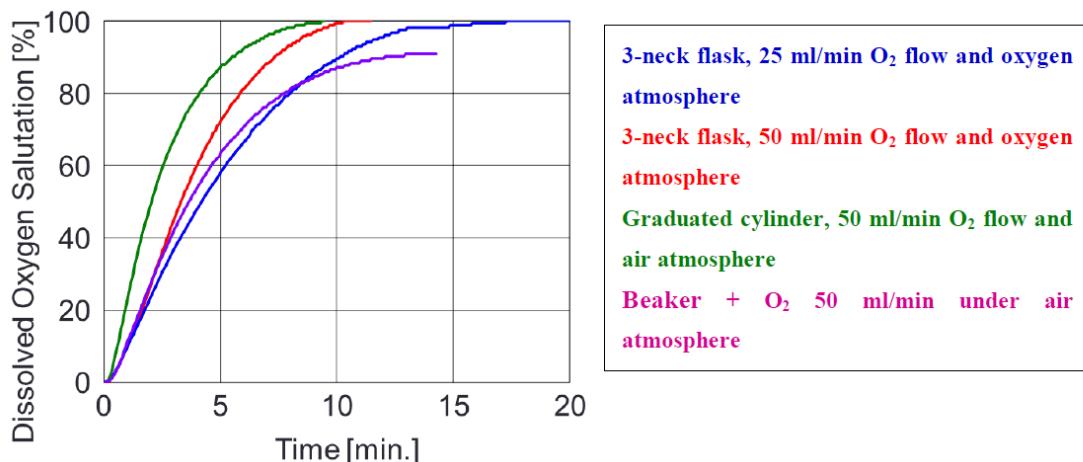


図 2-25 容器、酸素流量を違いによる溶存酸素濃度の推移

表 2-6 溶存酸素の飽和時定数と飽和時間のまとめ

雰囲気	容器	流量 [ml/min]	飽和時定数 [min.]	飽和時間 [min.]
酸素	三口フラスコ	25	5.3	17.3
酸素	三口フラスコ	50	3.2	10.3
空気	メスシリンダー	50	2.5	9.4
空気	ビーカー	50	4.0	13.0

### 2.3.7 発光量測定

MANDALA に使用する液体シンチレーターとしては、従来のプラスチックシンチレーターと同等の発光量を有するものが望ましい。したがって十分な発光量が得られる素材の組み合わせや最適濃度を決定するため、作製した酸素ドープ液体シンチレーターの各種サンプルの発光量測定を行った。

#### 2.3.7.1 コンプトンエッジによる相対発光量測定

4.2 節でも述べたように、MeV 領域の  $\gamma$  線と有機シンチレーターの相互作用はコンプトン散乱が支配的である。コンプトン散乱では、散乱角度  $\phi$  によって反跳電子に付与されるエネルギーが異なるため、シンチレーション光の強度は図 2-26 のような 0 から反跳電子の最大エネルギー端(コンプトンエッジ)に対応するところまでの拡がった分布を持つ。コンプトンエッジに対するシンチレーション強度は、 $\gamma$  線エネルギー及びシンチレーターの発光量に比例するため、単色  $\gamma$  線源を用いてシンチレーション光の強度分布を取得することにより、そのコンプトンエッジの位置から発光量の比較が可能である。

#### 2.3.7.2 発光量測定システム

図 2-27(a)(b)に測定系の概要及び写真を示す。液体シンチレーターサンプルと光電子増倍管(Thorn-EMI, 9902KBT)を光学グリス(OKEN, 6262A)を介して接続し、アルミ製の円筒管内に入れ、外部の光を遮断した。サンプル上部に  $^{60}\text{Co}$  密封線源(約200 kBq)を置き、 $^{60}\text{Co}$  から放出される 1.173 MeV および 1.333 MeV の  $\gamma$  線によるシンチレーション波形をオシロスコープ(Tektronix, DPO7254)を用いて 4~40 万波形分取得した。各信号波形の時間積算値から出力電荷量に換算し、出力電荷量に関するヒストグラムを作成すると、そこに現れる 1.17 MeV のコンプトンエッジの位置から相対的な発光量を比較した。コンプトンエッジは計測系の分解能等々の影響でなまったピークとなるため、ピーク位置の決定には、以下に示す Gaussian 型のエネルギー分解能を想定した関数でコンプトンエッジ部分をフィッティングすることによりエッジの位置を決定した(図 2-27(c))。

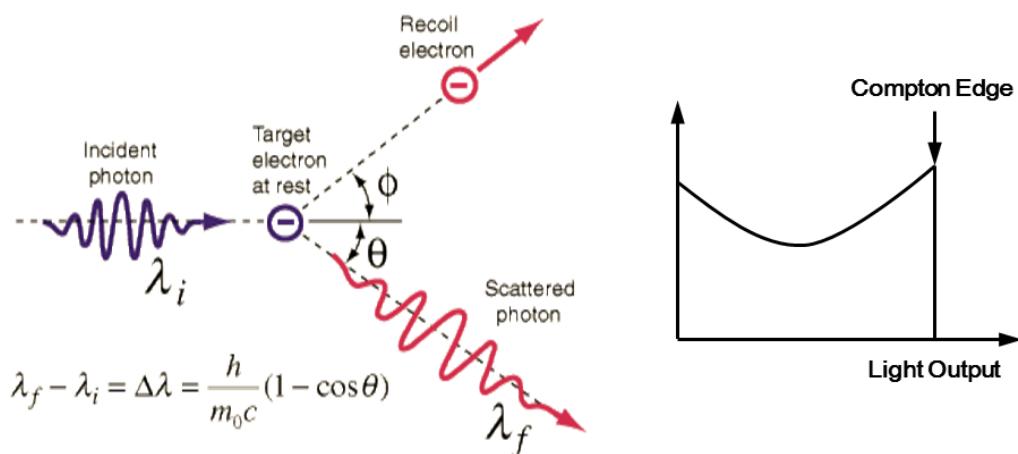


図 2-26 コンプトン散乱の模式図(左)と反跳電子のエネルギー(右)

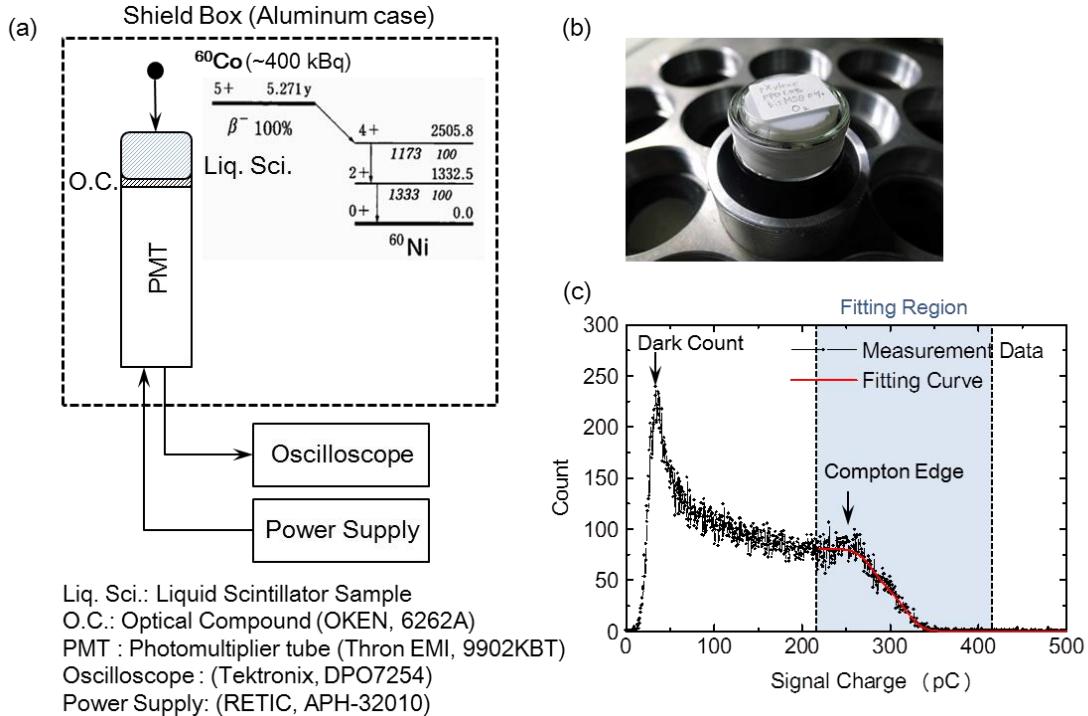


図 2-27 (a)発光量測定装置概要, (b)装置写真(サンプル on PMT),

(c)出力電荷ヒストグラム及びコンプトンエッジ部分のフィッティング

$$f(x, A, \mu_1, \mu_2, \sigma) = \frac{A}{2} \left\{ 2 - \operatorname{erf} \left( \frac{x - \mu_1}{\sqrt{2\sigma^2}} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{x - \mu_2}{\sqrt{2\sigma^2}} \right) \right\} \quad (4-8)$$

ここで、 $A, \mu_1, \mu_2, \sigma$ はフィッティング時のフリー・パラメータとして与えた。但し、 $\mu_1, \mu_2$  は  $^{60}\text{Co}$  の 1.173-MeV と 1.333-MeV の 2 本のガンマ線に対応しているはずなので、以下の条件を与えていた。

$$\mu_1 \equiv \mu_{1.173\text{MeV}} \quad (4-9)$$

$$\mu_2 \equiv \mu_{1.333\text{MeV}} = \frac{1.333}{1.173} \mu_{1.173\text{MeV}} \quad (4-10)$$

図 2-27(c)は p-xylene + PPO(1.0w%) + bis-MSB(0.2%) + O<sub>2</sub>のデータに対してフィッティングを行った例である。

### 2.3.7.3 測定結果

測定結果を表 2-7 - 2-10 にまとめる。

表 2-7 PPO + bis-MSB + O<sub>2</sub> (in p-xylene)

溶媒: p-xylene		PPO 0.0 w%	PPO 0.5 w%	PPO 1.0 w%	PPO 2.0 w%
bis-MSB 0.00 w%	0.0 g/l	6.5 pC	-	228 pC	-
bis-MSB 0.05 w%	0.43 g/l	-	-	251 pC	-
bis-MSB 0.10 w%	0.86 g/l	-	244 pC	261 pC	257 pC
bis-MSB 0.20 w%	1.72 g/l	218 pC	240 pC	290 pC	255 pC
bis-MSB 0.40 w% ※	3.44 g/l	248 pC	-	278 pC	-
bis-MSB 0.80 w% ※	6.88 g/l	-	-	280 pC	-

※ 溶け残りあり

表 2-8 PPO + bis-MSB + O<sub>2</sub> (in 1,2,4-trimethylbenzene)

溶媒: 1,2,4-trimethylbenzene		PPO 0.0 w%	PPO 0.5 w%	PPO 1.0 w%	PPO 2.0 w%
bis-MSB 0.00 w%	0.0 g/l	-	-	254 pC	-
bis-MSB 0.05 w%	0.43 g/l	-	-	284 pC	-
bis-MSB 0.10 w%	0.86 g/l	-	283 pC	321 pC	294 pC
bis-MSB 0.20 w%	1.72 g/l	-	264 pC	292 pC	-
bis-MSB 0.40 w% ※	3.44 g/l	-	-	286 pC	-
bis-MSB 0.80 w% ※	6.88 g/l	-	-	282 pC	-

※ 溶け残りあり

表 2-9 BBQ + O<sub>2</sub> (in p-xylene)

溶媒: p-xylene	Light Yield
BBQ 0.00 w%	6.5 pC
BBQ 0.05 w%	68 pC
BBQ 0.10 w%	110 pC
BBQ 0.20 w%	179 pC
BBQ 0.40 w%	267 pC
BBQ 0.80 w%	288 pC
BBQ 1.20 w%	316 pC
BBQ 2.40 w%	332 pC

表 2-10 BBQ + O<sub>2</sub> (in 1,2,4-trimethylbenzene)

溶媒: 1,2,4-trimethylbenzene	Light Yield
BBQ 0.00 w%	6.5 pC
BBQ 0.05 w%	-
BBQ 0.10 w%	92 pC
BBQ 0.20 w%	-
BBQ 0.40 w%	261 pC
BBQ 0.80 w%	-
BBQ 1.20 w%	306 pC
BBQ 2.40 w%	307 pC

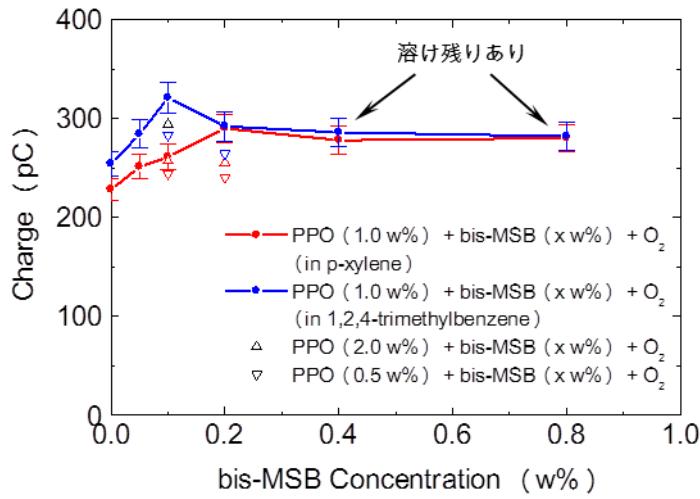
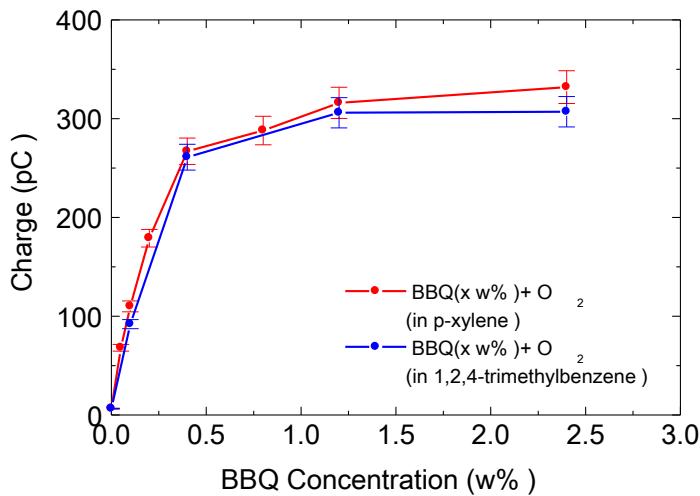
図 2-28 濃度依存の発光量推移( $\text{PPO} + \text{bis-MSB} + \text{O}_2$ )図 2-29 濃度依存の発光量推移( $\text{BBQ} + \text{O}_2$ )

図 2-28, 2-29 は表 2-7 - 2-10 より求めた濃度依存の発光量推移である。 $\text{PPO} + \text{bis-MSB}$  を発光核に使用したシンチレーターでは、 $\text{PPO}$  は濃度 1.0 w% 付近で最大発光量となり、 $\text{bis-MSB}$  は濃度 0.1~0.2 w% で最大発光量になると考えられる。 $\text{BBQ}$  を発光核に使用したシンチレーターも発光量は飽和傾向があり、 $\text{BBQ}$  濃度 1.0 % 以上ではほとんど発光量は変わらないという結果となった。

発光核濃度が高濃度になるにつれて発光量が頭打ちになる、あるいは減少する理由は、発光核の過剰溶存状態により、発光スペクトルの一部を自らが再吸収する濃度クエンチング[1]が顕著になるためであると考えられる。

これらのデータを既存のプラスチックシンチレーターのデータと比較するために、直径 10 mm, 厚み 20 mm の BC-422 プラスチックシンチレーターに関して同様の計測を行うと、1.173 MeV のガンマ線のコンプトンエッジに対応する電荷量は 365 pC であった。ここから、シンチレーターのスペックシートを参考に、MANDALA で使用されている BC-408 の発光量に換算すると、これは 425 pC に相当する。したがって各種液体シンチレーターの BC-408 に対する相対発光量をまとめると表 2-11 のようになる。これより、液体シンチレーター単体の発光量は BC-408 と同等であり、酸素ドープにより 20~30 % 程度減少することが明らかになった。この程度の発光量があれば、PMT ゲインの微増やシンチレーター形状の最適化によって対応可能であるため、これらの液体シンチレーターは MANDALA 用のシンチレーターとして十分使用可能であると考えられる。

表 2-11 各種液体シンチレーターと BC-408 の発光量比較まとめ

シンチレーター組成	相対発光量
BC-408	100 %
PPO 1.0 w% + bis-MSB 0.20 w% + N <sub>2</sub> (in p-xylene)	99.2 %
PPO 1.0 w% + bis-MSB 0.20 w% + O <sub>2</sub> (in p-xylene)	68.5 %
PPO 1.0 w% + bis-MSB 0.10 w% + O <sub>2</sub> (in 1,2,4-TMB)	72.5 %
BBQ 2.4 w% + O <sub>2</sub> (in p-xylene)	78.1 %
BBQ 1.0 w% + O <sub>2</sub> (in 1,2,4-TMB)	71.5 %

### 2.3.8 発光寿命測定

#### 2.3.8.1 時間相関単一光子計数法(TCSPC 法)

時間相関単一光子計数(Time-correlated Single Photon Counting, TCSPC)法は、シンチレーターの発光を構成する多数の光子の内、ランダムな 1 個の光子に注目してその光子が発せられた時刻の計測を繰り返すことにより、シンチレーション開始時刻を時刻原点とした各時刻の光子放出確率分布を得る手法である。図 2-30 に最も基本的な TCSPC 測定系とその測定原理の概略を示す。1つのシンチレーターに光電子増倍管を2つ接続し、そのうちの一方の光電子増倍管には減光フィルター(ND フィルター)を挿入し、シンチレーション発光のうちのたった 1 光子のみがフィルターを透過するようにする。ある時刻  $t$ において光子が ND フィルターを透過する確率は、その時刻における光子数に比例するため、相当数の事象において、ND フィルターを入れていない光電子増倍管(以下、参照検出器または Ref-PMT)が信号を検出してから ND フィルターを入れた光電子増倍管(以下、単一光子検出器または SPC-PMT)が信号を検出するまでの時間  $\Delta t$  を TAC (Time-to-Amplitude Converter) 及び MCA (Multichannel Analyzer)を用いて測定し、ヒストグラムをとることで、実際のシンチレーターの発光強度の時間推移を知ることができる。TCSPC 法では光電子増倍管の応答時間や信号のリンクギング、アフターパルスによるシステム誤差が基本的に発生しないため、純粋なシンチレーションの時間変化曲線が得られる。また TCSPC 法は原理的にダイナミックレンジに限度が無いため、本計測の趣旨である afterglow の計測といった、ピーク値に対して非常に弱い信号レベルを測定するのに最適な手法である。

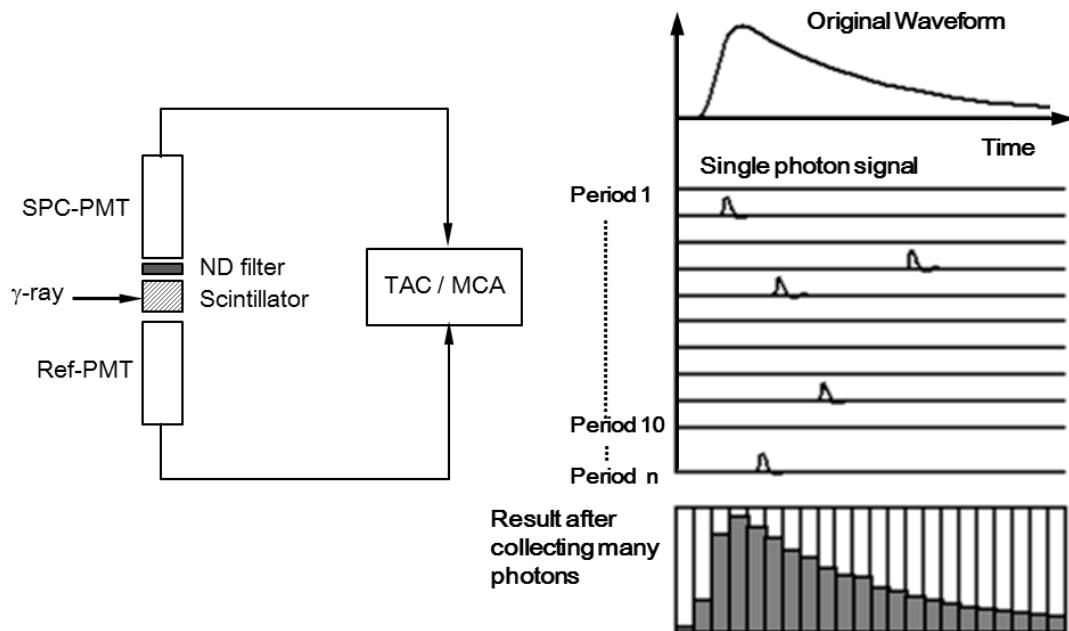


図 2-30 TCSPC 測定装置の基本構成と測定原理

TCSPC 法では、以下の点に留意が必要である。

### (1) 時間分解能の良い測定系を組む

TCSPC 法では参照検出器と単一光子検出器の信号検出時刻(立ち上がり時刻)の差からシンチレーターの発光時間分布を得る為、高精度の時間分解能計測を行うためには、立ち上がりの速い光電子増倍管が必要である。また、シンチレーションの大小によって信号波高値のばらつきが発生し、このばらつきは Walking Jitter として時間分解能を劣化させるため、CFD(Constant Fraction Discriminator)等を用いてこの Jitter を解消する必要がある。

### (2) 1 イベント内に複数の光子を单一光子検出器に入射させない

TCSPC 法では、1 計測期間内に単一光子検出器に複数の光子が入射すると、最も早く検出された 1 光子のみが計数されるため、正しいシンチレーションの時間変化曲線が得られない。複数光子が単一光子検出器に入射するイベントが発生する原因として、宇宙線  $\mu$  粒子の検出、減光不足が挙げられる。宇宙線  $\mu$  粒子のシンチレーターへの入射頻度は  $10^{-2} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  程度と、放射線源の頻度に対して十分低いため特に問題にならない。したがって ND フィルターの誤選択による減光不足に注意を払う必要がある。ND フィルターの透過率を  $\tau$ 、平均的な入射光子数を  $N$  個としたとき、一般に 1 イベントに光子  $n$  個が検出される確率  $P(n)$  は  $\lambda = \tau N$  のポアソン分布となるため、2 光子以上が検出される確率  $P(n \geq 2)$  は次式で表される。

$$P(n \geq 2) = 1 - \sum_{n=0}^1 \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad (4-12)$$

$$\lambda = 1.00 \text{ の場合, } P(n \geq 2) = 0.264$$

$$\lambda = 0.10 \text{ の場合, } P(n \geq 2) = 0.049$$

$$\lambda = 0.01 \text{ の場合, } P(n \geq 2) = 0.005$$

したがって  $\lambda = 0.01$  程度になるように ND フィルターを選択することが望ましい。

### (3) 発光寿命計測時間内に複数のシンチレーションイベントを発生させない

TCSPC 法を用いた発光寿命測定では、シンチレーションの開始時刻から単一光子を検出するまでの時間内に別のシンチレーションイベントが発生すると、検出された単一光子が初めのイベントによるものか 2 度目のイベントによるものか判断ができなくなってしまう。1 イベントに必要な計測時間  $T_{measure}$  内に複数のシンチレーションイベントを発生させないためには、以下の条件を満たすように線源と設置位置を決める必要がある。

$$N_{decay} T_{measure} \eta_{geom} \eta_{sci} \ll 1 \quad (4-13)$$

ここで、 $N_{decay}$  は放射線源の単位時間当たりの崩壊数であり、 $\eta_{geom}$  はシンチレーターの幾何学的効率、 $\eta_{sci}$  はシンチレーター固有の検出効率である。

#### (4) 偶発的なノイズ信号による誤カウントを抑制する

検出器にはシンチレーション光の他にも熱ノイズや外界からの漏れ光によって信号が outputされる。また、光電子増倍管のアフターパルスのように、信号出力に付随してノイズ信号が発生する場合がある。計測時間内にこれらの偶発的なノイズ信号が单一光子検出器に出力されると、单一光子信号と同様に計数されてしまう。このノイズ信号は時間的に相関がないので、得られる減衰曲線のベースラインが幾分シフトした形になる。TCSPC 法のダイナミックレンジはこの偶発的なノイズ信号の数で実質的に決まる。

### 2.3.8.2 TCSPC 測定システム

#### (1) 検出部の構成

シンチレーター部は、2 つの光電子増倍管を接続できるよう両側にガラス窓のついた容器を製作して用いた。図 4-18 にその構成図を示す。液体シンチレーターは外径 60 mm、内径 37.5 mm のアルミニウム容器に入れられ、両側からテンパックス窓材をはめ込んだジュラコン製の蓋で密封されている。アルミ容器と窓材の間はフッ素樹脂 O リングでシールされている。容器に使用されている部材はいずれも有機溶剤に耐性の高い材料である。

#### (2) システム構成

本計測で用いた TCSPC 測定システムの構成を図 2-32、図 2-33 に示す。シンチレーター両側に光電子増倍管(Thron EMI, 9902KBT)を接続し、単一光子検出器側に  $\tau = 10^{-3}$  程度の吸収型 ND フィルターを挿入した。放射線源には 0.662 MeV の単色  $\gamma$  線を放出する  $^{137}\text{Cs}$  を用いた。参照検出器(Ref-PMT)から出力された信号は、CFD(ORTEC 473A)で Walking Jitter の解消されたパルスに変換された後、波高弁別回路(LeCroy 821)で方形波に変換され、オシロスコープ(Tektronix DPO7254)に“Start 信号”として入力される。単一光子検出器(SPC-PMT)から出力された信号は波高値が極めて小さく、CFD の閾値レベルに満たないため、一度 TFA(ORTEC 863)を通って増幅された後 CFD 及び波高弁別回路で方形波に変換される。単一光子検出器側の方形波は、比較的信号損

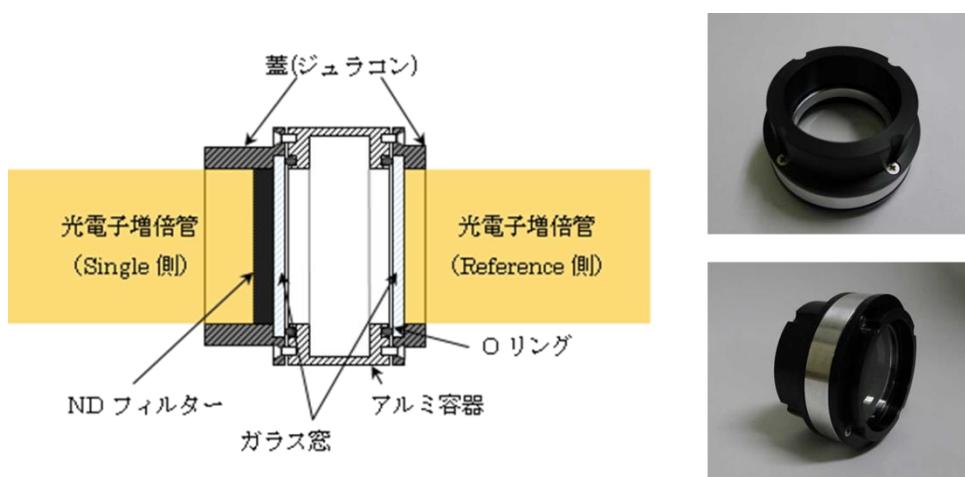


図 2-31 TCSPC 測定用液体シンチレーター容器図(左)と外観写真(右)

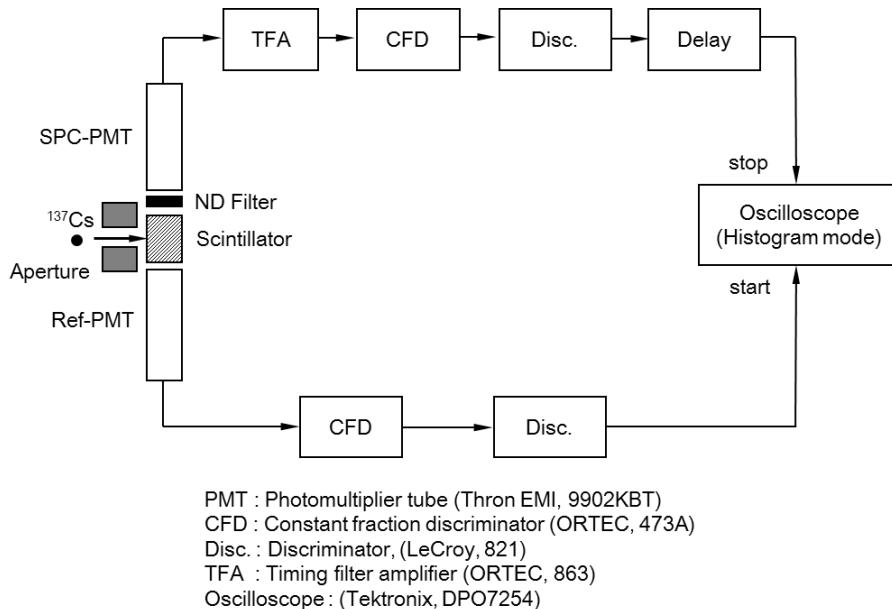


図 2-32 本研究で用いた TCSPC 測定系

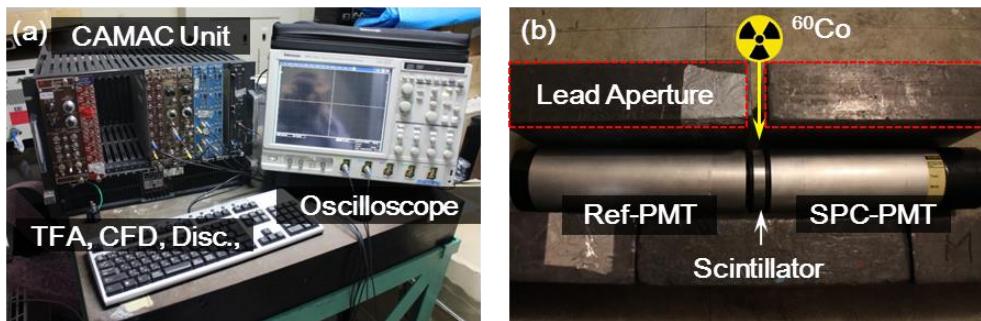


図 2-33 TCSPC 測定系エレクトロニクス部(a)と検出器部(b)の写真

失の少ない 5D-FHB ケーブル 20 m を通って Start 信号に対して 100 ns 程度の一定の時間差を加えた後、オシロスコープに“Stop 信号”として入力される。

オシロスコープ上では、参照検出器からの方形波と単一光子検出器からの方形波の両方が出力され、両方の信号が入力された場合にのみデータ取得を行うようトリガー設定を行った。図 2-34 のように、Start 信号を基準にし、Stop 信号の時刻に関してヒストグラムを取っていくと、図 2-35 のような発光強度曲線が得られる。方形波のパルス幅を 1100 ns に設定し、その間は他の偶発的に出力された信号を計数しないようになっている。計測開始前には必ず参照検出器の信号に対するコインシデンス計数率が 1 % 以下になるように ND フィルター及び線源位置を調整し、1 イベント内に 2 光子以上を検出する確率が 0.5 % 以下 ( $\lambda \leq 0.01$ ) となるように留意した。また外界の光を入れないよう検出部は入念に遮光し、システム全体を暗室に設置した。オシロスコープ等の操作はすべて遠隔で行い、モニターを始め電源ランプ等光を発するものを全て OFF にした。単一光子検出器側に遅延回路を設けた理由は、遅延時間内の信号レベルが偶発的なノイズ信号によるバックグラウンドレベルとなるため、これを利用して発光強度曲線からバックグラウンドを差し引くためである。

得られた発光強度曲線のフィッティングには以下の関数を用いた。まずシンチレーション光の減衰曲線  $f_{sci}(t)$  及び計測システムの時間分解能  $f_{res}(t)$  は、

$$f_{sci}(t) = \sum_{i=1}^N A_i \exp\left(\frac{-t}{\tau_i}\right) \quad (4-14)$$

$$f_{res}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(\frac{-t^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\sigma = 1.7) \quad (4-15)$$

で表される。偶発的なコインシデンスによるバックグラウンドレベルを  $B$  とすると、最終的なフィッティング関数  $F_{fit}(t)$  は、以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_{fit}(t) &= \int_0^t f_{sci}(t) f_{res}(t-x) dx + B \\ &= A \exp\left(\frac{\sigma^2}{2\tau_i^2} - \frac{t}{\tau_i}\right) \left[ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{\sigma}{\sqrt{2}\tau_i}\right) \right] + B \end{aligned} \quad (4-16)$$

図 2-35 は PPO + bis-MSB + N<sub>2</sub> (in p-xylene) の TCSPC ヒストグラム及びフィッティング曲線である。

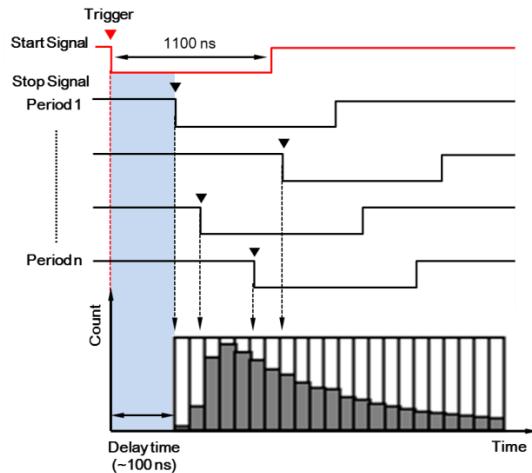


図 2-34 発光減衰曲線の取得方法

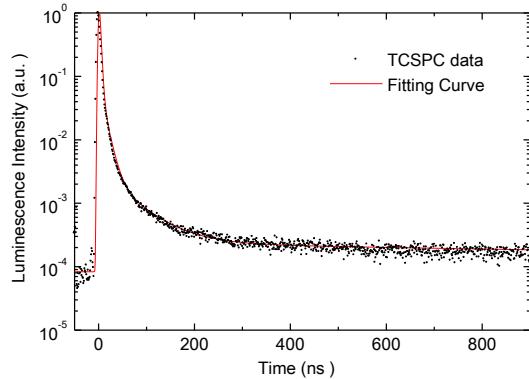


図 2-35 得られた発光曲線

### 2.3.8.3 測定結果

図 2-36 及び表 2-12, 2-13 に TCSPC 測定により得られた各種液体シンチレーターの減衰曲線をまとめ る。

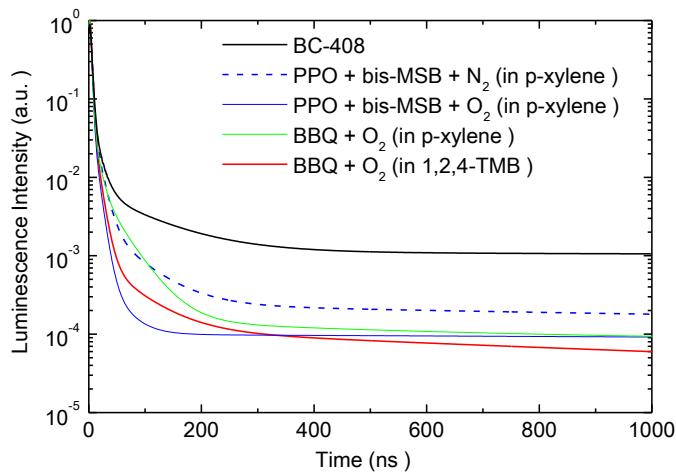


図 2-36 各種シンチレーターの発光減衰曲線

表 2-12 BC408, BBQ 液体シンチレーターのフィッティングパラメーター

BC-408		BBQ + O <sub>2</sub> (in p-xylene)		BBQ + O <sub>2</sub> (in 1,2,4-TMB)	
A	$\tau$ [ns]	A	$\tau$ [ns]	A	$\tau$ [ns]
2.0	2.7	2.7	2.1	2.529	2.432
0.075	12	0.0876	8.6	0.0876	9
0.0060	100	0.01	38	0.003	62
0.0002	3000	$8.0 \times 10^{-4}$	600	$1.6 \times 10^{-4}$	1200

表 2-13 PPO + bis-MSB 液体シンチレーターのフィッティングパラメーター

PPO + bis-MSB + N <sub>2</sub> (in p-xylene)		PPO + bis-MSB + O <sub>2</sub> (in p-xylene)	
A	$\tau$ [ns]	A	$\tau$ [ns]
2.529	2.432	2.529	2.1
0.0876	11	0.0876	8.0
0.003	60	0.001	30
$1.6 \times 10^{-4}$	2000	$8.0 \times 10^{-4}$	9900

PPO + bis-MSB と BBQ の優位な差は確認できなかったものの, p-xylene と 1,2,4-trimethylbenzene では, 1,2,4-trimethylbenzene の方が熒光由来の長寿命成分の減衰が速いことがわかった. このことから, 液体シンチレーターにおける発光寿命は溶媒の励起寿命に支配されると考えられる. 表 2-14 は各種液体シンチレーターの afterglow レベルを DT 中性子検出時刻(250 ns), DD 中性子検出時刻(623 ns)において比較したものである.

表 2-14 各種シンチレーターの中性子検出時刻における発光強度

シンチレーター組成	発光強度 [a.u.]	
	DT: 250 ns	DD: 623 ns
BC-408	$1.6 \times 10^{-3}$	$1.1 \times 10^{-3}$
PPO + bis-MSB + N <sub>2</sub> (in p-xylene)	$2.7 \times 10^{-4}$	$2.0 \times 10^{-4}$
PPO + bis-MSB + O <sub>2</sub> (in p-xylene)	$9.8 \times 10^{-5}$	$9.5 \times 10^{-5}$
BBQ + O <sub>2</sub> (in p-xylene)	$1.5 \times 10^{-4}$	$1.1 \times 10^{-4}$
BBQ + O <sub>2</sub> (in 1,2,4-TMB )	$1.2 \times 10^{-4}$	$7.6 \times 10^{-5}$

これより、いずれの酸素ドープ液体シンチレーターも BC408 プラスチックシンチレーターに対して 10 分の 1 以下に afterglow が抑制可能であることが確認できた。

以上より、酸素ドープ液体シンチレーターは MANDALA 用高速シンチレーターとして十分な減衰速度を持ち、現時点では安全面で最も優れている BBQ (1.2 w%) + O<sub>2</sub> (in 1,2,4-trimethylbenzene) が最適な組み合わせと結論付けた。

### 2.3.9 液体シンチレーター用容器の設計

図 2-37(a)(b)に MANDALA 検出器用液体シンチレーター容器の設計図およびシンチレーション光の収率を示す。(a)は現行のプラスチックシンチレーターBC408 と同形状・同サイズの容器である。容器はステンレス製であり、テンパックス窓材をはめ込んだジュラコン製の蓋で密封されている。アルミ容器と窓材の間はフッ素樹脂 O リングでシールされている。(b)の容器は、容積は(a)とほぼ同じであるが、テーパー型をした容器である。グラフは光子輸送計算によって求められたそれぞれの容器のシンチレーション光の収率分布を表す。本計算では、あらかじめ 3 次元の容器形状及び内面の反射率を設定し、乱数を用いてランダムに選ばれたシンチレーター中のある位置から 1000~5000 個の光子を等方に放出し、そのうち窓材を通り抜けた光子数から 1 イベントの光子収率を算出する。このサイクルを 10000 回繰り返し、ヒストグラムを取ることで平均的な光子収率を求めた。その結果、光子収率は従来型の形状で  $(46.2 \pm 10.3)\%$ 、テーパー型で  $(67.2 \pm 5.2)\%$  であり、テーパー型にすることで約 1.5 倍の改善が見込まれる。したがって液体シンチレーター導入による 30% 程度の発光量の低下は、シンチレーター容器形状の工夫による光子収率の向上で補うことが可能である。

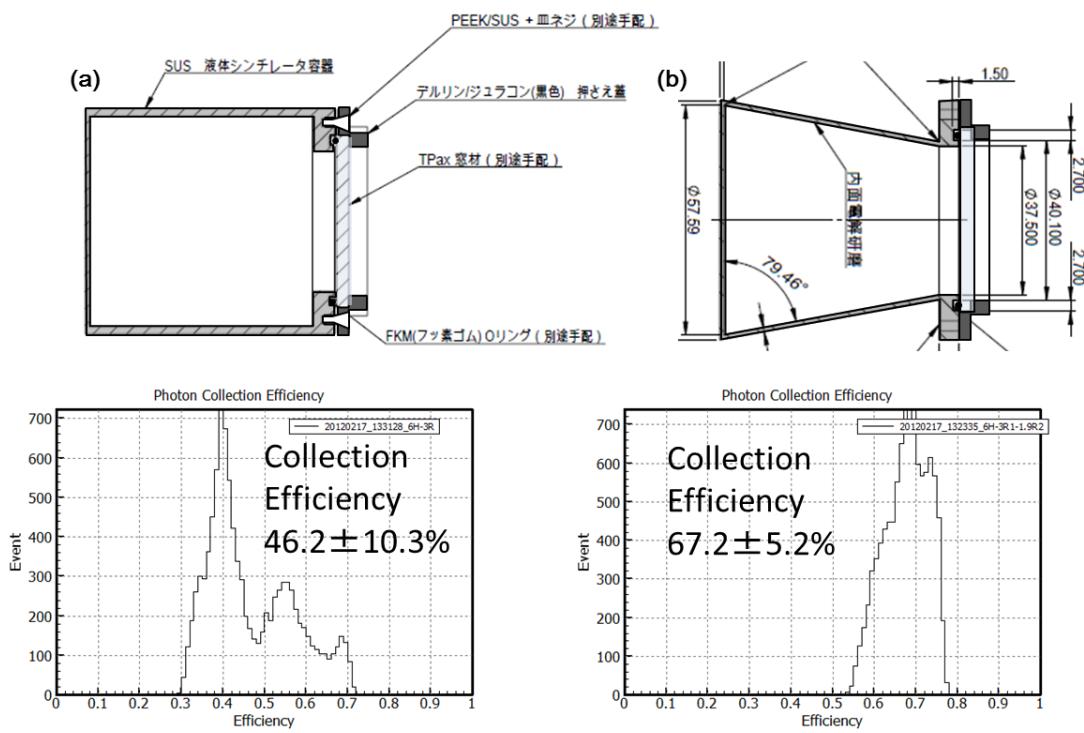


図 2-37 液体シンチレーター容器(a)従来型(b)テーパー型の構造図と光子収率分布図

## 2.3 節のまとめ

本項ではシンチレーターの afterglow 対策として酸素ドープ液体シンチレーターの開発を行った。以下に本章の内容をまとめる。

### (1) 酸素消光を利用した低 afterglow シンチレーターの必要性

高速点火実験で要求されるシンチレーターは、現行のプラスチックシンチレーターと同等の発光量を持ち、残光成分(afterglow)が現行の 10 分の 1 以下に抑制された有機シンチレーターである。有機シンチレーターの発光機構から考えて、afterglow はシンチレーターの 3 重項励起準位からの輻射遷移である燐光が主な原因であるため、3 重項励起準位を効果的に失活させる方法が必要となる。酸素分子は強い電子受容体であることから、溶媒・溶質分子と一緒に励起錯体を形成し、励起寿命の長い 3 重項励起状態の軌道電子のエネルギーを失活させることができる(酸素消光)。著者らは液体シンチレーターに酸素分子を溶存させる方法として、酸素バーピングを検討し、シンチレーター内に酸素を飽和量溶解させる条件を明らかにした。

### (2) 液体シンチレーターの発光量測定

酸素ドープ液体シンチレーターは現行のプラスチックシンチレーターと同等の発光量が必要であることから、溶媒に p-キシリレンあるいは 1,2,4-トリメチルベンゼン、溶質(発光核)に PPO+bis-MSB、あるいは BBQ を用いた液体シンチレーターサンプルを作製し、 $\gamma$ 線源( $^{60}\text{Co}$ )を用いて相対的な発光量の比較を行った。その結果、いずれの組み合わせの液体シンチレーターもプラスチックシンチレーター BC408 の 70 % 程度の発光量を持つことが分かった。この発光量低下は、液体シンチレーターの容器形状の工夫による光子収率の向上で補えるレベルであり、MANDALA への応用が十分可能である。

### (3) 液体シンチレーターの発光寿命測定

作製した酸素ドープ液体シンチレーターの発光寿命および DD・DT 中性子検出時刻における afterglow レベルを比較するため、TCSPC 法を用いた発光寿命測定を行った。現行のプラスチックシンチレーターに対し、酸素なしの液体シンチレーターの afterglow は 1/5 程度、酸素ありでは 1/10 まで抑制された。中でも DD 中性子到達時刻において最も afterglow レベルが低かった BBQ+O<sub>2</sub> (in 1,2,4-trimethylbenzene) は、溶媒の引火点の観点からも優れており、現状で最も MANDALA 検出器としてふさわしいと結論付けられた。

## 2.4 中性子コリメーターの開発

### 2.4.1 はじめに

ターゲット中で生成される光核反応中性子は核融合中性子計測にとって深刻なバックグラウンドを生むが、TOF 中性子計測にとっての唯一の救いとなるのが、両者の発生源の違いとエネルギースペクトルの違いである。核融合中性子がターゲットのみから発生するのに対し、光中性子はターゲットおよびターゲット周辺のあらゆる構造物からも発生するため、ターゲットから発生した光中性子以外は原理的に遮蔽策を施すことが可能である。また、核融合中性子はシャープなエネルギースペクトルを有するのに対し、光中性子のエネルギースペクトルはブロードなエネルギースペクトルを持つため、核融合中性子検出数に対して相当数の光核反応中性子信号が発生しなければ、核融合中性子計測において致命的な問題を生むことはないと考えられる。本章では、まず光中性子の発生分布を求めるために行ったモンテカルロシミュレーション及び要求される光中性子遮蔽率の見積もりについて述べ、続いて光中性子を選択的に遮蔽するための中性子コリメーターの設計及び遮蔽性能評価について述べる。

### 2.4.2 光中性子発生源の特定

GEKKO-XII&LFEX レーザー照射室にはターゲットチャンバー、PW レーザー集光チャンバー、LFEX 集光チャンバー、ビームダクト、鉛遮蔽体等々、大小様々な構造物が存在し、光中性子はこれらの構造物すべてから発生する。したがって、発生量の多い場所から重点的に遮蔽体を設置する必要があるため、本研究ではまず初めにモンテカルロ(MC)シミュレーションを用いて実験施設内の光中性子発生分布を計算した。

本計算ではモンテカルロコード MCNP5 を用いて、レーザー照射室内のジオメトリを再現し、ターゲットから放出される X 線が構造物中で光中性子を発生させる様子を計算した。図 2-38(a)に計算ジオメトリを示す。ソースとなる X 線のエネルギースペクトル及び角度分布は、高速点火で実測されている典型的なもの[15]を使用した(スペクトル:  $\tau = 5 \text{ MeV}$  指数関数分布、放出角度分布:  $\sigma = 56^\circ$  のガウシアン分布)。図 2-38(b)に、計算に用いた X 線ソースの強度分布を示す。光核反応によって生成した光中性子

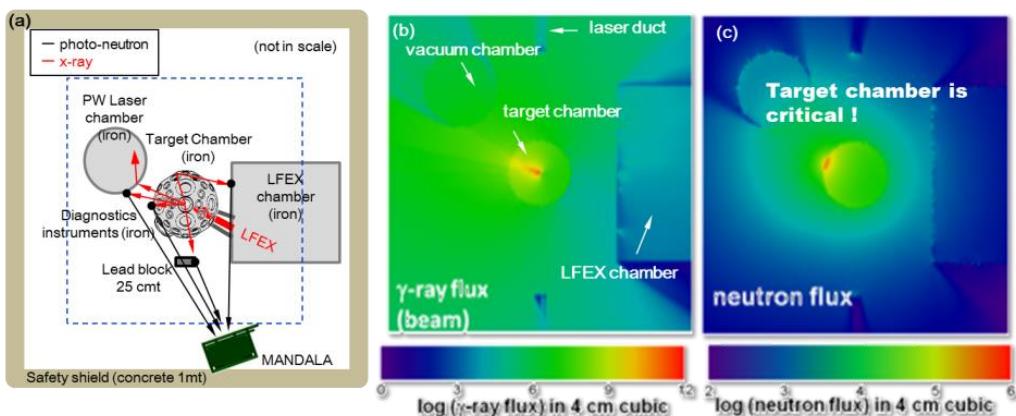


図 2-38 MCNP5 を用いた光中性子発生分布の計算。(a)計算ジオメトリ、(b)ソース X 線の発生分布、(c)光中性子発生分布

の強度分布とその内訳は図 2-38(c)及び表 3-1 の通りである。X 線強度の強い加熱レーザー軸上で多く発生する傾向が見て取れ、その中でもターゲットチャンバー壁のレーザー対抗側が最も支配的な光中性子発生源となっていることがわかった。またターゲットからの光中性子発生量はターゲットチャンバー壁に対して  $10^{-5}$  倍程度しかなく、これは核融合中性子の発生量の 10 分の 1 以下であることも本計算から明らかになった。したがって著者は、光中性子と核融合中性子の決定的な発生源の違いから、光中性子のみを選択的に遮蔽することが可能であると考えた。

表 2-15 光中性子発生数内訳(相対値)

構造体名	光中性子発生数
ターゲットチャンバー	100
PW レーザー集光チャンバー	5.5
LFEX 集光チャンバー	0.9
鉛遮蔽体	0.1
燃料ターゲット	0.001

図 2-39 は本研究で考案した中性子コリメーターと呼ばれる中性子遮蔽体の概念図である。ターゲットチャンバーと計測器の間に図のような筒型の中性子遮蔽体を設置することで、ターゲットチャンバー壁から計測器へ入射する光中性子を遮断し、ターゲットからの核融合中性子のみを計測器に導くことが可能である。

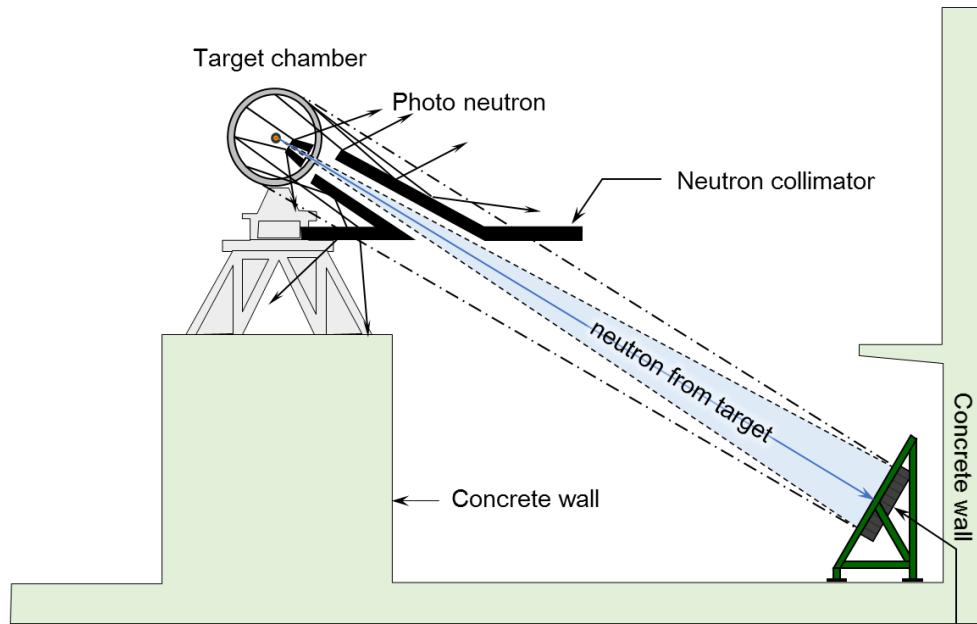


図 2-39 中性子コリメーターの概念図

### 2.4.3 要求される遮蔽率の見積もり

現状の高速点火実験における加熱レーザーエネルギーは 1 kJ/1 ps 程度であり、このエネルギーは今後数年のうちに 5 kJ/1 ps 程度まで上げられる予定である。高速点火実験における X 線及び光中性子発生量は、加熱レーザーエネルギーの増加に伴って増加するため、中性子コリメーターは、レーザーエネルギー増強後の X 線・光中性子量にも耐えうる設計とすることが望ましい。そこで MC シミュレーションを用いてレーザーエネルギーに対する X 線・光中性子発生量の推移を見積もり、要求される中性子コリメーターの遮蔽率を求めた。

本計算において考慮した点は以下の 2 つである。

- (1) レーザーエネルギーの増加に伴って発生する電子温度が上がる。
- (2) レーザーから電子へのエネルギー変換効率は 20 %程度で、レーザーエネルギーによらず一定。

前者(1)については、S. C. Wilks[16], F. N. Begs[17], Tanimoto[18]らがそれぞれレーザー強度に対する高速電子の電子温度のスケーリングを行っており(図 2-40)，本計算では光中性子発生に最もシビアに効く Wilks のスケーリングを用いた。Wilks スケーリングによる電子のスペクトルは、

$$dN_e(E) = \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) dE , \quad T_e(\text{MeV}) = 0.511 \left( \sqrt{1 + \frac{I\lambda^2}{1.37 \times 10^{18}}} - 1 \right) \quad (3-1)$$

で記述される。ここで  $k$  はボルツマン定数、 $T_e$  は電子温度(MeV)、 $I$  はレーザー強度(W/cm<sup>2</sup>)、 $\lambda$  はレーザー波長(μm)である。後者(2)については、2012 年の高速点火実験で Z. Zhang らが行ったレーザーから電子へのエネルギー変換効率測定[19]による結果であり、本計算では 20%を変換効率として採用した。本計算に用いた計算モデルを図 2-41 に示す。(1)(2)を考慮した電子をソースとし、Au コーン裏面から放出された電子が爆縮コアを模した CD 球(直径 50 μm, 300 g/cm<sup>3</sup>)を通過する過程で制動 X 線を放出し、X 線とターゲットチャンバー壁の光核反応によって生成した光中性子の生成量を計算した。図 2-42 は計算された電子温度毎の X 線スペクトル、(b)は X 線発生量(フォトン数)の推移、図 2-43 は光中性子発生量の推移である。ただし、(c)の縦軸は MANDALA で検出される信号数で表されている。

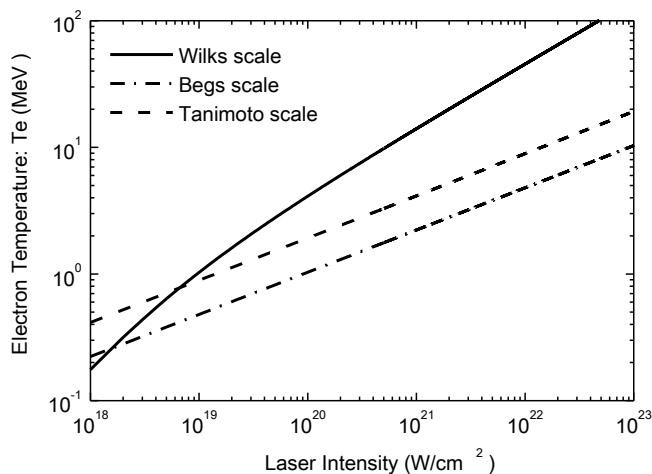


図 2-40 レーザー強度に対する電子温度のスケーリング則

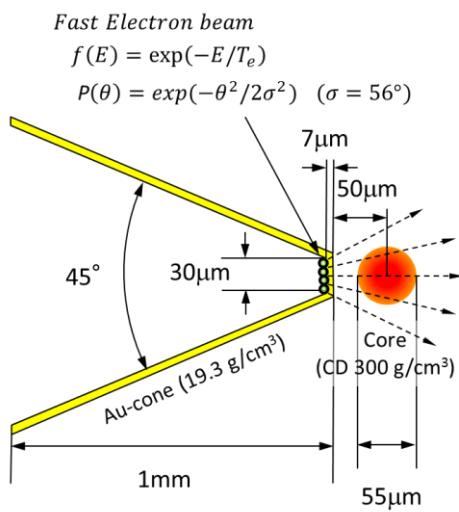


図 2-41 光中性子の計算モデル

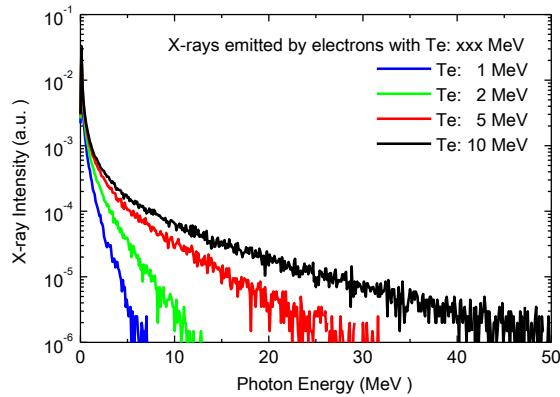


図 2-42 計算された X 線スペクトル

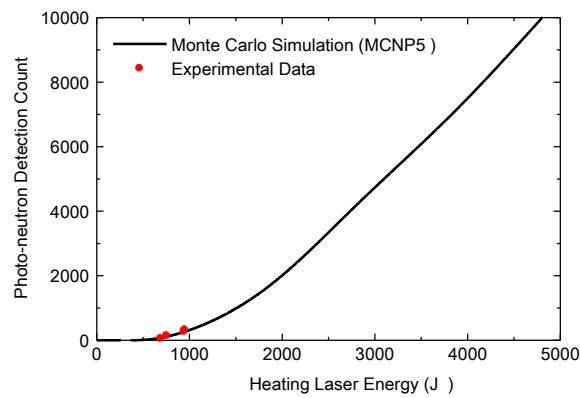


図 2-43 光中性子検出数とレーザーエネルギーの関係

本計算により得られた光中性子発生量の推移をもとに、当初の MANDALA が計測できる DD 中性子イールドの下限値を求めたのが図 2-44 の黒線である。計測下限値の定義は、SN 比が 1 となる DD 中性子イールドとした。したがって MANDALA は黒線より上の領域の中性子イールドでなければ測定できない。高速点火実験における DD 中性子イールドは  $10^6 \sim 10^7$  程度であるから、現状の MANDALA では、500 J 以上の加熱実験では中性子計測は不可能ということになる。これは、実験事実ともよく合致する。光中性子によるバックグラウンド信号を低減することができれば、この計測可能領域を低イールド側に広げることができる。図 2-44 より、 $1 \times 10^6$  の DD 中性子イールドを計測可能にするためには、加熱レーザー出力 1 kJ では 70 %、2 kJ では 97 %、5 kJ では 99.8 % のバックグラウンド低減が必要である。低減率 70 %、97 %、99.8 % が得られた場合の計測下限値はそれぞれ図 2-44 のようになる。

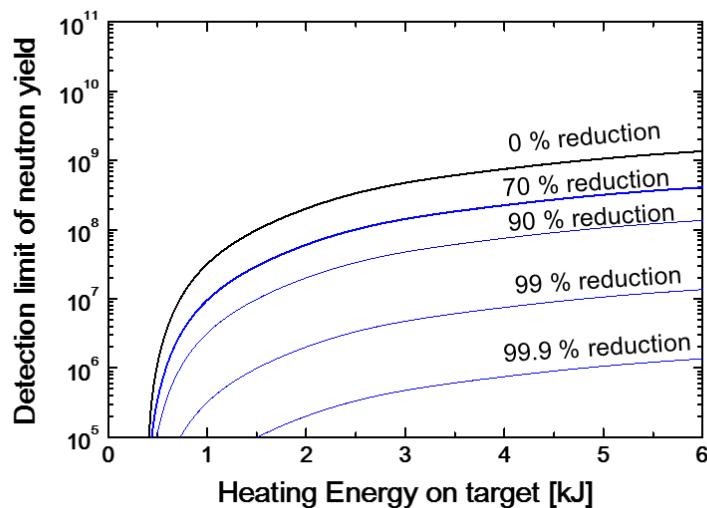


図 2-44 MANDALA が計測可能な DD 中性子イールドの下限値

## 2.4.4 中性子コリメーターの設計

### 2.4.4.1 設計指針

以下の指針に従って、中性子コリメーターの設計を行った。

- (1) 最低 70%以上、願わくば 99%以上の遮蔽効果が得られる
- (2) 他計測用ポートの立体角に侵入しないこと
- (3) ターゲットチャンバー周辺の構造物に干渉しない

(1)に関しては、遮蔽体の厚みが重要となる。中性子の遮蔽率 $P(x)$ は一般に以下の式で表される。

$$P(x) = \frac{N_0 - N(x)}{N_0} = 1 - \exp(-n\sigma x) \quad (3-2)$$

ここで $N_0$ は中性子入射数、 $N(x)$ は遮蔽体 $x$  cm を透過する中性子数、 $n$ は中性子数密度( $\text{cm}^{-3}$ )、 $\sigma$ は反応断面積( $\text{cm}^2$ )を表す。コリメーターの素材は水素の含有量が多いポリエチレン、パラフィン、水等が最適である。各素材の構造式及び 1~10 MeV の中性子に対する $n\sigma, x_{0.99}$ (99%遮蔽に必要な厚み)の値を表 2-15 に示す。

表 2-15 中性子吸収材と遮蔽率 99%を得るのに必要な厚み

材質	構造式	$n\sigma$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$x_{0.99}$ (cm) ( $P(x_{0.99}) = 0.99$ )
ポリエチレン	$(\text{CH}_2)_n$	0.20 ~ 0.40	15.5 ~ 31.0
パラフィン	$\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$	0.18 ~ 0.35	17.8 ~ 35.5
水	$\text{H}_2\text{O}$	0.14 ~ 0.31	20.2 ~ 40.5

したがって 99%以上の遮蔽率を得るためにには、遮蔽体の実効的な厚みは 30~40 cm以上必要となる。またコリメーターを設計するにあたっては以下の便宜的な条件も考慮する必要がある。

(2)(3)に関して、中性子コリメーターの設置場所付近は、LFEX 集光チャンバー、計測器架台、GEKKO-XII ビームダクト等の構造物が入り組んでいるため、これらの構造物とコリメーターが干渉しないよう、3 次元 CAD(Solidworks Student Edition 2013)を用いて入念な設計を行った。

#### 2.4.4.2 設計デザイン

上記設計指針の元、ターゲットチャンバー壁から飛来する光中性子を遮蔽するための中性子コリメーターを設計した。図 2-45 に本研究で設計した中性子コリメーターの全体像を示す。コリメーターは既存のパラфинブロック(10 cm 厚)に加え、板状の FLAT コリメーター(図中黄色の部位、ポリエチレン製、20 cm厚)、筒状の TUBE コリメーター(図中赤色の部位、ポリエチレン製、10 cm厚)、水タンク(図中水色の部位、ポリエチレン or 水、40~50 cm厚)から構成されている。TUBE 及び FLAT コリメーターはチャンバーアクセス架台上、水タンク、パラфинブロックは計測架台の檻にはめ込む形で設置されている。コリメーターは、ターゲットチャンバー壁から計測器へ直接入射する光中性子の経路を完全に遮断し、かつ核融合中性子の経路を断たないような形状、配置となっている。図 2-46 は MANDALA 検出面から見たコリメーターの全体であり、ターゲットチャンバーが完全に覆われて、MANDALA 用計測ポートのみが見えるのがわかる。またコリメーターの全ての部位において、光中性子の実効的な通過距離が表 2-15 の  $x_{0.99}$  以上になるように、各部材の厚み等を決定した。

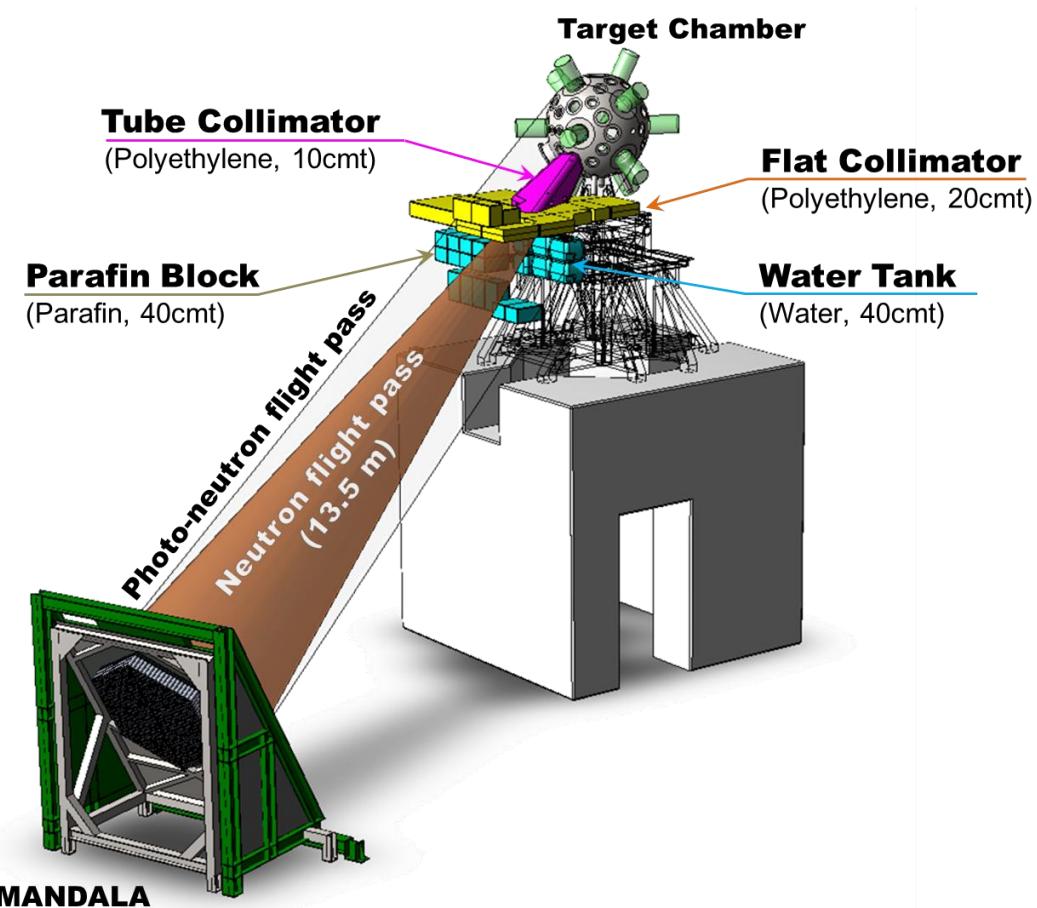


図 2-45 中性子コリメーターの全体像

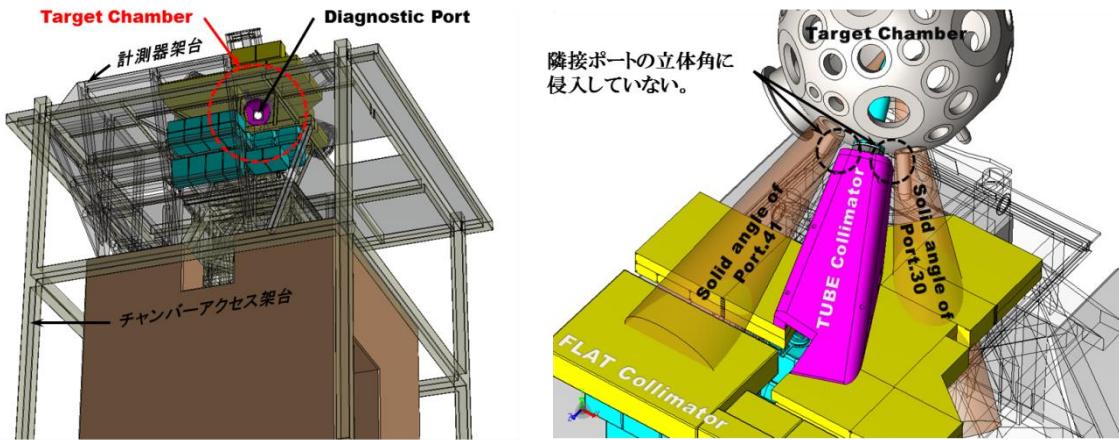


図 2-46 (左) MANDALA 検出面からみた中性子コリメーターの全体像

図 2-47 (右) TUBE コリメーターと隣接計測ポートの立体角との位置関係

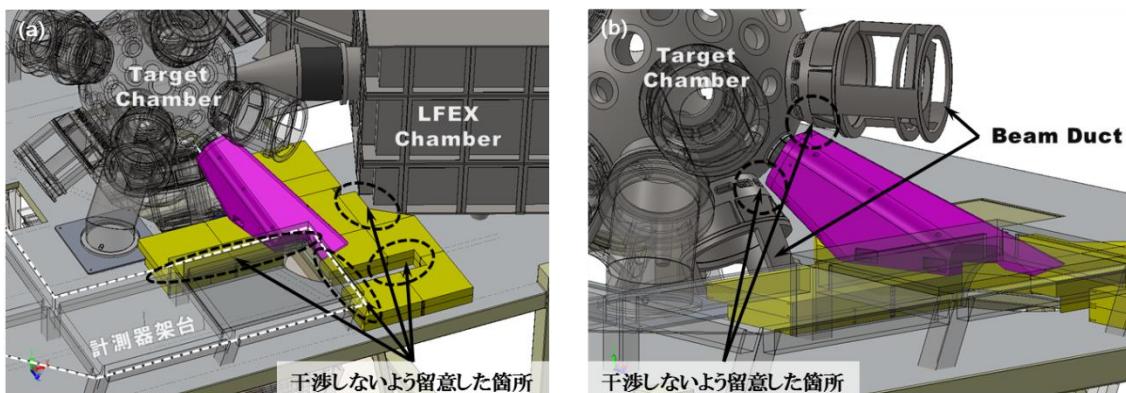


図 2-48 (a) 中性子コリメーターと計測器架台、LFEX 集光チャンバー等との位置関係、

(b) 中性子コリメーターと GEKKO-XII ビームダクトとの位置関係

図 2-47 に TUBE コリメーターと隣接する計測ポート(30 番、41 番ポート)の立体角との位置関係を示す。TUBE コリメーターがいずれの計測ポートの立体角にも侵入しないよう留意し、他の計測の障害となるないようにした。また図 2-48(a)(b)のように、計測器架台及び LFEX 集光チャンバー、GEKKO-XII レーザービームダクト等の構造物に干渉しないよう留意して形状設計を行った。これにより設計指針の(2) (3)を達成した。

#### 2.4.4.3 MC シミュレーションによる遮蔽効果の見積もり

図 2-49 はモンテカルロコード PHITS [20] によるコリメーターの遮蔽計算の結果である。本計算では、2.2 節で求めた発生分布及び図 2-11 のエネルギースペクトルを持つ光中性子をターゲットチャンバー壁から放出し、MANDALA 検出部までの秘跡及び検出部に入射する光中性子数を計算した。図 2-49 (a)～(c)はターゲットチャンバーから MANDALA までの側面図を表しており、ターゲットチャンバー壁

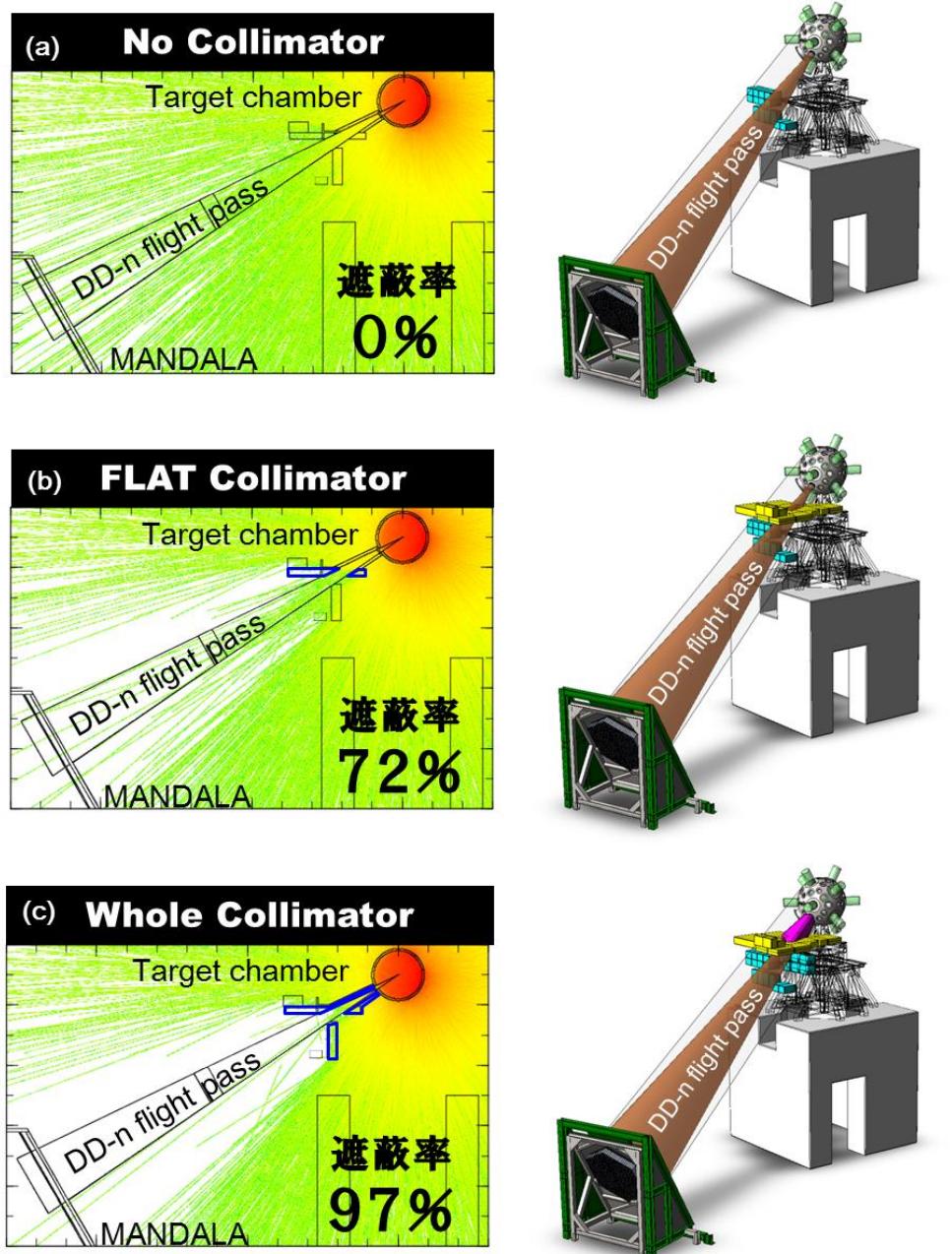


図 2-49 MC コード PHITS を用いて計算した光中性子の秘跡及び遮蔽率。(a)コリメーターなし, (b)FLAT コリメーター使用時, (c)全コリメーター使用時

から発生した光中性子の秘跡を表している。 (a)はコリメーターなし、(b)は FLAT コリメーターのみ使用時、(c)は全コリメーター使用時の様子を表しており、核融合中性子のフライトパスがクリアになっていく様子がわかる。本計算から、FLAT コリメーターのみ使用時で 72 %、全コリメーター使用時で 97% の遮蔽率が得られると見積もられた。したがって現状のレーザーエネルギー(1 kJ/1ps)では FLAT コリメーターのみで  $1 \times 10^6$  の中性子イールドの測定が可能になる。

#### 2.4.5 遮蔽効果の実験的検証

設計通りの光中性子遮蔽効果を得られるかどうかの検証のため、FLAT コリメーターを実際の高速点火実験に試験導入し、導入前のショットと導入後のショットの光中性子検出数を比較した。図 2-50 は実際に設置したコリメーターの図である。実験では標準的な高速点火ターゲット(Au コーン付 CD シェル)を使用し、爆縮レーザー(GEKKO-XII)のエネルギーは 2.3 kJ (on target)、加熱レーザー(LFEX)エネルギーは 790 J/1.2 ps (on target)で行われた。FLAT コリメーター導入前の MANDALA のショットデータ及び導入後のショットデータを図 2-51(a)(b)に示す。コリメーター導入前の光中性子検出数は 321 カウント、導入後は 87 カウントであり、これより遮蔽率に直すと、 $(72.8 \pm 8.4)\%$ と、設計通りの遮蔽効果が実証された。またコリメーター導入後は $\sim 10^6$  の DD 中性子のピークが見て取れる様になり、図 2-51(b)に示すショットにおける DD 中性子イールドが $(2.4 \pm 0.5) \times 10^6$  で決定された。

本実験により、中性子コリメーターが設計通りに機能すること、また中性子計測を実現するための光中性子遮蔽率の見積もりが妥当であったことが示された。以上より、残りの部分の TUBE コリメーターや WALL コリメーターの導入により 97 % の遮蔽率が得られる見込みがついた。現在、残りの部分のコリメーターを製作中であり、次期高速点火実験シリーズまでに完成予定である。

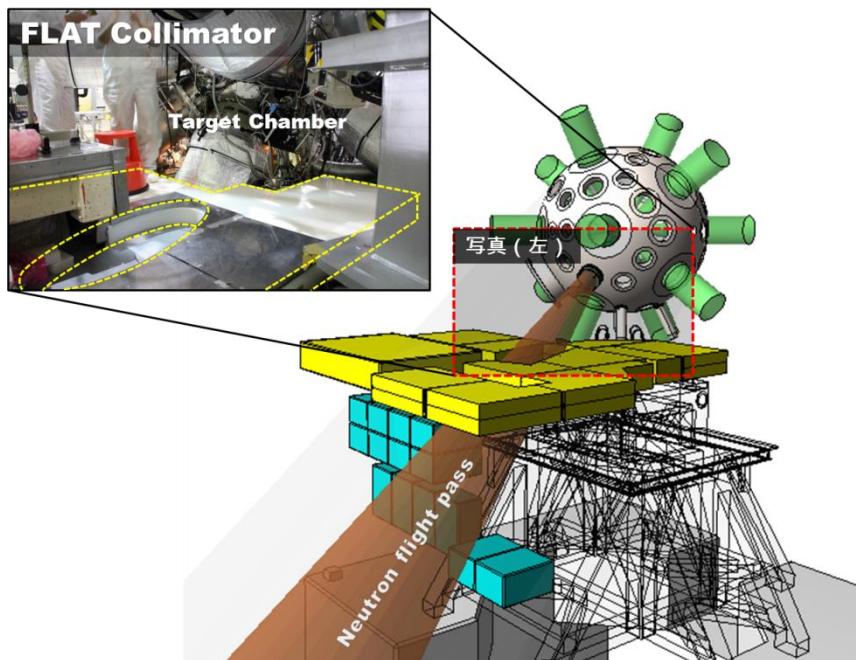


図 2-50 FLAT コリメータの設置図

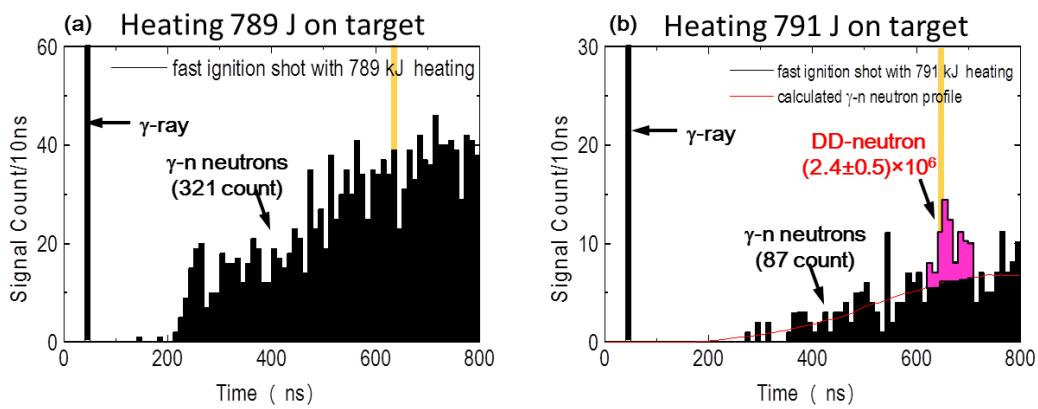


図 2-51 高速点火実験における FLAT コリメーター導入前後の MANDALA データの比較

## 2.4 節のまとめ

本項では、MANDALA へ入射する光中性子を選択的に遮蔽し、核融合中性子のみを計測器へ導く中性子コリメーターの設計について述べた。コリメーターを設計するにあたっては、実験施設内の光中性子発生量分布や、レーザーエネルギーの増強に伴う光中性子発生量の見通しを立てる必要があったため、モンテカルロシミュレーションを用いた計算を行った。

### (1) 光中性子の発生分布

モンテカルロコード MCNP5 を用いた電子、X 線(光子)及び中性子の輸送計算にの結果、ターゲットチャンバーが最も支配的な光中性子発生源であることが特定された。この事実から、中性子コリメーターを導入することで、光中性子のみを選択的に遮蔽できるという結論に至った。

### (2) 要求される遮蔽率の見積もり

同じく MCNP5 を用いてレーザーエネルギーの増加に伴う光中性子発生量の推移を計算し、MANDALA により実測された光中性子検出数と照らし合わせることで、現状及び将来の高速点火実験において必要とされる光中性子遮蔽率を見積もった。その結果、現状の加熱レーザーエネルギー(1 kJ)では、70 %、数年後に予定されている 2 kJ・5 kJ での加熱実験では 97 %、99.8 % の遮蔽率がそれぞれ必要であると見積もられた。

### (3) 中性子コリメーターの設計

ターゲットチャンバー壁から発生する光中性子を遮蔽し、ターゲットから発生する核融合中性子のみを通す中性子コリメーターを設計した。設置場所が様々な構造物で入り組んでおり、また他計測ポートの立体角に侵入してはいけない等の制約があるため、中性子コリメーターは 1 体ものではなく 4 部構成し、各種制約をクリアするよう配置した。コリメーターは、ターゲットチャンバーから MANDALA 検出部への光中性子の飛行経路を完全に遮断し、FLAT コリメーター使用時で 70 %、全コリメーター使用時で 97 % の光中性子遮蔽率が得られる設計となっている。

### (4) 遮蔽性能の実験的評価

FLAT コリメーターを高速点火実験に導入し、遮蔽性能の評価を行った。FLAT コリメーター導入前の光中性子検出数に対し、導入後の検出数は 27.2 % (遮蔽率にして 72.8 %) であり、設計通りの光中性子遮蔽が行えることを実証した。また FLAT コリメーター導入により、中性子イールド  $2 \times 10^6$  の DD 中性子の信号を確認できるようになったため、中性子計測を実現するための光中性子遮蔽率の見積もりも妥当であったといえる。以上より、コリメーター完全体が完成すれば、97 % のノイズ低減が実現し、追加熱レーザー 2 kJ を用いる現状の高速点火実験に於ける光中性子起因のバックグラウンドは問題にならないレベルになると考えられる。

## 2.5 多チャンネルゲートシステムの開発

### 2.5.1 はじめに

本項では多チャンネル中性子スペクトロメーター用のゲートシステムの開発について述べる。高強度 X 線の入射に伴う光電子増倍管の出力飽和を回避するためには、光電子増倍管にゲート機構を付加し、計測対象の中性子信号が検出される時刻の直前まで出力をオフにする方法が有効である。メカニカルシャッターやオプティカルシャッターを用いてシンチレーターの発光を遮断することも可能ではあるが、これらは時間応答がサブミリ秒と遅く、また高価である為、本計測には適さない。一方でゲート光電子増倍管は時間応答が数十ナノ秒のオーダーであり、また消光比も高いのが特徴である。また既存の光電子増倍管にもブリーダー回路を変更することでゲート機構を付加することが可能である為、MANDALA のような多チャンネル検出器のゲート機構としては最適である。ダイノード型光電子増倍管におけるゲート機構では、1 箇所あるいは複数箇所のダイノード間に一定の時間逆バイアスを印可することによって光電子の增幅を遮断する。図 2.52 は浜松ホトニクスのゲーティング回路付ソケットアッセンブリ C1392 の回路例である[1]。ゲート光電子増倍管では、通常のブリーダー回路に加えて特定のダイノードが独立した電源に接続されており、この電源を高速スイッチングすることでダイノードの電位を変化させる。同様の回路を MANDALA の検出器にも導入すれば、光電子増倍管の出力飽和問題は劇的に改善すると期待される。ただし、多チャンネル計測器へゲート機構を導入する為には、全チャネル同時にゲート駆動するシステム構成が必要である。特に MANDALA の場合は、960 個の検出器のダイノード間電圧を現実的な電流流量で制御しなければならず、また回路の作製コストや作業工程の効率も視野に入れた設計を行わなければならない。また市販のゲート光電子増倍管に多く用いられているゲート方式では、後に述べるように、過大光が入射した際にアフターパルスと呼ばれる疑似信号が多数出力されることが硬 X 線環境下での計測では問題となっており、アフターパルスの発生しないゲート回路を設計することが、本計測器のゲート

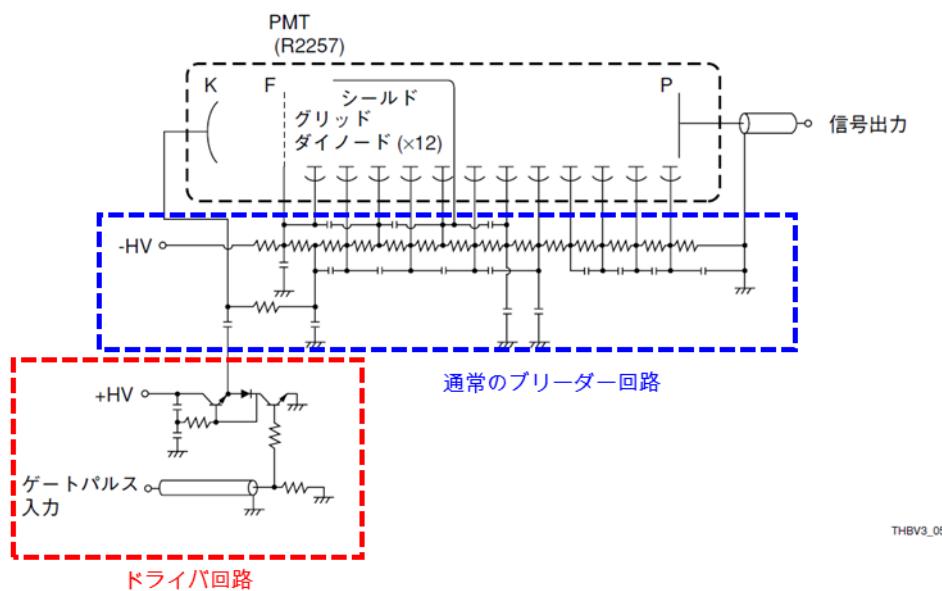


図 2.52 ダイノード型光電子増倍管のゲート回路例

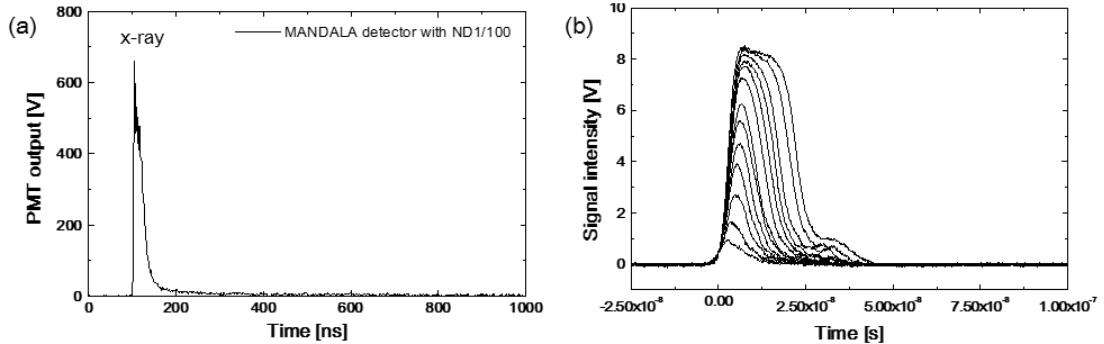


図 2.53 (a)高速点火実験における MANDALA の X 線信号レベルと(b)過大光入射時の光電子増倍管の出力飽和

化における重要な要素である。

### 2.5.2 ゲート性能の要求値

MANDALA を用いた Time-of-flight 計測では、X 線の入射時刻から 205 ns 後に DT 中性子、578 ns 後に DD 中性子が入射する。これらの核融合中性子を計測対象とした場合、ゲートによるゲイン回復時間が長くても 100 ns 以下であることが必要である。図 2.53(a)は ND フィルタを挿入した検出器を用いて測定した現状の高速点火実験で出力されるはずの信号強度を示している。実際の検出器は図 2.53(b)のように、過大光が入射すると光電子増倍管のピーク出力は 8 V で頭打ちになり、ダイノード間の空間電荷効果により横に間延びしていく。したがって実際の計測環境において図 2.53(a)のような硬 X 線による光電子増倍管の出力を飽和レベル以下に抑える為には、光電子増倍管の消光比(=出力 OFF 時の信号利得/出力 ON 時の信号利得)が  $10^{-2}$  以下であることが要求される。

### 2.5.3 アフターパルス

光電子増倍管でパルス計測を行う場合、信号に対応する出力パルスの後に疑似パルスが観測される場合がある。このような疑似パルスのことを総じて「アフターパルス」と呼ぶ。アフターパルスには信号パルス直後(数ナノ秒後)に発生する速い成分と数百 ns ~ 数  $\mu$ s にわたって発生する成分とがあり、各々原因は異なる。特に後者の遅い成分は中性子計測にとっては深刻なバックグラウンドとなる。早い成分の多くは、第一ダイノードでの弾性散乱電子によって起こるものである。一方遅い成分は光電子増倍管内部の残留ガスが電子との衝突によってイオン化され、イオンが時間をかけて前段ダイノードあるいは光電面に戻ること(イオンフィードバック)により、新たに多数の光電子を発生させるために起こる。特にカソード-第一ダイノード間や前段ダイノード付近で生じたイオンフィードバックによるアフターパルスは、信号の増倍率が高いために本来の信号パルスとの弁別が困難になる場合がある。一般に、カレントモード検出器では、シンチレータ起因の信号とアフターパルスの時間応答の違いから波形弁別が原理的に可能であるが、MANDALA のようなカウンティング計測器では、信号がある閾値を超えるか超えないかを認識するだけなので、波形弁別を行うことは難しい。また高速点火実験では、アフターパルスがカレントで流れるほど X 線強度が高いため、カレントモード検出器においてもアフターパルスの問題は深刻である。

### 2.5.4 ゲート方式の種類と特徴

光電子増倍管のゲート回路では、目的に応じてどの場所の電位をスイッチングするかを選択する必要がある。電位をスイッチする場所は主に以下 4 通りが考えられる。

#### 1. ブリーダー回路用の高圧直流電源をスイッチする

これは各ダイノードに電圧を印可する高圧電源の電源電圧そのものをスイッチする方法である。この方式では出力 OFF 時の信号利得が原理的にゼロになるため、消光比としては完璧である。しかし、この方式を実現するためには、キロボルトの電圧を高速でスイッチングする必要があり、ナノ秒スケールの電圧立ち上がりを得る為には、ブリーダー回路全体のインピーダンスを  $50\Omega$  程度に納めなければならない。これでは回路を流れる電流流量が検出器当たり数十アンペアにもなるため、高速応答を要する場合にはこの方式は現実的ではない。

#### 2. フォトカソードの電位をスイッチする

フォトカソードをスイッチする方式は、カソード面で発生する光電子をカソードに引き戻す為、極めて高い消光比( $>10^{-6}$ )が得られる一方で、カソード面のバイアルカリは厚さ数ナノメートルの蒸着面である為、電気抵抗及び寄生容量が高く( $10^6\Omega$ 、 $10^{-6}\text{F}$  程度)、電位を変化させるのにミリ秒単位の時間がかかる。

#### 3. 第一ダイノードの電位をスイッチする(一段方式)

第一・第二ダイノード( $d_1-d_2$ )間の印可電圧は  $50V \sim 80V$  程度しかない為、ここを逆バイアスする方式が最も簡単である。この方式は時間応答特性も良いが、第一ダイノードから第 3 ダイノードへ加速する二次電子を遮断することができない為、消光比はあまり高くない。このため、一般には 4. の複数ダイノードのスイッチング方式が採用される。また  $d_1-d_2$  間をスイッチする方式では、フォトカソード・第一ダイノード( $k-d_1$ )間が常に順バイアスである為、ここで生じたイオンフィードバックによるアフターパルスの生成を防ぐことができない。一方で、 $k-d_1$  間をスイッチする方法では原理的に光電子をすべてカソードに引き戻すことができる為、アフターパルスの生成を抑えることができる。ただし、 $k-d_1$  間は通常  $200 \sim 300V$  の電圧が印可される為、この電位差をスイッチするような高圧スイッチング回路は一般に応答が遅い。

#### 4. 複数のダイノードの電位をスイッチする(多段方式)

$d_1-d_2$  間のスイッチングに加えて  $d_3-d_4$  ダイノード間、 $d_5-d_6$  ダイノード間など複数箇所の同時スイッチングにより高い消光比を得る( $<10^{-6}$ )。時間応答も良く、ゲート性能としては最も良いが、唯一の欠点は回路構成が複雑になることであり、多チャンネル計測器にとっては避けたい方式である。

以上より、本計測器のゲート方式としては、第一ダイノードの電位をスイッチする方式が最適であると考えられる為、 $d_1-d_2$  間、 $k-d_1$  間をスイッチするゲート回路をそれぞれ MADNALA 検出器に適用し、消光比および時間応答の比較を行った。回路の設計を行うにあたっては、回路シミュレーター LTspice(IV) を用いた。LTspice は Linear Technology 社が無料公開している SPICE(Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis)コードであり、一般的な受動素子(抵抗、コンデンサーなど)、能動素子

(ダイオード、トランジスタなど)と伝送線路、各種電源を組み合わせた回路に対して過渡解析、直流解析、小信号交流解析、雑音解析などが可能である。また LTspice は様々な市販の素子に関して、その動作特性を表す SPICE モデルが公開されており、現実性の高いシミュレーション計算が可能である。

### 2.5.5 $d_1-d_2$ スイッチング回路

図 2.54 は MANDALA 検出器に使用されている光電子増倍管 Thorn EMI 9902KBT に適用した  $d_1-d_2$  ゲート回路の回路図である。この回路は、第一ダイノードが第二ダイノードの電位よりも高いところに接続されており、 $d_1-d_2$  間に 10 V 程度の逆バイアスが供給されている。このためゲート未入力時の出力は常に OFF になっている。この時、ドライバ回路の A 点は直流電源 V3 と等電位 (+100 ~ 150 V 程度) である。ここで、ゲート入力端子 V2 に +3 ~ 5 V のパルスを入力すると、トランジスタ Q2 がターンオンになり、A 点の電位はグランド (GND) に等しくなる。A 点の電位降下はコンデンサ C18 を介して第一ダイノードにも伝わり、 $d_1-d_2$  間は順バイアスになる。これによってゲートパルスの入力期間中、光電子増倍管の出力を ON にする。ドライバ回路に用いるトランジスタ Q1, Q2 は、高耐圧でトランジション周波数の高いもの (100MHz 以上) を使用する。またその他の素子についても、高耐圧で高周波特性の良い金属皮膜抵抗、セラミックコンデンサを使用するのが望ましい。R13 はトランジスタ Q2 のベース電流を安定させるために必要であり、R21 は外来ノイズによりトランジスタが ON してしまうことを防ぐ役割をしている。ドライバ回路とブリーダ回路を接続しているコンデンサ C18 の容量は、C18 の結合回路の時定数がスイッチングの応答時間に対して十分長くなるように設定する。

図 2.55 は LT-spice(IV)によるゲート入力時の  $d_1-d_2$  間電圧の時間推移の計算結果と実際に作製した回路の測定結果である。図 2.55(a)より、光電子増倍管 9902KBT にゲート回路を適用した場合、シミュレーション結果では時刻 0 s のゲートパルス入力に対して、30 ns 程度のターンオン時間が得られることが分かった。このターンオン時間には、トランジスタ固有の動作遅延時間  $t_d$  が 8 ns 程度、立ち上がり時

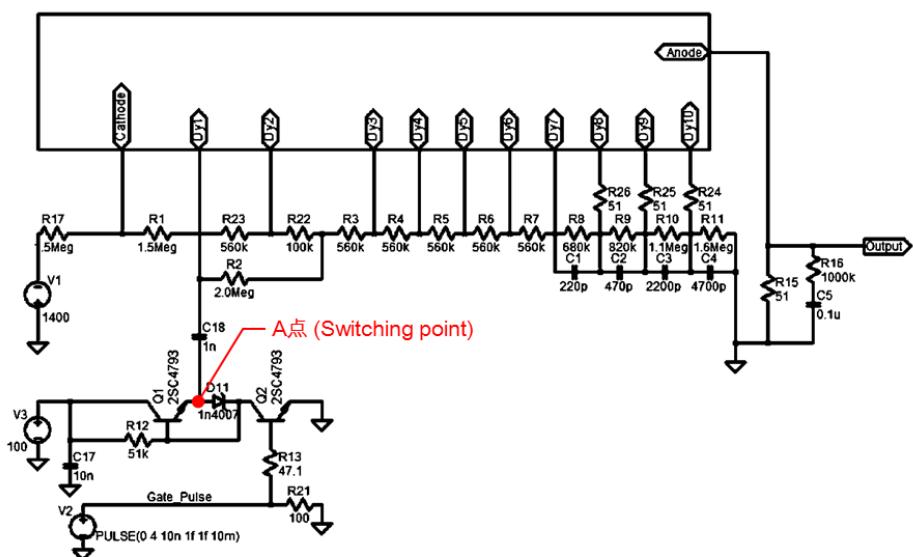


図 2.54  $d_1-d_2$  スイッチング方式を採用した 9902KBT 用ゲート回路

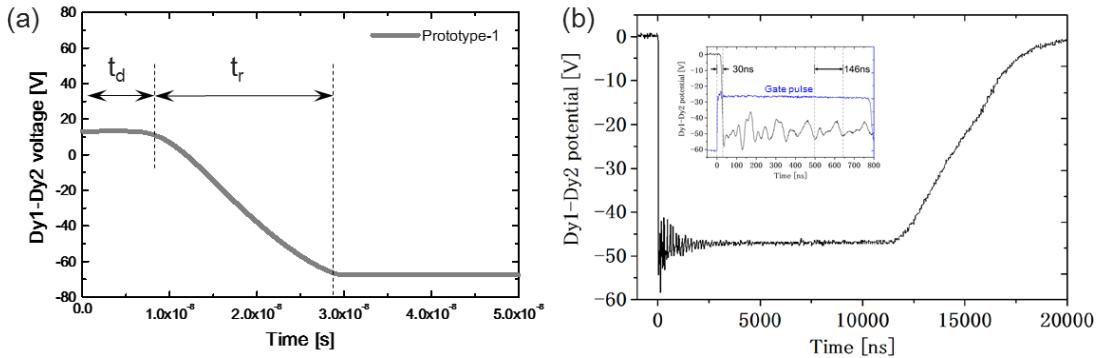


図 2.55 (a) LTspice(IV)によるゲート入力時の  $d_1-d_2$  電圧の時間推移の計算結果と(b)作製した回路の測定結果

間  $t_r$  が 22 ns 程度含まれている。実際に作製した回路においても、ターンオン時間は 30 ns 程度であり、計算結果をよく再現した(図 2.55(b))。図 2.56 は LED ライトパルサーを用いて測定した  $d_1-d_2$  ゲート回路を適用した 9902KBT のゲイン回復曲線の測定結果である。図 2.56(a)に示すように、MANDAL A に用いるシンチレーターと同じ 420 nm の発光波長をもつ LED を一定の輝度でパルス発光させ、発光のタイミングを変えながらアノードの信号強度をオシロスコープで観測することで、図 2.56(b)のゲイン曲線を得た。図 2.55(b)からわかるように、 $d_1-d_2$  間電圧は立ち上がりから約 2  $\mu$ s にわたって 6.8 MHz(周期 146 ns)のスイッチングノイズが発生しているが、図 2.56(b)のように、測定されたゲインは安定しており、この程度のスイッチングノイズは問題にならないと考えられる。また図 2.56(b)から  $d_1-d_2$  間電圧単独のスイッチングで得られる消光比は  $2 \times 10^{-2}$  であり、要求される  $1 \times 10^{-2}$  に 2 倍ほど届かなかった。この方式で十分な消光比を得る為には、多段方式にしなければならない。

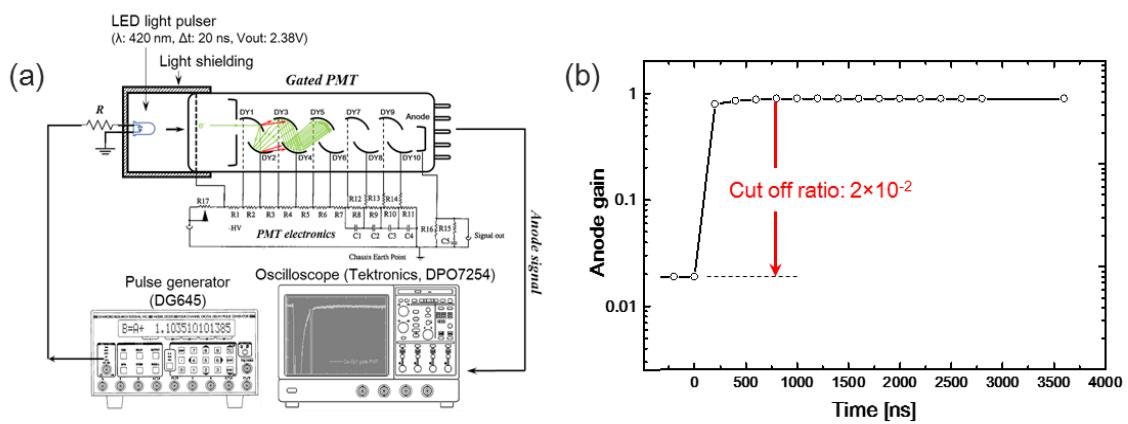


図 2.56 (a)LED ライトパルサーを用いた  $d_1-d_2$  ゲート光電子増倍管のゲイン測定実験の概要と(b)測定結果

### 2.5.6 k-d<sub>1</sub>スイッチング回路

図 2.57 は k-d<sub>1</sub>スイッチング方式を採用した 9902KBT 用ゲート回路の回路図である。基本的なゲートの動作原理は d<sub>1</sub>-d<sub>2</sub> スイッチング方式と同じであるが、異なる点は d<sub>1</sub>-d<sub>2</sub> スイッチング回路では、第一ダイノードを高い電位から低い電位にスイッチするのに対し、k-d<sub>1</sub>スイッチングでは第一ダイノードを低い電位から高い電位にスイッチすることである。このため、k-d<sub>1</sub>スイッチング方式で用いるドライバ回路の極性も正（ポジティブ）でなければならない。そこで著者らは NPN トランジスタと PNP トランジスタを組み合わせたドライバ回路を作製した。この回路では、はじめ A 点は GND と等電位である。ゲートパルスを入力すると、NPN トランジスタ Q2、PNP トランジスタ Q1、が順次ターンオンし、直流電源 V3 から抵抗器 R29 へ電流が供給される。これによって A 点の電位は上昇し、V3 と等電位になる。このような正極性のドライバ回路では抵抗器を介して正の電位差を作る必要があることから、負極性のドライバ回路に比べて高インピーダンスになり、ゲートパルス入力時にスイッチングノイズが発生しやすい。また k-d<sub>1</sub>間は印可電圧が 250 V 程度と高いため、d<sub>1</sub>-d<sub>2</sub> スイッチング方式に比べて 4-5 倍高い電圧をスイッチングする必要がある。これもスイッチングノイズを深刻化させる要因となる。そこで図 2.57 の回路では、C17 及び R3、R12 がローパスフィルタになっており、電気容量あるいは抵抗値を調整することでゲート電圧の立ち上がり時間を長くし、スイッチングノイズを軽減できるようになっている。図 2.58 は k-d<sub>1</sub>スイッチング回路における(a)A 点の電位および(b)9902KBT のゲイン回復曲線の測定結果であり、R3 の抵抗値を 1 kΩ、3.9 kΩ、6.8 kΩ、10 kΩ、33 kΩ にした場合の比較を示している。ただし、図 2.58(a)の A 点電位の測定では、電圧がオシロスコープの測定レンジに収まるように電源 V3 の電圧を定格よりも下げる測定を行った。図 2.58 から明らかなよう

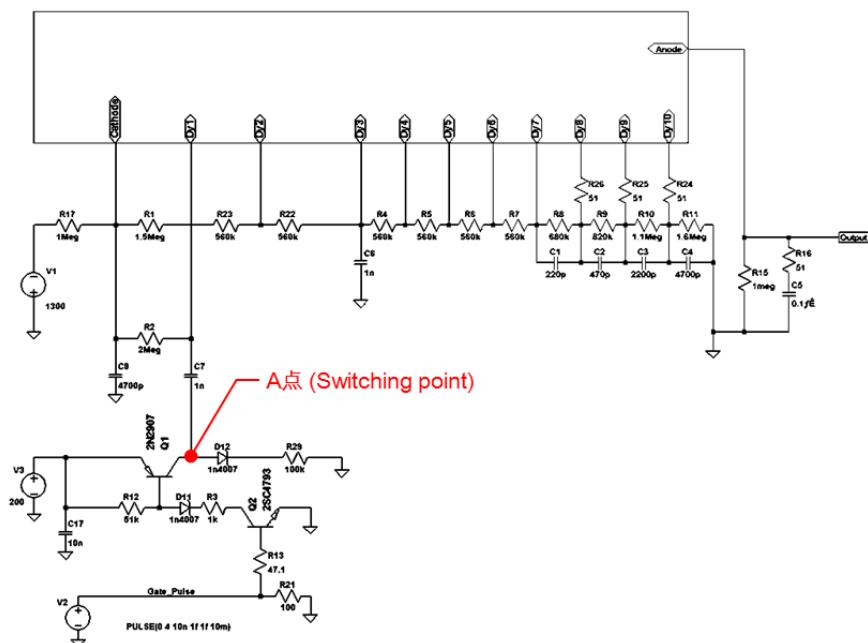
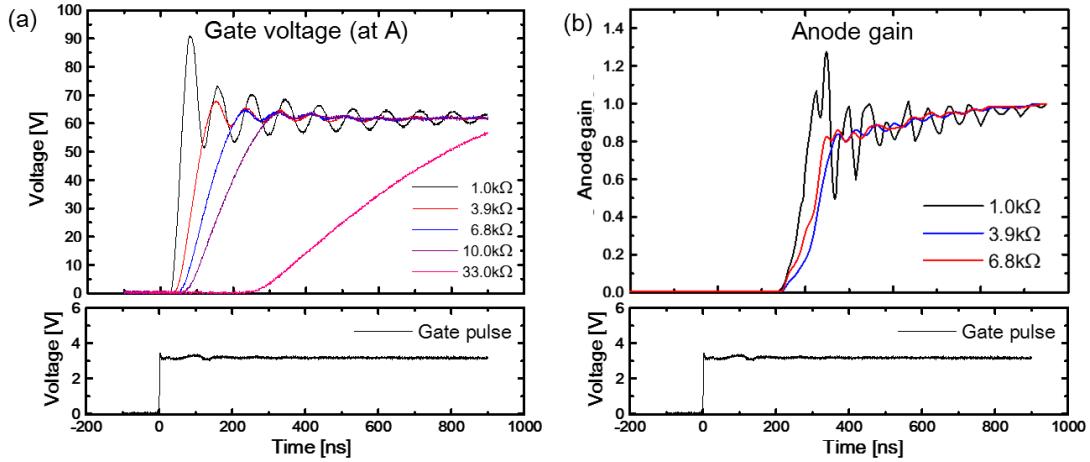
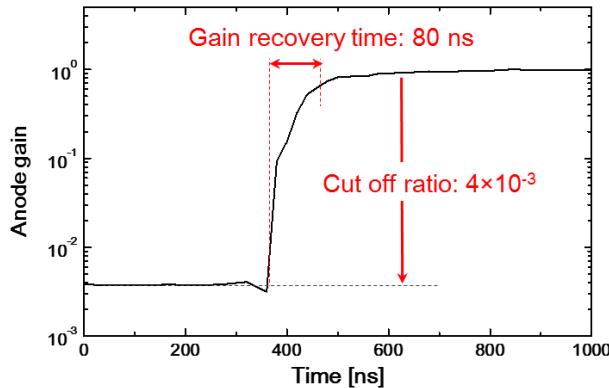


図 2. 57 k-d<sub>1</sub>スイッチング方式を採用した 9902KBT 用ゲート回路

図 2.58 k-d<sub>1</sub> スイッチング回路の(a)ゲート電圧と(b)ゲイン回復時間の測定結果

に、電位の立ち上がりが速い場合は激しいスイッチングノイズが発生し、これに伴ってゲインが揺れているのがわかる。一方で R<sub>3</sub> の抵抗値を大きくし、立ち上がり時間を 80 ns 以上に延ばせばゲインのリンギングはほとんど問題にならないレベルになることが分かった。ゲート電圧の立ち上がり時間とスイッチングノイズの両方の観点から、R<sub>3</sub> の抵抗値は 3.9 kΩ が最適であると判断した。図 2.59 は R<sub>3</sub> を 3.9 kΩ にした時のゲイン回復曲線である。立ち上がり時間は 80 ns であり、消光比  $4 \times 10^{-3}$  を達成した。

また k-d<sub>1</sub> スイッチング方式はアフターパルスの抑制においても効果的であることが示された。図 2.60 は過大光が光電面に入射した際の(a) d<sub>1</sub>-d<sub>2</sub> ゲート光電子増倍管及び(b) k-d<sub>1</sub> ゲート光電子増倍管のアフターパルスの比較である。測定方法は図 2.56 と同様に、波長 420 nm、パルス幅 2 0 ns の LED 発光による光電子増倍管の出力をオシロスコープで観測した。ただしここでは、標準の光電子増倍管が電荷枯渇を起こすほどの強力な LED 発光量で測定を行った。d<sub>1</sub>-d<sub>2</sub> ゲート光

図 2.59 R<sub>3</sub> : 3.9 kΩ の時のゲイン回復時間

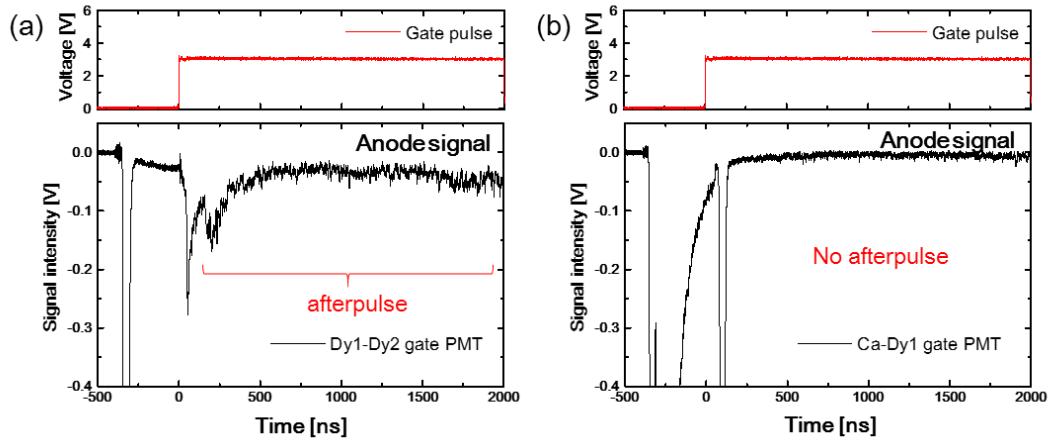


図 2. 60 過大光入射時の(a)  $d_1-d_2$  ゲート光電子増倍管及び(b)  $k-d_1$  ゲート光電子増倍管におけるアフターパルスの比較

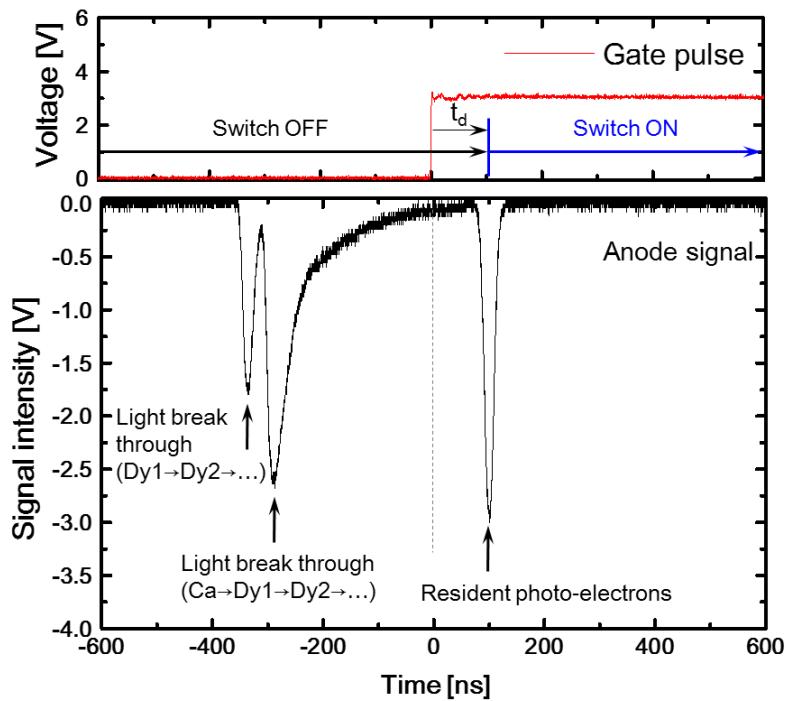


図 2. 61 過大光入射時の  $k-d_1$  ゲート光電子増倍管の時間応答

電子増倍管では出力が ON になった途端に多量のアフターパルスがカレントレベルで発生しており、MANDALA の閾値レベルを優に超えてしまっている。一方で  $k-d_1$  ゲート光電子増倍管は出力 ON の瞬間に一度強いパルスが発生するが、それ以後アフターパルスは一切発生しない。 $k-d_1$  ゲート光電子増倍管について時間応答をより詳細に調べた結果が図 2.61 である。出力 OFF の間にみられる信号は LED からの入射光のうち、カソードを透過して第一ダイノードで光電子を

生成した光子による信号がまず始めに現れ、続いて通常通りカソードで光電子を生成した光子による信号が現れる。これらの“漏れ信号”は  $d_1-d_2$  ゲート光電子増倍管で観測されるものに比べて時間幅が長い。これは、現状の回路ではオフ時の  $k-d_1$  間の電位差がゼロである為、空間電荷効果が起こりやすくなつたと考えられる。そのため、空間電荷効果によって  $k-d_1$  間に滞留していた低エネルギーの電子が出力 ON と同時に一斉に加速しながら第一ダイノードに衝突し、二次電子を発生させてできる信号がゲートパルス入力直後の強い信号である。このゲートパルス直後の信号は光電子増倍管中のトランジット時間 (30 ns) で減衰する為、それ以降の時間は問題にならない。またこれらの信号は  $k-d_1$  間に逆バイアスを印可することによってある程度改善が可能であると考えられる。

### 2.5.7 多チャンネルゲートシステムの構成

図 2.62 に多チャンネルゲートシステムの概要を示す。MANALA960 チャネルの検出器すべてを現実的な電流量でゲートする為、図のような構成となっている。レーザーに同期したトリガー信号に対して適切な遅延をつけてゲートパルスを入力する。 $+5V$  のゲートパルスから 960 チャンネル並列で  $+200V$  のゲートパルスを送る回路モジュールを設計し、これから全チャネル同時に電位のスイッチングを行う。各チャネルはひとつあるいは数個のドライバ回路から図 2.63 のようにコンデンサ結合を介して並列化されている。C18 を流れる電流は数  $\mu A$  程度であるため、ここを並列化することで電力消費量を最小限にした。

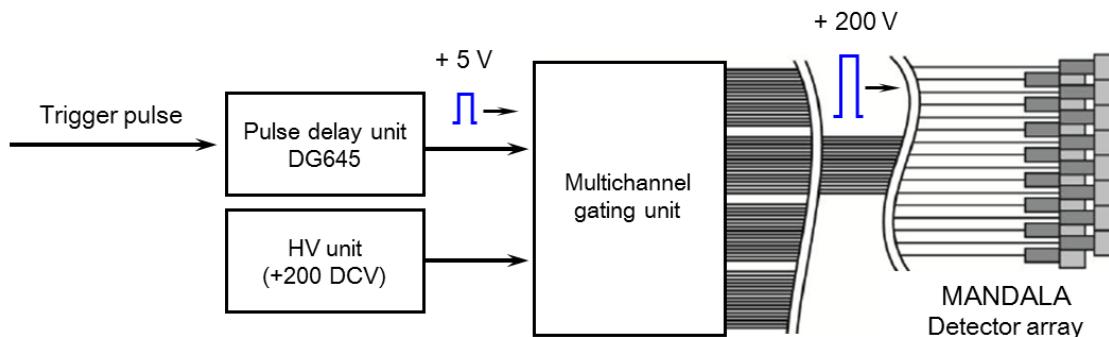


図 2. 62 多チャンネルゲートシステムの概要

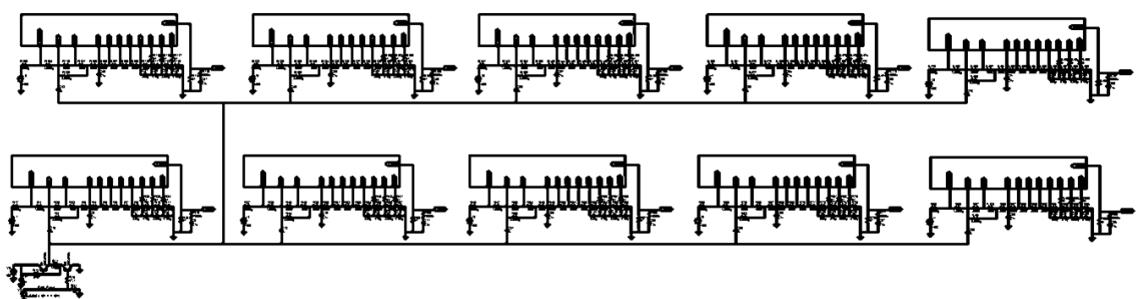


図 2. 63 多チャンネル並列化した時の回路イメージ

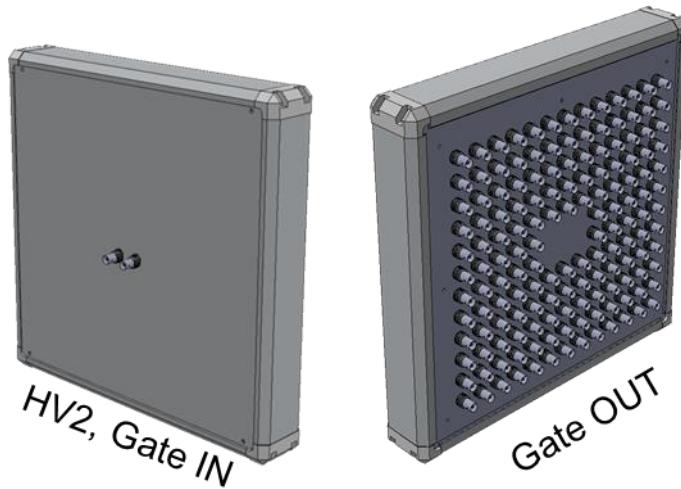


図 2. 64 多チャンネルゲートモジュールの概要

### 2.5.8 高速点火実験での動作試験

図 2.65 は高速点火実験において著者が開発した  $k\text{-}d_1$  ゲート光電子増倍管を前項の多チャンネルゲートモジュールで駆動したゲートシステム全体の動作試験をおこなった結果である。200V 程度のピーク強度に相当する硬 X 線の信号に対し、ゲート光電子増倍管のピーク出力は3V 程度あり、光電子増倍管の飽和レベルに対して十分低いレベルに抑えることに成功した。またゲートパルス入力後は 80ns で出力が ON になり、本来観測されるべき信号をきちんと出力しているのが確認された。これより、MANDALA のような多チャンネル検出器においてもゲート機構の付加が可能であり、要求値を満たす立ち上がり時間、消光比を得られることが示された。

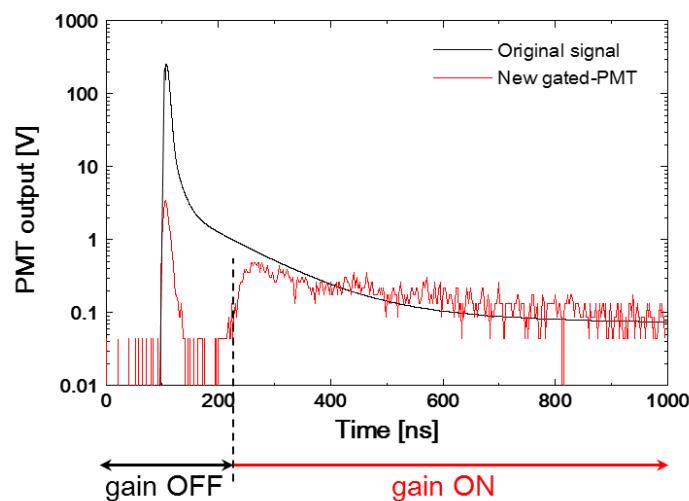


図 2. 65 高速点火実験に於ける多チャンネルゲートシステムを用いた  $k\text{-}d_1$  ゲート光電子増倍管の応答

### 2.5.8 2.5 節のまとめ

本節では MANDALA 用の多チャンネルゲートシステムの開発について述べた。高速点火実験で要求される MANDALA のゲート性能は、立ち上がり時間 100ns、消光比  $10^{-2}$  以上であり、過大光入射時のアフターパルスの発生が問題にならないことである。これに対し著者らは  $k \cdot d_1$  間電圧をスイッチングするゲート方式を採用し、MANDALA に用いられている光電子増倍管 9902KBT に対してこれらの要求を満たすゲート回路の設計が完了した。著者らの開発したゲート回路は立ち上がり時間 80 ns、消光比  $4 \times 10^{-3}$  であり、アフターパルスは観測されないほど低いレベルに抑えることに成功した。また多チャンネルゲートシステムの設計が完了し、実際の高速点火実験に於いてシステム全体の動作試験が完了した。

## 第 2 章のまとめ

本章では多チャンネル中性子スペクトロメーターの硬 X 線対策について述べた。高強度 X 線が入射する高速点火のような状況では、シンチレーターの Afterglow、光核反応中性子によるバックグラウンド信号、光電子増倍管の出力飽和が問題となるため、著者らはそれぞれの問題に対する対処法としては、(1)低 afterglow シンチレーターの開発、(2)光電子増倍管のゲート機構の導入、(3)光中性子を選択的に遮蔽するコリメータの開発を行った。(1)については、酸素ドープにより長寿命発光を抑制した液体シンチレーターを開発し、発光色素濃度や溶媒の最適化を行い、残光成分を既存の高速プラスチックシンチレーターの 1/10 以下に低減することに成功した。(2)については、既存の光電子増倍管にゲート機構を付加するゲート回路ユニットの開発に取り組み、従来型(市販品)のゲート回路で問題になっていたアフターパルスの発生しないゲート機構の開発に成功した。また中性子検出器 960 チャンネルに同時にゲートをかけるエレクトロニクス全体の設計が完了した。(3)については、ターゲットチャンバー等の構造物から 2 次的に発生する中性子の発生量やその分布をモンテカルロシミュレーション等を用いて明らかにし、中性子コリメータを導入することでこれらの 2 次中性子の選択的遮蔽に成功した。一連の開発で、現状の高速点火実験で求められる計測性能を満たす要素技術の開発が完了した。

## 参考文献

- [1] H. Azechi, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **55**, 945 (1989)
- [2] D.R. Kania, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **53**, 1988 (1988)
- [3] J. P. Garconnet, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4871 (1992)
- [4] P. A. Jaanimagi, *et al.*, Nucl. Instrum. Method A **335**, 547 (1993)
- [5] H. Brysk, *et al.*, Plasma Phys. **15**, 6522 (1987)
- [6] R. L. McCrory, *et al.*, Nature **335**, 225 (1988)
- [7] L. M. Hively, *et al.*, Nuclear Dusion, **17**, 873-876 (1977)
- [8] R. Lauck *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 989 (2009)
- [9] T. Nagai *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **50**, 080208 (2011)
- [10] 石河 寛昭「最新液体シンチレーション測定法」前日本原子力研究所
- [11] 林 太郎「酸素の化学」共立出版
- [12] N. J. Turro, “*Modern Molecular Photochemistry*”, W. A. Benjamin, New York, 1978
- [13] J. Keizer, J. Am. Chem. Soc. **105**, 1494-1498, (1983)
- [14] C. Ronda, “*Luminescence Laser-Dyes*”, LAMBDA PHYSIK, (1986)
- [15] Y. Arikawa, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 10D909 (2012)
- [16] S. C. Wilks, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992)
- [17] F. N. Begs, *et al.*, Phys. Plasmas, **4**, 447 (1997)
- [18] N. Tanimoto, *et al.*,
- [19] Z. Zhang, *et al.*, Proceeding of RPHDM (2012)
- [20] K. Niita, *et. al.*, JAEA-Data/Code 2010-022, (2010)

## 第3章 重水素化球殻燃料の内面レーザー照射による中性子発生

### 3.1 はじめに

これまでに述べてきた核融合プラズマ診断用中性子計測器の開発においては、計測器の感度較正やエネルギー分解能の評価が不可欠である。これには実際の核融合実験と同等かそれ以上の中性子イールドを出せる中性子発生法が必要であり、また実際の爆縮プラズマと同様の大きさ( $\sim 100 \mu\text{m}$ )をもつ点中性子源であることが求められる。近年は TOF 計測器に限らず、高密度爆縮プラズマからの中性子発生の空間分布を観測するための 2 次元中性子画像計測器なども開発が進められており、こうした中性子画像計測器の評価試験においては特に点中性子源であることが重要である。爆縮による核融合中性子生成の問題点は、①球対称照射なレーザー配位を必要とし、実験可能な環境が極めて少ないとこと、②爆縮のほんのわずかな非対称性が数桁の中性子イールドの差に転じることの 2 点あり、現状では測定データに関して十分な統計数を得ることが難しい。そこで本章では、特殊なレーザー配位を必要とせず、安定して高イールドな核融合中性子を発生させる方法として、球殻燃料への内面レーザー照射法について述べる。

### 3.2 内面照射方式の概要

固体燃料に高強度レーザーを照射すると、燃料表面のアブレーションによって高速のプラズマ( $\sim 10^8 \text{ cm/s}$ )が噴き出す。爆縮はこの反作用を利用して燃料を圧縮する推進力を得るが(図 3-1(a))、この発想を転換して球殻燃料の内面にレーザーを照射すると、高温のアブレーションプラズマ同士を球殻内部で直接衝突させることができる(図 3-1(b))。核融合反応率は反応核のエネルギーに強い正の相関があるため、数十 keV のエネルギーを持つアブレーションプラズマ同士の衝突による核融合反応は DD 反応においても DT 反応においても効率が良い。図 3.2 は 1 次元流体シミュレーションによる爆縮方式(a)と内面照射方式(b)のプラズマ膨張の比較である。いずれもターゲットは直径  $500 \mu\text{m}$ 、厚み  $7 \mu\text{m}$  の CD シェルであり、ともに  $2.4 \text{ kJ}$ 、波長  $1 \mu\text{m}$  のレーザーをジェル全体に一様に入射させた。アブレーシ

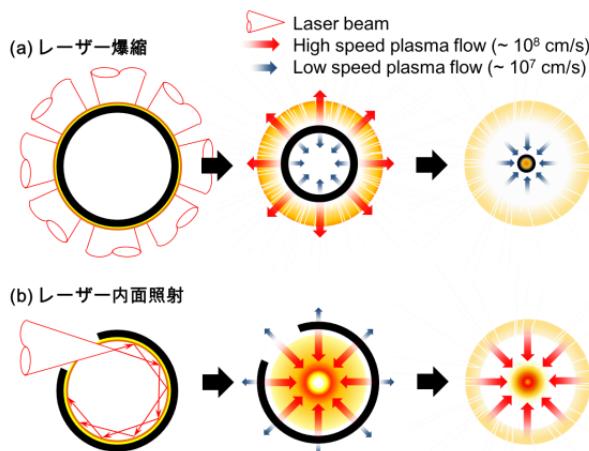


図 3.1 爆縮方式と内面照射方式の模式図

ヨンの反作用で内側のプラズマを加速する爆縮方式では、燃料内側へ圧縮されるプラズマの速度が  $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$  程度(0.9 keV 程度)であるのに対し、シェル内壁でアブレーションを起こす内面照射方式では、 $0.5 \sim 2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ (7~15 keV)もの速度を持つプラズマが生成している。これにより、完全な球対称系では、図 3.3 のように燃料中心部に 10 keV 以上の高温かつ比較的高密度( $0.1 \text{ g/cc}$  程度)のコアを生成することができる。この内面照射方式は大道らによって先行研究が行われており、最大  $10^8 \text{ n/shot}$  の DD 中性子発生が確認されている[1-4]。内面照射法に於いて高温高密度なコアプラズマを生成する為には、シェル内面全体からの球心的なプラズマ膨張を起こす必要があり、シェル内面を一様に加熱することが求められる。先行研究では、複数方向からのレーザー照射によってシェル内面の一様加熱を試みている。大道らが用いた  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  のレーザー強度では、レーザー照射面でのレーザー吸収率が比較的高いため、シェル内面を均一に加熱する為には爆縮同様、複数方向からのレーザー照射が不可欠である。これに対し、著者らは照射面における反射率の高いレーザー強度( $10^{16-17} \text{ W/cm}^2$ )を用いることによってレーザー光をシェル内面で多重反射させ、一方向からのレーザー照射でもシェル内面を比較的一様に加熱できると考えた。

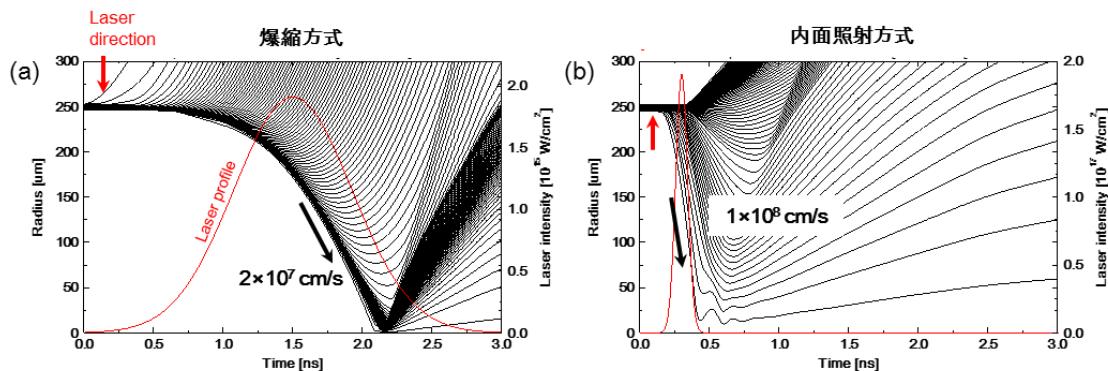


図 3.2 1 次元流体シミュレーションによる典型的な爆縮方式(a)と内面照射方式(b)のプラズマ膨張の比較。いずれもターゲットは直径 500  $\mu\text{m}$ 、厚み 7  $\mu\text{m}$  の CD シェル。

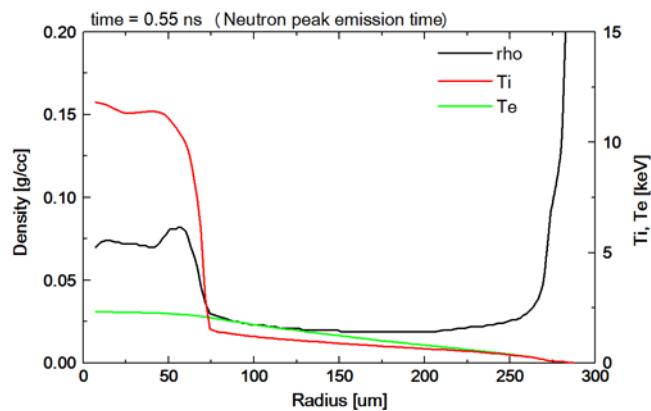


図 3.3 内面照射による中性子ピーク時刻におけるイオン・電子温度分布及び密度分布

次に本方式で重要となる点を挙げる。

#### (1) $10^{16\text{-}17}\text{ W/cm}^2$ のレーザー強度域におけるレーザープラズマ相互作用

レーザー強度  $\times$  (波長) $^2$  が  $10^{16\text{-}17}\text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$  の領域は古典吸収が低減し、 $J \times B$  加熱がはじめる領域である。この領域はレーザー吸収率の谷間にあたり、これより高強度あるいは低強度の領域に比べ、レーザー吸収率が低い[5]。このことを利用して本方式では燃料球内部でレーザーを多重反射させる。これにより、一方向照射でも燃料全体を加熱することが可能になり、高温ホットスポットを生成することができると考えられる。

#### (2) コーンターゲットを通したレーザー光の燃料球内部への導入

本方式は加熱レーザーをコーン付き燃料球の内部に直接導入するため、先端部に穴が空いたコーンターゲットを用い、加熱レーザーはコーン先端部付近で一旦集光させてから燃料球内面に照射される。コーン先端部の穴は加熱によるプラズマ生成、膨張により、一定時間後にはプラズマで埋まり、加熱レーザー光が閉じてしまう懸念がある。コーン先端部の穴の直径を大きくするとシェルの表面積に占める穴の割合が増え、レーザー吸収率の低下やプラズマ噴出の一様性を損なう。したがってレーザー光導入の穴は必要最小限の大きさにとどめる必要がある。この点について、我々は大阪大学激光 XII 号 100ps パルスで先端部径  $150\mu\text{m}$  のコーンを用いたコーン付 CD シェル内面加熱の予備実験を行い、内部に導入されず、コーン外側に戻ってくる光をカロリーメーターで測定した結果、戻ってくる光は入射レーザーの 7%程度であり、残り 90%以上はコーン先端部の穴を通して燃料球内部に導入されていることが解った。また、この予備実験の結果は戻り光によるレーザー光学系へのダメージの懸念を払拭するものである。

#### (3) 発生する高速電子による燃料球内面の一様加熱

レーザー光のシェル内部における多重反射に加え、レーザー強度が  $10^{18}\text{ W/cm}^2$  領域になると  $J \times B$  加熱で発生する高速電子によるシェル加熱が重要になる。高速電子によるシェルの加熱については発生する高速電子のエネルギースペクトルに大きく依存するため、高速電子のエネルギースペクトル、及び発生量、高速電子の空間的な一様性が重要になる。高速電子による加熱の一様性は Cu をコーティングした CD シェルを用いて  $K\alpha$  発光の空間分布を測定することで評価することが可能である。

#### (4) 高密度プラズマの生成

慣性核融合において高イールドの中性子を生成するためには、プラズマ温度に加えて高密度プラズマを生成することも重要である。内面照射法は高温プラズマ生成の観点では有効であるが、高密度プラズマ生成の観点では爆縮に比べて圧倒的に劣る。レーザー核融合では、噴き出した対向あるいは並行プラズマ同士が初期運動エネルギーを保ったまま衝突して核融合反応に至る「ビーム核融合」と、熱平衡状態のプラズマ中で起こる「熱核融合」の 2 種類に大別できる。前者はプラズマの大きさに対する重水素イオンの平均自由行程が同程度かそれ以上の比較的低密度なプラズマに於いて支配的で、後者は、プラズマサイズよりも重水素イオンの平均自由行

程が十分小さい場合に支配的に起こる。C-D、D-D イオンの弾性散乱断面積は核融合断面積に比べてはるかに大きく、前者のような低密度プラズマでは弾性散乱によりエネルギーをわずかでも失った重水素イオンは核融合反応にほとんど寄与しない。この為、一般にビーム核融合の効率は高くない。一方で、後者は噴き出すプラズマの圧力によって高密度プラズマが一定時間維持され、その中のイオン同士が弾性散乱を繰り返すことでエネルギーの再分配が行われる為、散乱によって失われたイオンのエネルギーが損失にならない。このため内面照射法においても重水素イオンを熱化させるのに十分な密度を達成できれば、高イールドな中性子発生が期待できる。

### 3.2.1 レーザーの吸収過程と吸収率

レーザー光が固体に入射すると、レーザーの電界で振られたる電子が周囲のイオンと衝突を起こし、レーザーエネルギー ⇒ 電子 ⇒ イオンへとエネルギーが吸収される。この吸収過程はレーザープラズマ相互作用における最も基本的な古典(衝突)吸収過程であり、制動放射の逆過程であることから逆制動放射吸収と呼ばれる。固体表面にはレーザー入射方向に対して電子密度が指數関数的に減少するプラズマが生成し、レーザー光はプラズマ中を伝搬しながら電子にエネルギーを付与し、臨界密度点で反射される。ここでは、レーザー光の逆制動放射吸収によるエネルギー吸収率を導出する。

電場  $E$  のレーザー光がプラズマに入射するとき、電子の運動方程式は次式で表される。

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\mathbf{E} - m_e v_{ei} \mathbf{v} \quad (3-1)$$

ここで  $\mathbf{v}$  は電子速度、 $v_{ei}$  は電子とイオンの衝突周波数であり、次式で表される。

$$v_{ei} = \frac{Z^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{3(2\pi k T_e)^{3/2} \epsilon_0^2 m_e^{1/2}} \quad (3-2)$$

ここで  $Z$  はイオン価数、 $n_i$  はイオン密度、 $\ln \Lambda$  はクーロン対数、 $T_e$  は電子温度、 $\epsilon_0$  は真空誘電率である。レーザー電界に振られる電子の運動に対してイオンの運動は速度が遅いため、電流  $j$  は電子の運動のみで書き表すことができる。

$$\mathbf{j} = -n_e e \mathbf{v} = \sigma \mathbf{E} \quad (3-3)$$

ここではプラズマ中の電気伝導率である。レーザーの電場が  $\mathbf{E} = E \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$  で変化しているとすると、式(3-1)は次式で書き表される。ただし、 $\mathbf{k}$  は波数ベクトル、 $\mathbf{r}$  は位置ベクトルである。

$$m_e \left( \frac{d\mathbf{v}}{dt} + v_{ei} \mathbf{v} \right) = -e E \exp(-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (3-4)$$

これを  $\mathbf{v}$  について解くと、

$$\mathbf{v} = -\frac{e \mathbf{E}}{m_e (v_{ei} - i\omega)} \quad (3-5)$$

従って、式(3-3)、(3-5)より  $j$  および  $\sigma$  が得られる。

$$\mathbf{j} = \frac{i \omega_{pe}^2 \epsilon_0 \mathbf{E}}{\omega + i v_{ei}} \quad (3-6)$$

$$\sigma = \frac{i\omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{\omega + i\nu_{ei}} \quad (3-7)$$

ここで  $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / \varepsilon_0 m_e}$  は電子プラズマ周波数である。また、電磁波の群速度  $v_g$  を用いてレーザー強度は次式で書き表される。

$$I = v_g \varepsilon_0 E^2 \quad (3-8)$$

レーザーが供給するエネルギーとプラズマが消費するジュール加熱の間にはエネルギー保存則が成り立つ。

$$\begin{aligned} \nabla v_g \varepsilon_0 \mathbf{E}^2 &= -\operatorname{Re}(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}^*) \\ &= -\operatorname{Re}\left(\frac{i\omega_{pe}^2 \varepsilon_0}{\omega + i\nu_{ei}} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*\right) \\ &= -\frac{\nu_{ei} \omega_{pe}^2 \varepsilon_0 \mathbf{E}^2}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} = -\alpha_c \varepsilon_0 \mathbf{E}^2 \end{aligned} \quad (3-9)$$

ここで  $\alpha_c$  はプラズマ中のレーザーのエネルギー吸収速度を表し、 $\mathbf{E}^*$  は  $\mathbf{E}$  の複素共役を表す。レーザーの吸収係数はエネルギー吸収速度  $\alpha_c$ 、電磁波の群速度  $v_g$  を用いて次式で定義される。

$$K_a = \frac{\alpha_c}{v_g} \quad (3-10)$$

Maxwell 方程式から  $\mathbf{E} = E \exp(-i\omega t + ik \cdot r)$  で変化するレーザー電場に対する伝搬方程式は  $\partial/\partial t = -i\omega$ ,  $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$  として、次式で表される。

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \mathbf{E} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\omega + i\nu_{ei}} \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathbf{E} &= 0 \end{aligned} \quad (3-11)$$

ただし、 $\mu_0$  は真空透磁率、 $\varepsilon$  は次式で表されるプラズマ誘電率である。

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})} \quad (3-12)$$

電磁波の進行方向と電場の向きは直交するため、式()から  $\nabla = ik$ ,  $k \cdot \mathbf{E} = 0$  とすると、伝搬するレーザー光の分散関係式は次式で表される。

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 \frac{\omega^2}{\omega + i\nu_{ei}} \quad (3-13)$$

これを  $k$  について解くと、実際の波数である実部  $k_r$  と空間的減衰率である虚部  $k_i$  が得られる。また  $k_r$  から電磁波の群速度  $v_g$  が得られる。ここで、 $\omega \gg \nu_{ei}$  とすると、

$$k_r = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2} \quad (3-14)$$

$$k_i = \frac{1}{2} \frac{\nu_{ei}}{c} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2}} \quad (3-15)$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_r} = c \sqrt{1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2} \quad (3-16)$$

式(3-14)からレーザー光は臨界密度点( $\omega = \omega_{pe}$ )より高密度側へは伝搬できず、反射することがわかる。

レーザー光の吸収係数は、

$$\begin{aligned} K_a &= 2k_i = \frac{\nu_{ei}}{c} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 / \sqrt{1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2} \\ &= \frac{Z^2 e^6 n_e n_i \ln \Lambda}{3c \epsilon_0^3 (2\pi m_e k T_e)^{3/2} \omega^2} / \sqrt{1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2} \end{aligned} \quad (3-17)$$

で表される。レーザー強度の $x$ 方向に対する強度変化はランバルト・ベールの法則より、次式で与えられる。

$$\frac{dI}{dx} = -K_a I \quad (3-18)$$

レーザー光が $n_e = n_c \exp(x/L)$ で与えられる密度分布を持つプラズマに対して入射角 $\theta$ で入射する場合(ここで $x$ は進入軸、 $L$ は密度スケール長)、レーザーの吸収率 $\eta_a$ は光が入射してから反射されて戻ってくるまでに吸収される総エネルギーで表され、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \eta_a &= 1 - \exp \left( -2 \int_{-\infty}^0 K_a dx \right) \\ &= 1 - \exp \left( -\frac{8\nu_{ei}L}{3c} \cos^3 \theta \right) \\ &\approx 1 - \exp \left( -0.007 \frac{8Z_i L}{\lambda_L^2 T_e^{3/2}} \cos^3 \theta \right) \end{aligned} \quad (3-19)$$

式(3-19)における密度スケール長 $L$ 及びレーザー波長 $\lambda_L$ の単位は $\mu\text{m}$ 、電子温度 $T_e$ の単位は keV である。臨界密度以下のプラズマ領域において等温プラズマを仮定すると、臨界密度面におけるエネルギー保存から、レーザー強度及び吸収率と電子温度の関係が求まる。プラズマを気体定数 $\Gamma_B = (Z_i + 1)k_B/Am_p$ 、 $\rho_c = (Am_p/Z_i)n_c$ の理想気体とすると、

$$\eta_a I_L = 4\rho_c (\Gamma_B T_e)^{3/2} f \approx 2 \times 10^{13} \frac{f T_e^{3/2}}{\lambda_L^2} [\text{W/cm}^2] \quad (3-20)$$

と表される。ここで $f$ はレーザーエネルギーからプラズマ内部エネルギーへの変換効率を示す。

以上より、次式のようなレーザー吸収率とレーザー強度の関係が得られる。

$$\eta_a = 1 - \exp \left( -\frac{I_L^*}{\eta_a I_L} \right) \quad (3-21)$$

$$I_L^* \approx 1.5 \times 10^{11} \frac{Z_i f L}{\lambda_L^4} [\text{W/cm}^2]$$

図 3.4 は、スケール長  $100 \mu\text{m}$  の CD プラズマに対する GEKKO-XII の基本波( $\lambda_L = 1.053 \mu\text{m}$ )の

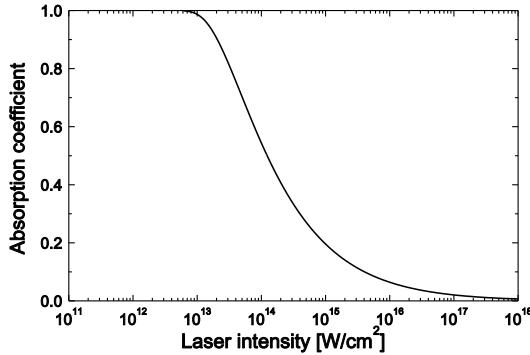


図 3.4 逆制動放射過程におけるレーザー吸収率

吸収率を示している。図 3.4 から、レーザー強度が大きくなるとともに、吸収率が減少し。 $10^{16}$ - $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>の強度域で最小となる。この吸収率の低いレーザー強度強度を用いることで、ターゲット内部でのレーザーの多重反射を最大限に利用することができる。

### 3.2.2 レーザー照射一様性の評価

本研究では、中性子源としての利便性の観点からレーザー照射方法を一方向照射に絞り、加熱の一様性を評価するための 3 次元レイトレースを用いたシミュレーション計算を行った。レーザーの吸収過程は既に述べた逆制動放射吸収とした。密度分布を持つプラズマ中での光の伝搬において、屈折率  $N_1$  の領域 1 から屈折率  $N_2$  の領域 2 へ光が入射するとき、入射角  $\theta_1$  と屈折角  $\theta_2$  の間にはスネルの法則が成立つ。

$$N_1 \sin \theta_1 = N_2 \sin \theta_2 \quad (3-22)$$

ここで、レーザー光がプラズマ中を進むときに感じる屈折率  $N_i$  は、

$$N_i = \sqrt{1 - \frac{n_e(x)}{n_c}} \quad (i = 1 \text{ or } 2) \quad (3-23)$$

で表される。これより、光の屈折方向  $\mathbf{T}$  及び反射方向  $\mathbf{R}$  は、次式で表される。尚、 $\mathbf{N}$  はターゲット面に対する法線ベクトルである(図 3.5)。

$$\mathbf{T} = \frac{N_1}{N_2} \left\{ \mathbf{L} + (-\mathbf{L} \cdot \mathbf{N} - \mathbf{N} \sqrt{\left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 + (\mathbf{L} \cdot \mathbf{N})^2} - 1) \right\} \quad (3-24)$$

$$\mathbf{R} = \mathbf{L} - 2(\mathbf{L} \cdot \mathbf{N})\mathbf{N} \quad (3-25)$$

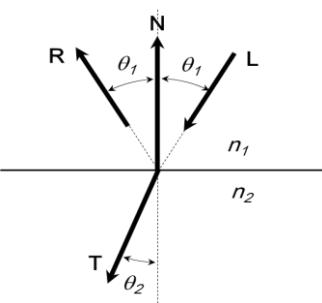


図 3.5 レイトレース計算における光線ベクトル図

ここでは簡単の為、レーザー照射時のプラズマ膨張や温度変化はなく、また吸収されたレーザーエネルギーはすべてプラズマの内部エネルギーに変換されるものとした。スケール長  $10 \mu\text{m}$ 、電子温度  $1 \text{keV}$ ,  $10 \text{keV}$  の場合の完全電離炭素プラズマに対して、レーザー強度が入射強度の 1%以下になるまでレイトレースシミュレーションを行った。またターゲットの内径を  $200\mu\text{m}$ , 穴の開き角(半角)を  $30^\circ$ とし、レーザーの条件を波長  $1.06\mu\text{m}$ , パルス幅  $100\text{ps}$ ,  $d/R=4$  および  $F=5$  とした(表 3.1)。図 3.6 に計算ジオメトリ及びレーザー光の光跡計算例を示す。

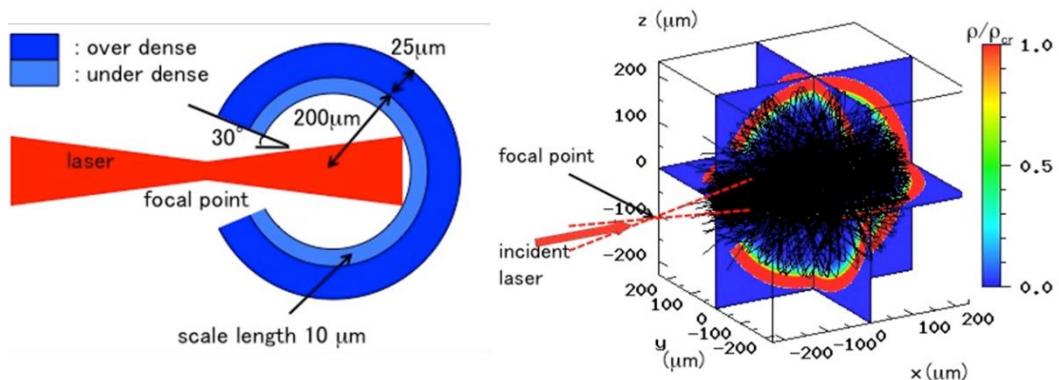


図 3.6 3 次元レイトレースコードの計算ジオメトリと光線追跡例

表 3.1 レイトレース計算のレーザーとプラズマ条件

レーザー条件	プラズマ条件
強度 $I: 10^{16} \text{ W/cm}^2$	原子番号 $Z: 6$
波長 $\lambda_L: 1.06 \mu\text{m}$	質量数 $A: 12$
パルス幅: $100 \text{ ps at FWHM (Gaussian)}$	スケール長 $L: 10 \mu\text{m}$
$d/R: 4$	電子温度: $0.1, 1, 10 \text{ keV}$
$F$ 値: 5	完全電離状態の炭素イオンを仮定
照射分布: 一様	

レイトレース計算によるレーザー吸収率分布および平均反射回数、一様性の計算結果を図3.7および表3.2に示す。図3.7(a)(b)の左図はレーザー吸収率の三次元分布を示しており、右図はそれをメルカトル図法で2次元画像に展開したものである。図3.7から明らかなように、レーザーの吸収率は一様ではなく、レーザーの第一反射面→第二反射面となるレーザー導入口周辺→その他領域とレーザー吸収率は順次低くなっていくことがわかる。しかし、それでもレーザーの反射回数は  $T_e = 1 \text{ keV}$  の場合で平均5回、 $T_e = 10 \text{ keV}$  の場合で平均8回起きており、その結果シェル内壁の90%以上がレーザーにより加熱されることが分かった。

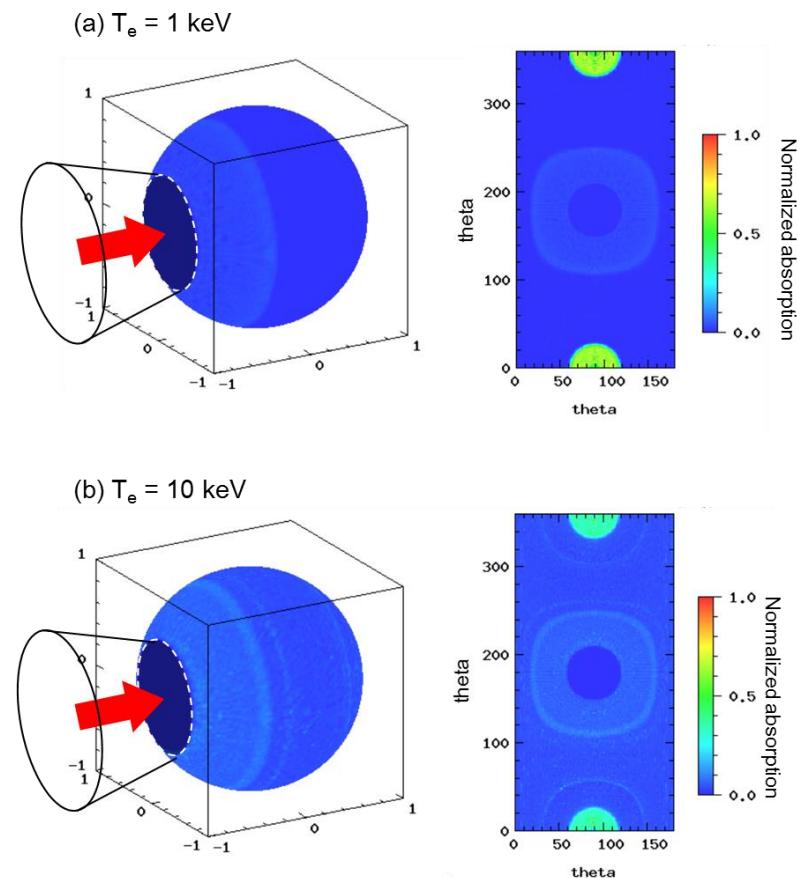


図3.7 レイトレース計算によるレーザー吸収分布

表3.2 平均反射回数と加熱面積率、照射一様性

	$T_e = 1 \text{ keV}$	$T_e = 10 \text{ keV}$
平均反射回数	5回	8回
加熱された面積の割合	89%	94%
一様性	91%	19%

### 3.3 実験方法・計測器配置

図3.8にターゲット形状およびレーザー照射配位、計測配置図を示す。ターゲットの主燃料部は直径500 μm、厚さ7 μm、開口径150 μmのCDシェルであり、表3.3のレーザー条件でGEKKO-XII号レーザー12ビームを一方向からCDシェル内壁に照射した。CDシェル開口部には金コーン(長さ1 mm、厚さ10 μm、先端開口径150 μm、開き角30度)がシェル壁面から10 μm内側まで挿入されており、レーザー光はコーン先端部で一度集光され、その後シェル内壁に照射された。図3.8(b)に示すように、コーンの取付角の異なる2種類のターゲットを用意し、レーザー反射方向の違いがコア形成に与える影響を評価した。またCDシェル表面を伝搬する高速電子の分布を観測するため、シェルの外側を1 μm厚のCuでコートし、モノクロイメージヤーによるCu-K $\alpha$ 画像撮影を行った。

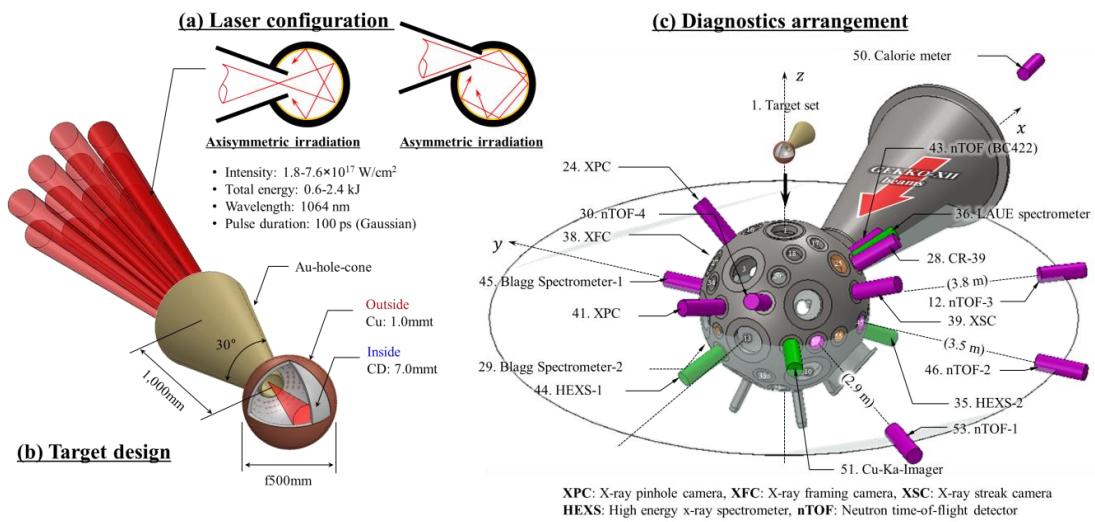


図3.8 (a)ターゲット形状及び(b)レーザー照射配位、(c)計測器配置

表3.3 レーザー条件

項目	実験条件
ビーム数	3 - 12
波 長	1053 nm
パルス幅(波形)	100 ps at FWHM (ガウシアン形)
エネルギー	0.6 - 2.4 kJ
出 力	$1.8 - 7.6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$
集光方式	一方向、軸対称照射
集光位置	CDシェル開口部
集光F値	5

中性子計測にはプラスチックシンチレーターを用いた中性子検出器2台と液体シンチレーターを用いた中性子検出器3台を使用し、TCCから各々45 cm, 2.5 m, 3 m, 3.5 m, 4 mの位置に設置した。またコアの密度を測定するためのBragg結晶分光器、コアの形を観測するための時間積算型X線ピンホールカメラ(XPC)、1次元時間分解型X線ストリーカメラ(XSC)[6]、2次元時間分解型X線フレーミングカメラ(XFC)[7]等を用いた。コーン外側に戻ってくる光をカロリーメーターで測定した結果、戻ってくる光は入射光の7%程度であり、残り90%以上はコーン先端部の穴を通して燃料球内部に導入されていることが解った。

### 3.4 実験結果

#### 3.4.1 X線画像計測によるコアプラズマの観測

図3.9はX線フレーミングカメラを用いて撮影したシェル内部の80 ps毎の時間分解2次元X線画像であり、(a)は軸対称照射、(b)は軸外照射を示す。観測しているX線のエネルギーは1-5 keV、時間分解能80 ps、空間分解能16  $\mu$ mである。軸対称照射、軸外照射ともに一方向からのレーザー照射であるにも関わらず、ターゲット中心に数keVのコアが形成されるのが観測された。コアのサイズは直径100  $\mu$ m程度、その持続時間はおよそ300 ps程度であった。コアの形状は球形というよりは円錐形に近い形をしている。コアプラズマの形状は図3.10に示すX線ピンホールカメラによる時間積算2次元X線画像でより鮮明に確認できる。コアプラズマの形状から、図中矢印のように噴き出しているアブレーションプラズマがコア形成に支配的に寄与していると考えられる。これは著者らのレイトレース計算による吸収率分布と定性的に一致している。

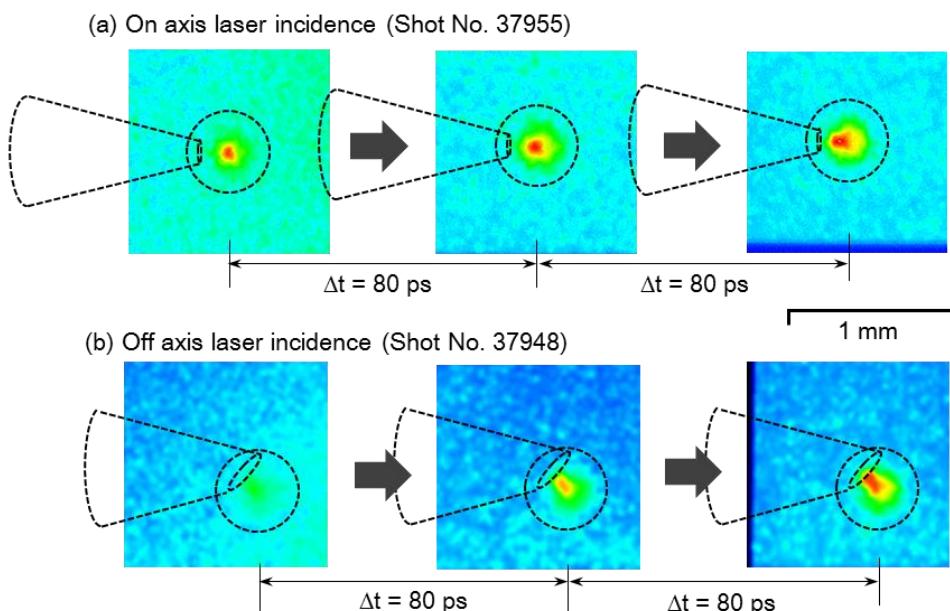


図3.9 X線フレーミングカメラによる(a)軸対称照射ターゲット及び(b)軸外照射ターゲットの2次元X線画像(エネルギーレンジ: 1-5 keV)。時間分解能80 ps、空間分解能16  $\mu$ m

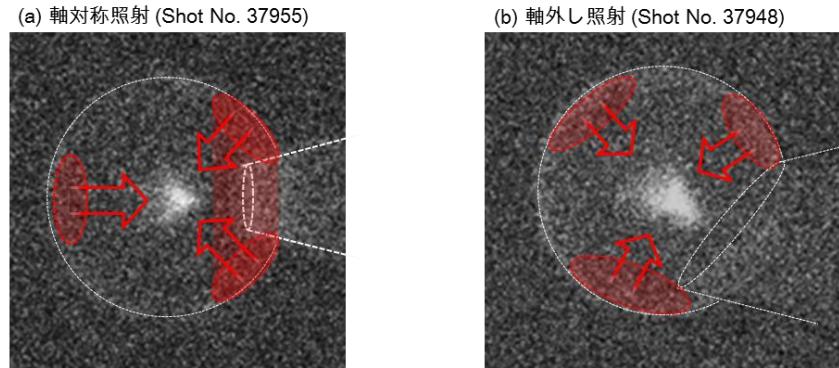


図 3.10 X 線ピンホールカメラで観測されたコアの発光(時間積算)とその形状から予測されるアブレーションプラズマの支配的な噴き出し方向。(a) 軸対称照射、(b)軸外し照射

また図 3.9 では軸対称照射の場合も軸外し照射の場合もコアの一部はレーザー導入口側へ移動していく様子が確認できる。その様子は図 3.11(a)に示す X 線ストリークカメラによる時間分解 1 次元 X 線画像でより鮮明に確認することができる。図 3.11(a)は軸対称照射ターゲットのシェル中心を通る水平軸上の X 線像を時間掃引したものであり、エネルギーレンジ及び空間分解能、時間分解能はそれぞれ 1-5 keV, 15  $\mu\text{m}$ , 10 ps である。時刻 0 ns に見える発光はレーザー光がコーン先端部に当たった瞬間であり、コーンからの X 線発光のピーク時刻が CD シェル入口でのレーザーピーク時刻( $t=0$ )に相当する。図 3.11(a)より、 $2.8 \times 10^7 \text{ cm/s}$  の速度でレーザー導入口側へ流れしていくプラズマ成分とシェル中心部に滞留するプラズマ成分が存在することがわかる。前者は主に第一反射面と第二反射面から噴き出すプラズマによって生成されていると考えられる。先述のレイトレーシングの計算では、第一および第二反射面では吸収強度に約 5 倍の差が生じる結果となっており、この吸収強度の差が噴き出すプラズマの圧力差を生んでいると考えられる。レーザー強度に 5 倍の差がある場合のターゲット内面でのプラズマ膨張と衝の様子を 1 次元系で計算したのが図 3.11(b)である。図 3.11(b)の計算では厚さ 7  $\mu\text{m}$  の CD 平板を 500  $\mu\text{m}$  間隔で配置し、その内面をそれぞれ  $7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $1.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  のレーザー強度でアブレーションさせた。衝突したプラズマは照射強度の弱い面側へ流れ、その速度は  $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$  で実験結果とよく一致する。

また後者の滞留するプラズマ成分は、比較的球対称にプラズマが集まつたことを意味している。レイトレーシングの結果では、吸収強度に差はあれシェル内面の 90% の以上がレーザーによって加熱されていくことから、吸収強度の低い面でも比較的速度の遅いプラズマ膨張が期待でき、それによってアブレーション後方では等方的なプラズマ膨張が起こっていると考えられる。

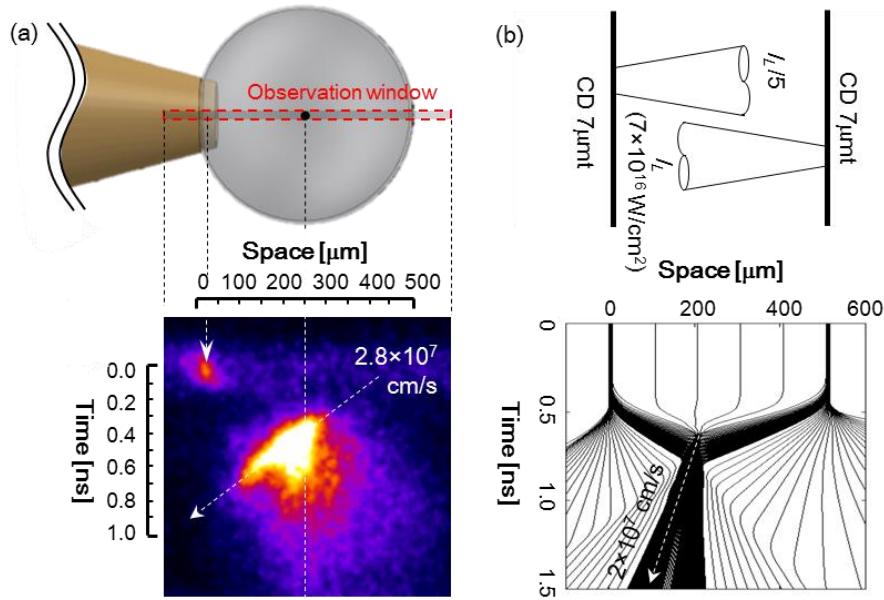


図 3.11 (a)X 線ストリークカメラの画像(軸対称照射)。観測エネルギーレンジ 1-5 keV、空間分解能  $15\mu\text{m}$ 、時間分解能 10 ps。(b) 1 次元流体シミュレーションによる 2 層 CD 平板内面のプラズマ膨張。シェル内面照射における第一反射面と第二反射面の 5 倍のレーザー吸収率の差をシミュレーションでは初期レーザー強度比として与え、プラズマ膨張を計算すると、中心部のプラズマの移動速度が実験結果と概ね一致する。

### 3.4.2 密度計測

核融合反応は一般に密度の2乗に比例するため、コアプラズマの密度も重要な情報である。プラズマの密度計測の方法としては、X線やEUV、可視光を用いたシャドウグラフ法[8]、2次反応中性子や散乱中性子を用いた密度評価法[9-10]、線スペクトルの分光計測法[11]などがあげられる。本研究で生成するコアプラズマの密度は、著者らの1次元流体シミュレーションから $10^{21}\text{-}10^{22}\text{ cm}^{-3}$ 程度であることが予想された。直径百ミクロン程度の大きさのプラズマに対して、この密度領域はX線やEUV光で十分な陰影を得るには低く、また可視光にとって密度が高く透過しない。また中性子計測による密度評価は実際には2次反応や散乱中性子を観測できるほど中性子イールドが高くなかったため、本研究では線スペクトルの分光法を用いて密度評価を行った。

コアプラズマから放出される輝線のスペクトルは、電子密度に応じた幅(シュタルク拡がり)を持つているため、結晶分光器等を用いてスペクトル拡がりを測定することで、コアプラズマの電子密度を知ることができる。CDターゲットを用いた場合、炭素イオンの放出する輝線の分光が原理的には可能であるが、実際にはプラズマの温度が高い( $\sim 10\text{ keV}$ )ために炭素原子のほとんどは完全電離しており、再結合の効果を考慮してもH-like線の強度は非常に低い。そこで、本実験ではシェルの内側にAlを $1\mu\text{m}$ コーティングし、Alイオンの輝線を分光することにより、シュタルク拡がりの計測を行った。内面照射法におけるアルミプラズマとCDプラズマの密度比を流体シミュレーションを用いて計算し、アルミプラズマの密度の計測結果からCDプラズマの密度を推定した。

スペクトル拡がりの要因は(a)シュタルク拡がりのほかに、(b)自然幅、(c)ドップラー拡がり、(d)計測分解能があるため、これらの効果を総合的に考慮する必要がある。

#### (a) シュタルク拡がり

高密度プラズマ中では、発光原子またはイオンは周囲の電子やイオンが作る電場によるシュタルク効果によってエネルギー準位の分裂を起こす。シュタルク拡がりに関する理論は主に、(1)動きの遅いイオンの影響を考慮した「準静的近似」と、(2)動きの速い電子衝突の影響を考慮した「衝突近似」がある。水素様イオンの場合は方位量子数1の縮退の為に線形のシュタルク効果となり、イオンの影響が大きく、準静的近似が有効である。

速度 $v$ で動くイオンの平均自由行程が $p$ 、角周波数のずれ $\Delta\omega \gg v/p$ の場合、準静的近似によると[12-13]、水素様イオンに対してシュタルク幅は、

$$\Delta\omega_{FWHM} = \left(\frac{12\hbar z_p}{Zm}\right)(n_i^2 - n_f^2)n_p^{2/3} \quad (3-26)$$

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{12h}{(2\pi)^2 mc} \left(\frac{z_p}{Z}\right) \lambda_0^2 (n_i^2 - n_f^2) n_p^{2/3} \quad (3-27)$$

ここで、 $Z$ は発光核の電荷、 $z_p$ は周囲のイオンの電荷、 $n_p$ はイオン密度であり、 $n_i$ 、 $n_f$ はそれぞれ始状態、終状態の主量子数を表す。

#### (b) 自然幅

原子またはイオンが完全に孤立している場合はスペクトル線の拡がりは準位の寿命 $\Delta t$ によって決まる。不確定性原理より $\hbar$ をプランク定数とすると、

$$\Delta E \Delta t = \hbar \quad (3-28)$$

となる。遷移確率  $A$  の励起状態に対しては  $\Delta t = 1/A$  であり、 $\Delta E = \hbar A$  のエネルギー幅を持つ。中心振動数  $\omega_0$ 、中心波長  $\lambda_0$  に対する自然幅の半値全幅  $\Delta\omega_{FWHM}$ 、 $\Delta\lambda_{FWHM}$  は  $i$  から  $j$  への遷移に対して、

$$\Delta\omega_{FWHM} = \sum_k A_{ik} + \sum_l A_{jl} \quad (3-29)$$

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \Delta\omega_{FWHM} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \sum_k A_{ik} + \sum_l A_{jl} \quad (3-30)$$

で表される[13]。自然幅の寄与によるスペクトル線の形は次式で表されるローレンツ形となることが知られている[13]。

$$\phi(\omega) = \frac{2}{\pi\Delta\omega_{FWHM}} \left( 1 + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{(\Delta\omega_{FWHM}/2)^2} \right)^{-1} \quad (3-31)$$

自然幅は菓子領域ではプラズマからのスペクトル線に対しては無視できるが、X線領域では無視できなくなる。

### (c) ドップラー拡がり

速度で動くイオンから放出される光は、観測者からはドップラー効果により波長が変移して見える。

$$\Delta\lambda/\lambda = \Delta\omega/\omega = v/c \quad (3-32)$$

質量  $M_i$  のイオンがイオン温度  $T_i$  のマクスウェル分布をしているとき、スペクトル線の形はガウス形になる。

$$\phi(\omega) = \frac{2}{\sqrt{\pi}\omega_D} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\omega_D^2}\right)^{-1} \quad (3-33)$$

$$\omega_D = \omega_0 (2kT_i/M_i c^2)^{1/2} \quad (3-34)$$

$$\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} (2kT_i/M_i)^{1/2} \quad (3-35)$$

スペクトルの半値全幅はイオンの質量数を  $A$  として、

$$\Delta\lambda_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\lambda_D = 7.7 \times 10^{-5} \lambda_0 [\text{nm}] (T_i [\text{eV}]/A)^{1/2} [\text{nm}] \quad (3-36)$$

で表される[13]。

実際には、光の速度に対してイオンの速度は小さいため、高密度プラズマ中では線スペクトルのドップラー拡がりはシタルク拡がりに比べて圧倒的に小さい。上記より、ドップラー拡がりよりもシタルク拡がりが大きくなるイオン密度は次式で与えられる[13]。

$$n_p > 10^{16} (T_i [\text{eV}]/A)^{3/4} \left( \frac{Z}{Z_p} \right)^{3/2} n_i^{-3} n_f^{-3} [\text{cm}^{-3}] \quad (3-37)$$

式(3-37)において Al イオンの Lyman-beta 線 ( $1s - 3p$  遷移)を考えた場合、イオン温度  $T_i =$

10 keV, 質量数  $A = 27$ 、主量子数  $n_i = 3$ 、 $n_f = 1$  とすると、イオン密度は  $n_p > 3.1 \times 10^{16} [\text{cm}^{-3}]$  でシュタルク拡がりがドップラー拡がりよりも大きくなる。

#### (d) 計測分解能

結晶分光器を用いた場合、線スペクトルの測定精度は分光器固有の分解能(結晶の面精度による分散、IP の空間分解能など)の他に、コアプラズマが有限の大きさを持つことに起因する光源の空間的な拡がりの影響を受ける。プラズマからの発光はプラズマの空間的な温度・密度分布に応じた発光強度分布と吸収分布をもち、観測点ではこれらを視線方向に積分した強度分布の光が観測される。

以上の効果をすべて含んだ線スペクトルの拡がりの実測結果からシュタルク効果の寄与の度合いを厳密に見積もるためにには、核種毎の核及び電子エネルギー準位、オパシティ等のデータが必要であるため、本研究では計測結果の解析に原子核物理計算コード FLYCHK[14]を用いた。

使用した分光器は RbAP 単層平面結晶とイメージングプレート(IP)で構成されており、エネルギー分解能は 4 eV である(図 3.12)。図 3.13(a)は FLYCHK コードを用いて計算した Al イオンからの X 線スペクトルである。電子温度が 500 eV 程度の時(図 3.13(a)黒線)は He-like イオンからの 1s-3p, 1s-4p, 1s-5p, 1s-6p 遷移および H-like イオンからの 1s-3p 遷移( $Ly-\beta$ 線)による発光が強く出ている。図 3.13(b)は実際にアルミ平板にレーザーを照射したときの分光計測結果であり、計算結果同様の線スペクトルが観測された。一方で、内面 Al コートした CH シェルターゲットを内面照射したときの分光計測結果は図 3.13(c)であり、H-like イオンからの 1s-3p 遷移( $Ly-\beta$ 線)のみが観測された。これはプラズマの温

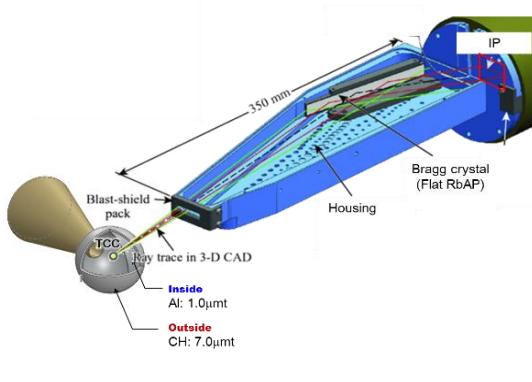


図 3.12 密度計測用のターゲット構造と結晶分光器の構成。RbAP 単層平面結晶とイメージングプレート (IP) で構成されており、エネルギー分解能は 4 eV である

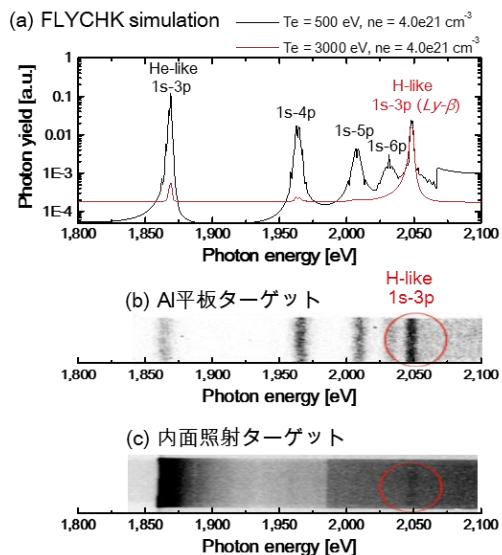


図 3.13 (a) FLYCHK コードによるアルミイオンの発光スペクトルの計算結果(黒線:  $Te = 500 \text{ eV}$ , 赤線:  $Te = 3 \text{ keV}$ )、(b)アルミ平板にレーザーを照射したとき、(c)内面 Al コート CH シェルを内面照射したときのスペクトル計測結果

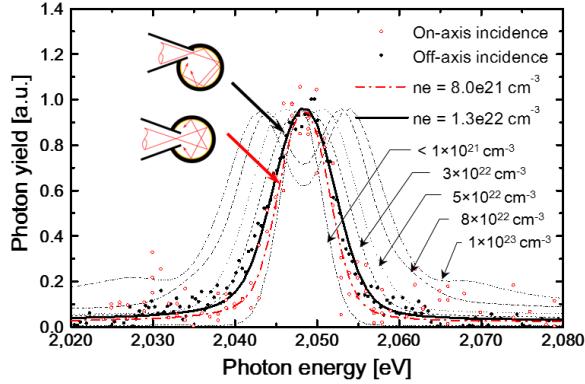


図 3.14 Al プラズマの  $Ly\beta$ 線のスペクトル拡がり。赤点及び黒点で示されたデータ点はそれぞれ軸対称照射、軸外し照射ターゲットの計測結果である。イオン温度 9 keV の non-LTE プラズマを仮定し、X 線画像で観測されたコアプラズマからコアの電子密度分布を  $130 \mu m$  (FWHM) のガウシアン分布とした

度が高く、Al イオンのほとんどが H-like あるいは完全電離していることを示す。図 3.13(a)の赤線で示すように、シミュレーション結果でもイオン温度 3 keV 以上の Al プラズマに対して He-like 線はほとんど現れず、 $Ly\beta$ 線のみが強く現れることがわかる。

図 3.14 は内面照射ターゲットにおいて、軸対称照射時(赤点)および軸外し照射時(黒点)のアルミの  $Ly\beta$ 線のスペクトル拡がりを示したものである。実線及び点線、破線は FLYCHK コードを用いて計算したアルミプラズマの発光スペクトル線である。この計算では、イオン温度 9 keV の non-LTE (non-Local Thermal Equilibrium) プラズマを仮定し、X 線画像で観測されたコアプラズマからコアの電子密度分布を  $130 \mu m$  (FWHM) のガウシアン分布とした。平均電子密度をフリーパラメータとし、先述のプラズマ条件から得られる線スペクトルのドップラー拡がりや空間拡がりを含んだスペクトル線を実験データにフィッティングした結果、軸対称照射及び軸外し照射時の Al プラズマの電子密度はそれぞれ  $n_e = 8.0 \times 10^{21} / cm^3$ 、 $1.3 \times 10^{22} / cm^3$  であった。1 次元流体シミュレーションによると、内面 Al コート CH シェルの内面照射で得られるコアプラズマの密度は、CD シェルの内面照射で得られる密度の 3.7 倍高い結果となった。この密度比を実験結果に当てはめると、軸対称照射及び軸外し照射時の CD プラズマの電子密度はそれぞれ  $n_e = 2.2 \times 10^{21} / cm^3$ 、 $3.5 \times 10^{21} / cm^3$  であると推定される。

測定された密度をもとに、各イオン同士の衝突における平均自由行程を以下のように求めた。

イオン  $t$ (テスト粒子)が標的のイオン  $j$ (場の粒子)に衝突する際、減速時間  $\tau_{tj}$  は

$$\tau_{tj} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 M_t^2 V^3}{n_j e^4 Z_t^2 Z_j^2 (1 + M_t/M_j) \ln \Lambda_{tj}} \quad (3-38)$$

で与えられる。ここで  $\epsilon_0$  は真空の誘電率で  $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12}$  である。 $M_t$ 、 $M_j$  はそれぞれテスト粒子と場の粒子の質量、 $Z_t$ 、 $Z_j$  はそれぞれテスト粒子と場の粒子の電荷(電離度)である。 $V$  は場の粒子に対するテスト粒子の相対速度であり、 $e$  は素電荷である。 $\ln \Lambda_{tj}$  はクーロン対数であり、デバイ長  $\lambda_D$  を用いて、

$$\ln \Lambda_{tj} = \ln \left( \frac{4\pi\epsilon_0 \lambda_D M_r V^2}{Z_t Z_j e^2} \right), \quad \lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-39)$$

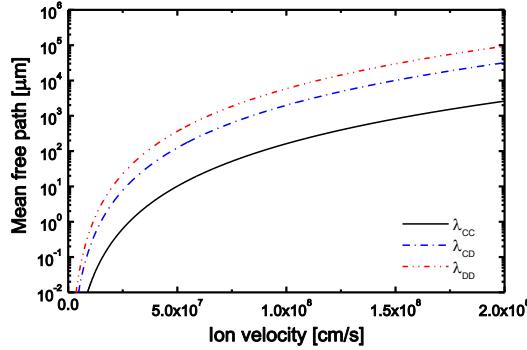


図 3.15 電子温度  $T_e = 3 \text{ keV}$  電子密度  $n_e = 3 \times 10^{21} / \text{cm}^3$  の CD プラズマ中の C-C、C-D、D-D イオン衝突における平均自由行程とイオンの速度の関係

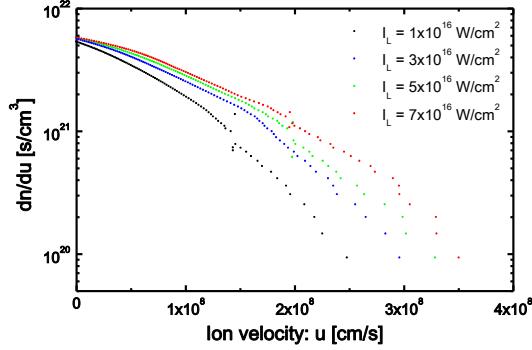


図 3.16 1 次元流体シミュレーションによるアブレーションプラズマの膨張速度分布

で与えられる。ここで  $M_r$  はテスト粒子と場の粒子の換算質量であり、 $M_r^{-1} = M_t^{-1} + M_j^{-1}$  である。0 また  $k_B$  はボルツマン定数、 $n_e$ 、 $T_e$  はそれぞれ電子密度、電子温度である。イオン  $t$  が標的のイオン  $j$  に衝突する際のイオン  $t$  の平均自由行程は  $\lambda_{tj} = V\tau_{tj}$  で与えられるから、

$$\lambda_{tj} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 M_t^2 V^4}{n_j e^4 Z_t^2 Z_j^2 (1 + M_t/M_j) \ln \Lambda_{tj}} \quad (3-40)$$

となる。電子温度  $T_e = 3 \text{ keV}$  電子密度  $n_e = 3 \times 10^{21} / \text{cm}^3$  (=イオン密度  $n_i = 8.6 \times 10^{20} / \text{cm}^3$ ) の CD プラズマ中の C-C イオン、C-D イオン、D-D イオン衝突における平均自由行程とイオンの速度の関係を図 3.15 に示す。アブレーションプラズマの膨張速度は図 3.16 に示すような分布となり、レーザー強度によって異なるが平均速度で  $5 \times 10^7 - 8 \times 10^7 \text{ cm/s}$  程度である。このプラズマ速度域における各イオン同士の平均自由行程はそれぞれ、

$$\begin{aligned} \lambda_{cc} &\sim 10 - 100 \text{ } \mu\text{m} \\ \lambda_{cd} &\sim 100 - 1000 \text{ } \mu\text{m} \\ \lambda_{dd} &\sim 500 - 5000 \text{ } \mu\text{m} \end{aligned} \quad (3-41)$$

となる。X 線画像から見積もられるコアの大きさ(直径  $100 \mu\text{m}$  程度)に対して、推定されるコア密度における C-C イオン衝突の平均自由行程は短い為、炭素イオンの一部はコア内部で熱化し滞留していることが考えられる。一方で、C-D、D-D イオン衝突の平均自由行程はコアのサイズに比べて圧倒的に大きい為、重水素イオンのうち核融合反応に寄与する高エネルギー成分 ( $> 10^8 \text{ cm/s}$ ) は、コア内部でほとんど衝突することなくコアプラズマから抜け出していく。したがって、本実験では熱核融合反応よりもむしろ高エネルギー重水素イオン同士の衝突によるビーム核融合反応が中性子生成に寄与していると考えられる。

### 3.4.3 中性子計測

本実験の中性子イールド及びスペクトルは、TCC から距離 3.89 m に設置したカレントモード検出器による Time-of-flight 計測を用いて求めた。中性子検出器の構成は図 3.17 の通りであり、酸素ドープ液体シンチレーター( $\text{O}_2$ -enriched xylene + BBQ 1.0 w%, 直径 180 mm, 厚さ 25 mm)及びアクリルライトガイド、ゲート光電子増倍管(HAMAMATSU, R2256-02)で構成されている。本検出器を用いて測定された中性子信号の出力例を図 3.18 に示す。X 線の検出時刻は図中の時刻  $t = 116\text{ ns}$  であり、その 166 ns 後の時刻  $t = 282\text{ ns}$  に 2.45 MeV の中性子が検出される。X 線のピーク時刻前後の時間はゲートで光電子増倍管の出力をオフにし、図 3.18 では出力回復後の X 線信号の減衰曲線と DD 中性子の信号が出力されている。図 3.18 の中性子の信号は  $10^6\text{-}10^7$  の中性子イールドに相当する。

熱核融合反応を仮定した場合、DD 中性子のスペクトルはガウス分布になることはすでに述べたが、Time-of-flight 法では計測位置における DD 中性子の時間分布も以下のガウス分布で近似できる[8]。

$$N(E) = \frac{Y_n}{\sqrt{2\pi\sigma(T_i)^2}} \exp\left(-\frac{(t - t_{2.45})^2}{2\sigma(T_i)^2}\right) dE \quad (3-42)$$

$$\sigma(T_i) = 0.33L\sqrt{T_i} \quad (3-43)$$

ここで  $Y_n$  は中性子イールド、 $t_{2.45}$  は 2.45 MeV 中性子の検出時刻 [ns]、 $\sigma(T_i)$  は時間拡がり [ns]、 $L$  は計測距離 [m]、 $T_i$  はイオン温度 [keV] を示す。完全に熱化したプラズマ中のイオンの運動は等方的であるため、中性子スペクトルのドップラー拡がりはどの方角から観測しても同じである。しかし、本実験のようにビーム核融合の寄与が大きいと考えられる状況では、アブレーションプラズマの方向分布が中性子スペクトルのドップラー拡がりに異方性を与える。したがってレーザー軸に対して複数の方角で中性子スペクトル計測を行うことで、中性子発生源が熱化しているかどうかを判別することができる。また本実験のようなプラズマ密度では、重水素イオンの多くがコアプラズマをすり抜けて、アブレーションされずに残った固体内部の重水素核に衝突する。したがって中性子はシェル中心部(コアプラズマ近傍)で発生するものほかに、一部残ったシェル内部で発生するものの寄与が考えられる。これら 2 種類の発生点では、反

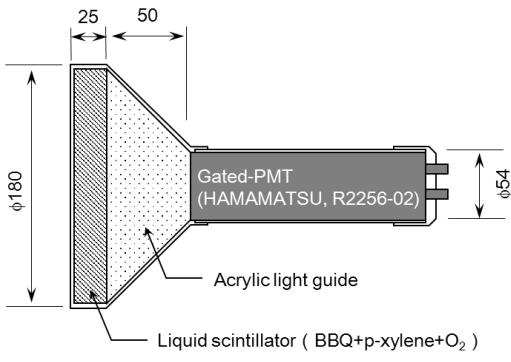


図 3.17 イオン温度計測用カレントモード中性子検出器の構成 (寸法単位: mm)

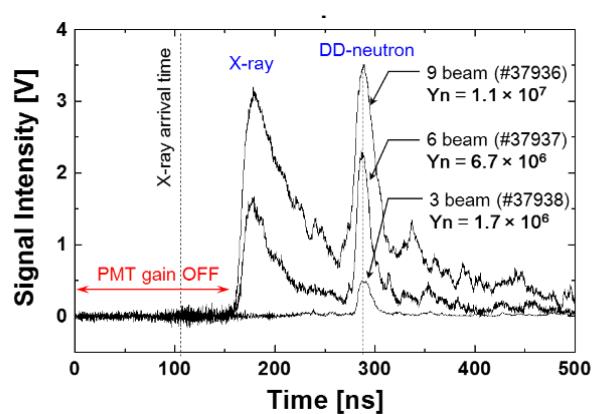


図 3.18 GEKKO-XII レーザー 9 ビーム、6 ビーム、3 ビーム照射時の中性子検出器の出力信号

応する重水素イオンの相対速度が大きく異なるため、発生違いも中性子スペクトルに表れる。このように、非等方で速度分布の異なる重水素イオン同士の衝突により発生する中性子のスペクトルや発生数を評価する為、以下のような解析を行った。

### (1) 中性子検出器の応答関数の決定

実際に観測される中性子の時間分布はドップラー拡がりに加えて、①ターゲットチャンバーや検出器内部のライトガイドなどからの散乱中性子の入射、②シンチレーターの厚みに起因する中性子検出時刻の不確定性による時間拡がり、③シンチレーター及び光電子増倍管の時間応答が重畠される。これらの要因のうち、①及び②による中性子の時間拡がりを求める為、図3.19のジオメトリでモンテカルロシミュレーションを行った。図3.20(a)はシミュレーションにより得られた 2.45 MeV 単色の中性子の検出時間分布であり、この分布によく一致する以下の式を解析に用いた。

$$f_{scat}(t) = 0.873 \exp\left(-\frac{t - 0.463}{0.463}\right)^{200} + 0.263 \exp\left(-\frac{t}{0.7}\right) \quad (3-44)$$

ここでは  $t$  は [ns] で表す。X 線に対するシンチレーター及び光電子増倍管の時間応答は図3.20(b)の通りであり、以下の式を解析に用いた。

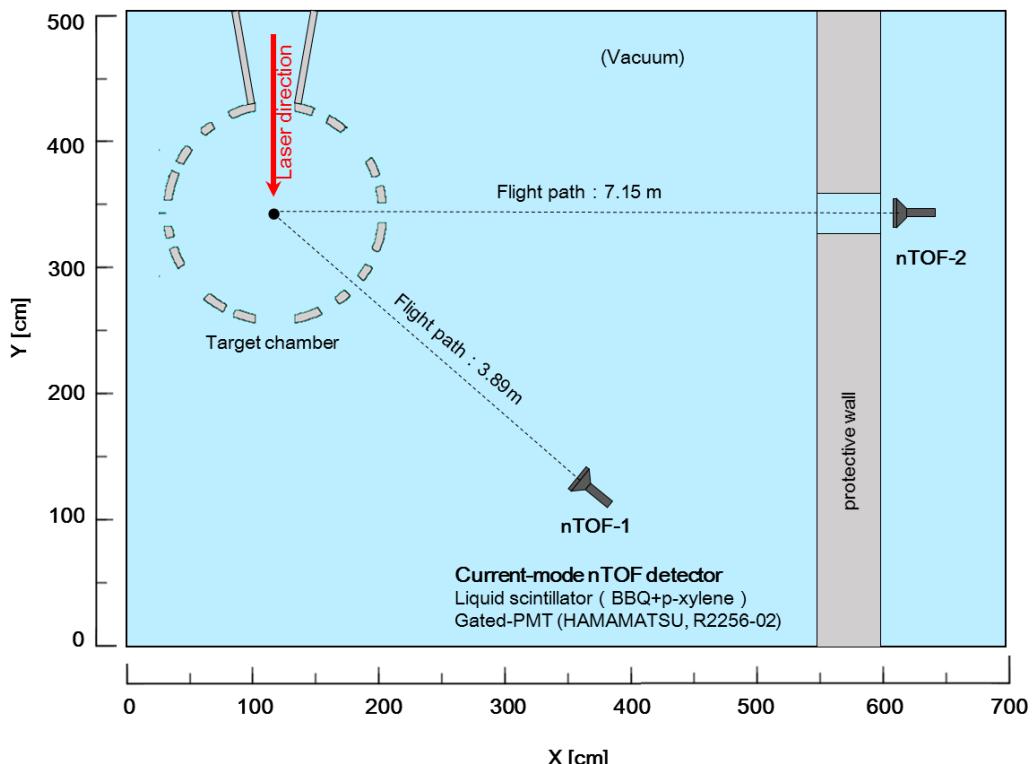


図3.19 モンテカルロシミュレーションの計算系。ターゲットチャンバー中心から  $10^8$  個の 2.45 MeV 中性子を発生させ、ターゲットチャンバー及び中性子検出器内部での中性子弹性散乱による中性子信号の時間拡がりを計算した。

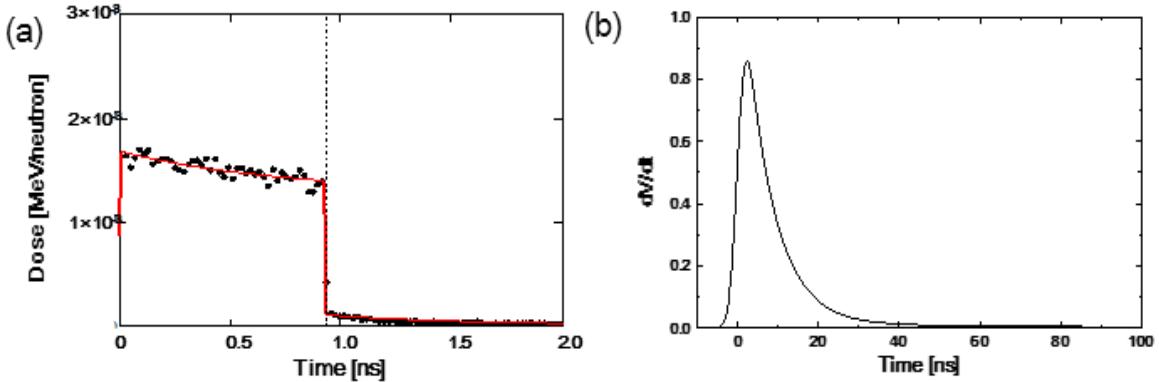


図 3.20 (a)2.45 MeV 単色中性子の検出時間分布及び(b)検出器の応答関数

$$f_{res}(t) = \frac{A_1}{2} \exp\left(\frac{\sigma_{res}^2}{2\tau_1^2} - \frac{t - t_{2.45}}{\tau_1}\right) \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t - t_{2.45}}{\sqrt{2}\sigma_{res}} - \frac{\sigma_{res}}{\sqrt{2}\tau_1}\right)\right)$$
(3-45)

$$+ \frac{A_2}{2} \exp\left(\frac{\sigma_{res}^2}{2\tau_2^2} - \frac{t - t_{2.45}}{\tau_2}\right) \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t - t_{2.45}}{\sqrt{2}\sigma_{res}} - \frac{\sigma_{res}}{\sqrt{2}\tau_2}\right)\right)$$

$$A_1 = 1.291, \quad A_2 = 0.016$$

$$\tau_1 = 6.953 \text{ ns}, \quad \tau_2 = 65.653 \text{ ns}, \quad \sigma_{res} = 1.554 \text{ ns}$$

上式は、シンチレータの発光が蛍光放出と燐光放出の2成分をもち、それらの発光がそれぞれ指数関数的に減衰すること、また光電子増倍管の時間応答が指数関数とガウス分布の重畠で近似できることから導かれた式であり、実際に測定された X 線の信号から各パラメータの値を決定した。

## (2) 中性子のドップラー拡がり関数の推定

本手法におけるビーム核融合反応では、アブレーションプラズマの速度分布とその方向依存性が中性子発生数とそのエネルギースペクトルに大きく影響を与える。著者らはこのような非対称なプラズマで生成する中性子のスペクトルを数値解析的に求める為、以下の処理を行った。

軸対称照射ターゲットに関して、先に述べた 3 次元レイトレーシングにより求めたターゲット内壁のレーザー吸収分布から、ターゲット壁面の各位置から噴き出すプラズマの速度分布を位置毎に 1 次元流体シミュレーションを用いて計算した。図 3.21(a)に示すように、レーザー照射軸に対して仰角 $\theta$ 、方位 $\phi$ の方向から噴き出すプラズマの速度分布を  $dn/dv = P(v, \theta, \phi)$  とすると、実験室系においてターゲット壁面の任意の位置から噴き出す重水素イオン*i*の速度ベクトル $v_{D_i}$ は、確率分布関数 $P(v, \theta, \phi)$ に従う N 個の乱数 $v_{D_i}$ と噴出方向を表す単位ベクトル $e(\theta, \phi)$ を用いて、

$$v_{D_i} = v_{D_i} e(\theta, \phi) \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (346)$$

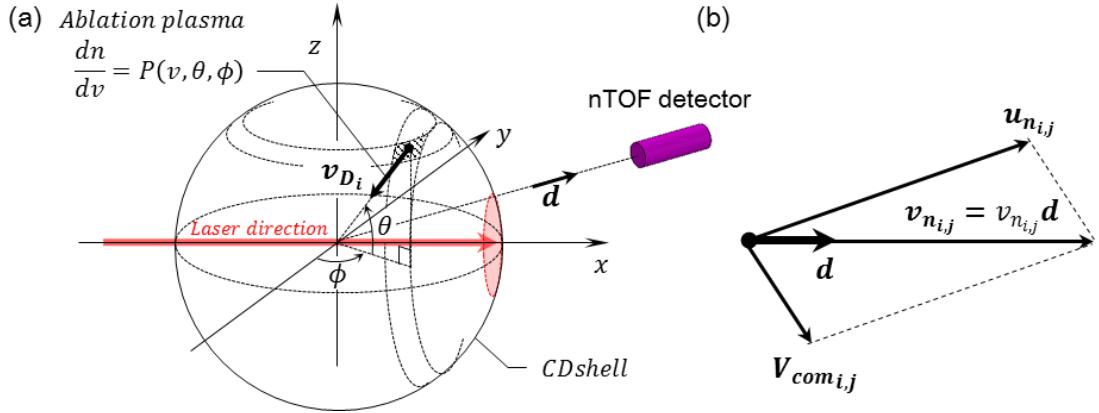


図3.21 (a) 中性子スペクトル計算に用いたアブレーションプラズマの速度ベクトル $\mathbf{v}_{D_i}$ および検出器の方向ベクトル $\mathbf{d}$ の定義と(b) 検出器方向に放出される中性子のドップラーシフトした速度 $\mathbf{v}_{n_{i,j}} = v_{n_{i,j}} \mathbf{d}$ およびエネルギー $E_{n_{i,j}}$ は、重心系における中性子の速度 $\mathbf{u}_{n_{i,j}}$  ( $|u_{n_{i,j}}| = 2.16 \times 10^9$  cm/s)との関係

と表される。衝突する重水素イオン*i, j*の相対速度 $\mathbf{v}_{rel_{i,j}}$ と重心速度 $\mathbf{V}_{com_{i,j}}$ はそれぞれ、

$$\mathbf{v}_{rel_{i,j}} = \mathbf{v}_{D_i} - \mathbf{v}_{D_j} \quad (i, j = 1, 2, \dots N) \quad (3-47)$$

$$\mathbf{V}_{com_{i,j}} = \frac{\mathbf{v}_{D_i} + \mathbf{v}_{D_j}}{2} \quad (3-48)$$

である。検出器の単位方向ベクトルを $\mathbf{d}$  ( $|\mathbf{d}| = 1$ )とすると、検出器方向に放出される中性子のドップラーシフトした速度 $\mathbf{v}_{n_{i,j}} = v_{n_{i,j}} \mathbf{d}$ およびエネルギー $E_{n_{i,j}}$ は、重心系における中性子の速度 $\mathbf{u}_{n_{i,j}}$  ( $|u_{n_{i,j}}| = 2.16 \times 10^9$  cm/s)との関係から(図3.21(b)参照)、

$$\mathbf{u}_{n_{i,j}}^2 = \mathbf{V}_{com_{i,j}}^2 + (\mathbf{v}_{n_{i,j}} \mathbf{d})^2 - 2\mathbf{v}_{n_{i,j}} \mathbf{V}_{com_{i,j}} \cdot \mathbf{d} \quad (3-49)$$

$$v_{n_{i,j}} = \mathbf{V}_{com_{i,j}} \cdot \mathbf{d} + \sqrt{\frac{(\mathbf{V}_{com_{i,j}} \cdot \mathbf{d})^2}{2} - (\mathbf{V}_{com_{i,j}}^2 - \mathbf{u}_{n_{i,j}}^2)} \quad (3-50)$$

$$E_{n_{i,j}} = \frac{1}{2} m_n v_{n_{i,j}}^2 \quad (3-51)$$

と求められる。速度 $v_{n_{i,j}}$ の中性子が検出される確率は重水素イオンの相対エネルギー $E_{rel_{i,j}} = (1/2)m_D v_{rel_{i,j}}^2$ で決まる核融合断面積 $\sigma_{DD}(E_{rel_{i,j}})$ に比例するから、以下のような統計処理によって観測される中性子スペクトル $P(E)$ が求まる。

```

for k = 1,2 ... n
     $E_k = k\Delta E$ 
    for i = 1,2 ... N
        for j = 1,2 ... N
            if  $E_k \leq E_{n_{i,j}} < E_{k+1}$ 
                 $P(E_k) = P(E_k) + \sigma_{DD}(E_{rel_{i,j}})$ 
            else
                 $P(E_k) = P(E_k)$ 
            end
        end
    end
end

```

(3-52)

図3.22はレーザー強度  $7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  を軸対称に照射した場合について、レーザー照射方向に対して  $45^\circ$  前方(計測距離 3.89 m)および  $90^\circ$  (計測距離 7.15 m)から観測した場合の(a)(b)中性子スペクトルと、(c)(d)検出器の応答関数を重畠した TOF 分布の計算結果である。赤線はコアからの中性子発生を仮定した場合、青線はシェルからの中性子発生を仮定した場合を示しており、中性子スペクトルおよび TOF 分布はいずれも面積を規格化したものを比較している。参考の為、図 3.22(a)(b)にはイオン温度 8 keV の等方的な熱核融合反応によって得られる中性子のスペクトルも黒線で示した。これまでの議論の通り、軸対称照射のレーザーの吸収分布では、レーザー照射軸に沿った方向に比較的高エネルギーのアブレーションプラズマが生成する為、レーザー照射軸に近い角度に放出された中性子ほどドッパー効果を強く受ける。図 3.22(a)(b)からもわかるように、レーザー進行方向の前方  $45^\circ$  方向で観測した場合に比べて  $90^\circ$  方向で観測した場合のスペクトル拡がりは小さい。コアからの中性子発生を考えた場合、重水素イオンの相対運動エネルギー  $E_{rel}$  の平均値は  $45^\circ$  方向で 9.2 keV,  $90^\circ$  方向で 6.0 keV となる。このドッパー効果の異方性は実際に得られた TOF 分布にも現れており、図 3.22(b)(c)赤線のように TOF 分布の計算結果は  $45^\circ$  方向、 $90^\circ$  方向のいずれにおいても実験結果とよく一致する。一方で、シェルからの中性子発生を考えた場合、中性子スペクトルはアップシフト成分とダウンシフト成分のそれぞれにピークを持つような分布となり、TOF 分布にもその特徴が反映されるが、計測結果とは大きく異なる。このことから、観測された中性子はコア内部で生成したものが支配的であると考えられる。

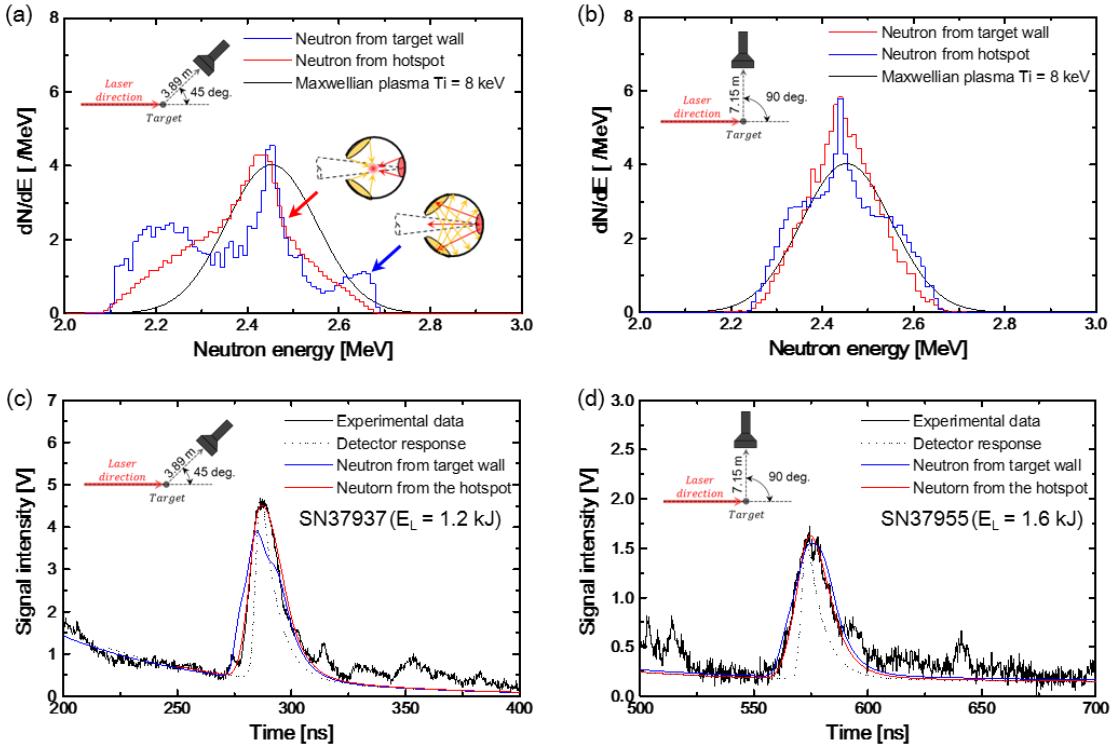


図 3.22 (a) レーザー進行方向に対して 45 度前方および(b)90 度方向で観測される非等方なアブレーシヨンプラズマによる中性子スペクトルのドップラー拡がりの計算結果および(c)(d)TOF 分布の計算結果と測定結果の比較

### (3) 中性子発生数の見積もり

図??は本実験で得られた中性子イールドとレーザーエネルギーの関係である。中性子イールドはレーザーエネルギーの増加と共に上昇し、 $1.5 \text{ kJ}$ で  $1 \times 10^7$ を超えた。中性子がコアで発生した場合とシェルで発生した場合について、それぞれの中性子イールドを以下のように見積もった。(2)の計算から重水素イオンの運動エネルギー分布  $f(E_D)$ 、相対エネルギー分布  $f(E_{rel})$ が得られるので、重水素イオン同士の衝突 1 回当たりの平均反応断面積  $\langle\sigma_{DD}\rangle$  は、

$$\langle\sigma_{DD}\rangle_{core} = \int \sigma_{DD}(E_{rel})f(E_{rel})dE_{rel} \quad (3-53)$$

$$\langle\sigma_{DD}\rangle_{shell} = \int \sigma_{DD}(E_D)f(E_D)dE_D \quad (3-54)$$

と求められる。

これより、コア及びシェルから発生する中性子イールドはそれぞれ、

$$Y_{n_{core}} = \frac{1}{2} n_{D_{core}}^2 (\sigma_{DD})_{core} V \frac{\pi R}{2} \quad (3-55)$$

$\sim 1.0 \times 10^7$  (from hot spot)

$$Y_{n_{shell}} = n_{D_{shell}} N_D (\sigma_{DD})_{shell} (L - \Delta L) \quad (3-56)$$

$\sim 1.6 \times 10^6$  (from target wall)

となる。ここで、 $n_{D_{core}}$ 、 $n_{D_{shell}}$ はコアおよび固体シェル中の重水素イオン密度、 $V = (4/3)\pi R^3$ 、 $R$ はコアの体積および半径、 $L$ 、 $\Delta L$ はシェルの初期厚とアブレーションされる厚み、 $N_D$ はアブレーションされた重水素イオンの総数を示す。X線画像および密度計測の結果から $n_{D_{core}} = 8.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 、 $R = 50 \mu\text{m}$ 、 $\Delta L = 1 \mu\text{m}$ とすると計算結果は式(3-55)、(3-56)の値となる。実際にはシェルもアブレーションの反作用で外側へ膨張するため、固体密度よりも低い密度になっており、シェルで発生する中性子数は式(3-56)の値よりも低いと想される。このように、中性子イールドに関してもコアからの中性子発生を仮定すると実測結果とよく一致する値が得られた。

図3.23には本実験で得られた中性子イールドに加えて、過去に国内外で行われた同様の中性子発生実験の中性子イールドの結果を示した。本研究の特徴は球殻燃料内部でのレーザーの多重反射を利用したことである。

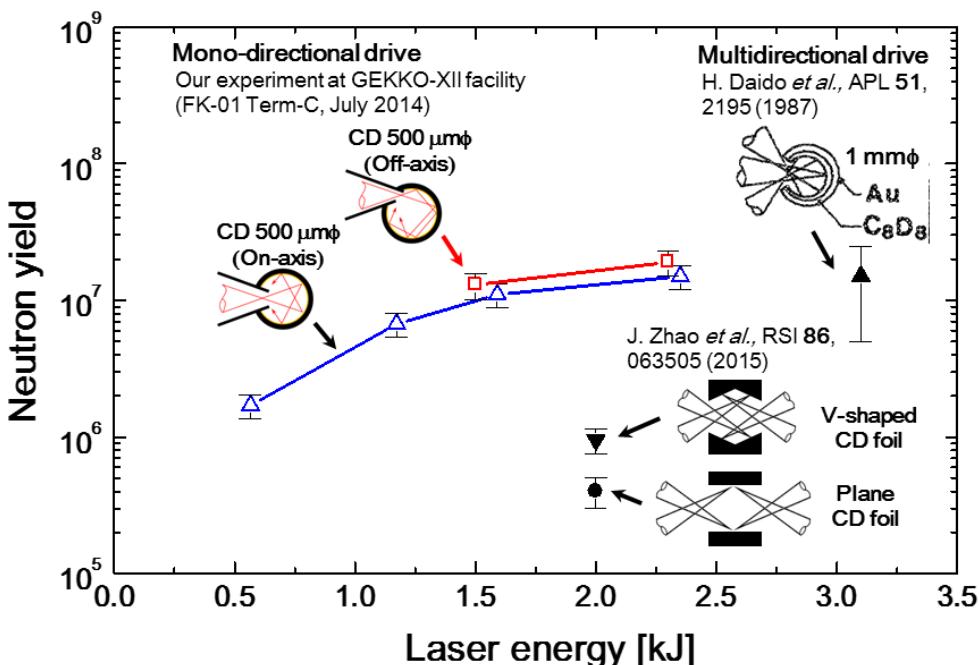


図3.23 内面照射実験で得られた中性子イールドと先行研究の比較

用することで、一方向からのレーザー照射でも高イールドな単色・点中性子源を生成することである。本手法と同様に、アブレーションプラズマの衝突によるDD反応を利用した中性子発生実験は、1987年に大道らが行った球殻ターゲットの内面照射実験の他、2015年にZhaoらが行った二層平板ターゲット及び二層V字ターゲットの内面照射実験がある。大道らの実験では、直径1mmのCDシェルの内面に片側6方向から総エネルギー3.1kJ(レーザー強度~ $10^{15}$ W/cm<sup>2</sup>)を照射しており、 $1\times 10^7$ のDD中性子を観測している。これに対し著者らの実験では、レーザー強度を上げたことでプラズマが一方向からのレーザー照射によるコア生成が可能になり、またプラズマが高温化することで先行研究のおよそ半分のレーザーエネルギーで同等の中性子イールドが得られた。また、Zhaoらの実験では二層平板および二層V字ターゲットの内面に8方向から2kJ(レーザー強度~ $10^{15}$ W/cm<sup>2</sup>)を照射しているが、同様のレーザーエネルギーを用いた球殻燃料の内面照射に比べて一桁以上中性子イールドは低いことがわかる。これは平板ターゲットでは球殻ターゲットほどのプラズマ密度が得られないことを意味している。このことから、内面照射型中性子発生法においては非等方なレーザー照射であっても、球心的なプラズマアブレーションを起こすことにより比較的高密度なコアプラズマを生成することが重要であることが示された。

### 第3章のまとめ

TOF 計測や中性子画像計測器の性能評価試験用の単色・点中性子源として、高強度レーザーの内面照射方式の検証を行った。本方式は球殻燃料の内面にレーザーを一方向から照射するだけで高温高密度プラズマコアを生成するものであり、通常のレーザー爆縮よりも安定的に高イールドの中性子を発生させることが目的である。著者らが行ったレイトレース計算では、レーザー照射面で反射率の高い  $10^{16-17} \text{ W/cm}^2$  のレーザー強度を用いることで、レーザーの一方向照射でもシェル内面の 90% 程度の面積が加熱されることが示された。しかしその一方で、一方向照射では内面のレーザー吸収にある一定の分布がついてしまうため、このような状況でもシェル中心部にコアを形成できるのかを実験的に検証を行った。GEKKO-XII 号レーザーの 12 ビーム 2.4 kJ(強度  $1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ )を直径  $500 \mu\text{m}$  の CD シェルの内面に一方向から照射した結果、直径  $100 \mu\text{m}$  程度の大きさのコアプラズマがシェル中心部に形成し、 $1 \times 10^7$  を超える DD 中性子の発生が確認された。アルミイオンの分光計測から推定された CD プラズマの密度( $n_e = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  程度)は、炭素イオンを熱化するには十分な密度であるが、重水素イオンを熱化するには密度が低く、本実験の中性子発生はアブレーションプラズマ同士の衝突によるビーム核融合反応が主であると考えられる。本実験のような非一様なレーザー照射はアブレーションプラズマの速度分布に異方性を与え、中性子スペクトルのドッpler 拡がりにもその異方性が反映される。実際に 2 方向から観測した中性子の TOF 分布の時間拡がりを比較すると、レーザー軸方向付近に対して側方の方が時間拡がりが小さいことから、レーザー軸に沿った方向のプラズマ、すなわちレーザーの第一反射面および第二反射面から噴き出す重水素イオン同士の衝突による核融合反応が中性子生成に支配的に寄与していると考えられる。また本実験で想定される非等方なプラズマアブレーションを仮定した中性子スペクトルの形状および中性子発生数の見積もりから、観測された中性子がコアプラズマで発生していることは明らかであり、コアサイズ  $100 \mu\text{m}$  程度の大きさの点中性子源であることが示された。

本実験で得られた中性子イールドは  $10^6-10^7$  の間で概ねレーザーエネルギーと比例関係であり、爆縮のような流体不安定性の影響やレーザーエネルギーのばらつきの影響がないため、安定して狙った中性子イールドを出すことが可能である。実際に同条件の 2 ショットの中性子イールドは 2 % 程度の精度で一致した。

以上より、レーザー内面照射による中性子発生は中性子計測器の性能評価試験において非常に有用である。

今後の課題としては、コアの温度・密度を向上させ、さらに高い中性子イールドを生成する方法を見つけることである。密度を上げる為にはシェル加熱の一様性を改善する必要がある。本実験で用いた  $10^{16-17} \text{ W/cm}^2$  のレーザー強度はレーザーの多重反射を利用する上では有効な強度であるが、レーザーのパルス幅や集光径についてはまだ最適化がされていない。特に、レーザーパルス幅を短く、集光  $f$  値を小さくすれば、同強度でもシェル内壁のより広い面にレーザーを当てる事ができるため、シェルの加熱一様性は改善が可能である。現状のコア密度は  $0.01 \text{ g/cc}$  程度であるが、1 次元流体シミュレーションでは  $\sim 0.1 \text{ g/cc}$  が得られており、 $10^9$  に近い中性子イールドが計算されている。従って、加熱の一様性の改善に伴って 1 次元シミュレーションの計算結果に近い密度が得られるようになれば、密度の 2 乗則に従って

$10^8$  を超える中性子発生も可能になると考えられる。また、温度についてはレーザー強度を上げることでアブレーションプラズマの膨張速度をさらに上げることができる。しかし、 $10^{17} \text{ W/cm}^2$  を超えるレーザー強度ではプラズマの臨界密度面での共鳴吸収が支配的となり、第一反射面でのレーザー吸収が大きくなる為、多重反射の効果は低くなっていく。本実験では軸対称照射と軸外し照射にそれほど大きな差は見られなかつたが、共鳴吸収が支配的になるレーザー強度において軸外し照射ターゲットは高い反射率を維持する上で重要になるとと考えられる。また高速電子が相対論領域に入る  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  以上のレーザー強度域では、本論文の第4章に述べるように、キロテスラ級の自己生成磁場が燃料内部に生成することがわかつており、磁場によるプラズマの閉じ込め効果にが得られるかもしれない。しかしながら、レーザー強度を上げれば上げるほど物理が複雑になる為、実際に中性子イールドがどの程度増加するかは今後詳細な検討が必要である。

### 参考文献

- [1] H. Daido *et al.*, AppL. Phys. Lett **51** (26),2195 (1987)
- [2] H. Daido *et al.*, J. Appl. Phys. **63** (5),1350 (1988)
- [3] H. Daido *et al.*, JJAP **28** (3), 507 (1989)
- [4] A. Hasegawa *et al.*, Nucl. Fus. **28**, 369 (1988)
- [5] M. Tabak *et al.*, Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994), E. M. Campbell (private communication, 1993).
- [6] H. Shiraga *et al.*, Rev. Sci. Instrum **66**, 722 (1995)
- [7] M. Katayama *et al.*, Rev. Sci. Instrum **64**, 706 (1993)
- [8] M. H. Key *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41**, 1467 (1978)
- [9] 泉信彦 博士論文(1997)
- [10] V. Yu. Glebov *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1 (2001)
- [11] H. R. Griem, Academic press, New York (1974)
- [12] H. R. Griem, Plasma Spectroscopy (McGraw Hill, New York, 1964)
- [13] プラズマ診断の基礎 名古屋大学出版会
- [14] H. K. Chung *et al.*, High Energy Dens. Phys. **1**, 3 (2005)
- [15] T. J. Murphy *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 930 (1995)

## 第4章 超高強度レーザーの内面照射によるキロテスラ級磁場の生成

### 4.1. はじめに

第3章で述べた内面照射法は超高出力レーザー( $>10^{19} \text{ W/cm}^2$ )を用いることで、強力な自己生成磁場がターゲット内部に生成する事が近年報告されている。Ph. Korneev 氏ら粒子シミュレーション(Particle-in-Cell; PIC)の結果では、10 キロテスラ(kT)を超える自己生成磁場がターゲット内部に生成する事が分かっている[1]。キロテスラはネオジム磁石(1 - 2 T)の千倍の磁場強度に相当する。キロテスラ級の磁場はレーザープラズマ相互作用によって生成する高速電子やイオンを数ミクロンの領域に閉じ込めることができることから、第3章で述べた内面照射中性子発生において、「磁場閉じ込め」効果による中性子イールドの向上が期待される。10 kT の磁場下では相対論電子や数 MeV の  $\alpha$  粒子でさえも数ミクロンの領域に閉じ込められることから、レーザー駆動中性子源や高速点火核融合への応用が期待される。また 10 kT という磁場強度は白色矮星( $10^{3\sim 5} \text{ T}$ )や中性子星表面( $10^{4\sim 8} \text{ T}$ )の磁場強度に迫るものであり、天文分野の研究にとっても非常に興味深い領域である。特に著者らの手法では跡に述べるように、反平行な磁場が同時に生成するという特徴をもち、磁場の境界面で起こる磁気リコネクションによる粒子加速や輻射現象などの観測も期待される。

これまでにも超高強度レーザーを用いた 10 kT 級の磁場生成は報告されているが[2]、いずれも磁場の持続時間はレーザーのパルス幅(数十～数百フェムト秒)程度と極めて短い。これに対し著者らの手法はプラズマによる磁場の圧縮効果が得られるため、プラズマの閉じ込め時間(～数十ピコ秒)と同程度の時間、強磁場が持続することが期待されている。このため本手法は「準静的磁場」に分類される。これまでに報告された準静的磁場の最高記録は 4 kT であり[3]、これはレーザー爆縮による初期磁場(数テスラ)の圧縮により達成されたものである。近年報告されているキロテスラ級の磁場生成の殆どが同様の手法であるが[4-6]、爆縮を用いる方法は装置が限られる、磁場を使った応用実験への転用が難しい等の問題があった。これに対し著者らの手法は、爆縮を伴わずにこれまでの記録をはるかに凌ぐ強度の準静的磁場を生成することができる。本章ではこの内面照射法による強磁場生成に関する計算シミュレーションを用いた磁場生成原理の検証及び実験による磁場計測について述べる。

## 4.2. 強磁场生成の原理と磁场特性

図4.1にレーザー内面照射による磁場生成の原理とPh. KorneevらのParticle-In-Cell(PIC)シミュレーションによる磁場強度の計算結果を示す。図4.1の計算では「スネル型」ターゲットの内面にレーザー( $> 10^{19} \text{ W/cm}^2$ )を照射し、ターゲット内壁を多重反射させている。シミュレーション結果からわかるように、レーザー内面照射による磁場生成では円筒型ターゲット内部へのレーザー照射によって図4.1(b)のような反平行な磁場が生成する。一連のシミュレーションにより、これらの磁場がレーザー照射に伴って発生する複数の電子流によって生成されることがわかった。レーザーの輻射圧によってレーザーの進行方向に加速された高速電子はSurface guiding効果[4]によってターゲット壁面に沿って連続的に加速され、強大な円環電流  $\vec{j}_s$  となる。これによりターゲット軸方向(紙面から出る向き)に磁場(+B<sub>z</sub>)が生成する。またターゲット内部の電子はレーザー照射位置付近が周囲に比べて極端に少なくなる為、電荷の偏りを解消するように前述の円環電流とは逆向きの帰還電流  $\vec{j}_r$  がターゲット内を流れる。この帰還電流はターゲット内側を流れる電流よりも強く、+B<sub>z</sub> の一部を打消して逆方向(紙面に入る向き)の磁場(-B<sub>z</sub>)を形成する。帰還電流はレーザー照射位置から離れるほど弱くなる為、先にできた+B<sub>z</sub> をすべて打ち消すことはなく、その結果として反平行な二層磁場が形成される[2]。一度このような反平行磁場が形成されると、レーザー照射面からターゲット内部に向かって飛び出した高速電子および熱電子はラーマ半径が小さいために磁場領域中を伝搬することはできず、磁場の境界を縫うように進んでいく。これが第三の電子流  $\vec{j}_3$  を形成し、磁場の境界をより鮮明にする。これらの3種類の電子流によって図4.1(b)のように最大10 kTに及ぶ反平行磁場が形成される。

図4.2は著者らが行った同様のPICシミュレーション結果であり、 $1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 、波長 $1 \mu\text{m}$ 、パルス幅1.2psのレーザー光を直径 $80 \mu\text{m}$ のスネルターゲット内面に照射し、500 fs毎の磁場及び電子密度、プロトン密度の分布を示している。シミュレーションコードは2次元PICコードEPOCH-2Dを用いた。図中の各時刻における磁場の状態について述べる。

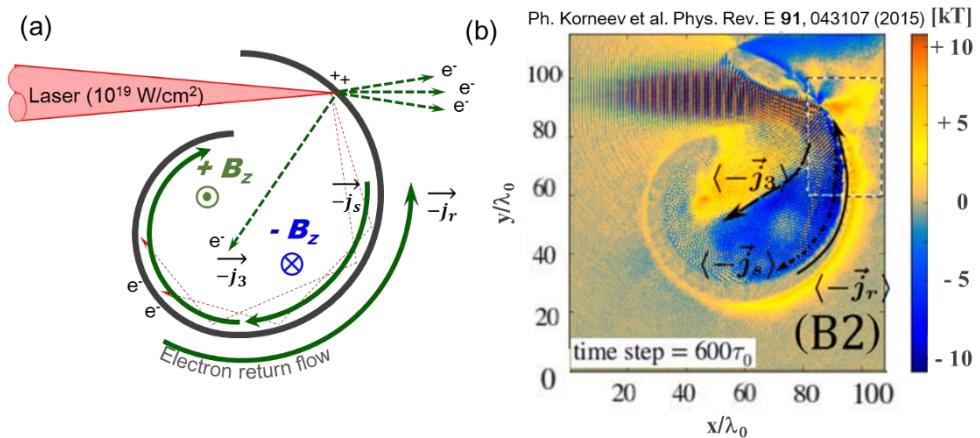


図4.1 (a) レーザー内面照射による磁場生成の原理と(b)PICシミュレーションによる磁場強度分布

**(1) レーザー入射初期(0~1.0 ns)**

磁場強度分布から、レーザー光が多重反射によりターゲット内部を伝搬している様子がわかる。ターゲット壁面から噴き出すプラズマがプラズマミラーとしてはたらく為、非常に高い強度のレーザー光でもターゲット内部で多重反射させることができる。

**(2) レーザーピーク時刻(1.5ns)付近**

レーザーのピーク時刻付近では、ターゲットの内側と外側に壁面に沿った強い磁場が形成しているのがわかる。これはレーザーの伝搬によって生成する電流成分  $\vec{j}_s$ 、 $\vec{j}_r$ 、による磁場生成がこの時点では強いことを意味している。また同時にターゲット内部では反平行な磁場構造ができ始めており、レーザーの第一反射面から内側へ噴き出した高速電子あるいは熱電子の伝搬経路を制限している。

**(3) レーザー入射終盤(1.5~2 ns)**

レーザーの伝搬が終了する頃にはレーザーの第一反射面から噴き出す高速電子や熱電子が反平行磁場の境界面に沿って伝搬する様子が電子密度分布から確認できる。これにより電流  $\vec{j}_3$  が発生し、反平行磁場の強度を増加させている。

**(4) レーザー伝搬終了後(2 ns~)**

レーザーの伝搬が終了した後はターゲット壁面に沿って流れる電流  $\vec{j}_s$ 、 $\vec{j}_r$ 、も流れなくなる為、ターゲット壁近傍の磁場強度は急激に減衰する。しかしターゲット内部の磁場は減衰せず、さらに強度を増していく。電子密度・プロトン密度分布からわかるように、時刻 2 ns を過ぎたころにはターゲット内外のプラズマ膨張が始まっており、これによる磁場の圧縮が行われている。したがって内面照射によって生成するキロテスラ磁場はターゲット内部のプラズマが散逸するまでの時間持続すると考えられる。これが内面照射方式による磁場生成の最大の利点である。

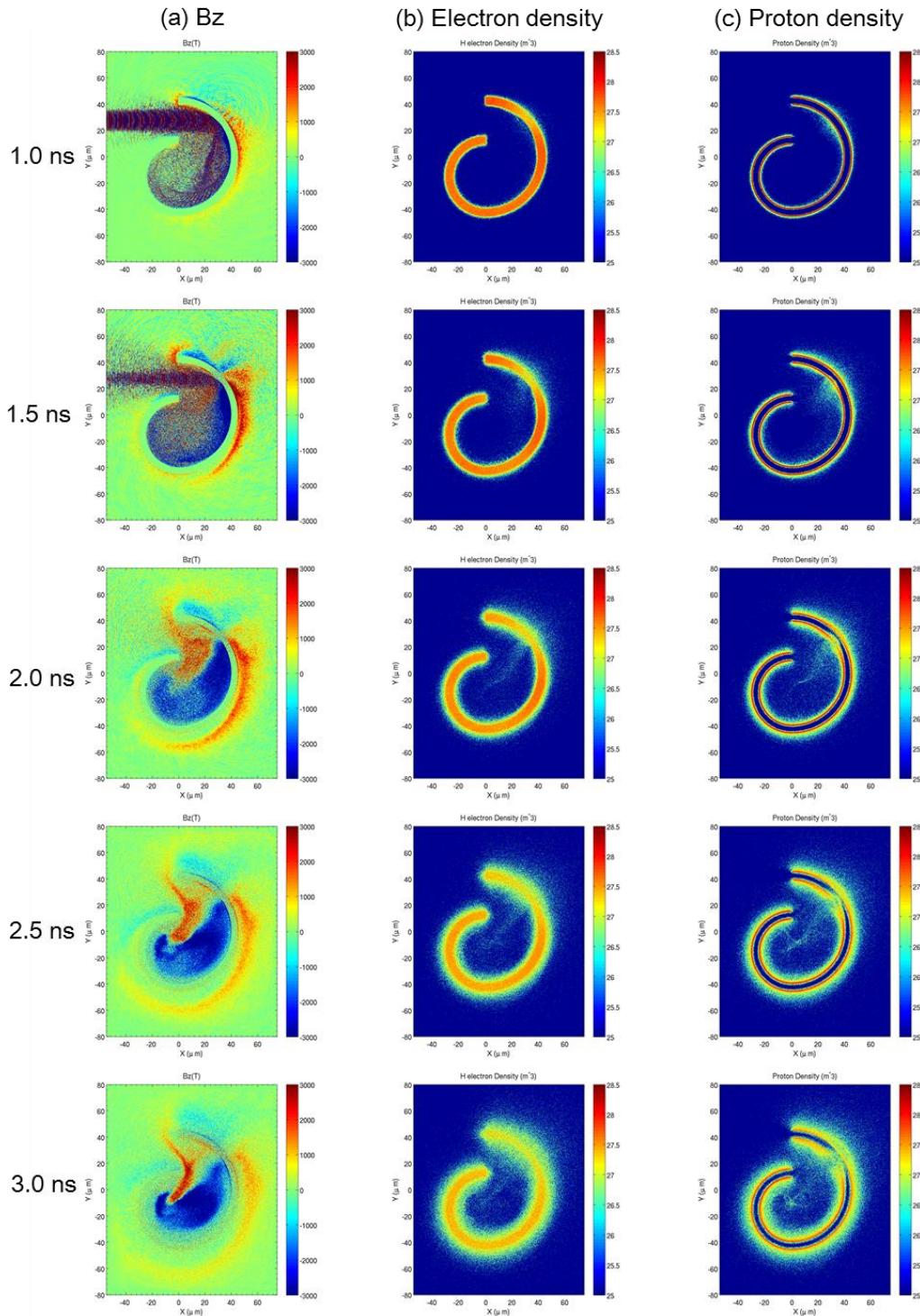


図4. 2 PICシミュレーションによるスネルターゲット内外の(a)磁場分布、(b)電子密度分布、(c)プロトン密度分布の時間推移

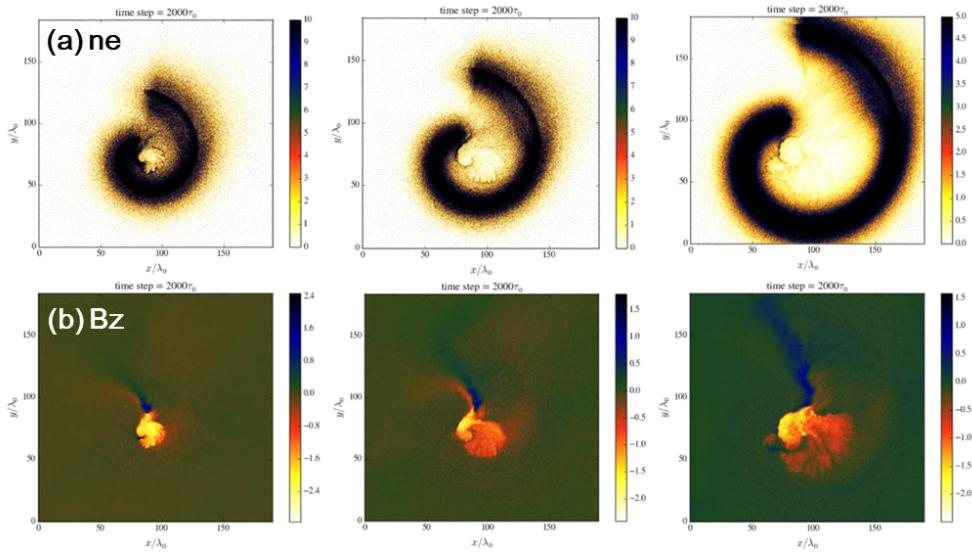


図4.3 ターゲット径の大きさと磁場強度の比較。

(a)電子密度、(b)最大圧縮時の磁場強度分布

図4.3はターゲット径の大きさと磁場強度分布を比較したものであり、左から直径 50  $\mu m$ 、100  $\mu m$ 、150  $\mu m$  のスネルターゲットにおける磁場の最大圧縮時刻付近の電子密度と磁場強度の分布を示している。このような円筒形あるいは球殻形のターゲット形状では一般にターゲット径が小さいほうが高いプラズマ密度が得られる為、図のように、ターゲット径の小さいものほど磁場の圧縮率が高いことがわかる。またターゲット径が小さくなるほどターゲットに沿って流れる帰還電流  $\vec{j}_r$  が磁場生成に支配的にはたらく為、反平行な磁場構造よりも一方向な磁場構造を作る傾向にあることが分かった。

また図4.4はスネルターゲット内部に生成する最大磁場強度とレーザー強度の関係である。レーザー強度が高いほど生成する磁場生成に寄与する高速電子も高エネルギーになるため、磁場の強度はレーザ

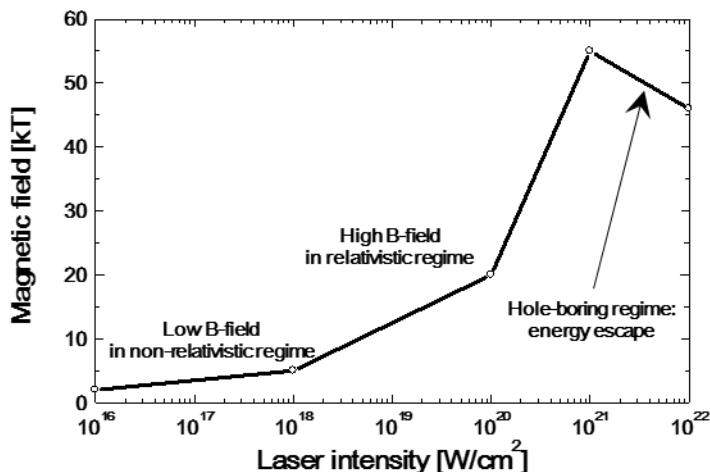


図4.4 磁場強度とレーザー強度の関係

一強度の増加と共に増加する。著者らのシミュレーションではレーザー強度  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  で最大  $55 \text{ kT}$  の磁場が生成した。 $10^{21} \text{ W/cm}^2$  を超えるレーザー強度では、ホールボーリング効果[K. Tanaka et al., Phys. Plasmas 7, 2014 (2000); R. Kodama et al., Phys. Rev. Lett. 77, 4906 (1996)]により第一反射面でのレーザー吸収が大きくなり、また場合によってはターゲットを突き破る為、生成する磁場強度は減少していく。したがって本手法による磁場生成では、ホールボーリングを起こさない  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  までのレーザー強度を用いることが適切であることが分かった。

#### 4.3. プロトンラジオグラフィによる磁場計測法とターゲット外部のシース電場の抑制

この一連の計算結果から、著者らは大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの LFEX レーザーを用いて本手法の原理実証実験を行い、プロトンラジオグラフィによる磁場計測を試みた。磁場計測におけるプロトンラジオグラフィとは、プロトンビームを磁場生成領域に入射し、プロトンビームの偏向角から磁場の強度や分布を推定するというものである。プロトンの入射方向は磁力線の方向に対して平行と垂直に入射させる 2 種類の方法があり、本実験では反平行な磁場構造を捉える為、磁力線に対して垂直にプロトンビームを入射させる方法を選んだ。

プロトンラジオグラフィによる磁場計測を行う上で留意しなければならない点は、電場によるプロトンの偏向を防ぐことである。特に本手法を含め、超高強度レーザーと固体ターゲットの相互作用では、高速電子の発生に伴い強いシース電場がターゲット表面に生成するため、このシース電場を何らかの方法で抑制しなければプロトンラジオグラフィから磁場の情報を引き出すことはできない。図 4.5 はスネルターゲット内外の電場分布の計算結果である。レーザーが多重反射する為、ターゲット全面から高速電子が発生し、レーザーピーク時刻( $t = 1.5 \text{ ns}$ )付近ではターゲット外側に向かって  $10^{11} \text{ V/m}$  程度の強いシース電場が生成されているのがわかる。生成されたターゲット外部のシース電場は数 MeV のプロトンでさえも跳ね返せるだけの強度を持っており、プロトンラジオグラフィを行う上では深刻な問題である。一方で、ターゲット内部のシース電場はターゲットの円筒形状が功を奏して、互いの電場を打ち消し合う為、プロトンラジオグラフィにとって問題にならない。図 4.6 は 9 MeV のプロトンビームをレーザーピーク時刻にスネルターゲットに入射させたときの飛跡と電場強度分布を示す。プロトンの飛跡の色はプロトンのエネルギーを示す。ターゲット外部にシース電場が存在する状況では、プロトンのほとんどが電場による偏向を受け、ターゲット内部に入る前にはじかれてしまう。またターゲット内部に入射するプロトンもほとんどのエネルギーを失った状態である為、磁場による偏向が何 MeV のプロトンによるものであるのかが不明確になる。またターゲット外部のシース電場は Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)により高エネルギーのプロトンを発生させる。これもまたプロトンラジオグラフィにとっては深刻なバックグラウンドとなる。

そこで本研究ではターゲット外部のシース電場を抑制する為、GEEKO-XII レーザーを用いたターゲット外壁の予備加熱を行った。LFEX 入射前にターゲットを予備加熱することによってターゲットを希薄なプラズマで覆い、高速電子発生時のターゲット外部の電気的中性を保つことで、シース電場の抑制に成功した。

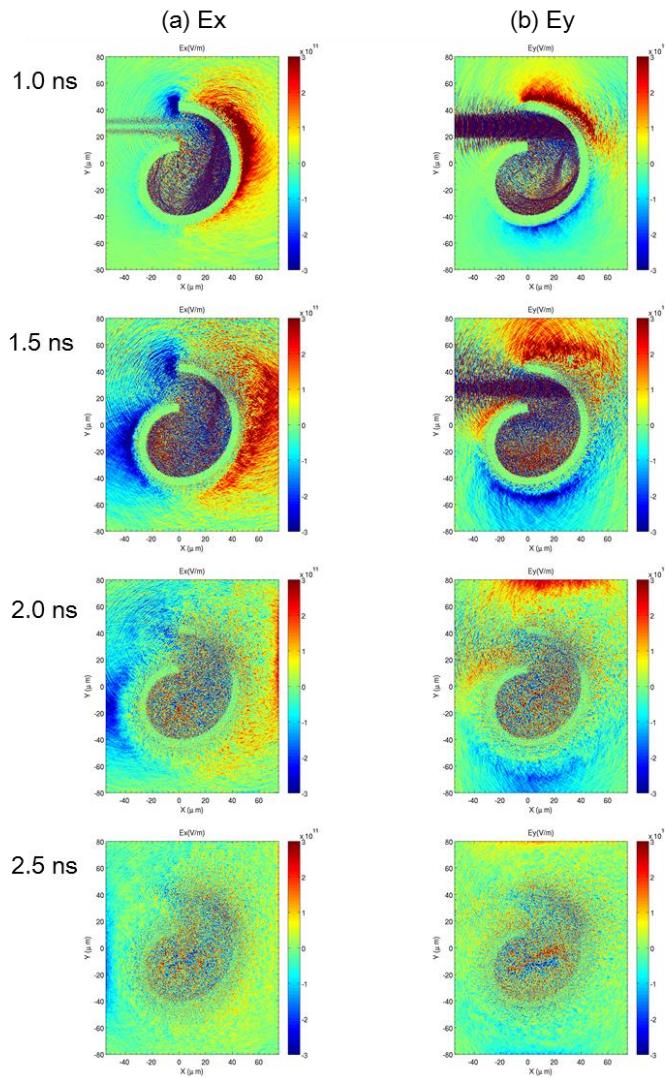


図4.5 スネルターゲット表面に生成するシーズ電場の時間推移。レーザー強度  $1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ 、パルス幅 1.2 ps、時刻 1.5 ns がレーザーピーク時刻。

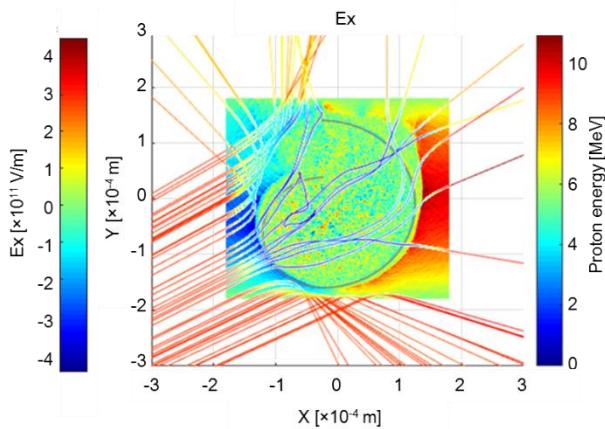


図4.6 電場と磁場の混在する状況でのプロトンの飛跡とエネルギー分布

#### 4.4. 実験方法

図4.7に実験の概要図を示す。LFEXレーザーは4ビームで構成されており、そのうち3ビームを磁場生成に、1ビームをプロトンラジオグラフィ用のプロトン生成に用いた。ターゲットは直径 $300\mu\text{m}$ のスネルターゲット(材質:Cu)を用いて、その内面にLFEX3ビーム(波長 $1,053\text{ nm}$ , エネルギー $800\text{ J}$ , パルス幅 $1\text{ ps}$ , 集光径 $\sim 100\mu\text{m}$ 、強度 $1\times 10^{19}\text{ W/cm}^2$ )をP偏向、入射角約45度で入射させた。プロトン発生用のターゲットはAl薄膜(厚さ $10\mu\text{m}$ )に厚さ $1\text{mm}$ のスリット(材質Ta,スリット幅 $80\mu\text{m}$ )の付いたものを使用した。ターゲットの寸法及び位置関係等は図4.7-4.8の通りである。スネルターゲットの中心から $3\text{ mm}$ 離れた位置にAl薄膜(厚さ $10\mu\text{m}$ )が来るようプロトンターゲットを設置し、Al薄膜にLFEX1ビーム(波長 $1,053\text{ nm}$ , エネルギー $250\text{ J}$ , パルス幅 $1\text{ ps}$ , 集光径 $\sim 30\mu\text{m}$ 、強度 $1\times 10^{19}\text{ W/cm}^2$ )を照射した。TNSA加速によりAl薄膜裏面から放出されたプロトンビームは、スリットを抜けて角度発散の小さいビームに成形された後、スネルターゲット内部に入射する。本実験では図4.7のようにスネルターゲット内部で生成する磁場の磁力線に対して垂直方向にプロトンを入射した。

プロトンの検出にはラジオクロミックフィルム(GAFChromic HD-V2)(以下、RCF)を用いた。TNSAプロトンは広いエネルギースペクトルを持つため、エネルギー毎にスネルターゲット内を通過する時刻が異なる。そこでプロトンのエネルギー毎の偏向角度分布を取得することで磁場の時間推移が得られる。そこで本実験ではRCFを多数積層し、プロトンがそのエネルギーに応じた飛程によって異なる層のRCFに

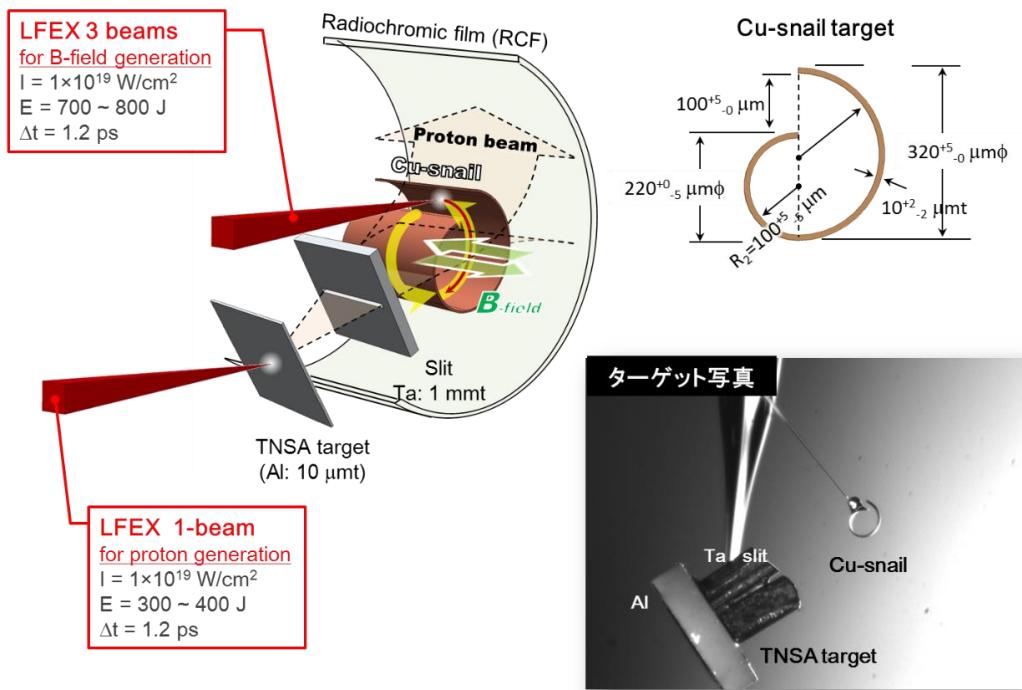


図4.7 実験配置図

検出されるようにした。RCF の配置は図 4.8 の通りであり、スネルターゲットの中心から半径 2 cm の位置に曲面状に多層 RCF を配置し、プロトンの偏向角を 0-180 度の範囲で測定した。

スネルターゲット外部のシース電場の生成を抑制する為、GEKKO-XII レーザー 2 ビーム（波長 1064 nm, エネルギー 1J, パルス幅 1 ns）を用いてスネルターゲット外壁を予備加熱した。また本実験では磁力線方向に加速されたプロトンを観測する為、スネルターゲット正面にも RCF を配置した。本実験ではプロトン計測の他、Cu-K $\alpha$ イメージヤを用いたターゲット壁面の電流の可視化や、光学計測によるスネルターゲット内部の電子密度計測及び Faraday 回転による磁場計測、結晶分光器を用いた特性 X 線の Zheeman シフトの観測を試みた。

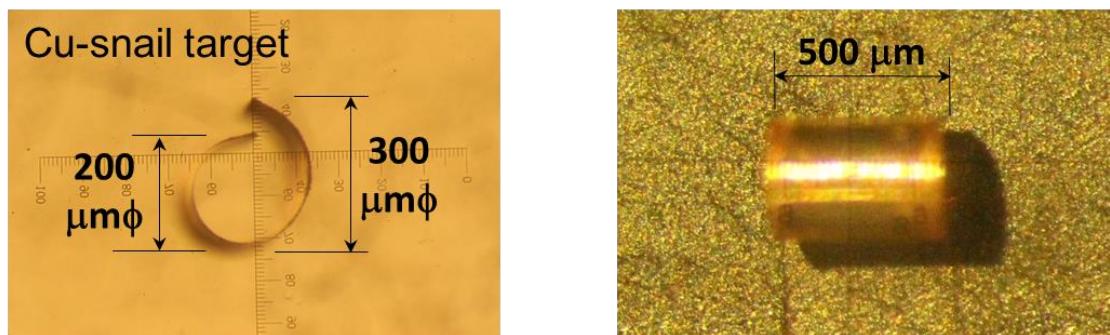


図 4.8 ターゲット写真

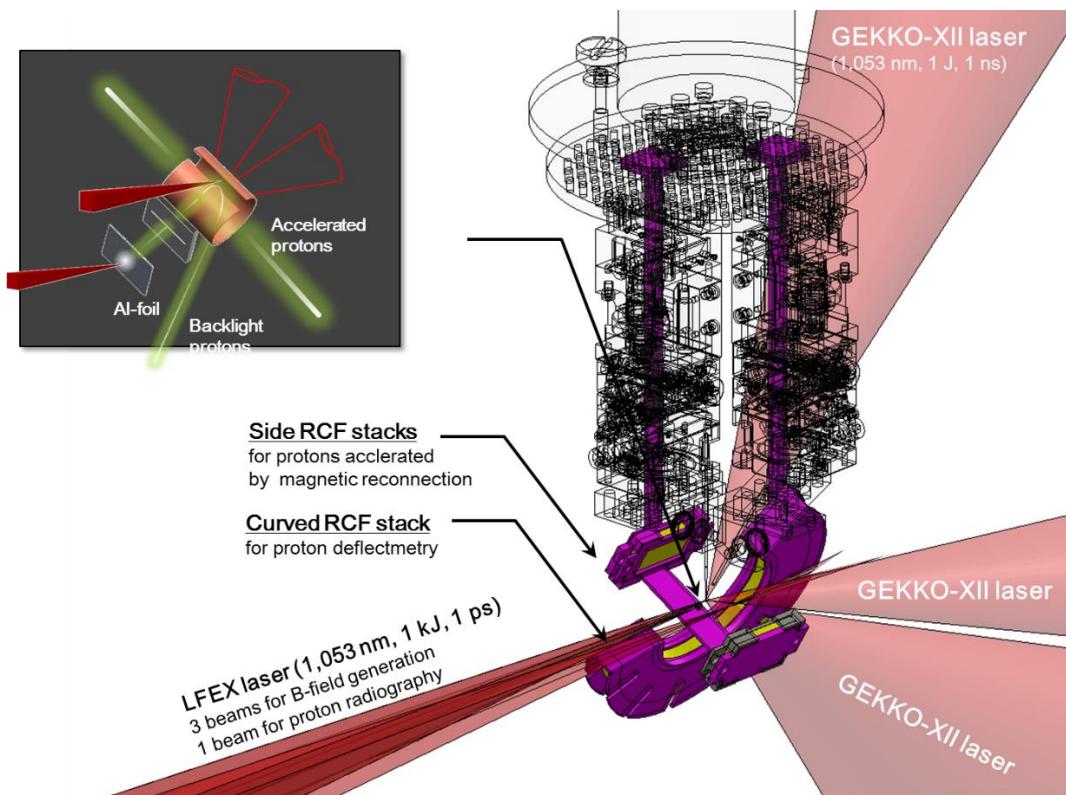


図 4.9 ラジオクロミックフィルム (RCF) の配置図

#### 4.5. 実験結果

図4.10はプロトン生成ターゲットのみをドライブした時のRCFの信号である。本実験で観測されたプローププロトンの最大エネルギーは12 MeV、プロトンの発散角は±5度以下であり、プロトンラジオグラフィとして良好なプロトンが得られた。この最大エネルギーとともに、スネルターゲット用とバックライター用のレーザーのタイミングを決定した。また図4.11はスネルターゲットのみをドライブし、予備加熱によるシース電場の抑制効果を示したものである。スネルターゲットを予備加熱しなかった場合(図4.11(a))は、

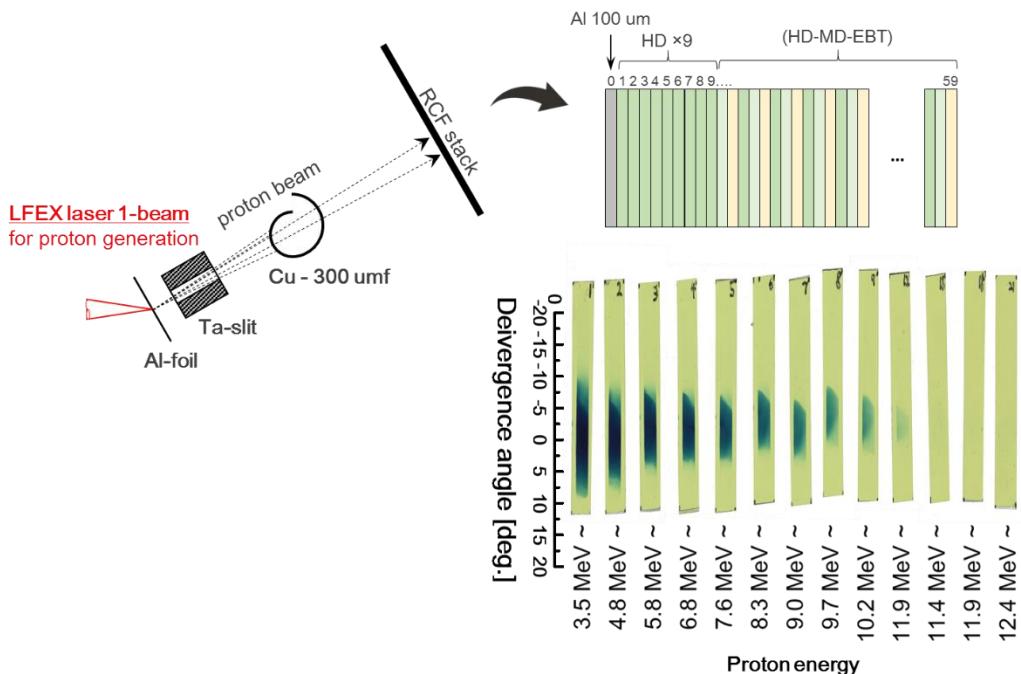


図4.10 プロトンラジオグラフィ用のプロトンビームのエネルギーと角度発散

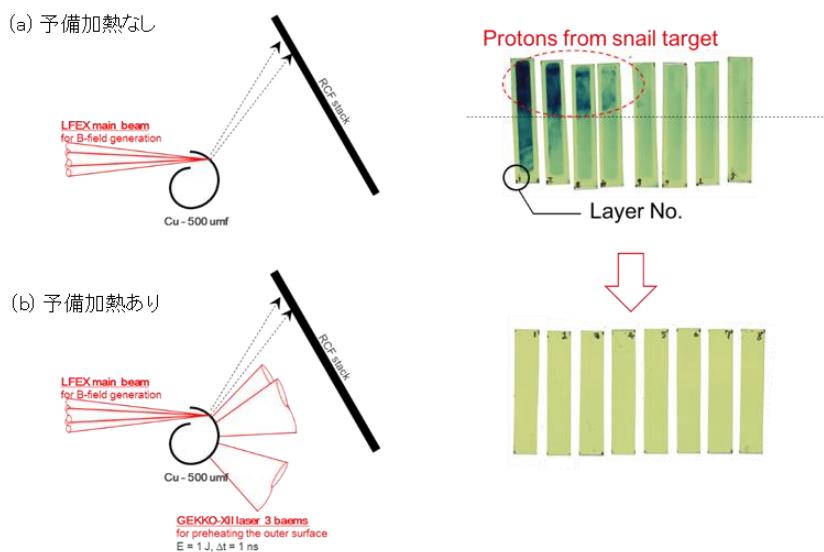


図4.11 スネルターゲットのみドライブした時のプロトントイマージ。(a)ターゲット外壁の予備加熱なし、(b)予備加熱あり

ターゲットの面に対して垂直方向にプロトンが検出された。これは TNSA プロトンの典型的な特徴であり、ターゲット外部のシース電場による TNSA 加速が起きたことを意味する。一方で予備加熱を行った場合には(図 4.11(b))、スネルターゲットからの TNSA プロトンは一切観測されなかった。これにより、ターゲット外部の予備加熱によるシース電場の抑制が有効であることが確認された。

以上の予備実験を経て、磁場によるプロトンの偏向計測を行った。図 4.12 はスネルターゲット及びプロトン生成ターゲットの両方をドライブし、プロトンの偏向分布を観測した結果である。各フィルムが測定しているプロトンのエネルギーと磁場の時間情報は表 4.1 の通りである。このうち、最も磁場の強い時間にスネルターゲット内を通過した 9.7 MeV のプロトン(RCF:8 枚目)に関して偏向角度分布を示したのが図 4.13 である。図 4.13 の偏向角 10°-20° 付近は RCF の固定具があるため感度がない。また 160°-170° 付近に信号がないのはプロトンターゲットが影になっているためであり、観測されたプロトンがスネルターゲットから飛来してきたことを意味する。図 4.13 からわかるように、磁場による偏向を受けたプロトンは前方(0°-60°)に飛ぶ成分と後方(150°-180°)に飛ぶ成分に別れた。このプロトンの偏向分布は後に述べるように、数キロテスラの反平行な磁場が生成されたことを示唆している。得られたプロトンの偏向分布から推測される磁場の強度分布を求める為、著者らはモンテカルロコードを作製し、磁場中のプロトンの輸送計算とそれによって得られる偏向角度分布の計算を行った。

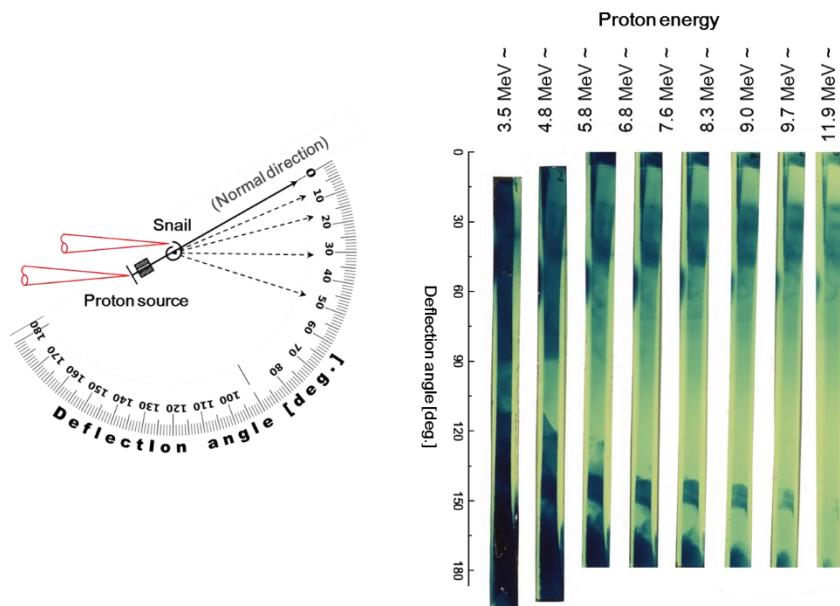


図 4. 12 磁場により偏向を受けたプロトンのイメージ

表4. 1 プロトンエネルギー毎のターゲット入射時刻と検出 RCF 番号

RCF No.	プロトンエネルギー [MeV]	スネルターゲット通過時刻 [ps] (LFEX ピーク時刻を $t = 0$ とする)
1	3.5	+46.2 ~ 55.8
2	4.8	+29.3 ~ 37.5
3	5.8	+20.4 ~ 27.9
4	6.8	+13.6 ~ 20.5
5	7.6	+9.1 ~ 15.6
6	8.3	+5.7 ~ 12.0
7	9.0	+2.8 ~ 8.8
8	9.7	+0.1 ~ 5.8
9	11.0	-4.1 ~ +1.3

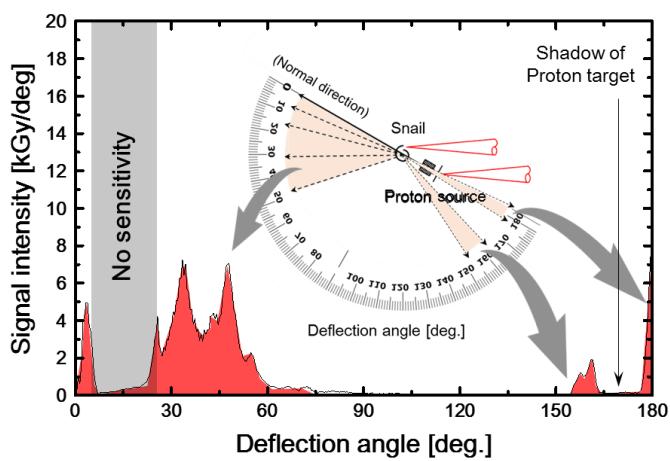


図4. 13 RCF8枚目 9.7 MeVプロトンの偏向角度分布

#### 4.6. 電磁場中のプロトン輸送計算コードを用いたプロトン偏向角の解析

荷電粒子の輸送計算を行う汎用のモンテカルロコードには日本原子力開発機構の PHITS のほか、米国ローレンスリバモア国立研究所の MCNP などは各種核反応を計算するうえでは非常に便利であるが、任意の電磁場中を伝搬する荷電粒子の輸送計算には向いていない。そこで著者は電磁場中の荷電粒子の輸送計算コードを作製し、実験で得られたプロトンの偏向角分布を最もよく説明する磁場構造の解明を試みた。幸い本実験のプロトンラジオグラフィではプロトンのエネルギーが高いため、プロトン同士の衝突やターゲット材料でのエネルギー減衰等を考慮する必要がなく、単純に個々のプロトンについてニュートン・ローレンツの運動方程式を時間ステップごとに解いていけば良い。以下に、計算アルゴリズムの概要を述べる。

モンテカルロコードでは荷電粒子の運動を初期値問題として解くため時間差分を用いる。時間差分には、粒子の位置と速度が  $0.5\Delta t$ だけ異なるった時間で計算される蛙飛び法(Leap-frog-method)を用いた。ここで  $\Delta t$  は時間差分のステップ幅である。蛙飛び法では時間微分が中心差分で近似されるように差分化を行っている。中心差分を用いると、実際の運動方程式と同様に、差分化した運動方程式も時間反転に関して対称になる。なお蛙飛び法は 1 段法でありながら、2 次の Runge-Kutta 法と同等の精度(誤差は  $\Delta t^3$  のオーダー)が保証される。

まず、計算空間内の位置  $x_G$  における時刻  $t$  の電場  $E(x_G, t)$  及び磁場  $B(x_G, t)$  を入力する。この電磁場は任意に入力することも PIC シミュレーションの計算結果を入力することも可能である。電磁場の入力データが空間的・時間的に離散的である場合は、その間を線形補完する。続いてプロトンが発生位置  $x_0$  から初期エネルギー  $E_0$ (ここでは 9.7 MeV)に相当する初速度  $v_0$  で打ち出される。このとき、粒子の速度ベクトルは一様乱数を用いて  $\pm \Delta\theta$ (ここでは  $\pm 5^\circ$ )の角度発散を持つように設定した。入力された電磁場と粒子の初速度ベクトルを使って、以下のループを計算し、1 ステップだけ( $j \rightarrow j+1$ )粒子の位置と速度を進める。

$$\boldsymbol{v}^- = \boldsymbol{v}_j(t - 0.5\Delta t) + 0.5 \left( \frac{e}{m_p} \right) \boldsymbol{E}(x_j(t)) \Delta t \quad (4-1)$$

$$\boldsymbol{v}' = \boldsymbol{v}^- + \boldsymbol{v}^- \times 0.5 \left( \frac{e}{m_p} \right) \boldsymbol{B}(x_j(t)) \Delta t \quad (4-2)$$

$$\boldsymbol{v}^+ = \boldsymbol{v}^- + \frac{\boldsymbol{v}' \times (e/m_p) \boldsymbol{B}(x_j(t)) \Delta t}{1 + [0.5(e/m_p) \boldsymbol{B}(x_j(t)) \Delta t]^2} \quad (4-3)$$

$$\boldsymbol{v}_j(t + 0.5\Delta t) = \boldsymbol{v}^+ + 0.5 \left( \frac{e}{m_p} \right) \boldsymbol{E}(x_j(t)) \Delta t \quad (4-4)$$

$$\boldsymbol{x}_j(t + \Delta t) = \boldsymbol{x}_j(t) + \boldsymbol{v}_j(t + 0.5\Delta t) \Delta t \quad (4-5)$$

ここで、 $e$  および  $m_p$  はそれぞれプロトンの電荷量、質量を表す。ループの出口では粒子の新たな位置ベクトル  $\boldsymbol{x}_j(t + \Delta t)$  と速度ベクトル  $\boldsymbol{v}_j(t + 0.5\Delta t)$  が求まっており、 $t \rightarrow t + \Delta t$  として式(4-1)-(4-5)のループを所定のステップ数、粒子数だけ繰り返せば輸送計算は終了する。

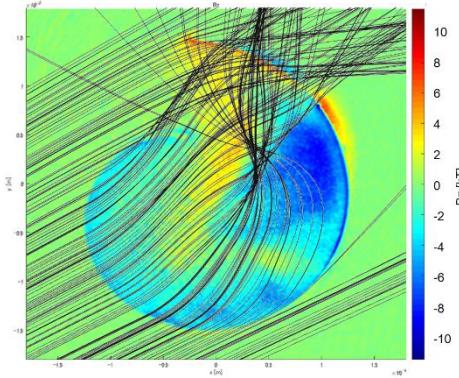


図 4.14 任意の強度分布をもつ電磁場中でのプロトン輸送計算の例。黒線はプロトンの軌跡を示す。

各粒子の偏向角 $\theta$ は、初期速度ベクトル $v_0$ と最終ステップ終了時の速度ベクトル $v_f$ から、

$$\cos\theta = \frac{\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{v}_f}{|\mathbf{v}_0| |\mathbf{v}_f|}$$

で求められ、これを全粒子分統計処理することによって偏向角分布を出力する。図 4.14 に本計算コード用いて行ったプロトン輸送計算の例を示す。

スネルターゲット内に生成する磁場の強度分布は非常に複雑でモデル化することが難しいため、プロトンラジオグラフィの解析を行う上では、図 4.14 のような PIC シミュレーションによる磁場分布と著者らのモンテカルロコードを組み合わせ、磁場の時間発展まで含めたプロトン輸送計算を行うことが望ましい。しかし、実験で用いた直径  $300 \mu\text{m}$  のターゲットを実スケールでシミュレーションを行うのは現実的に難しい。そこで著者らはまず初めに、図 4.15 のように極めて単純かつ一様な磁場分布をもつターゲット中のプロトン輸送計算を行った。この計算により得られる偏向分布から、実験結果を説明し得る磁場の構造とその強度の見当をつけた。このような大胆な仮定のもとでは、磁場強度の下限値を見積もることができ、また磁場の大まかな構造を推測することができる。特に、 $J_g$ による反平行磁場の境界がどこに存在するのかを知る程度のことは本計算でも可能であると考えられる。

図 4.16 は 2 次元 PIC コードと 3 次元 PIC コードによる磁場強度分布の比較と、それぞれの磁場分布に近い一様磁場で計算したプロトンの偏向分布を示す。

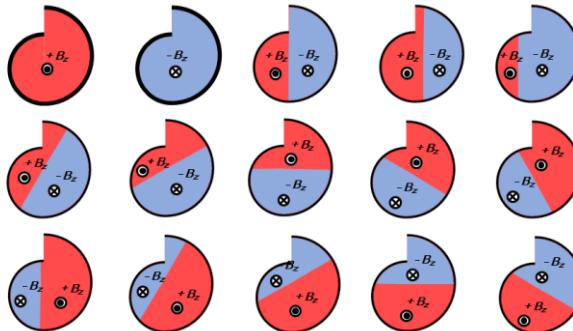


図 4.15 単純な磁場分布を用いたプロトン輸送計算。

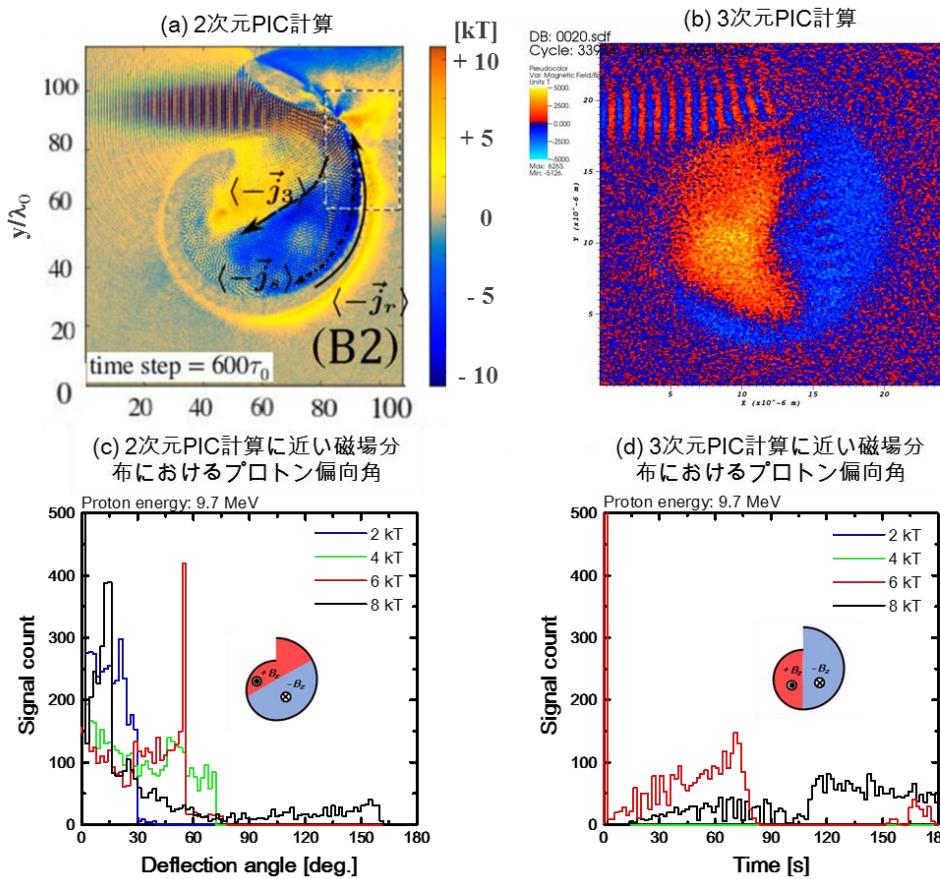


図 4. 16 (a)2 次元 PIC コード(EPOCH-2D)による磁場分布の計算結果、(b)3 次元 PIC コード(EPOCH-3D)による磁場分布の計算結果、(c)2 次元コードの計算結果に近い磁場分布でのプロトンの偏向角分布、(d)3 次元コードの計算結果に近い磁場分布でのプロトンの偏向角分布、

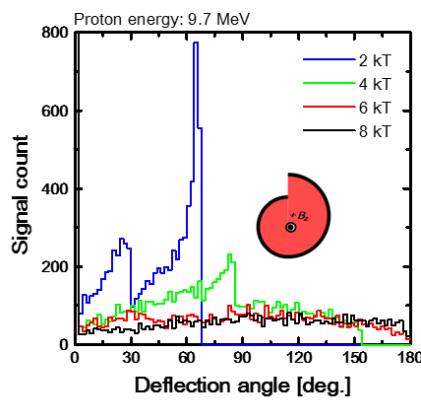


図 4. 17 一様磁場分布を仮定した場合のプロトンの偏向分布

図4.16(c)(d)では磁場強度が2 kT, 4 kT, 6 kT, 8 kTのときの9.7 MeVプロトンの偏向角分布を示している。2次元PIC計算で得られた磁場斜めに境界を持つ磁場構造では、プロトンが前方と後方に別れるような実験結果の特徴は現れないが、3次元PIC計算で得られた鉛直方向に境界をもつ磁場構造では、その特徴が再現し、およそ6 kTの磁場強度(図4.16(d)赤線)のとき、最も実験結果に近い偏向分布となった。図4.17のような一方向性の磁場ではどのような磁場強度でも実験結果のような偏向角の分離は起こらない為、実験により得られたプロトンの偏向分布は、少なくとも数キロテスラの反平行な磁場の生成を示唆している。またその磁場の分布は3次元計算により得られたものに近く、ターゲット面を流れる電流の3次元的な分布が磁場の構造に大きく影響を与えていたと考えられる。

## 第4章のまとめ

本章では、スネル型ターゲットへのレーザー内面照射によるキロテスラ磁場の生成について述べた。著者らはまずPICシミュレーションを用いて磁場生成の原理やその特性を明らかにした。本手法における磁場生成では、厚さ $10\text{ }\mu\text{m}$ 程度以下の薄膜を円管状(スネル形)にしたターゲットの内面にレーザーを照射することによって、ターゲットに沿って流れる2種類の電流成分と、それらが作る反平行磁場の境界を伝搬する高速電子及び熱電子流がシミュレーションによって確認され、これらの電子流により強力な反平行磁場を生成していることがわかった。またこれらの電流によってできる磁場はターゲット内壁から噴き出すプラズマにより圧縮され、レーザーの伝搬が終了した後もプラズマの持続時間(～数十 ps)程度維持されることが示された。著者らのシミュレーション計算では、レーザーの照射強度に対して磁場のピーク強度は指数関数的に増加し、レーザー強度 $10^{21}\text{ W/cm}^2$ では50 kTを超える磁場が生成した。 $10^{21}\text{ W/cm}^2$ を超えるレーザー強度ではホールボーリング効果によってレーザーがターゲットを突き破ってしまうため、 $10^{21}\text{ W/cm}^2$ を超えない照射強度で実験を行う必要があることが分かった。

LFEXレーザーを用いた本手法の原理実証実験では、プロトンラジオグラフィによる磁場計測を行った。TNSAによって加速したプロトンビームは磁場による偏向を受け、前に進む成分と後方に飛び成分とに分かれた。一方向性の磁場ではこのような偏向分布の分離は説明できず、反平行な磁場を生成した可能性がある。著者らのプロトン輸送計算では、鉛直方向に境界をもつ6 kTの反平行磁場によるプロトン偏向が実験結果と定性的に最もよく一致しており、3次元PICコードにより得られた磁場分布を良く再現した。これにより、2次元コードでは表せない電子の3次元的な振る舞いが磁場の形成に強く影響していると予想される。より詳細な解析を行うためには、実スケールのPICシミュレーションによる磁場の時間発展まで含めたプロトン輸送計算を行う必要があり、計算環境の整備等を含め、今後の課題とする。

## 参考文献

- [1] Ph. Korneev *et al.* Phys. Rev. E **91**, 043107 (2015)
- [2] P. M. Nilson *et al.*, Phys. Rev. Lett **97**, 255001 (2006)
- [3] P. Y. Chang *et al.*, Phys. Rev. Lett **107**, 035006 (2011)
- [4] M. Hohenberger *et al.* Phys. Plasmas **19**, 056306 (2012).
- [5] H. Yoneda *et al.* Phys. Rev. Lett. **109**, 125004 (2012).
- [6] S. Takeyama *et al.*, Low Temp. Phys. **159**, 328 (2010).
- [7] J.P. Knauer *et al.* Phys. Plasmas **17**, 056318 (2010)
- [8] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 1170 (2013)

## 第5章 結論

以下に本研究の内容をまとめる。

高速点火核融合実験では、追加熱レーザー照射時に発生する高強度・高エネルギーX線による強大なバックグラウンドノイズによってプラズマ診断計測が阻害されるという問題に悩まされてきた。特に中性子計測においては、高強度X線の入射による光電子増倍管の出力飽和現象やシンチレーション光のafterglow、また高エネルギーX線の光核反応によって生成した光中性子の入射による高レベルバックグラウンド信号が深刻な問題であった。

本研究では高速点火実験の過酷X線環境下での中性子計測器を可能にするため、既存の多チャンネル中性子スペクトロメーターに関して硬X線環境に耐えるための対策を行った。具体的な方策としては、(1)低afterglowシンチレーターの開発、(2)光電子増倍管のゲート機構の導入、(3)光中性子を選択的に遮蔽するコリメータの開発を行った。(1)については、酸素ドープにより長寿命発光を抑制した液体シンチレーターを開発し、発光色素濃度や溶媒の最適化を行い、残光成分を既存の高速プラスチックシンチレーターの1/10以下に低減することに成功した。(2)については、既存の光電子増倍管にゲート機構を付加するゲート回路ユニットの開発に取り組み、従来型(市販品)のゲート回路で問題になっていたアフターパルスの発生しないゲート機構の開発に成功した。また中性子検出器960チャンネルに同時にゲートをかけるエレクトロニクス全体の設計が完了した。(3)については、ターゲットチャンバー等の構造物から2次的に発生する中性子の発生量やその分布をモンテカルロシミュレーション等を用いて明らかにし、中性子コリメータを導入することでこれらの2次中性子を選択的遮蔽に成功した。一連の開発で、現状の高速点火実験で求められる計測性能を満たす要素技術の開発が完了した。

続いて、中性子計測の性能評価試験の為の高輝度中性子発生法として、球殻燃料の内面照射法の検証を行った。これは高強度レーザーの一方向照射でも中性子生成に必要な高温高密度プラズマを生成するものであり、爆縮よりも安定して高イールドの中性子を生成することが可能である。一方向照射でよいことから爆縮方式よりも圧倒的に利便性が高く、将来的にはレーザー駆動中性子源としての産業応用の可能性も期待される。著者らの実験結果では、 $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>のレーザーを用いて、 $10^7$ を超える中性子イールドを安定して生成することに成功した。

また内面照射法は、 $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>のレーザー強度域で行うとターゲット内部にキロテスラ級の準静的磁場が生成し、プラズマが磁力線に拘束されることで中性子発生効率が向上する可能性がある。著者らはPICシミュレーションを用いて磁場生成の原理や特性を明らかにし、その基礎実験としてスネル型(=円筒型)ターゲットの内面照射による強磁場生成実験を行った。プロトンラジオグラフィから、ターゲット内部には少なくとも5 kT以上の反平行磁場の生成を示唆する結果が得られた。同様の磁場は球殻燃料ターゲット内面への軸外レーザー照射でも生成することがPICシミュレーションでも示されており、今後こうした自己生成磁場を利用した中性子源ターゲットデザインの検討が期待される。

## 謝　辞

本研究を遂行するにあたり、終始ご指導を賜り、研究活動を支えてくださいました乗松孝好教授、中井光男教授、藤岡慎介教授、有川安信講師に深甚なる感謝の意を表します。

また、本研究を通じて日々ご助言、ご指導をいただきました砂原淳氏、Alessio Morace 助教に厚く感謝いたします。

本論文をまとめるにあたり、ご指導賜りました大阪大学大学院工学研究科環境・エネルギー工学専攻・猿倉信彦教授、村田勲教授に深く感謝いたします。

また熱心な討論と叱咤激励をいただき、ご指導下さいました大阪大学レーザーエネルギー学研究センター疋地宏教授、西村博明教授、白神宏之教授、村上匡且教授、長友英夫准教授、余語覚文准教授、坂和洋一准教授、重森啓介准教授、弘中陽一郎准教授、佐野孝好助教、清水俊彦助教、山ノ井航平助教、並びに広島大学大学院工学研究科・城崎知至准教授、自然科学研究機構核融合科学研究所・坂上仁志教授、尾崎哲准教授に深く感謝いたします。

中性子計測器開発に於いてご指導、ご支援を賜りました細田裕計氏(ギガフォトン)、長井隆浩氏(日立)に深く感謝いたします。

内面照射および強磁場生成実験に際し、レーザー運転、ターゲット製作でご協力いただいた大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの職員の方々、並びに実験準備からプラズマ計測、データ解析に至るまで多大なご支援をいただき、実験結果についても熱心に議論してくださった Phillip Korneev 氏(NRNU)、Zhang Zhe 氏(中国科学院)ほか、学生の方々に深く感謝いたします。

また内面照射中性子発生の論文化に関して、ご指導いただきました西原功修名誉教授、並びに川嶋利幸氏(浜松ホトニクス)、佐藤伸弘氏(浜松ホトニクス)、渡利威士氏(浜松ホトニクス)に深く感謝いたします。

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工学研究科環境・エネルギー工学専攻の東海明宏教授、澤木昌典教授、柴田祐助教、近藤明教授、矢吹教授、西嶋茂宏教授、秋山庸子准教授、下田吉之教授、山口容平准教授、池道彦教授、惣田訓准教授、山中伸介教授、黒崎健准教授、牟田浩明准教授、桐原聰秀准教授、町村尚准教授、松井孝典助教、西川宏准教授、吉田陽一教授、菅田義英准教授、楊金峰准教授、粟津邦男教授、間久直准教授、石井克典助教、山口彰教授、高田孝准教授、真鍋勇一郎助教授、中村隆夫教授、北田孝典教授、帆足英二准教授、北野勝久准教授、福田武司教授、福田知弘准教授に深く感謝いたします。

最後に、研究生活の苦楽を共にし、熱心な討論とご協力をいただいた小島完興氏、坂田匠平氏ほか、核科学・核融合・ターゲットグループの方々に深く感謝いたします。

## 業績目録

### (1) 学術雑誌等（紀要・論文集等も含む）に発表した論文及び著書（査読あり）

#### 【主要論文 3 編】

- 1) 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. Instrum. **83**, 10D909, (2012)
- 2) ○Y. Abe, Y. Arikawa, T. Nagai, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, Y. Iwasa, K. Iwano, S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nakai, T. Norimatsu, and H. Azechi, "Development of multichannel TOF neutron spectrometer for the Fast Ignition Experiment", Plasma and Fusion Research, **9**, 4404110, (2014)
- 3) ○Y. Abe, H. Hosoda, Y. Arikawa, T. Nagai, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, Y. Iwasa, K. Iwano, K. Yamanoi, S. Fujioka, M. Nakai, N. Sarukura, H. Shiraga, T. Norimatsu, and H. Azechi, "Characterizing a fast-response, low-afterglow liquid scintillator for neutron time-of-flight diagnostics in fast ignition experiments", Rev. Sci. Instrum. **85**, 11E126, (2014)

#### 【その他の学術論文】

- 4) Y. Arikawa, T. Nagai, ○Y. Abe, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, M. Utsugi, Y. Iwasa, T. Murata, N. Sarukura, M. Nakai, H. Shiraga, S. Fujioka, and H. Azechi, "Development of multichannel low-energy neutron spectrometer", Rev. Sci. Instrum. **85**, 11E125 (2014)
- 5) S. Kojima, Y. Arikawa, Y. Nishimura, H. Togawa, Z. Zhang, T. Ikenouchi, T. Ozaki, A. Morace, T. Nagai, ○Y. Abe, S. Sakata, H. Inoue, M. Utsugi, M. Nakai, H. Nishimura, H. Shiraga, R. Kato, S. Fujioka, and H. Azechi, "Accuracy evaluation of a Compton X-ray spectrometer with bremsstrahlung X-rays generated by a 6 MeV electron bunch", Rev. Sci. Instrum. **85**, 11D634 (2014)
- 6) S. Sakata, Y. Arikawa, S. Kojima, T. Ikenouchi, T. Nagai, ○Y. Abe, H. Inoue, A. Morace, M. Utsugi, R. Kato, H. Nishimura, M. Nakai, H. Shiraga, S. Fujioka, and H. Azechi, "Photonuclear reaction based high-energy x-ray spectrometer to cover from 2 MeV to 20 MeV", Rev. Sci. Instrum. **85**, 11D629 (2014)
- 7) Y. Kitagawa, Y. Mori, O. Komeda, K. Ishii, R. Hanayama, K. Fujita, S. Okihara, T. Sekine, N. Satoh, T. Kurita, M. Takagi, T. Watari, T. Kawashima, H. Kan, Y. Nishimura, A. Sunahara, Y. Sentoku, N. Nakamura, T. Kondo, M. Fujine, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, M. Kakeno, H. Azuma, T. Motohiro, T. Hioki, M. Kakeno, E. Miura, Y. Arikawa, T. Nagai, ○Y. Abe, S. Ozaki, and A. Noda, "Direct Heating of a Laser-Imploded Core by Ultraintense Laser-Driven Ions", Phys. Rev. Lett. **114**, 195002, (2015)
- 8) S. Fujioka, T. Johzaki, Y. Arikawa, Z. Zhang, A. Morace, T. Ikenouchi, T. Ozaki, T. Nagai, ○Y. Abe, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, M. Utsugi, S. Hattori, T. Hosoda, S. H. Lee, K. Shigemori, Y. Hironaka, A. Sunahara, H. Sakagami, K. Mima, Y. Fujimoto, K. Yamanoi, T. Norimatsu, S. Tokita, Y. Nakata, J. Kawanaka, T. Jitsuno, N. Miyanaga, M. Nakai, H. Nishimura, H. Shiraga, H. Nagatomo, and H. Azechi,

- “Heating efficiency evaluation with mimicking plasma conditions of integrated fast-ignition experiment”, Phys. Rev. E **91**, 063102 (2015)
- 9) S. Fujioka, Y. Arikawa, S. Kojima, T. Johzaki, H. Nagatomo, H. Sawada, S. H. Lee, T. Shiroto, N. Ohnishi, A.o Morace, X. Vaisseau, S. Sakata, ○Y. Abe, K. Matsuo, K. F. F. Law, S. Tosaki, A. Yogo, K. Shigemori, Y. Hironaka, Z. Zhang, A. Sunahara, T. Ozaki, H. Sakagami, K. Mima, Y. Fujimoto, K. Yamanoi, T. Norimatsu, S. Tokita, Y. Nakata, J. Kawanaka, T. Jitsuno, N. Miyanaga, M. Nakai, H. Nishimura, H. Shiraga, K. Kondo, M. B-Grandvaux, C. Bellei, J. J. Santos, and H. Azechi, “Fast Ignition Realization Experiment with High-Contrast Kilo-Joule Peta-Watt Laser LFEX and Strong External Magnetic Field”, Phys. Plasmas. **60**, 113 (2015)
  - 10) S. Kojima, T. Ikenouchi, Y. Arikawa1, S. Sakata, Z. Zhang, ○Y. Abe, M. Nakai, H. Nihsimura, H. Shiraga, T. Ozaki, S. Miyamoto, M. Yamaguchi, A.Takemoto, S. Fujioka and H. Azechi, “Development of Compton x-ray spectrometer for high energy resolution single-shot high-flux hard x-ray spectroscopy”, Rev. Sci. Instrum, **87**, 043502 (2016)

## (2) 学術雑誌等又は商業誌における解説、総説

- 1) 白神 宏之、疋地 宏、三間 圭興、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、Zhe Zhang、池ノ内 孝仁、小島 完興、坂田 匠平、尾崎 哲、西村 博明、澤田 寛、細田 達也、FIREX プロジェクトチーム、「高速点火レーザー核融合実験の進展～過酷環境下での計測技術の発展から見えてきたもの～」プラズマ・核融合学会誌小特集, vol.90, no.11 (2014)

## (3) 国際会議における発表

### 【口頭発表】

- 1) Y. Abe, K. F. F. Law, A. Morace, A. Yogo, S. Kojima, S. Sakata, S. Lee, K. Matsuo, A. Oshima, Y. Arikawa, M. Nakai, Y. Sakawa, K. Kondo, E. d'Humieres, V. Tikhonchuk, J. J. Santos, Z. Zhang, Y-T. Li, T. Norimatsu, H. Azechi, Ph. Korneev, S. Fujioka, “New regime of magnetic reconnection laboratory experiment realized by kilo-tesla magnetic field generated with a snail target and LFEX laser”, CLES6-6, Yokohama, Japan, Apr. 17-20 (2016)
- 2) Y. Abe, K.-F. Law, A. Morace, A. Yogo, S. Kojima, S. Sakata, S.-H. Lee, K. Matsuo, A. Oshima, Y. Arikawa, M. Nakai, Y. Sakawa, K. Kondo, E. d'Humieres, V. Tikhonchuk, J. J. Santos, Z. Zhang, Y-T. Li, T. Norimatsu, H. Azechi, Ph. Korneev and S. Fujioka, “Super-intense quasi-static magnetic field generation experiment with a snail-shaped target and high power lasers”, 34-th European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM2016), Tu19\_O , Moscow, Russia, Sep. 18-23 (2016)

### 【ポスター発表】

- 3) ○Y. Abe, H. Hosoda, Y. Arikawa, T. Nagai, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, Y. Iwasa, K. Iwano, M. Nakai, T. Norimatsu, and H. Azechi, “Development of multichannel TOF neutron spectrometer for The

Fast Ignition Experiment”, The 1st Conference on Laser and Accelerator Neutron Sources and Applications (LANSA2013), p3-2, Yokohama, Japan, Apr. 23-25, (2013)

- 4) ○Y. Abe, Y. Arikawa, T. Nagai, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, Y. Iwasa, K. Iwano, S. Fujioka, H. Shiraga, M. Nakai, T. Norimatsu, and H. Azechi, “Development of neutron TOF diagnostics in fast ignition experiment using the multichannel scintillator array with x-ray and photo-neutron shields”, The 8<sup>th</sup> International Conference on Inertial Fusion and Applications (IFSA2013), P. Tu-42, Nara, Japan, Sep.8-13, (2013)
- 5) ○Y. Abe, Y. Arikawa, T. Nagai, S. Kojima, S. Sakata, H. Inoue, Y. Iwasa, K. Iwano, S. Fujioka, M. Nakai, H. Shiraga, T. Norimatsu, GEKKO-XII & LFEX Team, and H. Azechi, “A Study for Suppressing the Background Signals of nTOF Spectrometer in Fast Ignition Experiment at GEKKO-XII Facility”, 20th Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics (HTPD2014), 2.4.01, Atlanta, USA, Jun.1-5 (2014)
- 6) ○Y. Abe, A. Sunahara, S-H. Lee, T. Nagai, Z. Zhang, T. Ikenouchi, S. Tosaki, S. Kojima, S. Sakata, T. Yanagawa, Y. Arikawa, A. Morace, S. Fujioka, H. Sakagami, M. Nakai, H. Shiraga, H. Nishimura, T. Norimatsu, and H. Azechi, “Hot spark generation with laser irradiation to the inner surface of CD-capsule for ICF and other applications”, The 9<sup>th</sup> International Conference on Inertial Fusion and Applications (IFSA2015), Th.Po.55, Seattle, USA, Sep.20-25 (2015)

#### (4) 国内学会・シンポジウム等における発表

##### 【口頭発表】

- 1) ○安部 勇輝, 細田 裕計, 有川 安信, 長井 隆浩, 小島 完興, 酒井浩平, 山ノ井 航平, 清水 俊彦, 猿倉 信彦, 中井 光男, 乗松 孝好, 疋地 宏「高速点火核融合実験に向けた液体シンチレーション検出器の開発」, 日本物理学会 2012 年春季大会, 24aYC-4, 関西学院大学西宮上ヶ原キャンパス, 3 月, (2012)
- 2) ○安部 勇輝, 細田 裕計, 有川 安信, 長井 隆浩, 小島 完興, 酒井 浩平, 山ノ井 航平, 清水 俊彦, 猿倉 信彦, 中井 光男, 乗松 孝好, 疋地 宏, 「高速点火核融合実験用多チャンネル液体シンチレーション検出器の開発」, 日本物理学会 2012 年秋季大会, 20pFC-2, 横浜国立大学, 9 月, 2012
- 3) ○安部 勇輝, 細田 裕計, 有川 安信, 長井 隆浩, 小島 完興, 猿倉 信彦, 中井 光男, 乗松 孝好, 疋地 宏, 「高速点火核融合実験における中性子計測」, 日本物理学会 2013 年春季大会, 29pEB-5, 広島大学東広島キャンパス, 3 月, 2013
- 4) ○安部 勇輝, 有川 安信, 長井 隆浩, 小島 完興, 井上 裕晶, 岩佐 祐希, 岩野 圭介, 中井 光男, 乗松 孝好, 疋地 宏「多チャンネル nTOF スペクトロメーターを用いた核融合中性子計測」, 日本物理学会 2013 年秋季大会, 26pKB-9, 徳島大学常三島キャンパス, 9 月, 2013
- 5) ○安部 勇輝, 砂原 淳、長井 隆浩、李 昇浩、Zhang Zhe、池之内 孝仁、小島 完興、坂田 匠平、有川 安信、藤岡 慎介、中井 光男、白神 宏之、乗松 孝好、疖地 宏、「高強度レーザーの CD-

shell 内面照射によるホットスポット生成実験と高速点火核融合への応用」、日本物理学会 2015 年春季大会、24aBH-4, 早稲田大学西早稲田キャンパス, 3 月, (2015)

- 6) ○安部 勇輝, K. F. F. Law, A. Morace, 余語 覚文, 小島 完興, 坂田 匠平, S. Lee, 松尾 一輝, 大島 亜弓, 有川 安信, 中井 光男, 坂和 洋一, 近藤 康太郎, E. d'Humieres, V. Tikhonchuk, J. J. Santos, Z. Zhang, Y-T. Li, 乗松 孝好, 疋地 宏, Ph. Korneev, 藤岡 慎介, “シリンダー状ターゲットへのレーザー内面照射によるキロテスラ級超強磁場の生成と磁気リコネクション実験への応用”, 日本物理学会第 71 回年会, 東北学院大学, 22aCB-9, 3 月, (2016)

#### 【ポスター発表】

- 7) ○安部 勇輝, 細田 裕計, 有川 安信, 長井 隆浩, 小島 完興, 酒井 浩平, 山ノ井 航平, 清水 俊彦, 猿倉 信彦, 中井 光男, 乗松 孝好, 疋地 宏, 「高速点火核融合実験用多チャンネル液体シンチレーション中性子検出器の開発」, 第 9 回核融合連合講演会, 神戸国際会議場, 29A-43P, 6 月, 2012
- 8) ○安部 勇輝, 細田 裕計, 有川 安信, 長井 隆浩, 小島 完興, 酒井 浩平, 山ノ井 航平, 清水 俊彦, 猿倉 信彦, 中井 光男, 乗松 孝好, 疋地 宏, 「高速点火核融合実験用多チャンネル中性子スペクトロメーターの開発」, 第二 9 回プラズマ・核融合学会, クローバープラザ(福岡県春日市), 28E20P, 11 月, 2012
- 9) ○安部 勇輝, 細田 裕計, 有川 安信, 長井 隆浩, 小島 完興, 坂田 匠平, 井上 裕晶, 岩佐 祐希, 岩野 圭介, 藤岡 慎介, 白神 宏之, 中井 光男, 乗松 孝好, 疋地 宏, 「高速点火核融合実験用 Single-hit 中性子スペクトロメーターの開発」, 第 30 回プラズマ・核融合学会, 東京工業大学大岡山キャンパス, 05pE64P, 12 月, 2013
- 10) ○安部 勇輝, 砂原淳, 李昇浩, Zhe Zhang, 戸崎翔太, 小島完興, 坂田匠平, 柳川琢省, 有川安信, Alessio Morace, 藤岡慎介, 坂上仁志, 中井光男, 白神宏之, 西村博明, 乗松孝好, 疋地宏, “高強度レーザーの CDshell 内面照射によるホットスポット生成と ICF その他への応用”, プラズマ・核融合学会第 32 回年会, 名古屋大学, 24pE32P, 11 月, 2015

#### (5) 特許等

なし

#### (6) 受賞歴

- 1) ○Y. Abe, “Student Poster Prize for IFSA2013 NARA”, The 8<sup>th</sup> International Conference on Inertial Fusion and Applications (IFSA2013), P. Tu-42, Nara, Japan, 13, Sep., 2013
- 2) 日本物理学会第 71 回年会学生優秀発表賞,  
○安部 勇輝, “シリンダー状ターゲットへのレーザー内面照射によるキロテスラ級超強磁場の生成と磁気リコネクション実験への応用”, 22aCB-9, 2016 年 3 月 19 - 23 日