



Title	レーザー核融合における球ターゲット照射均一性の向上に関する研究
Author(s)	椿本, 孝治
Citation	大阪大学, 1994, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3075110
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

レーザー核融合における球ターゲット照射均一性 の向上に関する研究

1994 年 1 月

椿 本 孝 治

レーザー核融合における球ターゲット照射均一性の向上
に関する研究

1994年 1月

椿本孝治

内容梗概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻在学中に行った、レーザー核融合における球ターゲット照射均一性の向上に関する研究についてまとめたものである。

レーザー核融合では、球状の燃料ターゲットを高温高密度に圧縮するために、ターゲット表面に均一なプラズマのアブレーション圧力を発生させる必要がある。アブレーション圧力の不均一性は、ターゲットの爆縮過程において流体力学的不安定性を引き起こし、ターゲットの球対称圧縮を妨げる。直接照射型レーザー核融合においては、レーザー照射強度の不均一性が均一なアブレーション圧力の形成を大きく妨げる原因となる。レーザー照射の不均一性は、レーザービームの数、照射配置および各ビーム間のパワーバランスといったレーザーシステムに左右される不均一性と各ビーム断面の強度分布によって決まる不均一性に分けることができる。前者については、ビーム数の増加やビーム間バランスの改善等、レーザーシステム自体の高性能化によって改善することができる。後者については、ビーム内の強度歪みの除去及び照射強度包絡線の制御といった、ビーム断面の強度分布を制御することで改善可能である。

著者は、核融合用レーザーシステムにおいて、レーザービームパターンを制御することによって球ターゲットの照射均一性を向上する方法について研究を行った。ビームパターンの直接制御として、ビームパターン包絡線形状の制御という観点から、ランダム位相板の最適化を行うことで、非常に高い均一照射が可能であることを示した。次に、ビーム内の微視的な強度分布（干渉、回折等の影響による歪み）を平滑化するために、部分コヒーレント光による集光実験を行い、高い均一照射を達成した。部分コヒーレント光による照射不均一性の改善特性を理論的に解析し、光源のパラメーターと照射不均一性との関係を明かにした。また、1ビーム内の偏光を局所的に制御することで照射不均一性を改善できることをシミュレーションによって示し、実験により確認した。

本論文は、6章より構成されている。

第1章は、球ターゲット爆縮の均一性の観点からレーザー照射均一性向上の必要性を述べる。

第2章では、多ビーム直接照射系における球ターゲット照射均一性について述べ、均一性向上の基本概念および激光XII号ガラスレーザーシステムでの均一照射技術について紹介する。また、ビーム間のパワーバランスの影響について考察する。

第3章では、ランダム位相板の最適化について述べる。ランダム位相板の集光特性は包絡線制御の可能性を示し、高い均一性を達成する可能性を与えた。著者は、ランダム位相板を最適化するために2種類のシミュレーションコードを開発した。これらのコードを使って、ランダム位相板のセグメント配置を決定する乱数系列、および、強度分布の包絡線形状を決定するセグメントのサイズと集光条件について最適化する。

第4章では、部分コヒーレント光による照射均一性の向上について、ロッド増幅器の自然放出増幅光（ASE）を用いる方法について述べる。激光XII号システムでの実験から得られた集光強度分布を使って照射不均一性を評価する。また、部分コヒーレント光の理論から照射不均一性の改善特性について議論する。

第5章では、ビーム内の偏光を局所的に制御することで照射均一性を改善する方法について述べる。まず、開発したシミュレーションコードを使ってその有用性を示す。次に、偏光を制御する方法として、水晶波長板、KDP結晶およびネマティック液晶を用いる方法について検討する。さらに、偏光制御と部分コヒーレント光を組み合わせたときの効果について実験により考察する。

第6章は、結論であり、本研究で得られた成果についてまとめる。

目次

内容梗概

第1章 緒論	1
第2章 直接照射型レーザー核融合における均一照射	5
2-1 はじめに	5
2-2 多ビーム照射システムにおける照射均一性	5
2-3 均一照射のための基本概念	7
2-4 激光XII号ガラスレーザーシステムにおける照射強度分布制御	7
2-4-1 激光XII号ガラスレーザーシステム	8
2-4-2 ランダム位相板	9
2-4-3 部分コヒーレント光を用いたターゲット照射	11
2-5 ビーム間バランスと照射均一性	11
2-5-1 ガラスレーザーシステムのシミュレーションコード	11
2-5-2 ビーム間バランスの影響	12
2-5-3 ビーム間パワーインバランスの評価	13
2-5-4 パワーバランスと照射均一性	14
2-6 まとめ	16
第3章 球ターゲット均一照射のためのランダム位相板の最適化	18
3-1 はじめに	18
3-2 ランダム位相板の集光照射特性	18
3-2-1 集光パターンの空間スペクトル	18
3-2-2 ランダム位相板による集光パターンの包絡線制御	19
3-3 ランダム位相板のシミュレーションコードの開発	22
3-3-1 焦平面上での集光パターンの計算	23
3-3-2 焦点近傍での集光パターンの計算	24
3-4 乱数系列による依存性	25
3-4-1 M系列	25
3-4-2 乱数系列と照射均一性	27
3-5 集光パターンの包絡線形状からみたランダム位相板の最適化	29
3-5-1 包絡線制御の問題点	29
3-5-2 包絡線計算コードの開発	29
3-5-3 激光XII号システムにおける最適設計	30
3-5-4 ターゲットの爆縮に伴う照射均一性の変化	33
3-5-5 ターゲット直径に対する依存性	33
3-5-6 発散角をもつレーザー光が入射したときの最適条件	34
3-6 まとめ	35

第4章 部分コヒーレント光による照射均一性の向上	37
4-1 はじめに	37
4-2 部分コヒーレント光によるスペックル平滑化	37
4-2-1 空間的コヒーレンスと可干渉度	37
4-2-2 コヒーレンス領域とVan Cittert-Zernike の定理	39
4-2-3 干渉スペックルの平滑化方法	41
4-3 自然放出増幅光による均一照射の理論的解析	42
4-3-1 結像光学系とフーリエ変換	42
4-3-2 波長角度分散効果をもつ自然放出増幅光の可視度	43
4-3-3 自然放出増幅光による照射均一性の改善率	44
4-4 波長分散自然放出増幅光のフロントエンドシステム	46
4-4-1 激光XII号システム伝播のための仕様	47
4-4-2 スペーシャルフィルターによるイメージ転送	47
4-4-3 自然放出増幅光発生部	48
4-4-4 自然放出増幅光増幅部	48
4-4-5 波長角度分散部	49
4-4-6 自然放出増幅光のパルス波形整形	49
4-4-7 発散角制限とスペクトル幅制限	49
4-4-8 フロントエンドシステムにおける平滑化効果の抑制	50
4-5 自然放出増幅光がもつ改善特性の理論的検討	50
4-5-1 波長角度分散効果と照射均一性	50
4-5-2 球面モードに対する改善曲線と変曲点	51
4-5-3 変曲点とスペクトル幅	53
4-5-4 変曲点と発散角	53
4-6 自然放出増幅光の集光照射特性試験	54
4-6-1 集光パターンの計測	55
4-6-2 照射均一性の評価	56
4-7 理論解析と実験結果との比較	58
4-8 まとめ	59
第5章 偏光制御による照射均一性の改善	61
5-1 はじめに	61
5-2 偏光制御板の概念	61
5-2-1 干渉スペックルの統計的取扱	61
5-2-2 偏光制御板の構成	63
5-3 シミュレーションコードによる考察	63
5-3-1 偏光制御シミュレーションコード	64
5-3-2 干渉スペックルの抑制効果	64
5-3-3 球ターゲット照射均一性	65
5-3-4 ビーム分割数と照射均一性	67
5-4 水晶波長板を用いた偏光制御板	67

5-4-1	偏光制御板の構成	68
5-4-2	偏光制御基礎実験	68
5-5	偏光制御板と部分コヒーレント光	70
5-5-1	理論的予測	70
5-5-2	集光パターンの改善	71
5-6	KDP結晶の高調波変換特性を利用した偏光制御	72
5-6-1	高調波変換と偏光制御	73
5-6-2	偏光制御用KDPセル	74
5-6-3	実験結果	75
5-6-4	改善率低下の要因	77
5-7	ネマティック液晶を用いた偏光制御	77
5-7-1	ネマティック液晶と偏光制御	78
5-7-2	ツイストネマティックセルの旋光性	79
5-7-3	液晶偏光制御板の製作	80
5-7-4	液晶のレーザー耐力	83
5-7-5	液晶偏光制御板を用いた実験	83
5-8	まとめ	87
第6章	結論	90
	謝辞	92
	業績目録	93

第1章 緒論

慣性閉じ込め核融合は重水素および3重水素を充填した燃料小球にレーザー光や粒子ビームを照射することにより燃料表面から噴出するプラズマの反作用で燃料を超高密度に圧縮し、点火・核融合反応を発生させる方式である。核融合点火反応を起こさせるためには、1億度、1兆気圧という超高温高密度プラズマ状態を実現しなければならない。このようなプラズマ状態が実現されれば、わずか数ナノ秒の間に核融合反応が進行し、照射エネルギーの100倍以上の核融合反応エネルギーが発生する[1-3]。直接照射型レーザー核融合において、このような高温高密度プラズマを生成するためには、プラズマ噴出層において、噴出圧力を均一にすることが重要課題となる。レーザー照射時における強度不均一性は、噴出圧力の均一性を低下させる直接的な要因となる。噴出圧力の不均一性は、流体力学的不安定性を引き起こし、ターゲットの爆縮効率を低下させるばかりか、自己点火条件を実現するために必要なレーザーエネルギーを大幅に増大させることが知られている。そのため、核融合用レーザーシステムには、エネルギーはもとより、球状ターゲットに対して非常に均一な照射を実現できるような高性能が求められている。

慣性核融合においてエネルギー利得が1となる臨界プラズマ条件は、燃料の自己点火条件にほぼ一致する。重水素(D)－三重水素(T)反応による核融合では、臨界プラズマ条件を達成するために、温度 $T=5\text{keV}$ 、プラズマ密度 $\rho=1000\rho_s$ (ρ_s は固体重水素密度 $0.2[\text{g}/\text{cm}^3]$)、密度半径積 $\rho R=0.3[\text{g}/\text{cm}^2]$ (R は圧縮コアプラズマの半径 $[\text{cm}]$)を満足する爆縮コアプラズマが必要とされている[2]。爆縮コアプラズマが持つ内部エネルギー $E_{DT}[\text{kJ}]$ は、次式によって与えられる。

$$E_{DT} = \frac{3}{2} k T_i \cdot 2 \cdot \frac{4\pi}{3} \frac{\rho R^3}{m_i}$$

$$= 10.6 \times 10^6 \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{-2} (\rho R)^3 T_i \quad (1-1)$$

ここで、 m_i はDTイオンの平均質量 ($\sim 4.2 \times 10^{-24}[\text{g}]$)である。また、 k はボルツマン定数、 T_i はイオ

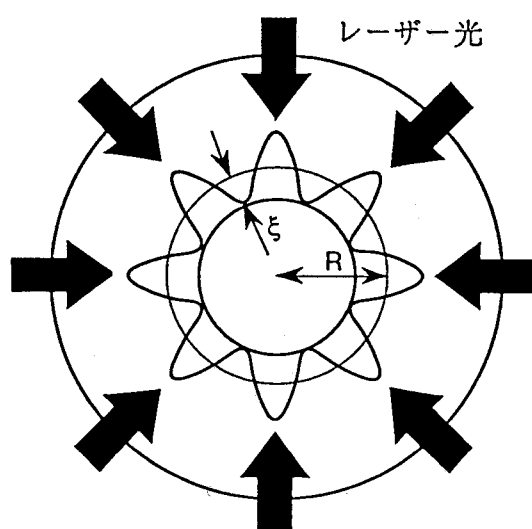


図1-1 レーザー照射不均一による爆縮コアプラズマの変形

ン温度[keV]である。今、ターゲットとレーザーとの結合効率を η とすれば、必要なレーザーエネルギー E_L は、

$$E_L = E_{DT}/\eta \quad (1-2)$$

となる。(1-2)式から自己点火に必要なレーザーエネルギーを計算すると、球対称爆縮により1000倍程度の燃料圧縮が実現されれば($\rho/\rho_s=1000$)、必要なエネルギーは数十kJ程度となり、現在のレーザー技術により十分に実現可能である。しかしながら、実際には、ターゲットの初期不均一やレーザーの照射強度の不均一性により、爆縮過程において流体力学的不安定性(レイリー・テイラー不安定性等)を引き起こすために爆縮コアプラズマは球対称には圧縮されない。爆縮コアの変形は実効的な ρR を減少させ、点火に必要なレーザーエネルギーを増大させる原因となる。今、最大圧縮時における爆縮コアの変形の振幅を ξ とすると(図1-1参照)、実効的な ρR_{eff} は、

$$\begin{aligned} \rho R_{\text{eff}} &= \rho(R - \xi) \\ &= \rho R \left\{ 1 - \left(\frac{R_0}{R} \right) \cdot \left(\frac{\xi}{R_0} \right) \right\} \end{aligned} \quad (1-3)$$

によって与えられる。ここで、 R_0 はターゲットの初期半径である。爆縮コアの変形率 ξ/R_0 とレーザー

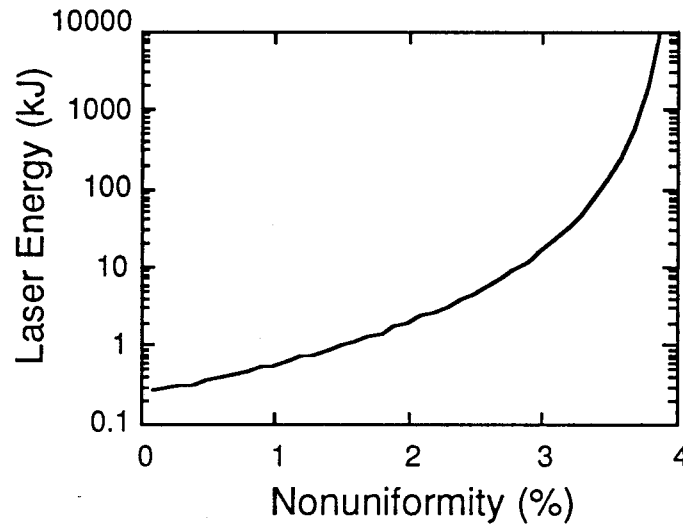


図1-2 点火エネルギーのレーザー照射不均一性に対する依存性

照射の不均一性 $\Delta I/I_0$ の関係は、シミュレーションによる解析により、

$$(\xi/R_0)/(\Delta I/I_0) \approx 1 \quad (1-4)$$

となることが示されている[2]。以上のことから、レーザー照射の不均一性を考慮したときの核融合点火に必要なレーザーエネルギーは、

$$E_{\text{ignition}} = 10.6 \times 10^6 \cdot \eta \cdot \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{-2} \cdot \left(\frac{\rho R_{\text{eff}}}{1 - (R_0/R) \cdot (\Delta I/I_0)} \right)^3 \cdot T_i \quad (1-5)$$

によって与えられる。点火に必要なパラメータ $\rho R_{\text{eff}}=0.3[\text{g}/\text{cm}^2]$ 、 $T_i=5[\text{keV}]$ 、 $\rho=1000\rho_s$ 、 $\eta=0.05$ 、 $R_0/R=25$ を(1-5)式に代入して、レーザー照射不均一性に対する点火エネルギーを求めた結果を図1-2に示す。点火に必要なレーザーエネルギーは不均一性の増加と共に著しく増大することがわかる。

100[kJ]クラスのレーザーシステムを用いて自己点火、臨界プラズマ条件を達成するためには、レーザー照射の不均一性を3%未満に抑えなければならない。

このような要求に応えるために、大阪大学レーザー核融合研究センターではランダム位相板[4]と呼ばれる均一照射技術を導入した。ランダム位相板は激光XII号レーザーシステムの爆縮特性を大幅に改善し、球状ターゲットの高密度圧縮を実現した[5]。ランダム位相板は近視野領域での位相、強度歪みの影響を球ターゲット接平面での集光パターンから取り除くことができる。しかしながら、ランダム位相板がつくる干渉スペックルは爆縮の初期段階において流体力学的不安定性の種としてインプリントされ、圧縮圧力が均一になった後も成長を続けることが指摘されている。このような問題を解決するために干渉スペックルを平滑化することが重要な研究課題となっている[6-10]。また、球状ターゲットを限られたビーム数で均一に照射するために、集光パターンの強度分布を制御する技術の開発が必要不可欠であるといえる[11]。

以上のような観点から、筆者は、核融合用レーザーシステムにおいて球ターゲット照射均一性を向上するために、ビームパターンを制御するための方法について研究を行った。

第2章では、多ビーム直接照射系における球ターゲット照射均一性について述べ、均一性向上の基本概念および激光XII号ガラスレーザーシステムでの均一照射技術について紹介する。また、ビーム間のパワーバランスの影響について考察する。

第3章では、ランダム位相板が持つ集光特性を利用したビームパターンの強度分布制御について述べ、強度分布制御の観点からランダム位相板を最適化することを考える。最初に、ランダム位相板を最適化するために開発した2種類のシミュレーションコードについて述べ、この2種類のコードを使って、ランダム位相板のセグメント配置を決定する乱数系列、および、強度分布の包絡線形状を決定するセグメントのサイズと集光条件について最適化する。

第4章では、部分コヒーレント光を用いて照射均一性を改善する方法について述べる。まず、部分コヒーレント光の理論から、部分コヒーレント光が持つ球ターゲット照射均一性の改善特性を理論的に導く。さらに激光XII号システムでの実験から得られた集光強度分布を使って照射不均一性を評価し、理論解析の結果と比較する。

第5章では、ビーム内の偏光を局所的に制御することで照射均一性を改善する方法について述べる。まず、開発したシミュレーションコードを使ってその有用性を示す。次に、偏光を制御する方法として、水晶波長板、KDP結晶およびネマティック液晶を用いる方法について検討する。さらに、偏光制御と部分コヒーレント光を組み合わせたときの効果について実験により考察する。

第6章は、結論であり、本研究で得られた成果についてまとめる。

参考文献 (第 1 章)

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiesson and G. Zimmerman, *Nature*, 239 (1972) 139.
- [2] レーザー核融合点火・ブレイクイーブン実験「金剛計画」研究基本計画書、
大阪大学レーザー核融合研究センター、平成 2 年 10 月.
- [3] 山中千代衛、電子情報通信学会誌、71 (1988) 697.
- [4] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka and C. Yamanaka,
Phys. Rev. Lett., 53 (1984) 1057.
- [5] S. Nakai, K. Mima, M. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga, A. Nishiguchi, H. Nakaishi,
Y. W. Chen, Y. Setsuhara, P. A. Norreys, T. Yamanaka, K. Nishihara, K. A. Tanaka, M. Nakai,
R. Kodama, M. Katayama, Y. Kato, H. Takabe, H. Nishimura, H. Shiraga, T. Endo, K. Kondo,
M. Nakatsuka, T. Sasaki, T. Jitsuno, K. Yoshida, T. Kanabe, A. Yokotani, T. Norimatsu,
M. Takagi, H. Katayama, Y. Izawa, and C. Yamanaka,
Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, ed. by H. Hora and G. H. Miley,
Press New York, 19 (1990) 25.
- [6] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring and J. M. Soures,
J. Appl. Phys., 66 (1989) 3456.
- [7] D. Veron, H. Ayrat, C. Gouedard, D. Husson, J. Laurion, O. Martin, B. Meyer, M. Rostaing
and C. Sauteret, *Opt. Commun.*, 65 (1988) 42.
- [8] R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, *Opt. Commun.*, 46 (1983) 27.
- [9] R. H. Lehmberg and J. Goldhar, *Fusion Technol.*, 11 (1987) 532.
- [10] H. Nakano, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka and S. Nakai,
Opt. Commun., 78 (1990) 123.
- [11] K. Tsubakimoto, T. Kanabe, T. Jitsuno, M. Nakatsuka and S. Nakai,
Technol. Rept. Osaka Univ., 41 (1991) 125.

第2章 直接照射型レーザー核融合における均一照射

2-1 はじめに

レーザー慣性核融合では、球状の燃料ターゲットにレーザー光を、直接もしくは間接的に照射することによりターゲットを爆縮し、1億度、1兆気圧という超高温高密度プラズマ状態を実現しなければならない。このような高温高密度プラズマを生成するためには、プラズマ噴出層において、噴出圧力を均一にすることが重要課題となる。レーザー照射時における強度不均一性は、噴出圧力の均一性を低下させる直接的な要因となる。噴出圧力の不均一性は、流体力学的不安定性を引き起こし、ターゲットの爆縮効率を低下させるばかりか、自己点火条件を実現するために必要なレーザーエネルギーを大幅に増大させる。直接照射型レーザー核融合においては、球ターゲットの均一な照射を実現するために、多ビームによる球対称照射方式が採用されている。多ビーム照射システムでの照射均一性は、個々のビームが持つ空間強度分布不均一性と照射システムに固有の照射配置およびビーム間のバランスによって決定される[1]。この章では、多ビーム照射システムでの球ターゲット照射特性について考察する。さらに、激光XII号ガラスレーザーシステムにおける均一照射技術について簡単に紹介する。

2-2 多ビーム照射システムにおける照射均一性[1]

直接照射型レーザー核融合において、球状ターゲットを均一に照射するためには、多ビームによる球対称照射がもっとも適した方法である。多ビーム照射系でのレーザー照射均一性について考察するにあたり、球面上での空間モードを導入する。前述のように、照射の不均一性は、ビーム数および照射配置といったシステムの幾何学的な構成とビーム間のエネルギーバランスによって決まる不均一性と、ビーム段面の強度分布、集光位置、プラズマの吸収分布等から得られるビームの吸収エネルギー分布によって決まる不均一性とに分けることができる。幾何学的な原因は、主に、空間的低次モードに対する不均一性を発生する。それに対して、個々のビームの吸収エネルギー分布は高次モードの不均一性に大きく寄与する。

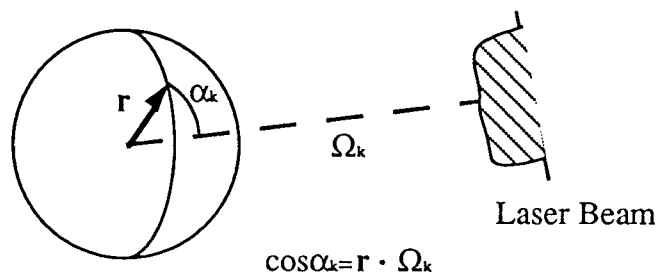


図2-1 レーザービームのターゲット照射

今、 N ビーム照射系を考える。個々のビームの強度分布は、軸対称分布であるものとし、ビームの光軸はターゲットの中心に向かうものと仮定する。また、レーザーのエネルギーは、プラズマの逆制動輻射過程によって吸収されると仮定し、 k 番目のビームの吸収エネルギー分布を $\varepsilon_k(r, \alpha_k)$ と表す。ただし、 r はターゲット中心からの距離であり、 α_k は光軸からの角度である（図2-1参照）。吸収エネ

ルギーは、臨界密度（カットオフ密度）とその0.4倍の密度を与える面との間での吸収のみ取り扱う。臨界密度およびその0.4倍の密度の位置を与える半径をそれぞれ R_1 、 R_2 とすると、 k 番目のビームが単位立体角あたりで吸収されるエネルギー $E_k(\alpha_k)$ は、

$$E_k(\alpha_k) = \int_{R_1}^{R_2} \varepsilon_k(r, \alpha_k) \cdot r^2 \cdot dr \quad (2-1)$$

となる。照射不均一性の空間球モードに対する依存性を調べるために、(2-1) 式を球面調和関数 (Legendre関数) を用いて多項式展開すると、次式のようになる。

$$E_k(\alpha) = W_k \sum_l \frac{2l+1}{2} \cdot E_l \cdot P_l(\cos \alpha) \quad (2-2)$$

ここで、 W_k は k 番目のビームのエネルギーである。また、 E_l は、球面モード l 成分の振幅であり、

$$E_l = W_k^{-1} \int_{-1}^1 E_k(\alpha) \cdot P_l(\cos \alpha) \cdot d(\cos \alpha) \quad (2-3)$$

で表される。このエネルギー分布を全てのビームに対して合成すると、

$$E(r) = \sum_l \frac{2l+1}{2} \cdot E_l \cdot \sum_k W_k \cdot P_l(r, \Omega_k) \quad (2-4)$$

となる。 Ω_k は k 番目のビームの光軸が持つ方向ベクトルである。 r は球面上の位置ベクトルである。レーザー照射の不均一性は (2-4) 式の分散から次式によって定義される。

$$\sigma_{rms} \equiv \left(\frac{1}{4\pi} \int |E(r) - \langle E \rangle|^2 dr \right)^{1/2} / \langle E \rangle \quad (2-5)$$

ここで、 $\langle E \rangle$ は平均吸収エネルギーで、

$$\langle E \rangle = \frac{1}{4\pi} \int E(r) dr \quad (2-6)$$

である。照射不均一性の球モード展開 σ_l は、(2-5) 式に (2-4) 式を代入して、

$$\sigma_l = \left| \frac{E_l}{E_0} \right| \left[(2l+1) \sum_{kk'} P_l(\Omega_k \cdot \Omega_{k'}) \cdot \frac{W_k \cdot W_{k'}}{W_T^2} \right]^{1/2} \quad (2-7)$$

と書くことができる。ここで、 $W_T = \sum W_k$ である。球モード成分と σ_{rms} の間には次のような関係が存在する。

$$\sigma_{rms} = \left(\sum_{l=0} \sigma_l^2 \right)^{1/2} \quad (2-8)$$

(2-7) 式から、照射不均一性は、ビームの幾何学的な配置およびビーム間のエネルギーバランスによって決まる成分、

$$G_N = \left[(2l+1) \sum_{kk'} P_l(\Omega_k \cdot \Omega_{k'}) \cdot \frac{W_k \cdot W_{k'}}{W_T^2} \right]^{1/2} \quad (2-9)$$

と空間のエネルギー分布によって決まる成分、

$$B_l = \left| \frac{E_l}{E_0} \right| \quad (2-10)$$

との積によって与えられることがわかる。したがって、照射不均一性は2つの成分のうちどちらか一方を零にすることで打ち消すことができる。

レーザーのエネルギーは、カットオフ面で吸収された後、主に電子の熱伝導によってプラズマ噴出面まで運ばれる。レーザーエネルギーの不均一によって発生する温度の不均一は、熱伝導の過程においてある程度緩和される (Thermal smoothing effect)。この緩和の度合は空間的短波長成分ほど大きく、 $\exp(-k\Delta R)$ のファクターで緩和される。ただし、 ΔR はカットオフ面から噴出面までの距離である。また、 k は球面上での空間モードに対する波数である。この効果を考慮したときの不均一性は次式によって与えられる。

$$\sigma_{th} = \left[\sum_i \left\{ \sigma_i \exp\left(-\sqrt{\ell(\ell+1)} \cdot \Delta R/R\right) \right\}^2 \right]^{1/2} \quad (2-11)$$

ここで、

$$\begin{aligned} k &= 2\pi/\lambda_s \\ &= 2\pi/\left[2\pi R/\sqrt{\ell(\ell+1)}\right] = \sqrt{\ell(\ell+1)}/R \end{aligned} \quad (2-12)$$

である。 $\Delta R/R$ は Thermal smoothing factor と呼ばれ、シミュレーションにより、レーザー波長 1.053、0.53、および 0.35 μm に対してそれぞれ 0.1、0.05、0.01 程度であることが知られている。

2-3 均一照射のための基本概念

(2-7) 式からわかるように、照射不均一性の要因は、次の 2 つに大別することができる。

(1) レーザーのビーム数とその照射配置といった幾何学的に決定される要素、およびビーム間のエネルギーバランス、パワーバランスのずれ。これらは、比較的低次モード成分の不均一性を生じる。

(2) レーザービーム断面の強度分布。核融合用レーザーシステムでは高出力レーザー光を得るために、多段の増幅器の通過と長距離の伝播を必要とする。そのため、レーザー光の強度分布は微細な構造を持つことになる。強度分布内の微細な構造は、高次モード成分の不均一性を生じる原因となる。

多ビームシステムにおいて均一照射を達成するためには、これらの要因を除去しなければならない。実際には、ビーム数および照射配置は、システムに固有のものであるため、システム的设计段階において考慮すべき問題であり、既存のシステムに導入することは困難である。重要なのは、ビーム間のバランスとビーム断面の強度分布の制御である。特に強度分布については、二つの項目に分けて制御しなければならない。一つは、強度分布内の微細な強度歪みの除去であり、もう一つは、照射強度分布が持つ包絡線の制御である。包絡線の制御は、有限のビーム数で球面を均一に照射するために、必要不可欠である。

2-4 激光XII号ガラスレーザーシステムにおける照射強度分布制御

核融合用レーザーシステムでは、レーザー光の数メートルにおよぶ伝播や増幅器、スペーシャルフィルターといった多くの光学素子の透過にともなって、位相波面や強度分布の歪みが生じる。そのため、集光照射パターンの強度分布は大きく乱れることになる。激光XII号ガラスレーザーシステムでは、このような乱れを除去するために 2 種類のビームパターン制御を行っている。これらのビーム制御法に関する詳しい議論は後の章に譲ることにして、ここでは簡単に原理について紹介するにとどめる。

2-4-1 激光XII号ガラスレーザーシステム[2,3]

激光XII号ガラスレーザーシステムは、2台の発振器、前置増幅器列および12本の主増幅器列により構成される。図2-2に激光XII号の構成を示す。主発振器は強制モード同期QスイッチNd:YLFレーザーで、波長 $1.053\mu\text{m}$ 、パルス幅は、 $0.1\sim 3.0\text{ns}$ の間で任意に設定できる。2台の発振器から発生したレーザー光はパルススタッカーで結合され、適当なパルス波形に整形される。前置増幅器列は4台の $25\text{mm}\phi$ ロッド増幅器(RA25)、3台の光シャッター(ボッケルスセルスイッチ)および6台のスペーシャルフィルターより構成されている。レーザー光はここで1J程度に増幅された後、ハードアパチャー(AA3:10mm ϕ)で空間整形され、12ビームに分割される。主増幅器列は、1ビーム当り、 $50\text{mm}\phi$ のロッド増幅器(RA50)2台、 $100\text{mm}\phi$ のディスク増幅器(DA100)2台、 $200\text{mm}\phi$ のディスク増幅器(DA200)3台、光シャッター1台(OS50)、開口 $100\text{mm}\phi$ および $200\text{mm}\phi$ のファラデー回転子(FR100、FR200)と3台のスペーシャルフィルター(SF100、SF200、SF350)で構成される。最終的なビーム口径は $320\text{mm}\phi$ で、最大出力エネルギーは 30kJ 、レーザーパワーは 55TW である。爆縮実験では、大口径モノリシック高調波変換結晶を用いて2倍($0.53\mu\text{m}$)、もしくは3倍高調波($0.35\mu\text{m}$)に変換してターゲットを照射している。また、激光XII号システムは直接照射用と間接照射用の2基のターゲットチェンバーを有している。それぞれのチェンバーでのレーザー照射配置は表2-1に示されている。

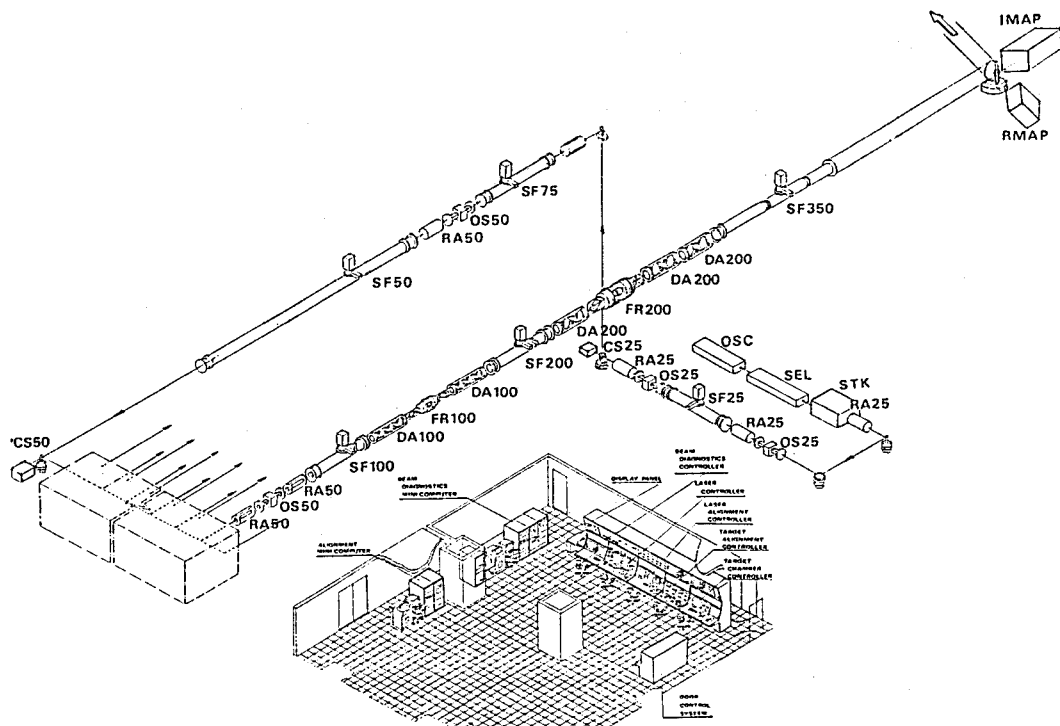


図2-2 激光XII号レーザーシステムの概略図

表2-1 激光XII号レーザーシステムのターゲット照射配置

Target Chamber I			Target Chamber II		
#Beam	θ [deg]	ϕ [deg]	#Beam	θ [deg]	ϕ [deg]
E01	90.00	-148.28	E01	90.00	-50.00
E02	121.72	-90.00	E02	63.24	-136.05
F03	121.72	90.00	F03	63.24	43.95
F04	148.28	180.00	F04	43.23	159.78
G05	58.28	90.00	G05	136.77	-20.22
G06	90.00	31.72	G06	43.23	-20.22
E07	90.00	-31.72	E07	116.76	-136.05
E08	58.28	-90.00	E08	90.00	-180.00
F09	31.72	180.00	F09	116.76	43.95
F10	31.72	0.00	F10	136.77	159.78
G11	148.28	0.00	G11	90.00	0.00
G12	90.00	148.28	G12	90.00	130.00

2-4-2 ランダム位相板[4]

ランダム位相板は、近視野領域における位相および強度の不均一性が集光照射パターンに与える影響を減じることを目的として製作された。ランダム位相板の構成を図2-3に示す。ランダム位相板は、ガラス基板上に光路長が波長の1/2になるような厚みを持つコーティング膜を正方形、もしくは六角形セグメントの形でランダムに配置した2値位相スクリーンである。コーティング膜の位相遅れは、膜厚を t 、波長 λ に対する屈折率を n とすれば、次式により与えられる。

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} [t(n-1)] \quad (2-13)$$

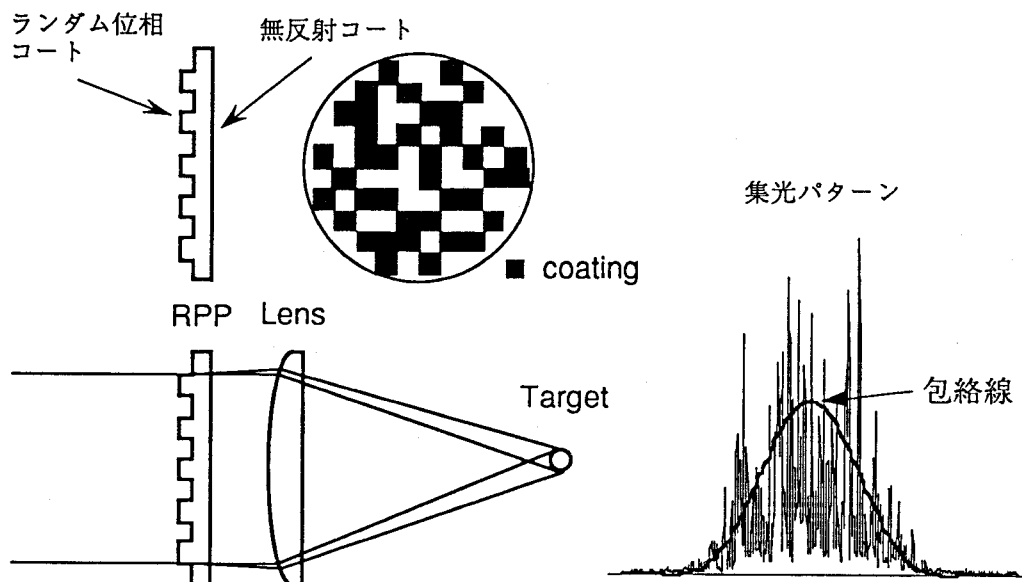


図2-3 ランダム位相板と集光パターン

表2-2 ランダム位相板の仕様

激光XII号用ランダム位相板	
基板	
口径	380mm
厚み	15mm
ランダム位相膜	
形状	正方形
サイズ	2.0mm
位相差	π (波長526.5nm)
セグメント配置	一様乱数

激光XII号システムで使用されているランダム位相板の仕様を表2-2に示す。ランダム位相板は、ターゲット照射用レンズの1m手前に配置される。ランダム位相板を通過したレーザー光は位相板のセグメント単位まで波面分割され、多数のビームレットの集合としてターゲットに集光照射される。ランダム位相板のセグメントの大きさは、一つのビームレットの集光スポットがターゲット直径程度にしか絞ることができないように設定されている。したがって、ビームレットのスポットサイズが元のビームスポットに対して100倍以上になるため、焦点位置では、全てのビームレットが一点に重ねあわされることになる。この結果、近視野領域での波面、および強度分布の歪みが、集光照射位置において、位相板のセグメント単位まで改善されることになる。ランダム位相板の導入により、激光XII号の爆縮性能は大幅に改善され、球ターゲットを固体密度の600倍に圧縮することに成功した[5]。しかしながら、実際の集光強度分布は、図2-3に示すように、ビームレット間の干渉のために平均的包絡線がsinc関数の2乗によって与えられるようなランダム干渉スเปックルパターンとなる。図2-4は、激光XII号システムでの照射均一性をシミュレーションにより計算した結果である。この図に示されているように、ランダム位相板を用いて近視野領域での不均一性を除去することにより、空間的低次モードの不均一性を抑えることができるが、ランダム干渉のために高次モードの不均一性が増加する。高次モードの不均一性は爆縮初期において、レーリーテイラー不安定性の種となり、球対称爆縮を妨げることが知られている。

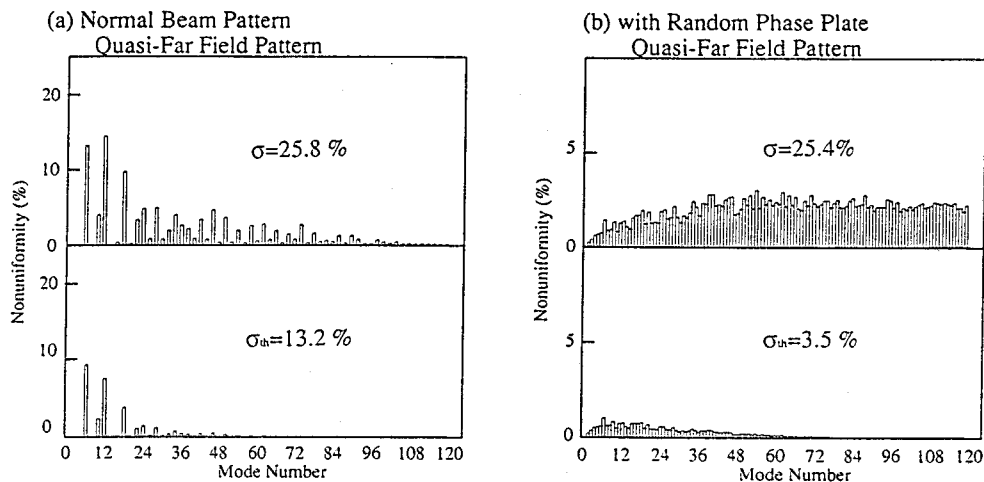


図2-4 激光XII号システムにおける球ターゲット照射均一性

(a)ランダム位相板を用いない場合、(b)ランダム位相板を挿入した場合を示す。

2-4-3 部分コヒーレント光を用いたターゲット照射[6,7]

レーザー光によるターゲット照射で問題になる回折や波面歪みは、その高い時間、空間コヒーレンスによるところが大きい。レーザー光の最大の利点である高いコヒーレンス度は、均一照射にはあまり適していない。特に、ランダム位相板を用いる場合、前項で述べたように、近視野領域での強度歪みを除去したとしても、ビームレット間の干渉のために高次モードの不均一性が増加し、爆縮効率が低下する。このような問題を解決するためには、レーザー光のコヒーレンスを劣化させる必要がある。コヒーレンスが劣化し、干渉性が低くなった光のことを部分コヒーレント光と呼んでいる。部分コヒーレント光は、時間的、空間的に干渉性が低く、ランダム位相板によって発生するスペックルを除去することができる。レーザーシステムに利用可能な部分コヒーレント光の例として、レーザー増幅器から発生する自然放出増幅光 (Amplified spontaneous emission : ASE) が挙げられる。ASE光は、自然放出で発生した光子が増幅器内で誘導放出を引き起こし、増幅器内での光子の発生率が損失率を上回り、発振状態に至ることにより発生する。発生したASE光は、ある程度の指向性を持つため長距離伝播および高出力化が可能である。激光XII号システムでは、25mmφのロッド増幅器から発生するASE光を激光XII号システムにおける伝播限界ぎりぎりの指向性を持たせて増幅、伝播し、ターゲットの均一照射を試みている。

2-5 ビーム間バランスと照射均一性

多ビーム照射系において、各ビーム列の増幅、損失特性を一致させることは非常に困難であり、各ビーム間で数%程度のバランスのずれを生じてしまう。(2-9)式に示されるように、ビーム間のバランスのずれは、そのまま照射不均一性につながる。激光XII号システムでは、各ビーム列の主増幅器列の総利得を均一化し、励起電源の安定化および波長変換結晶の高精度調整によりビーム間のエネルギーインバランスを±3%未満に抑えている。しかしながら、実際には増幅器列間の利得飽和特性の違いのためにレーザーパルスの時間波形が一致せず、ビーム間のパワーインバランスが生じてしまう。その結果、瞬時の照射の均一性が劣化することになる。ここではビーム間のパワーインバランスが照射均一性に与える影響について計算機シミュレーションにより考察する。

2-5-1 ガラスレーザーシステムのシミュレーションコード[8]

ガラスレーザー増幅伝播回折計算コードGLAMP-II[9]は、激光XII号レーザーシステムの設計・評価支援用に開発された。このコードは次に示す核融合用ガラスレーザーに関する6つの計算を時間および2次元空間に対して行うことができる。

- (1) レーザー光の自由空間伝播。
- (2) 2準位利得飽和モデル (Frantz-Nodvik Equation model) によるレーザー光の増幅、および利得飽和。
- (3) 非線形光学効果によるビームブレイクアップの成長。
- (4) スペーシャルフィルターによる空間高周波成分の除去。
- (5) KDP結晶による高調波変換。
- (6) 球ターゲット接平面上での強度分布および全12ビームの球面への投影。

2-5-2 ビーム間バランスの影響

まず、ビーム間のバランスが照射均一性に与える影響について考える。表2-3は激光XII号システムで計測されたshot#7145のエネルギーバランスを示している。総エネルギーは基本波 ($1.053\mu\text{m}$) 15kJ、2倍高調波 ($0.53\mu\text{m}$) 9kJ、エネルギーインバランスは1.6% (root-mean-square)、peak-to-valleyで+2.7%、-3.4%である。図2-5にエネルギーバランスがとれているとき (インバランス0%) とshot#7145のときのエネルギーバランスでの照射不均一性の計算結果を示す。この図からわかるように、エネルギーバランスが崩れることで、1から5次のモードの不均一性が1%程度増加する。 σ_{rms} の値としては、全体の均一性がそれほどよくないので増加していない。しかしながら、数%程度の不均一性が達成されているときにはバランスのずれは大きく影響することが予想される。図2-6はランダム位相板と部分コヒーレント光により理想的な照射が達成されたときに得られる照射均一性を示している。(このような照射についての詳しい議論は後の章で述べる。) ○は完全にバランスがとれている場合であり、△はshot#7145のときのエネルギーバランスの場合である。この図からわかるように、ビーム間のバランスがずれることで、モード1から4にかけて不均一性が大幅に増加する。 σ_{rms} の値も0.5%から1%となり、不均一性が2倍に増加している。したがって、高い照射均一性を達成する場合、ビーム間のバランスのずれは深刻な問題となるだろう。

表 2-3 激光XII号システムの典型的なエネルギーバランスのデータ

Shot #7145 Beam Energy Balance			
#Beam	Balance	#Beam	Balance
E01	0.966	E07	1.000
E02	1.005	E08	0.999
F03	1.010	F09	0.991
F04	1.027	F10	0.976
G05	1.001	G11	1.012
G06	1.013	G12	0.999

$\sigma_{\text{rms}}=1.6\%$

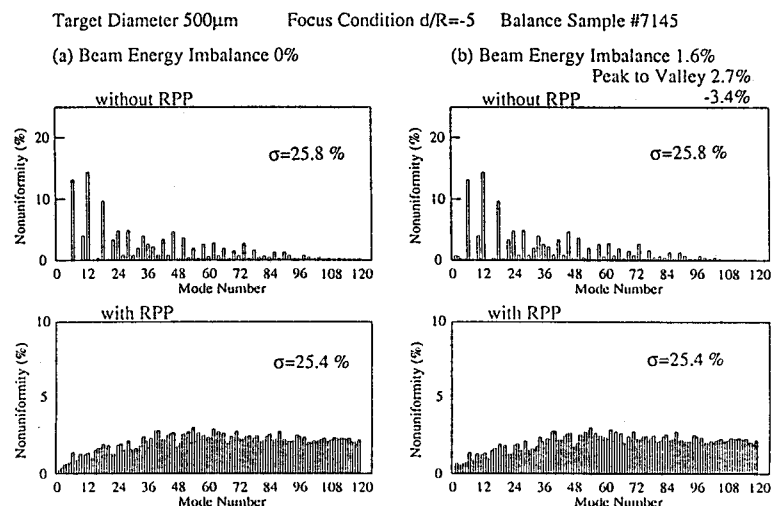


図 2-5 エネルギーインバランスの照射均一性への影響

(a)エネルギーインバランス0%の場合、(b)エネルギーインバランス1.6% (shot7145)

の場合について、シミュレーションによって求めた
激光XII号システムの照射パターンを用いて計算した。

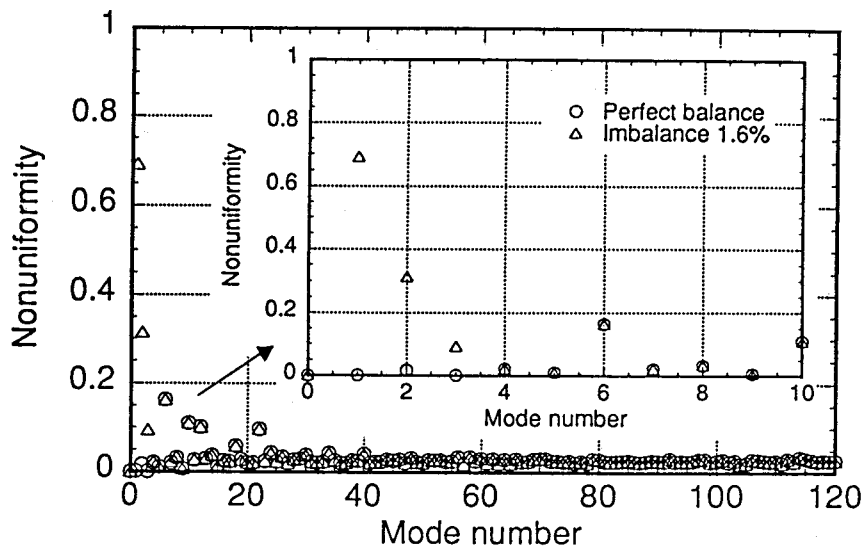


図2-6 高い照射均一性が達成されて入る場合のビーム間バランスの影響
1から4次のモード成分に対する不均一性が増加している。

2-5-3 ビーム間パワーインバランスの評価

現在の激光XII号における計測システムでは、12ビームの波形の同時計測は開発途上にあり、詳細なデータは存在しない。そこで、激光XII号システムの全ビームの時間波形を、計測された全ビームのエネルギー値と1ビームの高調波変換前の時間波形からシミュレーションを援用することで推測する。最初に、AA3通過直後のパルス波形を求める。激光XII号では、AA3通過後に12ビームに分割されるため、この波形は、全ビームの増幅器列に対して共通の入力波形となる。激光XII号の入力レーザー光は2つの発振器の光をスタックして作られる[10]。入力波形は、スタッキングのパラメーターを変更しながらシミュレーションコードにより出力波形を計算し、この波形が計測されたビームの出力

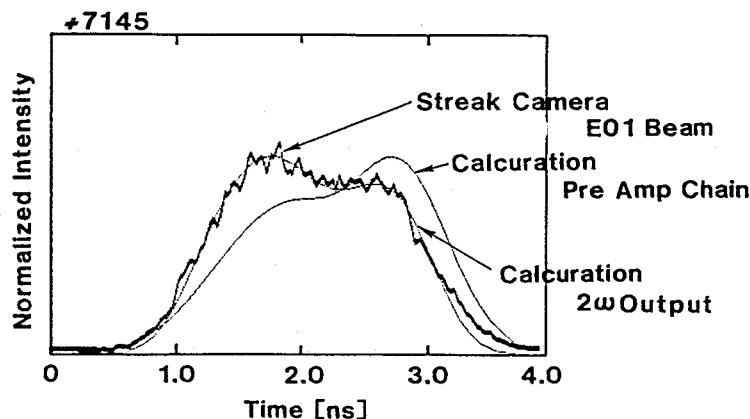


図2-7 シミュレーションにより推測した激光XII号システムの入出力波形
細線が計算によって求めた波形、太線が実測した1番ビームの出力波形である。

波形に近づくようにして推測する。こうして得られたレーザーのパルス波形を図2-7に示す。細線が計算により求めた波形であり、太線が計測波形である。次に、図2-7に示すPre Amp Chain に対する入力波形をもとにして、各ビームの出力波形を計算する。出力波形は、基本波(波長 $1.053\mu\text{m}$)の出力エネルギーと高調波変換効率が計測データに一致するように、入力エネルギーと高調波変換結晶の調

整誤差をパラメーターとして計算する。全12ビームの2倍波 ($0.53\mu\text{m}$) の出力波形を図2-8(a)に、ビーム間のパワーインバランスを図2-8(b)に示す。パワーバランスは分散により評価した。パワーバランスのずれは、パルスの立上り時がもっとも大きく、12%程度であることがわかった。これは、パルスの中央部では、ディスク増幅器の利得飽和の影響でエネルギー差が緩和されるのに対して、パルスの立上り部では、利得飽和の影響が小さいことから、エネルギーの差が緩和されず、加えて、このエネルギー差が高調波変換での非線形性によりさらに大きくなるためであると考えられる。

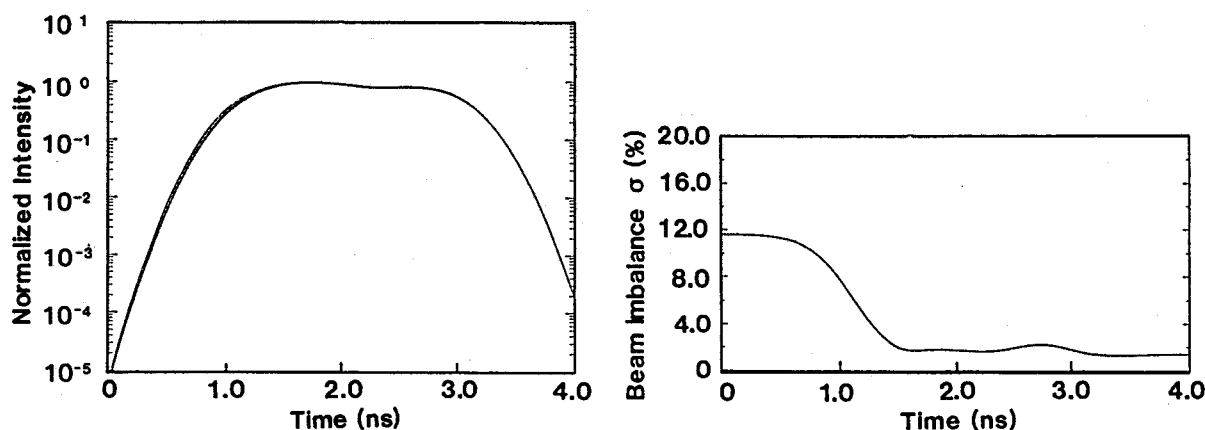


図2-8 激光XII号システムのパワーバランスの評価

(a)増幅、高調波変換後の出力波形の計算結果と、(b)パワーバランスを示している。

2-5-4 パワーバランスと照射均一性

シミュレーションによって得られた時間波形を用いて、照射不均一性の時間発展を計算した。図2-9に計算結果を示す。計算には、セグメントサイズが 2.4mm のランダム位相板を用いている。また、ターゲットのサイズは直径 $500\mu\text{m}$ とした。Thermal smoothingの効果は1次元の爆縮シミュレーションにより得られた密度分布の時間発展から評価した。Thermal smoothingを考慮しない場合、パルスの立上り部において照射の不均一性は1%以上増加する。Thermal smoothingを考慮しても、パルスの立上り部では、熱緩和の効果が小さいために不均一性は5%以上の値を持つことがわかる。図2-10は、照射不均一性のモード展開図を示している。各モード分布の時間間隔は160psである。この図からわかるように、パルスの初期では、パワーバランスが悪いために1から5次のモードが大きくなっている。特に、2次のモードが非常に大きくなる傾向がみられる。これはshot#7145のパワーバランスが2次のモードを誘発するようなバランスになっているためである。2次のモードはパルスの中央部でパワーバランスがよくなってくると急激に減少する。Thermal smoothingの効果は、パルスの立上り、および空間的低次モードの不均一性に対しては利かないことから、パルス初期でのパワーインバランスの抑制が重要であるといえる。パワーバランスを改善する方法として、各ビーム列の最後に人為的に損失を与える方法が考えられる。パルスの立上りでパワーバランスがとれるように損失を与えたときのシミュレーション結果を図2-11に示す。この図から、パルスの立上り部でのパワーインバランスは1%程度に抑えられていることがわかる。照射の不均一性は、損失を与えないときに比べてパルスの立上り部で、3%以上の改善が可能である。現在、激光XII号システムでは、利得調整の高精度化等によりパワーインバランスを1%程度に抑える方法が検討されている[11]。

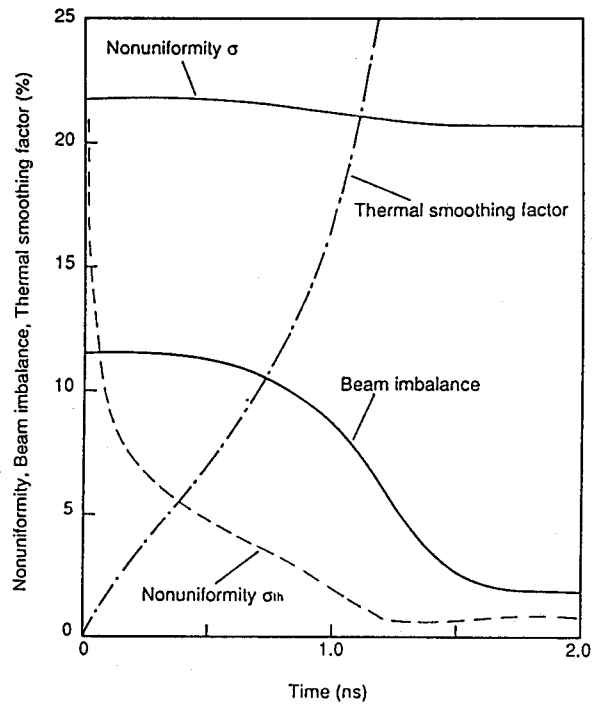


図 2 - 9 レーザー照射均一性の時間依存性

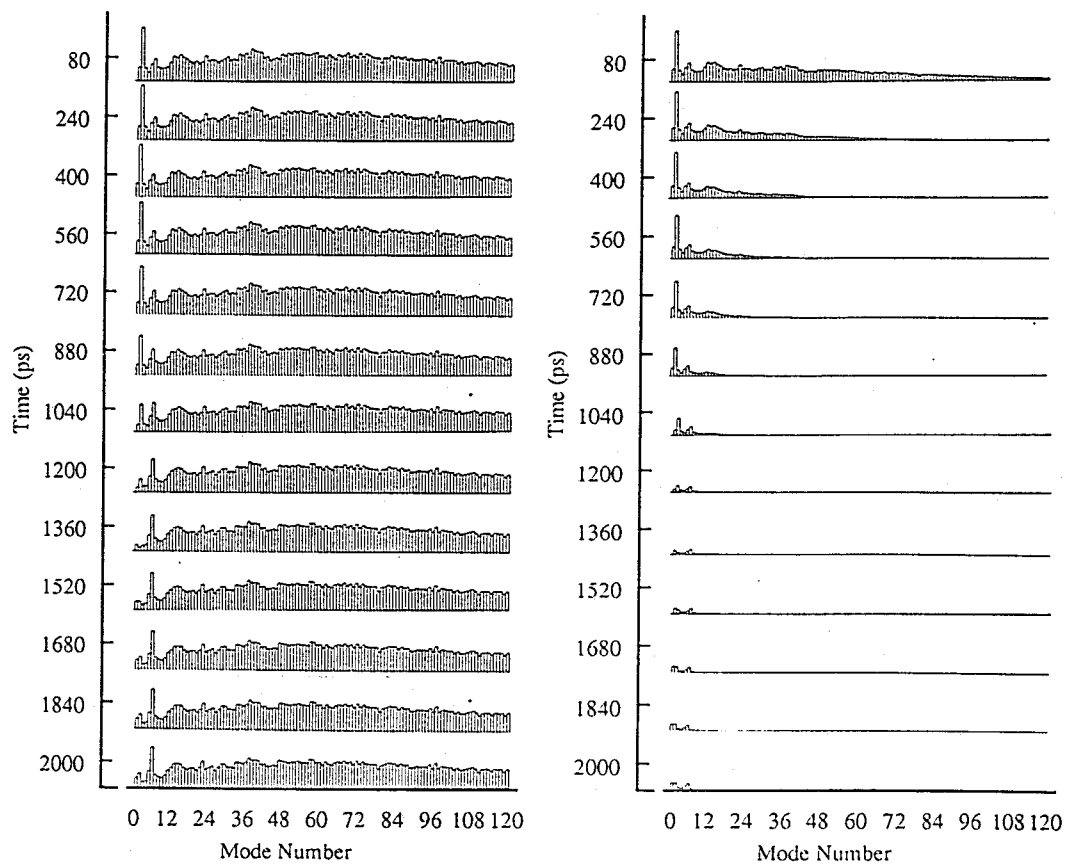


図 2 - 1 0 照射均一性のモード分布の時間変化

- (a) Thermal smoothingの効果を考慮しない場合、
(b) Thermal smoothingの効果を考慮した場合を示している。

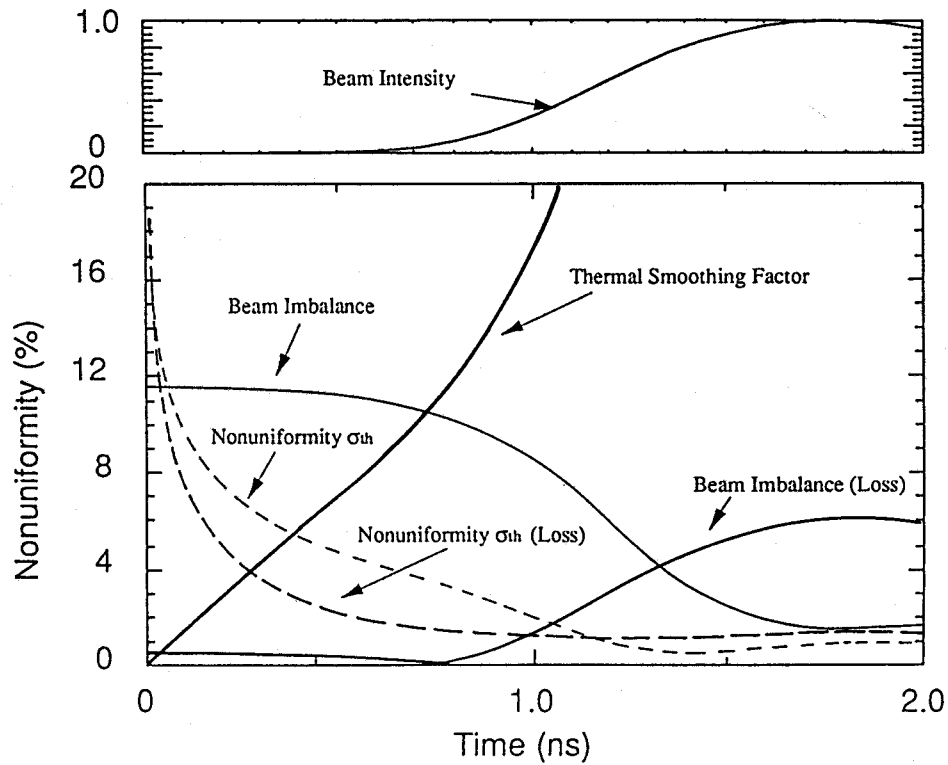


図2-11 損失を与えてバランスをとった場合の照射不均一性の時間依存性

2-6 まとめ

多ビーム照射システムにおける照射均一性の評価と均一照射のための基本概念について述べた。他ビーム照射システムを用いて球ターゲットを均一に照射するためには、均一照射を妨げる3つの原因を取り除かなければならないことを示した。激光XII号システムで導入されている均一照射技術を紹介し、計算機シミュレーションを用いて照射不均一性を評価した。レーザー光を用いた通常の照射では、不均一性は26%に達していることを明かにした。ランダム位相板を用いた場合には、不均一性は25%であるが、空間的低周波成分の不均一性が大幅に改善され、数%程度であることを示した。照射不均一性の時間変化を全12ビームのエネルギー計測値から推測した。レーザーパルスの立上り部では、エネルギーバランス98%の時ですら、ビーム間のパワーバランスが78%と悪く、均一照射を妨げていることを示し、パワーバランスの重要性を指摘した。ビーム間のパワーインバランスは高い均一性が達成されている場合ほど深刻な問題となって均一照射を妨げるようになる。

参考文献 (第 2 章)

- [1] S. Skupsky and K. Lee, J. Appl. Phys., 54 (1983) 3662.
- [2] C. Yamanaka, Nucl. Fusion, 25 (1985) 1343.
- [3] N.Miyanaga, H.Nakano, K.Tsubakimoto, K.Takahashi, M.Oshida, H.Azechi, M.Nakatsuka, K.Nishihara, K.Mima, T.Kanabe, M.Murakami, C.Yamanaka and S.Nakai, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, ed, by H.Hora and G.H.Miley, Plenum Press, New York, 10 (1992) 251.
- [4] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett., 53 (1984) 1057.
- [5] S. Nakai, K. Mima, M. Yamanaka, H. Azechi, N. Miyanaga, A. Nishiguchi, H. Nakaishi, Y. W. Chen, Y. Setsuhara, P. A. Norreys, T. Yamanaka, K. Nishihara, K. A. Tanaka, M. Nakai, R. Kodama, M. Katayama, Y. Kato, H. Takabe, H. Nishimura, H. Shiraga, T. Endo, K. Kondo, M. Nakatsuka, T. Sasaki, T. Jitsuno, K. Yoshida, T. Kanabe, A. Yokotani, T. Norimatsu, M. Takagi, H. Katayama, Y. Izawa, and C. Yamanaka, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, ed. by H. Hora and G. H. Miley, Press New York, 19 (1990) 25.
- [6] H. Nakano, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka and S. Nakai, Opt. Commun., 78 (1990) 123.
- [7] H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno and S. Nakai, J. Appl. Phys., 73 (1993) 2122.
- [8] W. W. Simmons, J. T. Hunt and W. E. Warren, IEEE, J. Quantum. Electron., QE-17 (1981) 1727.
- [9] 広瀬佳生、大阪大学大学院電磁エネルギー工学専攻、修士論文、(1988) 47.
- [10] T. Kanabe, M. Nakatsuka, Y. Kato and C. Yamanaka, Opt. Commun., 58 (1986) 237.
- [11] 中塚正大、Pプロジェクト概念報告書

第3章 球ターゲット均一照射のためのランダム位相板の最適設計

3-1 はじめに

激光XII号ガラスレーザーシステムでは、近視野領域での波面、および強度歪みを除去する目的でランダム位相板を導入している[1]。ランダム位相板のセグメントのサイズは、焦点位置において一つのビームレットが作るスポットサイズがターゲットの直径に等しくなるように設計される。また、セグメントの配置は、一様乱数によって決定される。しかしながら、集光強度分布の包絡線制御の重要性が指摘され[2]、また、部分コヒーレント光による照射技術の開発により干渉スペckルの除去が可能になったことから[3]、ランダム位相板の包絡線形状からみた最適化が均一照射のための重要な一因となってきた。ランダム位相板の集光照射特性についての検討は、ランダム位相板による包絡線制御の可能性を示し、12ビーム照射系において1%未満の不均一性が達成できることを示している[2]。この章では、ランダム位相板の特性について計算機シミュレーションにより検討する。

3-2 ランダム位相板の集光照射特性

ランダム位相板を用いた照射において、照射の不均一性に影響する要因は主に2つの事項に分けることができる。1つは、セグメントの配置を決定するための乱数である。これは、集光パターンの空間スペクトル構造の決定に関与する。もう一つは、セグメントの大きさおよび集光条件であり、集光パターンの包絡線形状を決定する。特に、後者は均一照射を達成する上で非常に重要なパラメーターとなる。

3-2-1 集光パターンの空間スペクトル

レンズによって集光されたパターンの強度分布は、フレネル・キルヒホッフ (Fresnel-Kirchhoff) の式のパラウナー (Fraunhofer) 近似式を使って計算することができる[4]。今、図3-1のような光学系を考える。ランダム位相板を通過した後の複素瞳関数を $P(\xi, \eta)$ とすると、集光強度分布 $I(x, y)$ は次式によって与えられる。

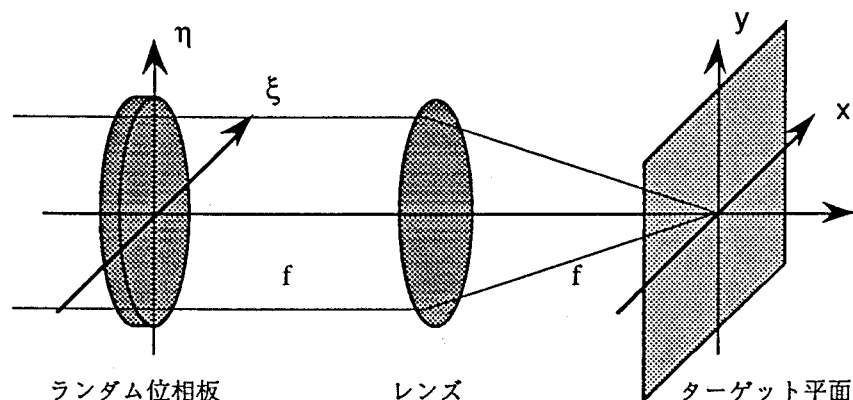


図3-1 集光光学系

$$I(x,y) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \left| \int \int_{-\infty}^{\infty} P(\xi, \eta) \cdot \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi x + \eta y) \right] d\xi d\eta \right|^2 \quad (3-1)$$

ここで、 λ は波長、 f はレンズの焦点距離である。(3-1) 式をフーリエ変換の自己相関定理を用いて書き直すと、

$$I(x,y) \equiv \frac{1}{(\lambda f)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} P(\Delta\xi, \Delta\eta) \cdot \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda f} (\Delta\xi x + \Delta\eta y) \right] d\Delta\xi d\Delta\eta \quad (3-2)$$

となる。ただし、 P は、瞳関数 P の自己相関関数である。集光パターンのスペクトルは (3-2) 式をフーリエ変換することで求められる。

$$I(v_x, v_y) = \frac{1}{(\lambda f)^2} P(\Delta\xi, \Delta\eta) \quad (3-3)$$

v_x および v_y は空間周波数変数である。さらに、ランダム位相板の振幅透過率を $T(\xi, \eta)$ 、入射複素振幅を $U(\xi, \eta)$ とすると、瞳関数の自己相関関数 P は次式によって与えられる。

$$P(\Delta\xi, \Delta\eta) = \int \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \cdot U^*(\xi + \Delta\xi, \eta + \Delta\eta) \times T(\xi, \eta) \cdot T^*(\xi + \Delta\xi, \eta + \Delta\eta) d\xi d\eta \quad (3-4)$$

ただし、*印は共役複素数を意味する。ここで、入射複素振幅が ξ および η によらず一定であると仮定すれば、セグメント内での強度揺らぎを無視することができ、さらに、振幅透過関数がセグメント単位でしか変化しないことから、(3-4) 式は簡約化されて次式のように書き直すことができる。

$$P'(ra, sa) = U_0^2 \cdot \sum_l \sum_m \exp(j\phi(l, m) - j\phi(l+r, m+s)) \quad (3-5)$$

U_0 は入射振幅、 a はランダム位相板のセグメントの大きさ、 r および s は自己相関を計算する場合の間隔を決定するセグメントの大きさを単位とした倍数、 $\phi(l, m)$ は (l, m) 番目のセグメントの位相を示す。

(3-5) 式からわかるように、瞳関数の自己相関はランダム位相板のセグメント間の自己相関で近似できる。(3-3) 式に (3-5) 式を代入すれば、集光強度分布の空間スペクトル分布を表す式を導くことができ、次式のようになる。

$$I\left(\frac{ra}{\lambda f}, \frac{sa}{\lambda f}\right) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \cdot U_0^2 \cdot \sum_l \sum_m \exp(j\phi(l, m) - j\phi(l+r, m+s)) \quad (3-6)$$

(3-6) 式は、空間スペクトルの振幅がセグメント間の位相の自己相関に依存することを示している。したがって、セグメントの配置を決める乱数を自己相関が小さくなるように選択することで、照射の不均一性を抑えることが可能である。

3-2-2 ランダム位相板による集光パターンの包絡線制御

ランダム位相板を通過したレーザー光は、準遠視野領域において非常に興味深い集光特性を示す[2]。激光XII号ガラスレーザーシステムでは、ターゲットを照射するときのパラメーターに集光条件がある。これは、ターゲットの半径 R とターゲット中心から焦点位置までの距離 d との比、 d/R で表される。

(図3-2参照) ランダム位相板を用いる照射では、この集光条件により集光パターンの包絡線形状が劇的に変化する。もちろん、包絡線形状の変化は、照射系の F ナンバーおよびランダム位相板のセグメントサイズにも強く依存する。このような現象は、ランダム位相板の集光特性に起因する。この特

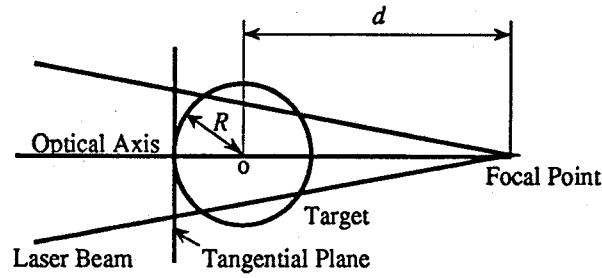


図3-2 集光条件パラメーター

性について、激光XII号システムの場合を例にとって説明する。激光XII号システムで使用されているランダム位相板は、基板直径380mm ϕ 、厚さ15mmのBK7ガラスに、波長0.53 μ mに対して位相が π ずれるような厚みを持った2mm角の正方形セグメント（SiO₂膜）がランダムに配置されたものである。激光XII号の集光照射系は、ビーム直径が320mm ϕ 、焦点距離は1008mmである。ランダム位相板を通過したレーザー光は、2mm角のセグメントビームに分割される。個々のセグメントビームは2mm角の開口制限を受けるために、スポットサイズ（ $\approx 2f\lambda/a$ ）530 μ mまでしか絞ることができない。セグメントビームのレイリー長（ $=F^2\lambda/\pi$ ）は約42.6mmである。つまり、セグメントビームの集光パターンは、焦点近傍 ± 42.6 mm内の位置ではセグメントの開口によって決まる遠視野像（この場合はsinc関数の2乗）を維持していると考えられる。これに対して、激光XII号のホールビームは、理論上はスポットサイズ3 μ m、レイリー長1.7 μ mである。セグメントの中心を通過してくる光（これはセグメントビームの光軸に相当する）は、回折の影響を受けないので、このホールビームの集光特性を反映することになる。したがって、図3-3に示すような特異な特性を示すことになる。つまり、焦点位置では全

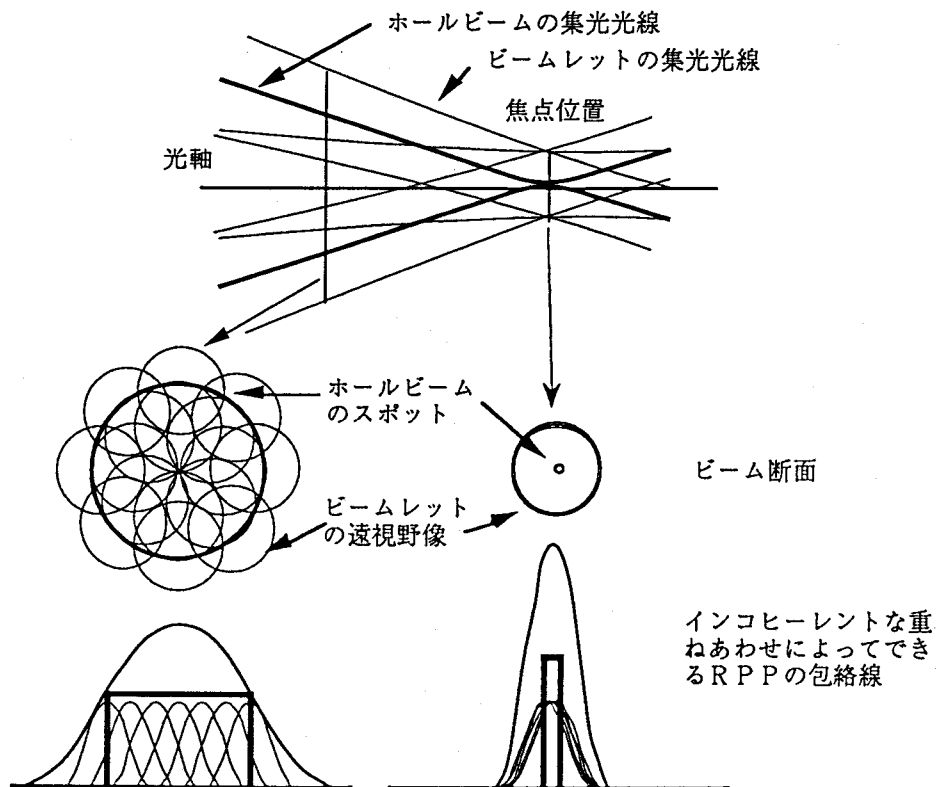


図3-3 ランダム位相板の集光特性

てのセグメントビームは一点で重ね合わされるが、レイリー長の範囲内で d を大きくしていくと、各ビームレットの光軸は急激に離れていくため、各セグメントビームは遠視野像を保持しながら、その中心だけがずれた状態で重ねられるようになる。その結果、集光パターンの包絡線形状は集光条件によって大きく変化することになる。集光条件の違いによる包絡線形状の変化の様子を図3-4に示す。

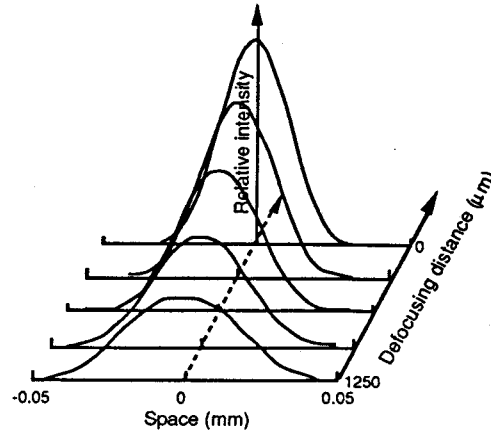


図3-4 集光照射条件による集光パターン包絡線の変化

$d=1.25\text{mm}$ で急激に包絡線が変化することがわかる。参考として、各セグメントビーム間の干渉を無視したときに得られる強度分布（集光パターンの包絡線形状となる）を球面に展開したときのモード展開を図3-5に示す。ターゲットの直径は $500\mu\text{m}$ として、集光条件が(a) $d/R=1$ （ターゲット接平面が焦点位置）と(b) $d/R=5$ のときに対する照射不均一性を計算した。この図からわかるように、焦点位置での不均一性に比べて、 $d/R=5$ の位置での不均一性は、0.9%まで改善されている。特に、12ビーム対称照射系において支配的となる6次のモード成分の振幅が大幅に減少している。この結果は、ランダム位相板を用いた包絡線制御による照射不均一性の改善手法の有効性を示している。しかしながら、集光条件の変更をともなう包絡線制御は、ランダム位相板のもう一つの効果である、近視野領域での位相および強度歪みを除去する効果を部分的に相殺するということを考慮しなければならない。

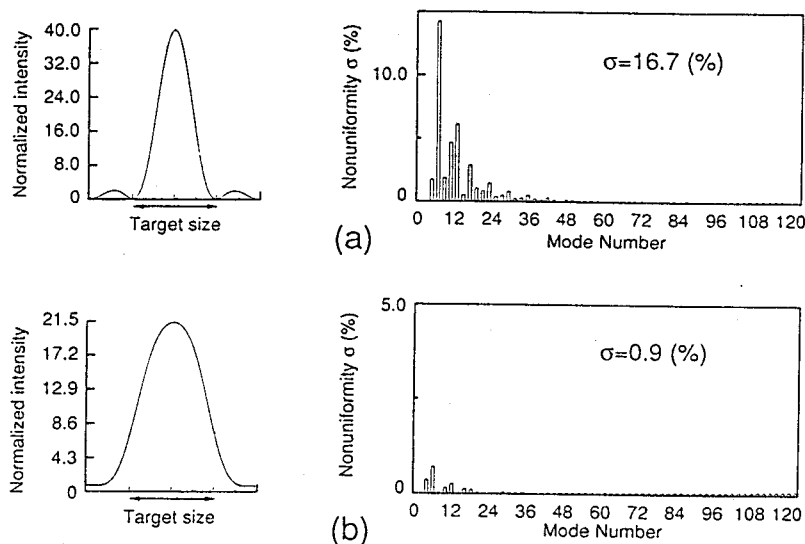


図3-5 ランダム位相板を用いた包絡線制御による均一照射の可能性

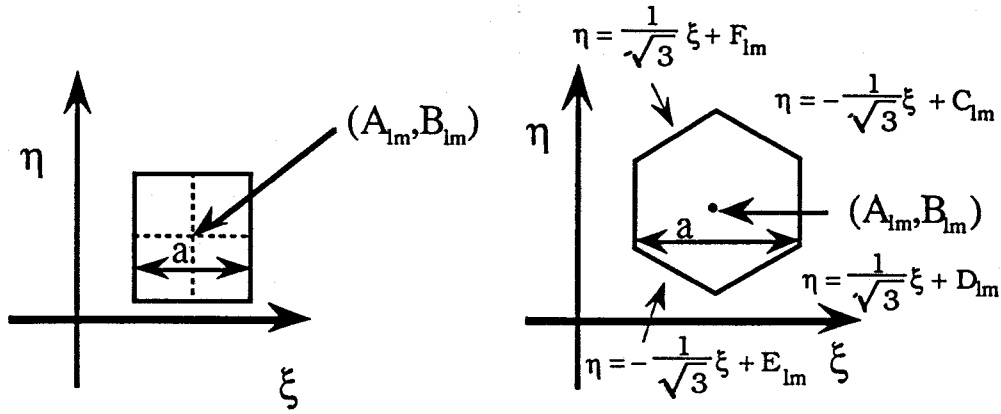


図3-6 ランダム位相板のセグメント座標
(a)正方形セグメントの場合、(b)六角形セグメントの場合

3-3 ランダム位相板のシミュレーションコードの開発

セグメントの配置を決定するための乱数系列の影響について検討するためには、干渉効果も含めた完全なシミュレーションが必要である。ランダム位相板を通過したレーザー光の集光強度分布は、前述のように、フレネル・キルヒホッフの式から求めることができる。(座標系については図3-1、セグメントの座標情報については図3-6を参照)

$$U_i(x,y) = \frac{1}{j\lambda} \int \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi,\eta) T(\xi,\eta) \frac{\exp(jkr)}{r} d\xi d\eta \quad (3-7)$$

$$r = \sqrt{z^2 + (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$$

ただし、 $k (=2\pi/\lambda)$ はレーザー光の波数である。実際には、ランダム位相板の振幅透過率 T が、セグメント毎でしか変化しないことから、(3-7) 式は各セグメントが作る集光強度分布の和の形で書き直することができる。

$$U_i(x,y) = \frac{1}{j\lambda} \sum_l \sum_m \int \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi,\eta) g_{lm}(\xi,\eta) \frac{\exp(jkr + j\phi_{lm})}{r} d\xi d\eta \quad (3-8)$$

ただし、 ϕ_{lm} はランダム位相板のセグメントがもつ位相のずれ量であり、0もしくは π の値をとる。また、 g_{lm} はセグメントの形状によって決まるゲート関数である。セグメントが正方形のときは、

$$g_{lm}(\xi,\eta) = \Pi\left(\frac{\xi - A_{lm}}{a}\right) \cdot \Pi\left(\frac{\eta - B_{lm}}{a}\right) \quad (3-9)$$

となり、六角形のときは次のようになる。

$$g_{lm}(\xi,\eta) = \Pi\left(\frac{X + a/4}{a/2}\right) \left[H\left(Y + \frac{1}{\sqrt{3}}X + \frac{a}{\sqrt{3}}\right) - H\left(Y - \frac{1}{\sqrt{3}}X - \frac{a}{\sqrt{3}}\right) \right]$$

$$+ \Pi\left(\frac{X - a/4}{a/2}\right) \left[H\left(Y - \frac{1}{\sqrt{3}}X + \frac{a}{\sqrt{3}}\right) - H\left(Y + \frac{1}{\sqrt{3}}X - \frac{a}{\sqrt{3}}\right) \right] \quad (3-10)$$

$$X = \xi - A_{lm}, Y = \eta - B_{lm}$$

ここで、 A_{lm} および B_{lm} は (l,m) 番目のセグメントの中心座標である。また Π および H はそれぞれ rect-angle 関数および step 関数と呼ばれ、次式によって定義される。

$$\Pi(\rho) = \begin{cases} 1 & |\rho| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & |\rho| > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3-11)$$

$$H(\rho) = \begin{cases} 1 & \rho \geq 0 \\ 0 & \rho < 0 \end{cases} \quad (3-12)$$

ランダム位相板を透過したレーザー光が与える集光パターンは (3-8) 式から計算できるが、シミュレーションでは、より簡約化するためにフラウンホーファーおよびフレネルの近似式を解析的に解いて集光パターンを計算する。以下、これらの解析について述べる。

3-3-1 焦平面上での集光パターンの計算

焦平面上での強度分布は、(3-8) 式のフラウンホーファー近似式を使って次式により与えられる。

$$U_i(x,y) = \frac{1}{j\lambda f} \exp\left(jk\left(\frac{x^2+y^2}{2f}\right)\right) \sum_i \sum_m \int \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi,\eta) g_{lm}(\xi,\eta) \times \exp(-j2\pi(f_x\xi + f_y\eta) + j\phi_{lm}) d\xi d\eta \quad (3-13)$$

$$f_x = x/\lambda f, f_y = y/\lambda f$$

したがって、(3-13) 式に (3-9)、(3-10) 式を代入することで焦平面上での強度分布を求めることができる。ランダム位相板のセグメントの大きさが入射ビームに比べて非常に小さいことから（激光 XII 号では 1/160）、入射複素振幅分布 U は、各セグメントの中では一定であると仮定することができる。入射複素振幅分布 U を、

$$U(\xi,\eta) = U_{lm} \exp(j\phi'_{lm}) \quad (3-14)$$

とおくと (3-13) 式に対して、比較的容易に解析解を求めることができる。

まず、正方形のセグメントに対しては、

$$U_i(x,y) = \frac{1}{j\lambda f} \exp(jkf) a^2 \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(af_y) \times \sum_i \sum_m U_{lm} \exp(-j2\pi(f_x A_{lm} + f_y B_{lm}) + j\phi_{lm}) \quad (3-15)$$

となる。ここで、 $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$ であり、sinc 関数と呼ばれる。また、入射複素振幅分布の位相 ϕ'_{lm} はビーム内での位相変化が小さいものとして無視した。

次に、六角形のセグメントに対して (3-13) 式を解くと、次式のようになる。

$$U_i(x,y) = \frac{1}{j\lambda f} \exp(jkf) \sum_i \sum_m U_{lm} G_{lm}(x,y) \exp(j\phi_{lm}) \quad (3-16)$$

ただし、 G_{lm} は

$$G_{lm}(x,y) = \frac{1}{2\pi f_y} \frac{a}{2}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\exp \left\{ -j2\pi \left(\left(A_{lm} + \frac{a}{4} \right) f_x + \left(-\frac{a}{4\sqrt{3}} - \frac{A_{lm}}{\sqrt{3}} + C_{lm} \right) f_y \right) \right\} \operatorname{sinc} \left\{ \left(f_x - \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \right) \frac{a}{2} \right\} \right. \\
& - \exp \left\{ -j2\pi \left(\left(A_{lm} + \frac{a}{4} \right) f_x + \left(\frac{a}{4\sqrt{3}} + \frac{A_{lm}}{\sqrt{3}} + D_{lm} \right) f_y \right) \right\} \operatorname{sinc} \left\{ \left(f_x + \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \right) \frac{a}{2} \right\} \\
& + \exp \left\{ -j2\pi \left(\left(A_{lm} - \frac{a}{4} \right) f_x + \left(-\frac{a}{4\sqrt{3}} + \frac{A_{lm}}{\sqrt{3}} + F_{lm} \right) f_y \right) \right\} \operatorname{sinc} \left\{ -\left(f_x + \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \right) \frac{a}{2} \right\} \\
& \left. - \exp \left\{ -j2\pi \left(\left(A_{lm} - \frac{a}{4} \right) f_x + \left(\frac{a}{4\sqrt{3}} - \frac{A_{lm}}{\sqrt{3}} + E_{lm} \right) f_y \right) \right\} \operatorname{sinc} \left\{ -\left(f_x - \frac{1}{\sqrt{3}} f_y \right) \frac{a}{2} \right\} \right]
\end{aligned}$$

である。

3-3-2 焦点近傍での集光パターン

焦点近傍での強度分布を計算するためにはフレネルの近似式を使わなければならない。今の場合、レンズによる位相のずれ（球面波になること）についても考慮する必要があるのでフレネルの近似式は次式のようになる。

$$\begin{aligned}
U_i(x, y) = & \frac{1}{j\lambda f} \exp \left(jk \frac{x^2 + y^2}{2f} \right) \cdot \sum_l \sum_m \int \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) g_{lm}(\xi, \eta) \\
& \times \exp \left(-jk \frac{\xi^2 + \eta^2}{2f} + jk \frac{\xi^2 + \eta^2}{2z} - j2\pi(f_x \xi + f_y \eta) + j\phi_{lm} \right) d\xi d\eta \quad (3-17)
\end{aligned}$$

ただし、レンズについては薄肉球面レンズであると仮定した。(3-17) 式を、3-3-1項と同様に、ランダム位相板のセグメントの中では入射複素振幅は一定であると仮定することで解析的に解くことを考える。(3-17) 式の指数部の中には、被積分変数 ξ および η の2乗の形が存在するため、解析的に解くことは非常に困難である。しかしながら、 ξ および η に対する積分を分離することができるならば、被積分変数の2乗積分の形式はフレネル積分を用いることで解析的に解くことが可能となる。正方形セグメントの場合、(3-17) 式を、次のように書き直すことにより、被積分変数 ξ と η を分離することができる。

$$\begin{aligned}
U_i(x, y) = & \frac{1}{2j\beta\lambda z} \exp \left(jk \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \right) - j\pi \frac{f_x^2 + f_y^2}{\beta} \right) \\
& \times \sum_l \sum_m U_{lm} e^{j\phi_{lm}} \int_{\sqrt{2\beta}(-a/2+A_{lm}-f_x/\beta)}^{\sqrt{2\beta}(a/2+A_{lm}-f_x/\beta)} e^{j\frac{\pi}{2}p} dp \int_{\sqrt{2\beta}(-a/2+B_{lm}-f_y/\beta)}^{\sqrt{2\beta}(a/2+B_{lm}-f_y/\beta)} e^{j\frac{\pi}{2}q} dq \quad (3-18)
\end{aligned}$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{1}{\lambda z} - \frac{1}{\lambda f} \\ p^2 &= 2\beta \left(\xi - \frac{f_x}{\beta} \right)^2, q^2 = 2\beta \left(\eta - \frac{f_y}{\beta} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (3-19)$$

である。したがって、(3-18) 式をフレネル積分を用いて解くと次式が得られる。

$$\begin{aligned}
U_i(x, y) = & \frac{1}{2j\beta\lambda z} \exp\left(jk\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2z}\right) - j\pi \frac{f_x^2 + f_y^2}{\beta}\right) \\
& \times \sum_l \sum_m U_{lm} \left[F\left(\sqrt{2\beta}(a/2 + A_{lm} - f_x/\beta)\right) - F\left(\sqrt{2\beta}(-a/2 + A_{lm} - f_x/\beta)\right) \right] \\
& \times \left[F\left(\sqrt{2\beta}(a/2 + B_{lm} - f_y/\beta)\right) - F\left(\sqrt{2\beta}(-a/2 + B_{lm} - f_y/\beta)\right) \right] \cdot e^{j\phi_{lm}} \quad (3-20)
\end{aligned}$$

ただし、 $F(A)$ はフレネル積分を表す。

セグメントの形状が六角形の場合は、被積分変数を分離することができないために、解析解を得ることは困難である。そのため、六角形セグメントで構成されたランダム位相板が、この領域で作る強度分布についての完全なシミュレーションは行っていない。しかしながら、ランダム位相板の形状の違いが大きく寄与するのは包絡線形状であって、ランダム位相板の最適化を考慮するにあたっては、準遠視野領域での干渉の効果までを含んだ完全なシミュレーションの必要性は乏しい。

この節で述べたシミュレーションコードは、主として乱数系列の影響について考察するために用いる。また、3-5節においてはインコヒーレント光に対する計算コード並びに計算結果を示している。

3-4 乱数系列による依存性

激光XII号システムで用いられているランダム位相板には、 $[0,1]$ の一様乱数を2値化したものが採用されている。3-2節で述べたように、ランダム位相板のセグメント配置は集光強度分布の空間スペクトルに影響を与える。この影響を抑制するためには、位相の自己相関が小さくなるようなセグメント配置を採用することが望ましい。この概念から、自己相関を制御したセグメント配置を乱数を使わずに作り出す方法がR.EpsteinとS.Skupskyら[5,6]によって研究されている。ここでは、自己相関のある程度制御することができるM系列[7]と呼ばれる乱数系列を使うことで照射不均一性の改善を試みる。

3-4-1 M系列[7]

M系列は、 $n=2^m-1$ 個のバイナリー系列によって構成される乱数である。 n 個のバイナリー系列を $n_1 \times n_2$ の2次元配列に並べたとき、2次元の自己相関関数 ρ は、

$$\left. \begin{aligned} \rho(i, j) &= 1, i=0, j=0 \\ \rho(i, j) &= -\frac{1}{n}, 0 \leq i < n_1, 0 \leq j < n_2, (i, j) \neq (0, 0) \end{aligned} \right\} \quad (3-21)$$

となる。長さが n のM系列を構築するためには、 m 次の原始多項式 $h(x)$ が必要となる。 $m=4$ のときを例にとって考えてみる。 $m=4$ に対する原始多項式は、

$$h(x) = x^4 + x + 1 \quad (3-22)$$

で与えられる。この多項式は、図3-7に示すようなフィードバックシフトレジスタを決定する。シフトレジスタは m 個の箱で構成され、それぞれの箱の中には0あるいは1の数字が入っている。初期値は一番左端の箱が1で、それ以外は全て0とする。箱の中味は同時に右の箱にシフトし、出力として出てきた数が乱数となる。また、出力は同時に次のシフトのためにフィードバックされる。このとき $h(x)$ の項に相当する箱の中の数字もまた左端の箱に送られる。この箱の中で送られてきた全ての数字を加えた後、その和を2で割った余りを左端の箱の数字とする。この作業は、図中のEXCLUSIVE-ORゲートによって示されている。これらの一連の動作を繰り返すことで n 個のバイナリー系列を作り出す。

最終的には、このバイナリー系列を図3-8に示されている方法を使って並べ替えることにより、M系列の特徴を持った2次元の乱数配列を得ることができる。参考として、 $m < 40$ の原始多項式を表3-1に示しておく。

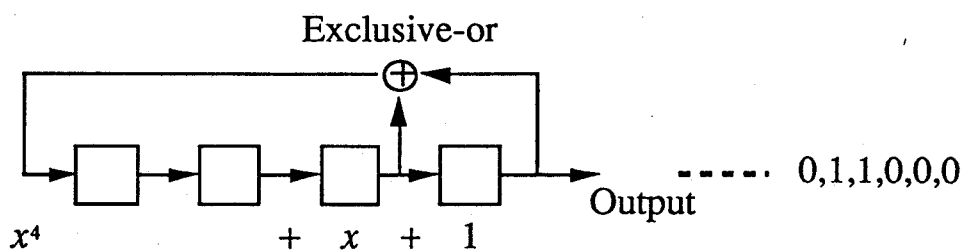


図3-7 $m=4$ に対する原始多項式によって定義されるフィードバックシフトレジスタ

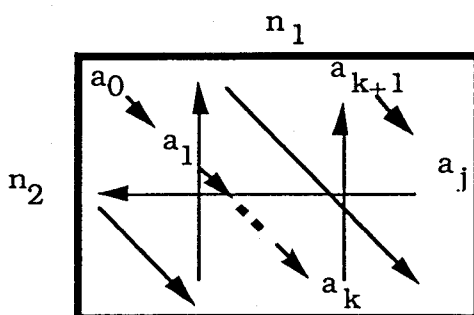


図 3-8 1次元バイナリー系列の2次元アレイ化

a_k はバイナリー系列を示している。

表 3-1 M系列の原始多項式

m	$h(x)$	m	$h(x)$
1	$x+1$	21	$x^{21}+x^2+1$
2	x^2+x+1	22	$x^{22}+x+1$
3	x^3+x+1	23	$x^{23}+x^5+1$
4	x^4+x+1	24	$x^{24}+x^4+x^3+x+1$
5	x^5+x^2+1	25	$x^{25}+x^3+1$
6	x^6+x+1	26	$x^{26}+x^8+x^7+x+1$
7	x^7+x+1	27	$x^{27}+x^8+x^7+x+1$
8	$x^8+x^6+x^5+x+1$	28	$x^{28}+x^3+1$
9	x^9+x^4+1	29	$x^{29}+x^2+1$
10	$x^{10}+x^3+1$	30	$x^{30}+x^{16}+x^{15}+x+1$
11	$x^{11}+x^2+1$	31	$x^{31}+x^3+1$
12	$x^{12}+x^7+x^4+x^3+1$	32	$x^{32}+x^{28}+x^{27}+x+1$
13	$x^{13}+x^4+x^3+x+1$	33	$x^{33}+x^{13}+1$
14	$x^{14}+x^{12}+x^{11}+x+1$	34	$x^{34}+x^{15}+x^{14}+x+1$
15	$x^{15}+x+1$	35	$x^{35}+x^2+1$
16	$x^{16}+x^5+x^3+x^2+1$	36	$x^{36}+x^{11}+1$
17	$x^{17}+x^3+1$	37	$x^{37}+x^{12}+x^{10}+x^2+1$
18	$x^{18}+x^7+1$	38	$x^{38}+x^6+x^5+x+1$
19	$x^{19}+x^6+x^5+x+1$	39	$x^{39}+x^4+1$
20	$x^{20}+x^3+1$	40	$x^{40}+x^{21}+x^{19}+x^2+1$

3-4-2 乱数系列と照射均一性

図3-9に3種類の乱数系列を使ったときの照射均一性の計算結果を示す。ランダム位相板のセグメントサイズは2.0mm、ターゲットの直径は500 μ mとして計算した。乱数系列は、数式から得られた一様乱数と、 $m=14$ および $m=16$ のM系列を用いている。16次のM系列は65535個のバイナリー系列を与えることができ、この数は激光XII号システムの開口を十分にカバーする。14次のM系列は16383個の系列しか与えられないので、激光XII号の開口をカバーするために、同一の2次元配列を4つ組み合わせて用いた。焦点面上($d/R=0$)における照射では、一様乱数を用いたときに比べて、M系列を用いる方が σ_{rms} で、2から3%程度照射不均一性が改善される。モード構造を比較してみると、M系列を用いることで、 $l>30$ の中間モードから高次モードにかけて不均一性が改善されていることがわかる。特に、14次のM系列においてはその改善の程度は大きく、 $l>12$ のモードにおいて、およそ2/3程度まで改善されている。また、16次のM系列では、6次のモードが10%から6%と40%の改善がみられるのに対して、14次のM系列では20%以上と2倍になっている。14次のM系列は、1から12次のモードが一様乱数

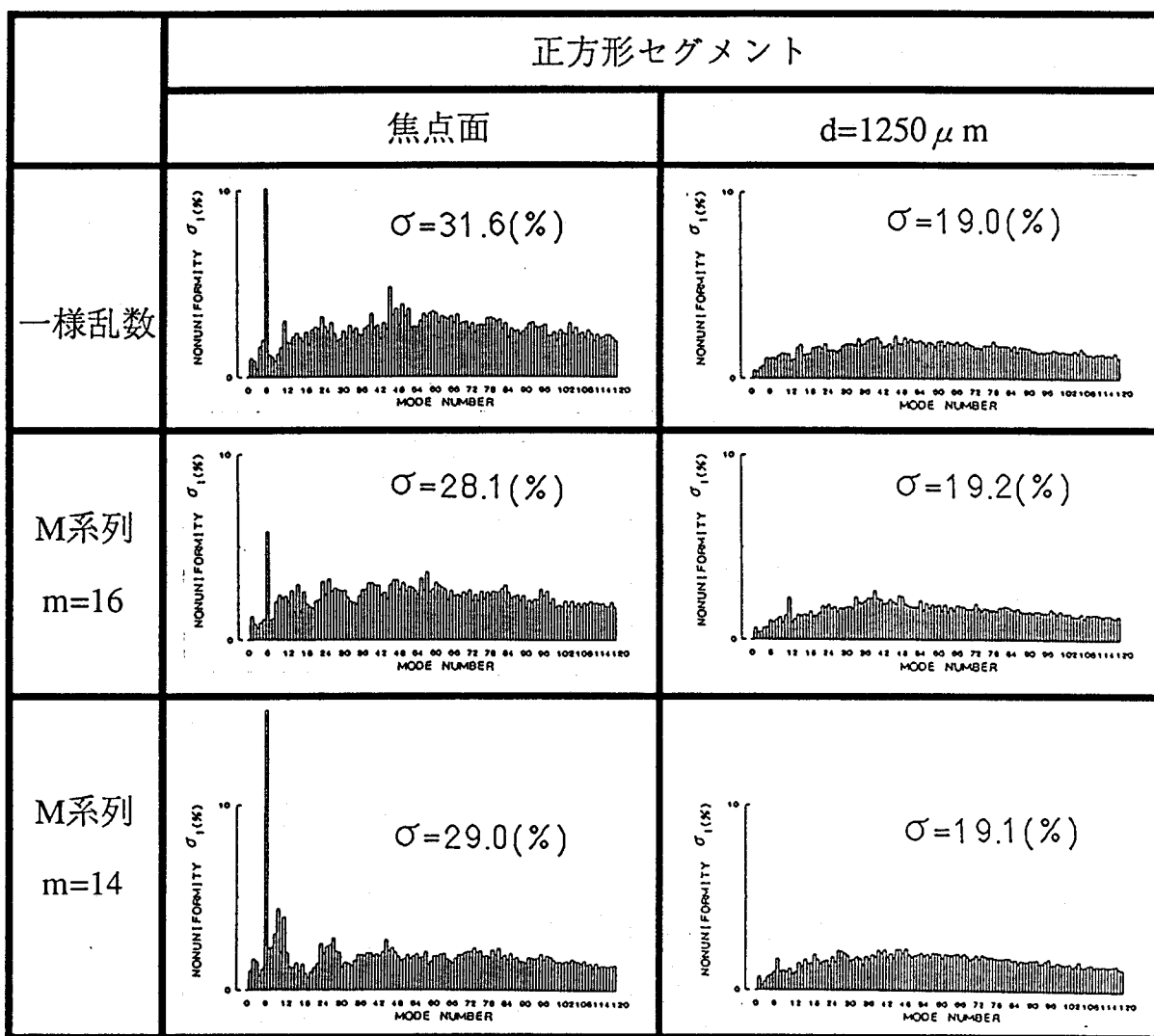


図3-9 正方形セグメントを用いたランダム位相板によるターゲット照射の不均一性評価

に比べて大幅に増加する傾向にある。これは、次のように考えることができる。M系列によってセグメント間の自己相関は一様乱数よりも小さくなるが、14次のM系列では同じパターンを4つ組み合わせるために、近接セグメント間の相関が4倍になる。低次のモードは近接セグメント間の干渉によって生じるため、不均一性の改善傾向は悪くなる。逆に、離れたセグメントは繰り返しにより干渉効果を打ち消し合うために、不均一性が減少することになる。

次に、集光条件が $d/R=5$ のときについて考察する。図3-9に示されるように、この領域ではM系列による不均一性の改善はほとんどみられない。モード構造においても16次のM系列でモード12が、14次のM系列でモード6が突出している以外は大きな差はない。3-2-2項で述べたように、焦点近傍では、各セグメントは一点で重ならない。そのため、空間スペクトルの振幅に寄与するセグメントの個数が焦点での照射のときに比べて減少するものと考えられる。M系列は、全空間での自己相関を $-1/n$ にする特徴を持っているが、その一部だけで自己相関を下げることはできない。したがって、焦点から離れた位置では、M系列の効果は期待どうりには現れないことになる。

六角形セグメントを用いた場合は正方形とは異なった依存性を示す。図3-10に計算結果を示す。この図からわかるように、14次のM系列がもっとも不均一性が小さくなっている。これは14次のM系列では、50以上の高次モードが他の場合に比べて改善されているためである。また、正方形セグメントのときにみられた、6から12のモードが異常に大きくなるような現象が現れていない。六角形セグメントの配置では、正方形のように基盤状にならず互い違いになることから、位相の相関が良い方向に作用したのと考えられる。しかしながら、1から6次のモードは一様乱数と比べて増加する傾向にある。

多ビームによる球ターゲット照射では、低次モードの不均一性を抑えることが困難であることから、乱数系列は低次モードを出さないものが望ましい。したがって、この3種類の中では、16次のM系列が適していると言える。

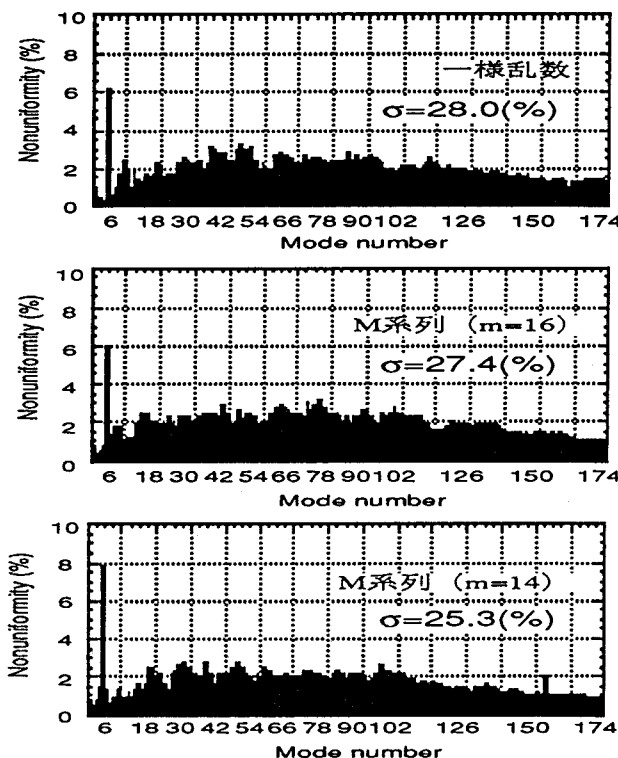


図3-10 六角形セグメントにおける照射均一性のセグメント配置に対する依存性

3-5 集光パターンの包絡線形状からみたランダム位相板の最適化

第2章で述べたように、包絡線形状の最適化は、多ビーム照射システムにおいて必要不可欠である。ランダム位相板は、その特異な集光特性により集光条件を変えることで、劇的に包絡線形状を変化させることができる。この特性を利用して、より均一な照射ができる包絡線形状を持ったランダム位相板を製作することを検討する。

3-5-1 包絡線制御の問題点

包絡線を制御する上で注意すべき問題点について述べる。それは、包絡線制御が集光条件の変化をとともなうことである。ランダム位相板のもう一つの特徴である近視野領域において入射ビームが持つ強度歪みを除去する効果は、焦点面での照射によって最大限に能力を発揮する。つまり、焦点から離れるにつれて近視野での歪みが集光パターン内に影響を及ぼすようになる。このことは、包絡線制御を有効に働かせるために、入射パターンに対して高い均一性を要求することになる。

ランダム位相膜の製作精度の影響により、膜厚が設定値 (π) からずれることで発生する非回折成分は、集光パターン内に強い輝点 (central peak) として現れ、均一照射を妨げることが指摘されている。非回折成分の強度は0および π 位相のセグメントの個数をそれぞれ N_0 および N_π とし、実際の位相差を $\Delta\phi$ とすると次式で与えられる[8]。

$$\frac{\text{central peak}}{\text{background}} = \frac{1}{N} |N_0 + N_\pi e^{i\Delta\phi}| \quad (3-23)$$

ただし、 $N=N_0+N_\pi$ である。この影響は遠視野領域に近づくにつれて大きくなる。これらのことから、以下の議論では、焦点面上での照射を前提とした場合と包絡線制御を行った場合の2つの場合について検討することにする。

3-5-2 包絡線計算コードの開発

ランダム位相板が作る包絡線を計算するには、(3-15)、(3-16) および (3-20) 式において干渉効果を見捨て、各セグメントが作る強度分布をインコヒーレントに加えることで可能である。しかしながら、この方法では六角形について計算することができない。そこで、ランダム位相板の集光特性を最大限に利用する。ランダム位相板が作る集光強度分布は、各セグメントの遠視野像の重ね合わせで近似できるから、包絡線を遠視野像のインコヒーレントな足し合わせで求めることにする。

集光パターンの包絡線形状は次式によって計算することができる。

$$I_e(x, y) = \sum_l \sum_m |U_s(x - A'_{lm}, y - B'_{lm})|^2 \quad (3-24)$$

ここで、 A'_{lm} および B'_{lm} は各セグメントが作る像のターゲット照射面での中心座標である。また、 U_s は一つのセグメントの遠視野像の複素振幅を示す。(3-24) 式で計算した結果の妥当性を調べるために、(3-20) 式を用いて計算した結果と比較した。図3-11に結果を示す。実線が (3-20) 式による結果で、○が (3-24) 式による計算結果である。2つの結果は非常に良く一致していることがわかる。このことから、この計算コードを使って包絡線を計算することが可能であると考えられる。図3-11はターゲット接平面での強度包絡線であるが、実際のコードでは、ターゲット球面上の分布を直接求めることができる。図3-12にその方法を示す。まず、球面上の一点において、セグメントビームの光軸に垂直で、この点を含んだ平面を考える。この面と光軸との交点をセグメントビームの遠視野像の原

点として、球面上の一点の強度を投影する。この操作を全ての球面上の点に対して行い、さらに、全てのセグメントについて計算する。最後に、全ビームについて計算すれば球面上の強度分布を計算することができる。包絡線形状からみたランダム位相板の最適化は、このコードを用いて行った。

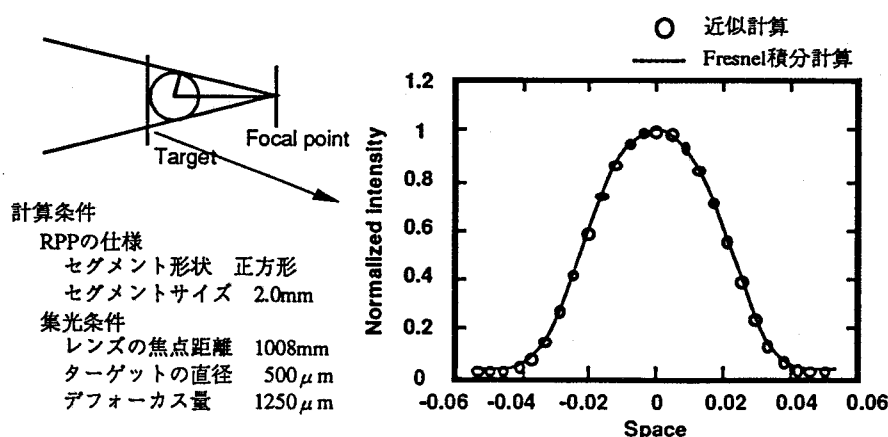


図3-11 包絡線計算コードの動作確認

○は包絡線計算コード、実線はフレネル積分から求めた。

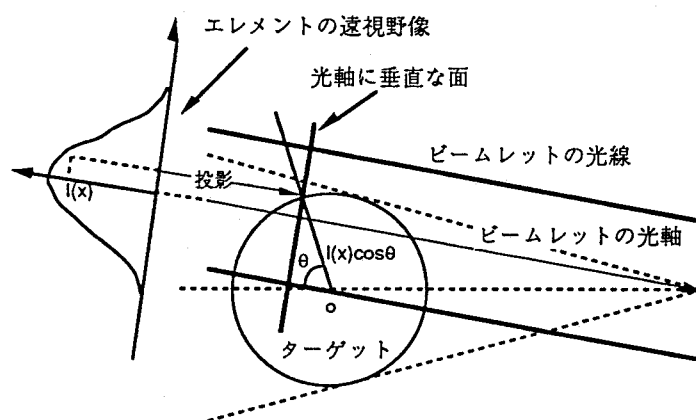


図3-12 球面上照射分布の計算方法

3-5-3 激光XII号システムにおける最適設計

現在の激光XII号システムの照射系は、12ビーム対称照射系で、ビーム径320mm ϕ 、焦点距離1008mmである。このシステムに対する最適なランダム位相板について考察する。ランダム位相板のセグメント形状は、遠視野像が比較的円に近いということで六角形を用いることにする。図3-13は、セグメントのサイズが変化したときの照射均一性の変化をプロットしたものである。ただし、セグメントのサイズは六角形の外接円の直径で与えている。ターゲットのサイズは爆縮実験で用いられている500 μ mとした。また、集光照射条件は $d/R=0$ （焦平面）から $d/R=7$ まで変化させている。焦点面上での照射では、セグメントのサイズが1.6mmのときに最小値をとり、不均一性は約2%になる。また、1.6mmのランダム位相板は集光条件に対して鈍感で、集光条件を変化させても不均一性はほとんど変化しない。これに対して、激光XII号での最適条件は、集光条件 $d/R=5$ 、セグメントサイズ2.4mmのときで、不均一性は0.5%まで減少する。この2つの条件のときのモード分布を図3-14に示す。1.6mmのときは、6次のモードが大きく、ほぼこのモードによって不均一性が支配されている。それに対して、

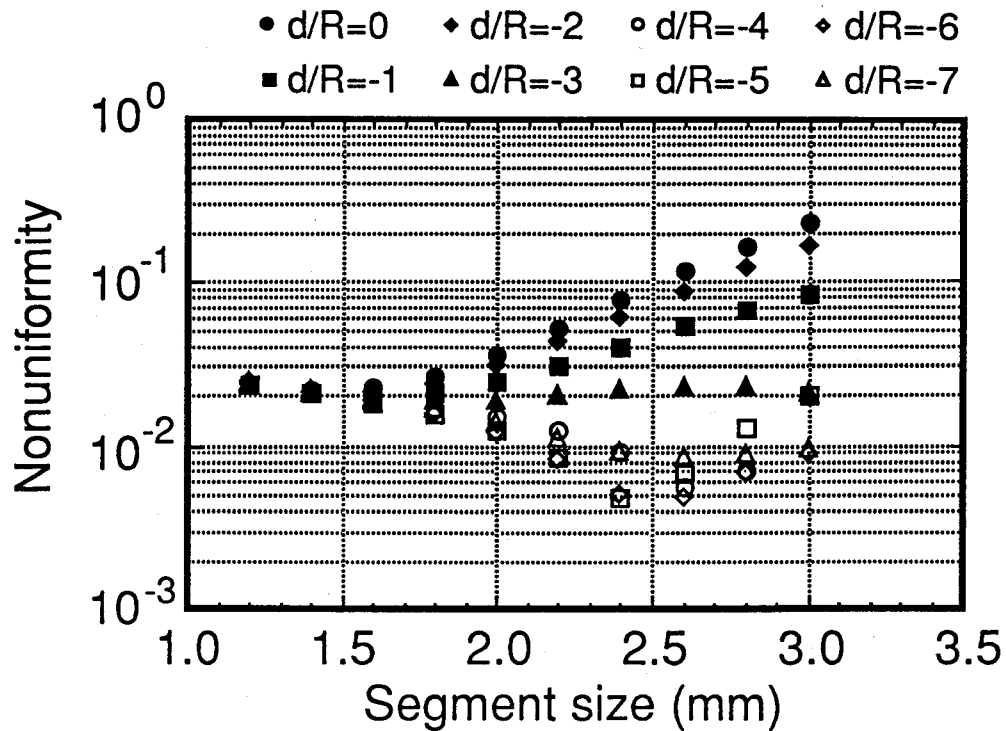


図3-13 セグメントサイズに対する照射均一性の依存性

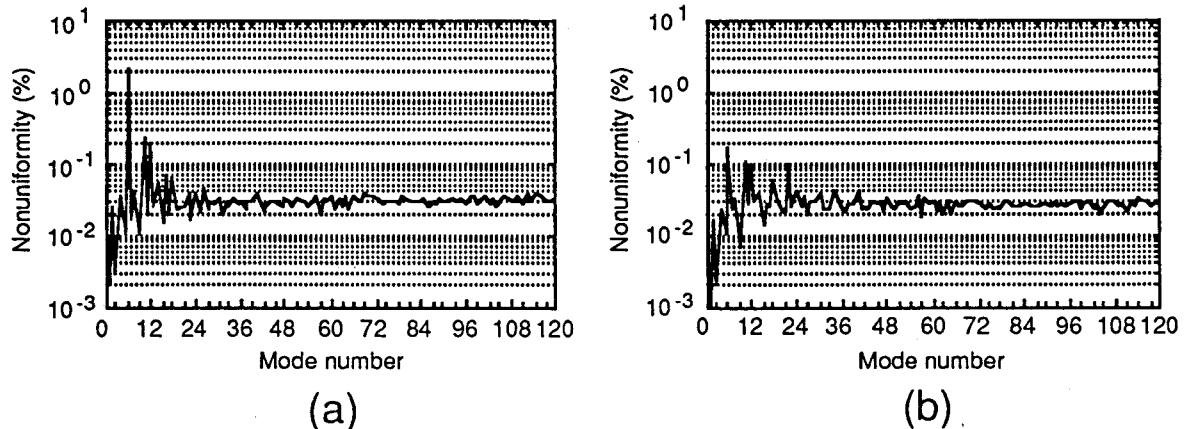


図3-14 照射均一性の球モード展開図

(a)1.6mm、 $d/R=0$ の場合、(b)2.4mm、 $d/R=-5$ の場合を示す。

包絡線制御により6次のモードの大幅な減少が期待できる。

2.4mmのときは、6次のモードが低く抑えられていることがわかる。図3-15は、それぞれの条件での1ビームの包絡線を示したものである。図3-15(a)は接平面上の、(b)は球面上での分布である。1.6mmの場合は、2.4mmに比べて中央が高くなっていることがわかる。球面上に展開したときには、ピークの比は1.5倍になり、半値幅の差も広がっている。1.6mmでは、このピークの高さにより、6次のモードが支配的になるものと考えられる。12ビームシステムにおいて、プラズマの吸収を考慮した場合、エネルギー分布が $\cos^2\theta$ 分布となるような照射を行うことで、球ターゲット照射の不均一性を零にできる

ことが最近報告された[9]。図の中の破線は $\cos^2\theta$ 分布をプロットしたものである。2.4mmの包絡線分布がこの分布に非常に近いことがわかる。このことは、ランダム位相板を使うことで、理想的な包絡線形状を作り出すことが可能であることを示している。

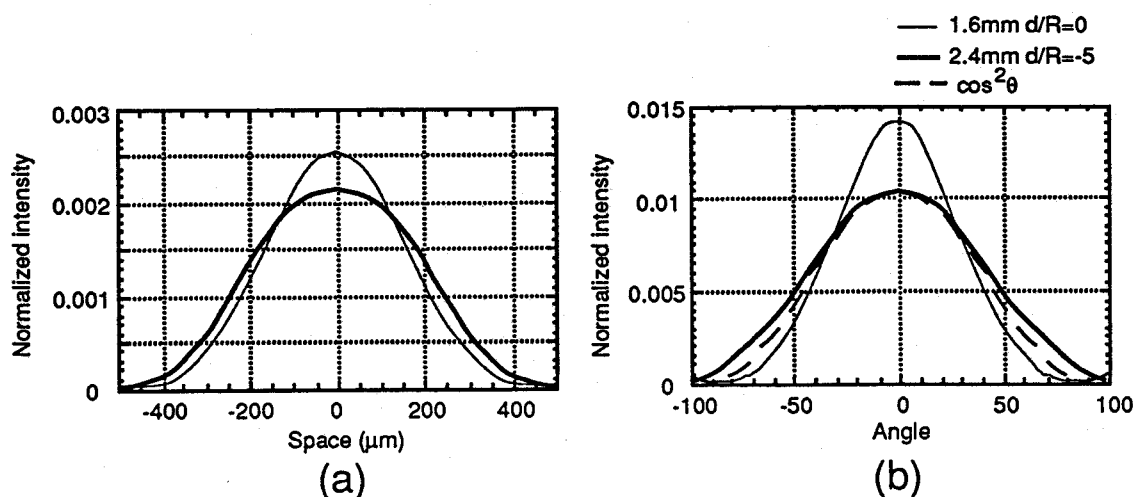


図3-15 ターゲット接平面及び球面上の照射包絡線分布

(a)接平面上パターン、(b)球面上パターンである。

細線はセグメントサイズ1.6mm、太線は2.4mm、破線は $\cos^2\theta$ 分布である。

図3-16はセグメントサイズに対するエネルギー損失の依存性を示したものである。エネルギーの損失は、ビームパターンの第1ローブからの損失であらわされている。上述の2つの条件のときのエネルギー損失は、1.6mmは23%、2.4mmは27%であった。この2つの条件でのエネルギー損失の差はほとんどないと言える。

結果としては、現在の激光XII号システムでは、遠視野での照射を優先するならば、1.6mmのセグメントサイズが最適であり、包絡線制御を行うならば、セグメントサイズ2.4mm、 $d/R=-5$ で照射することが望ましい。

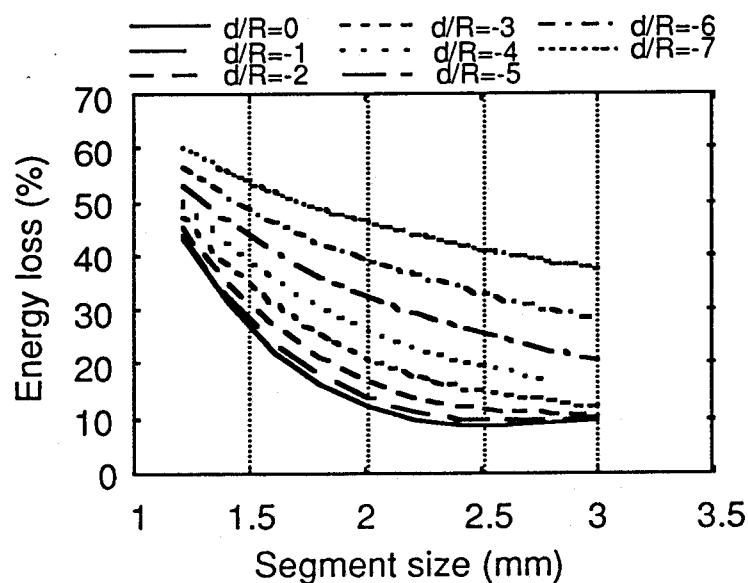


図3-16 エネルギー損失のセグメントサイズ依存性

3-5-4 ターゲットの爆縮にともなう照射不均一性の変化

ターゲットの大きさは、爆縮にともなって小さくなっていくことから、レーザー光は初期の均一性を保つことができないものと考えられる。そこで、ターゲットの中心位置を固定して、直径だけを変化させたときの照射不均一性を計算した。図3-17は、ターゲットが初期直径 $600\mu\text{m}$ から縮んだときの照射不均一性の変化を示している。ランダム位相板のセグメントサイズは前述の 1.6mm と 2.4mm を用いた。 1.6mm のセグメントに対して、 $d=0$ 、 $d/R=0$ で照射した場合、ターゲットが小さくなっても、不均一性はほとんど変わらない。これに対して、セグメントサイズ 2.4mm 、 $d=1250\mu\text{m}$ 、 $d/R=4.2\sim 12.5$ で照射した場合、ターゲットが縮むにつれて照射不均一性が悪くなる。しかしながら、最終的な値は 1.6mm のときの値とほとんど変わらない。したがって、どちらの場合でもターゲットの爆縮に十分対応できるものと考えられる。

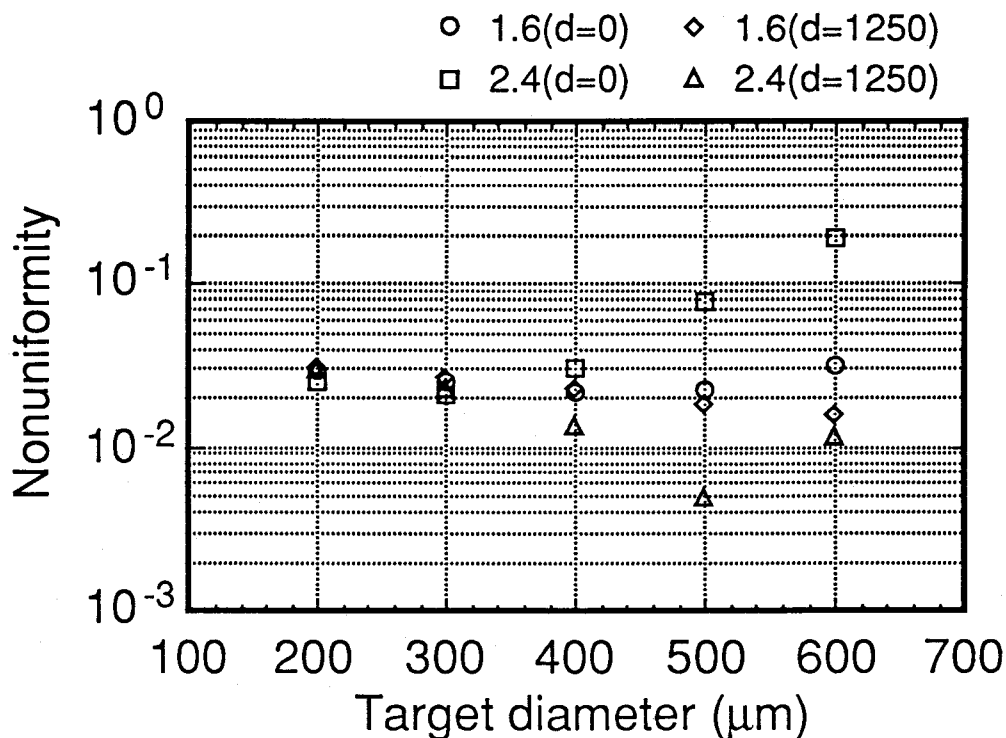


図3-17 ターゲットの爆縮にともなう照射不均一性の変化
集光条件はターゲット $500\mu\text{m}$ に対して最適値になるように設定した。

3-5-5 ターゲット直径に対する依存性

次に、ターゲットの直径に対する依存性について考察する。ターゲットの直径は、 300 から $600\mu\text{m}$ まで変化させた。集光照射条件は、 $d/R=0, -3, -5$ の3種類について計算した。図3-18に計算結果を示す。ターゲットのサイズが大きくなるにつれて、セグメントサイズに対する照射特性が左方向にシフトしている。より大きなターゲットに対して、セグメントサイズをより小さくすることで、同一の照射均一性を得ることが可能である。このことから、ターゲットの初期サイズの変化に対して、ランダム位相板の最適条件は比例的に変化していくものと考えられる。

ターゲット径と照射均一性との関係は、デフォーカス量によって決まるホールビームのスポットサイズと、ランダム位相板のセグメントサイズで決まるビームレットのスポットサイズの比によって特徴づけられる。図3-18(c)において、最少値を示す点での両スポットサイズの比は、ほぼ1になる。また、不均一性が2%になる点では、スポットサイズの比は1.8 (ビームレットのスポットサイズが大きい) となり、ターゲット径に対して一定値をとる。同図(b)において、ターゲット径 $600\mu\text{m}$ の場合に見られる 3.0mm 付近での最少値は、スポットサイズの比が1になる点である。

ランダム位相板を用いた照射では、スポットサイズの比によって照射均一性が決定されることが考えることができる。

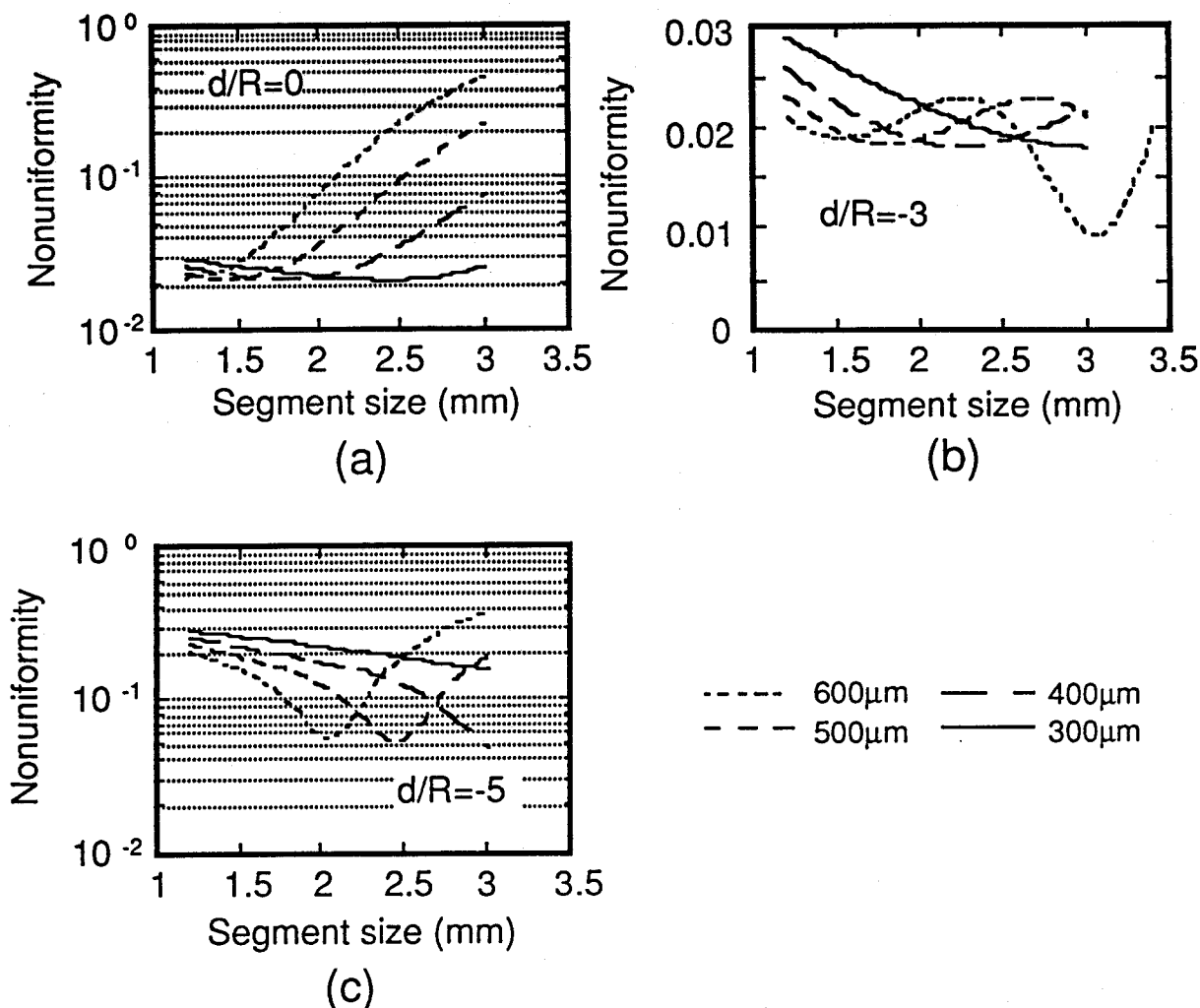


図3-18 照射均一性のターゲット径に対する依存性
(a)集光条件 $d/R=0$ 、(b) $d/R=-3$ 、(c) $d/R=-5$ の場合を示す。

点線はターゲット直径 $600\mu\text{m}$ 、短破線は $500\mu\text{m}$ 、
長破線は $400\mu\text{m}$ 、実線は $300\mu\text{m}$ の場合をプロットしている。

3-5-6 発散角を持つレーザー光が入射したときの最適条件

激光XII号システムでは、ランダム位相板によって作られる干渉スペckルを除去するために部分

コヒーレント光を用いている。詳細については第4章で述べる。この部分コヒーレント光は、大きな発散成分を持っているためにコヒーレント光のように絞りこむことができない[3]。そのため、ランダム位相板が作るパターンの包絡線がコヒーレント光の場合よりも広がる可能性があり、照射特性が変化することが考えられる。そのため、発散角による広がり considering、包絡線を計算した。図3-19は回折限界の32倍の発散角を持つ光（激光XII号システムでの伝播限界の発散角）がランダム位相板に入射したときの照射不均一性の変化を示している。焦点面上における照射では、コヒーレント光と同様に、セグメントサイズ1.6mmのときに最小値になる。また、最適条件においても、2.4mm、 $d/R=5$ で、変わらないことがわかった。

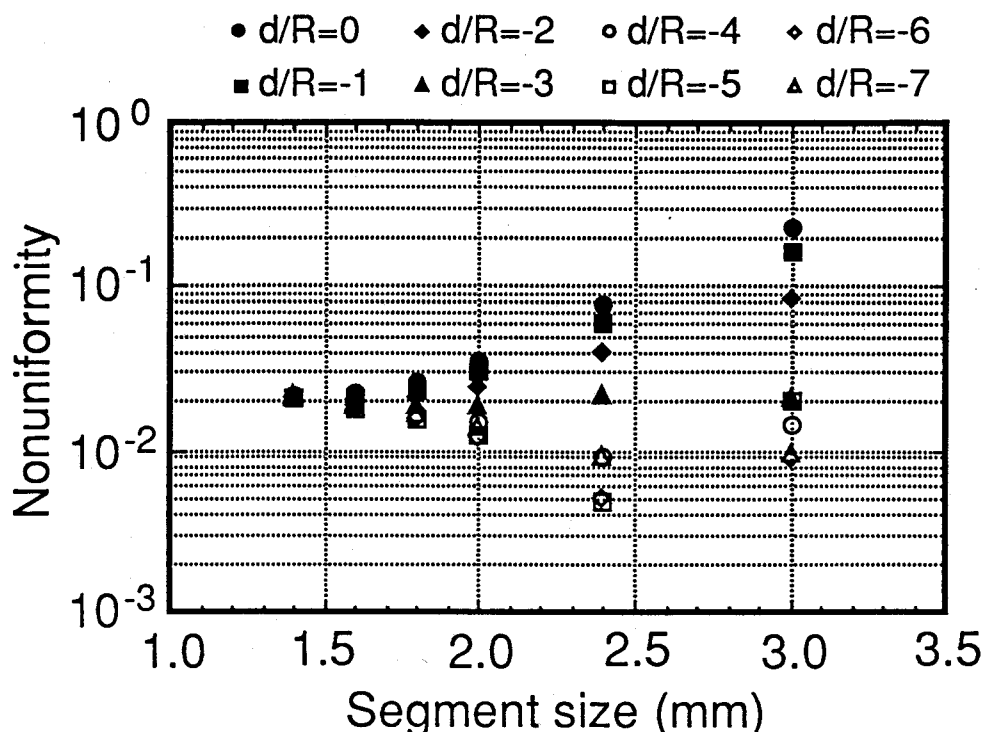


図3-19 回折限界の32倍の発散角をもつ光が入射した場合のセグメントサイズ依存性

3-6 まとめ

球ターゲット照射均一性を向上するために、ランダム位相板について考察した。ランダム位相板について考察するために2種類のシミュレーションコードを開発した。ランダム位相板のセグメント配置で決まる位相分布の自己相関が集光強度分布の空間スペクトルの振幅に寄与することを示した。セグメント配置として、M系列と呼ばれる乱数系列を用いることで照射均一性を改善できる。

ランダム位相板が持つ集光特性から、集光強度分布の包絡線形状を集光条件を変えることで制御できることを見いだした。このことは、ランダム位相板を使うことで、12ビームシステムにおいても1%未満の不均一性に抑える可能性を与えた。

これらの結果を考慮して、2種類のシミュレーションコードを用いて、激光XII号システムに対する最適なランダム位相板を求めた。激光XII号システムでの最適条件は、ターゲット直径 $500\mu\text{m}$ に対して、乱数系列は16次のM系列、セグメント形状は六角形、セグメントサイズは2.4mm、集光照射条件は $d/R=5$ である。

参考文献 (第 3 章)

- [1] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett., 53 (1984) 1057.
- [2] K. Tsubakimoto, T. Kanabe, T. Jitsuno, M. Nakatsuka and S. Nakai, Technol. Rept. Osaka Univ., 41 (1991) 125.
- [3] H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno and S. Nakai, J. Appl. Phys., 73 (1993) 2122.
- [4] J. W. Goodman 著、武田光夫訳、「統計光学」、丸善、1992年、p228.
- [5] R. Epstein and S. Skupsky, J. Appl. Phys., 68 (1990) 924.
- [6] S. Skupsky, *Laser Coherence Control : Technology and Applications*, SPIE, Vol. 1870 , (1993).
- [7] F.J. MacWilliams and N.J. Sloane ; Proc. of IEEE. 64 (1976) 1715
- [8] S. N. Dixit, I. M. Thomas, B. W. Woods, A. J. Morgan, M. A. Henesian, P. J. Wegner and H. T. Powell, Appl. Optics, 32 (1993) 2543.
- [9] M. Murakami, K. Nishihara, H. Azechi, J. Appl. Phys., 74 (1993) 802.

第4章 部分コヒーレント光による照射均一性の向上

4-1 はじめに

第2章で述べたように、ランダム位相板を用いた照射では干渉効果のために集光照射パターンがランダム干渉スペckル構造となる。そのため、最適な包絡線形状で照射しても、空間的高周波成分の不均一性が増大し、全体としての不均一性は改善されない。(図2-5参照) また、このような空間的高周波の不均一性は、爆縮過程の初期段階において流体力学的不安定性の種としてターゲット表面に焼き付けられる。

このような問題は、レーザー光の空間、時間コヒーレンスを劣化させ、干渉効果を抑制することにより解決することが可能である。これは、レーザーが照射されている間、スペckルパターンを急速に変化させ、幾つもの相関がないスペckルを時間的に重ねることで平滑化を実現することを意味する。スペckル構造が完全に除去されれば、第3章で示したように、不均一性が1%をきるような理想的な強度分布で照射することが可能となる。

このような概念から、幾つかのビーム平滑化技術が提案され、研究されている。その一つに、レーザー増幅器からの自然放出増幅光 (Amplified Spontaneous Emission: ASE) を部分コヒーレント光源として積極的に利用する方法がある[1-3]。この章では、ASE光を用いた照射不均一性の改善について部分コヒーレント光の理論を用いて解析し、激光XII号システムでの実験結果と比較、検討する。

4-2 部分コヒーレント光によるスペckル平滑化

部分コヒーレント光の干渉効果の抑制について、その性質から考える。光のコヒーレンスには、一般的に2つのコヒーレンスが存在する。一つは、時間的コヒーレンスであり、もう一つは空間的コヒーレンスである。時間的コヒーレンスは、ある光が、自分自身に対して (空間的な横ずらしがない状態) 時間の遅延だけを与えることで得られる光との間にどれだけ干渉効果を持つかと言うことである。これに対して、空間的コヒーレンスは、光が、自分自身に対して空間的な横ずらしを与えることで得られる光との間にどれだけ干渉効果を持つかと言うことを意味している。

干渉スペckルの平滑化を考えると、時間的コヒーレンスは、主としてスペckルを平滑化するために要する時間に関係する量であり、平滑化時間に対する詳しい議論については参考文献を参照されたい[2,3]。ここでは、空間的コヒーレンスの議論からスペckルの平滑化について考察する。

4-2-1 空間的コヒーレンスと可干渉度[4]

空間的コヒーレンスは、空間の2点の光の相関によって決定される。このような相関については、2光束干渉を考えると便利である。図4-1のように、2点 P_1 、 P_2 からでた光が点Qにおいて作る光の強度を考える。点Qにおいて観測される光の強度は、Qでの複素強度 $u(Q,t)$ の時間平均によって次式のように示される。

$$I(Q) = \langle u(Q,t) \cdot u^*(Q,t) \rangle \quad (4-1)$$

Q点での複素強度は、2点 P_1 、 P_2 での複素強度から次式によって与えられる。

$$u(Q,t) = K_1 u\left(P_1, t - \frac{r_1}{c}\right) + K_2 u\left(P_2, t - \frac{r_2}{c}\right) \quad (4-2)$$

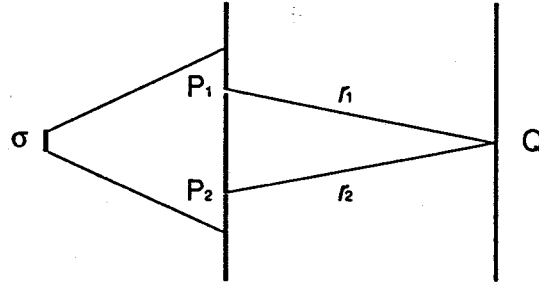


図4-1 有限な広がりをもつ光源からでた光の2光束干渉

ここで、 K_1 、 K_2 は r_1 、 r_2 に反比例し、開口の大きさと幾何学的な配置によって決まる定数である。

(4.2) 式を (4.1) 式に代入してQ点での強度を求めると、

$$I(Q) = I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)I^{(2)}(Q)} \operatorname{Re}\{\gamma_{12}(\tau)\} \quad (4-3)$$

となる。ただし、 $I^{(1)}(Q)$ および $I^{(2)}(Q)$ は点 P_1 、 P_2 からの光が単独で点Qに作る強度であり、

$$I^{(1)}(Q) \equiv |K_1|^2 \left\langle \left| u\left(P_1, t - \frac{r_1}{c}\right) \right|^2 \right\rangle$$

$$I^{(2)}(Q) \equiv |K_2|^2 \left\langle \left| u\left(P_2, t - \frac{r_2}{c}\right) \right|^2 \right\rangle \quad (4-4)$$

と表される。また、 γ_{12} は、複素干渉度 (Complex degree of coherence) と呼ばれ、次式によって定義される干渉の度合を示す量である。

$$\gamma_{12}(\tau) \equiv \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{[\Gamma_{11}(0) \cdot \Gamma_{22}(0)]^{1/2}} \quad (4-5)$$

ここで、

$$\Gamma_{12}(\tau) \equiv \langle u(P_1, t + \tau) \cdot u^*(P_2, t) \rangle \quad (4-6)$$

であり、相互コヒーレンス関数と呼ぶ。 τ は2光束の光路差で生じる時間遅れである。この複素干渉度 γ_{12} の絶対値は1を越えない。 $|\gamma_{12}|=1$ のとき、その光は空間的にコヒーレントであるといい、 $0 < |\gamma_{12}| < 1$ のとき部分コヒーレントであると言う。また、 $|\gamma_{12}|=0$ のときその光はインコヒーレント光と呼ばれる。(4.5) 式は ν_0 を光の周波数とすれば

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| \exp[j(\alpha_{12}(\tau) - 2\pi\nu_0\tau)] \quad (4-7)$$

とおくことができる。ただし、

$$\alpha_{12}(\tau) = 2\pi\nu_0\tau + \arg \gamma_{12}(\tau) \quad (4-8)$$

である。これを (4.3) 式に代入すると

$$I(Q) = I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)I^{(2)}(Q)} |\gamma_{12}(\tau)| \cos(\alpha_{12}(\tau) - 2\pi\nu_0\tau) \quad (4-9)$$

が得られる。(4.9) 式は部分コヒーレント光における2光束干渉の基礎式である。(4.9) 式から干渉縞の可視度 (Visibility) を求めることができ、次式によって与えられる。

$$V(Q) = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I^{(1)}(Q)I^{(2)}(Q)}}{I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q)} |\gamma_{12}(\tau)| \quad (4-10)$$

この式からわかるように、2 光束の強度が等しいときには干渉縞の可視度と可干渉度は等しくなる。今、2 光束の光路差 τ が部分コヒーレント光のコヒーレンス長 $c/\Delta\nu$ (時間コヒーレンスに依存した量、1 光束の自己相関から与えられる) に比べて十分に短いならば、 $|\Gamma_{12}(\tau)|$ 、 $|\gamma_{12}(\tau)|$ および $\alpha_{12}(\tau)$ はそれぞれ $|\Gamma_{12}(0)|$ 、 $|\gamma_{12}(0)|$ および $\alpha_{12}(0)$ とほとんど等しくなる。これらのコヒーレンス関数において τ が零となるときの値は、空間的コヒーレンスを表す量であり、次式のように書かれる。

$$\left. \begin{aligned} J_{12} &= \Gamma_{12}(0) = \langle u_1(P_1, t) \cdot u_2^*(P_2, t) \rangle \\ \mu_{12} &= \gamma_{12}(0) = \frac{J_{12}}{\sqrt{I_1} \sqrt{I_2}} \\ \beta_{12} &= \alpha_{12}(0) = \arg \gamma_{12}(0) = \arg \mu_{12} \end{aligned} \right\} \quad (4-11)$$

(4-11) において、 J_{12} および μ_{12} はそれぞれ相互強度および複素コヒーレンス度と呼ばれる。この二つのパラメーターは、干渉の可視度を表す量として部分コヒーレント光の空間的コヒーレンスの議論において非常に重要となる。

4-2-2 コヒーレンス領域と Van Cittert-Zernike の定理 [4]

レーザー光以外の場合においては、光源は互いに独立に輻射する多数のインコヒーレントな点光源の集まりとして考えることができる。インコヒーレント光源によって作られる相互強度関数の特性は部分コヒーレント光の空間的コヒーレンスを決定することになる。このような相互強度についての議論は、Van Cittert [5] と Zernike [6] によってなされた。図4-2に示すような、有限の大きさを持った準単色光源とそれに照らされるスクリーン A を考える。今、光源の大きさと P_1 から P_2 までの距離が、光

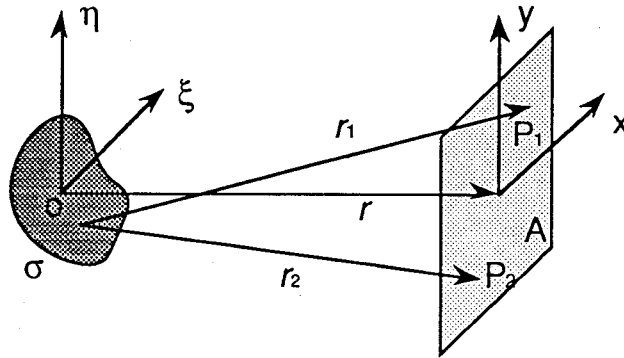


図 4-2 Van Cittert-Zernike の定理の座標系

源からこれらの点までの距離に比べて無視できる程小さいとするならば、スクリーン上の点 P_1 、 P_2 に対する複素コヒーレンス度 μ_{12} は、Van Cittert-Zernike の定理から、光源の強度分布をフーリエ変換し、それを正規化することで得られることが知られている。したがって、複素コヒーレンス度 μ_{12} は、

$$\mu_{12} = \frac{e^{j\psi} \iint_{\sigma} I(\xi, \eta) e^{-jk(p\xi + q\eta)} d\xi d\eta}{\iint_{\sigma} I(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad (4-12)$$

で与えられる。ここで、

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{x_1 - x_2}{r}, q = \frac{y_1 - y_2}{r} \\ \psi &= \frac{k[(x_1^2 + y_1^2) - (x_2^2 + y_2^2)]}{2r} \end{aligned} \right\} \quad (4-13)$$

である。今、光源がOを中心とする半径 ρ の一様円形分布をしていると仮定すると、(4-12)式は次式のように積分することができる。

$$\mu_{12}(\Delta d) = \left(\frac{2J_1(v)}{v} \right) e^{i\psi} \quad (4-14)$$

ただし、

$$v = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \frac{\Delta d}{r} = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \frac{\Delta d}{r} \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \quad (4-15)$$

である。また、 Δd は2点間の距離、 J_1 は第1種第1次Bessel関数である。(4-14)式は、 $v=0$ から単調に減少して、 $v=3.83$ で零になる。2点間の距離が、

$$\Delta d = \frac{0.61r\lambda}{\rho} \quad (4-16)$$

になると完全にインコヒーレントとなる。つまり、この式は空間的にコヒーレントな領域（コヒーレンス領域）を与えることになる。

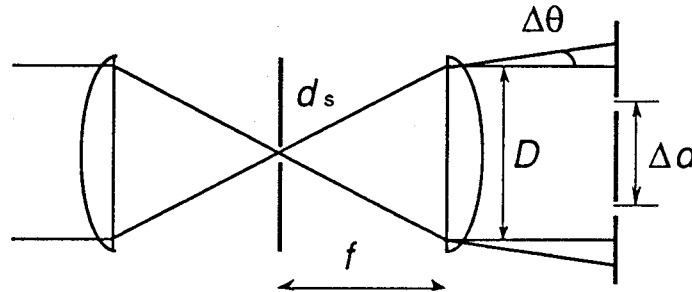


図4-3 リレーレンズ系と発散角

ここで、部分コヒーレント光が持つ発散角とコヒーレンス領域との関係を考える。図4-3のようなリレーレンズ系を考える。レンズの共焦点でのスポットサイズを d_s 、ビームの開口径を D 、レンズの焦点距離を f とするとビームの発散角は

$$\Delta\theta = d_s/f = \alpha \cdot 1.22\lambda/D = \alpha \cdot \text{TDL} \quad (4-17)$$

となる。ただし、TDLは回折限界 (Times Diffraction Limited) を意味し、出射ビームの発散角を回折限界の α 倍で表している。今後は発散角の単位にTDLを用いることにする。(4-16)式と(4-17)式から発散角が αTDL の光のコヒーレンス領域はビーム開口径の $1/\alpha$ で与えられることになる。これは、言い替えれば、複素コヒーレンス度はビームの発散角に依存するということである。このことは激光XII号システムでのスペックル平滑化の限界を与えることになる。

激光XII号システムでの伝播許容発散角は32TDL、最終ビーム口径は320mmなので、コヒーレンス領域はおよそ10mm程度となる。これに対してランダム位相板のセグメントサイズは2.0mmであることから、10mmのコヒーレンス領域は、5×5セグメントの干渉を引き起こすことになり、スペックルの完全な平滑化ができない。この残留コヒーレンスによる干渉を打ち消すためには波長角度分散の概念を導入する必要がある。

4-2-3 干渉スペckルの平滑化方法

ランダム位相板によって生じる干渉スペckルの平滑化は、干渉効果をどのようにして抑えるかが問題となる。このことは、2光束干渉の理論から推測することが可能である。前述のように、部分コヒーレント光における2光束干渉の式は、光路差遅延時間 τ を零として、(4-9)式に(4-11)式を代入することで得られる。この2つの式をさらにわかりやすいように次式のように書き直す。

$$I(\mathbf{r}, \Delta d) = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \cdot |\mu_{12}(\Delta d)| \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} + (\phi_1 - \phi_2)] \quad (4-18)$$

ここで、添え字1、2は各々の光を表す。 a は振幅、 $\mathbf{p}$ は偏光のベクトル、 μ_{12} は複素コヒーレンス度、 $\mathbf{k}$ は波数ベクトル、 ϕ は相対位相、 $\mathbf{r}$ はスクリーン面上での位置ベクトル、 Δd は2光束間の距離である。

(4-18)式において右辺第3項が干渉を表す式である。この項は、偏光のベクトル内積、コヒーレンス度、および干渉縞の空間位相の3つの部分に分類することができる。干渉効果はこの3つの部分で決定される。

まず、偏光のベクトル内積が零、つまり2光束の偏光が直交するときには完全に干渉項は消失する。この効果は、ASE光では利用できない。なぜなら、激光XII号システムでの増幅伝播は単一直線偏光で行う必要があるからである。偏光を利用する方法については、第5章で詳しく述べる。ASE光が利用できるのは残りの二つの効果である。

一つは、複素コヒーレンス度で、これは4-2-2項で述べたように、発散角によって決まる。ASE光が持つ大きな発散角は、ビームの干渉を抑制する。他の一つは、干渉縞の空間位相であるが、ASE光単独ではこの効果を利用することができない。ASE光はスペckトル広がりを持っていることから、時間積分後の干渉縞は、各波長成分が単独で作る干渉縞のインコヒーレントな和として与えられることになる[7]。しかしながら、準単色光であるASE光では、各干渉縞の空間位相にほとんど差がないため、各波長成分毎の干渉縞に大きな差が生じない。空間位相を利用して干渉効果を抑制するためには、干渉縞の空間位相を各波長成分毎に大きく変化させなければならない。

一つの方法としては、図4-4に示すように、各波長成分毎に光の進行方向を大きく変えることが考えられる。これは回折格子を使うことで技術的に可能であり、この方法を波長角度分散 (Angular dispersion of spectrum) と呼んでいる[2,8]。波長角度分散ASE光(ADASE)は、干渉を抑制する二つの効果によってスペckルを平滑化することができる。スペckルの平滑化の程度については、後の節で照射不均一性とあわせて詳しく述べるが、平滑化効果は、部分コヒーレント光が持つ発散角とスペckトル幅によって決定されることになる。

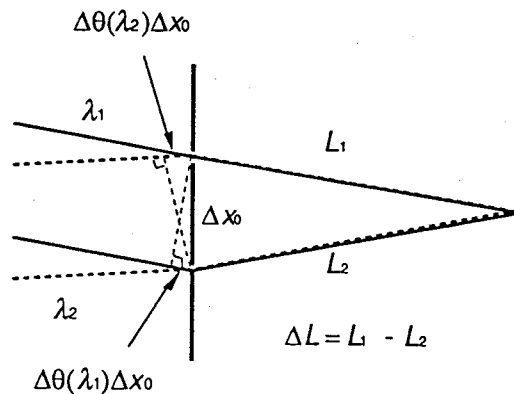


図4-4 波長角度分散効果

4-3 自然放出増幅光による均一照射の理論的解析

部分コヒーレント光の理論から、部分コヒーレント光が持つ球ターゲット照射均一性の改善特性について理論的に解析する。理論解析の方法については図4-5に流れ図を示している。以下、この流れ図に沿って解析を進める。

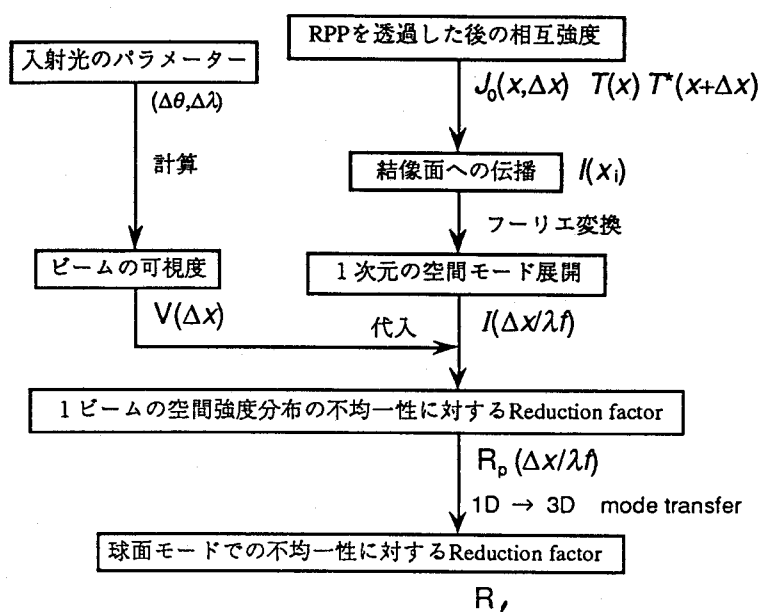


図4-5 理論解析の流れ図

4-3-1 結像光学系とフーリエ変換[9]

照射均一性の改善特性について議論するためには、球ターゲット表面での照射強度を解析する必要がある。しかしながら、この解析は非常に困難であるため、ここでは、まずターゲット接平面上での強度分布のフーリエスペクトルについて考察し、この結果を球面での解析に適用する。

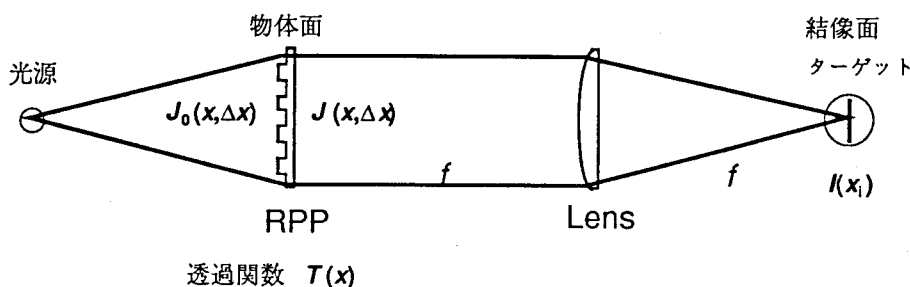


図4-6 理論解析で取り扱う結像光学系

いま、図4-6に示すような結像光学系を考える。簡単のため、座表系は1次元座標を用いている。燃料ターゲットは、レンズの焦平面上に置かれ、ランダム位相板はレンズから焦点距離と同じ距離 f だけ離れた物体面に置かれているものとする。また、ランダム位相板は相互強度分布が $J_0(x, \Delta x)$ である光によって照らされているものとする。相互強度 $J_0(x, \Delta x)$ は(4-11)式で示したように、入射光の複素振幅分布が $u(x, t)$ で与えられるとき、次式によって定義される。

$$J_0(x, \Delta x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} u(x, t) u^*(x + \Delta x, t) dt \quad (4-19)$$

ランダム位相板の透過関数を $T(x)$ とすれば、ランダム位相板を通過した後の相互強度 $J(x, \Delta x)$ は、

$$J(x, \Delta x) = J_0(x, \Delta x) \cdot T(x) \cdot T^*(x + \Delta x) \quad (4-20)$$

となる。レンズの焦平面上での相互強度分布は物体面での相互強度分布をフーリエ変換することで得られることから、(4-20) 式をフーリエ変換して、

$$J_i(x_i, \Delta x_i) = \frac{\exp[j(2\pi/\lambda)x_i \cdot \Delta x_i]}{(\lambda f)^2} \times \int \int_{-\infty}^{\infty} J(x, \Delta x) \exp[-j(2\pi/\lambda)(x \cdot \Delta x_i + \Delta x \cdot x_i)] dx d\Delta x \quad (4-21)$$

が得られる。焦平面上での強度分布 $I(x_i)$ は、 $\Delta x_i = 0$ を (4-21) 式に代入して、

$$I_i(x_i) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} J(x, \Delta x) \exp[-j(2\pi/\lambda)\Delta x \cdot x_i] dx d\Delta x \quad (4-22)$$

によって与えられる。ビームパターンの空間周波数に対する依存性は (4-22) 式をフーリエ変換することで評価することができるから、(4-22) 式をフーリエ変換すると次式のようなになる。

$$I_i(\Delta x/\lambda f) = \int_{-\infty}^{\infty} I_i(x_i) \exp[j(2\pi/\lambda)\Delta x \cdot x_i] dx_i \quad (4-23)$$

(4-23) 式に (4-20) および (4-22) 式を代入して、

$$\begin{aligned} I_i(\Delta x/\lambda f) &= \frac{1}{(\lambda f)^2} \int_{-\infty}^{\infty} J(x, \Delta x) dx \\ &= \frac{1}{(\lambda f)^2} \int_{-\infty}^{\infty} J_0(x, \Delta x) \cdot T(x) \cdot T^*(x + \Delta x) dx \end{aligned} \quad (4-24)$$

となる。いま、ランダム位相板が十分に遠方にある、均一な強度分布を持った完全インコヒーレント光源によって照らされているものと仮定すれば、相互強度分布 $J_0(x, \Delta x)$ は空間位置 x に依存しなくなる。したがって、(4-24) 式は書き直すことができ、

$$I_i(\Delta x/\lambda f) = \frac{1}{(\lambda f)^2} J_0(\Delta x) \int_{-\infty}^{\infty} T(x) \cdot T^*(x + \Delta x) dx \quad (4-25)$$

によって与えられる。ここで、 $J_0(\Delta x)$ はインコヒーレント光源によって照らされたランダム位相板での光の相互強度である。(4-25) 式からわかるように、相関の間隔 Δx によって決まるフーリエ成分は、相互強度とランダム位相板が持つ位相の自己相関との積によって与えられる。つまり、図4-6に示されるような結像系における集光強度のフーリエスペクトルは、光源の性質と物体面に置かれたスクリーンの透過関数の自己相関によって決定される。したがって、部分コヒーレント光の集光強度に対する依存性を議論するには、相互強度を求めればよいことになる。

4-3-2 波長角度分散効果を持つ自然放出増幅光の可視度

4-3-1項で述べたように、フーリエスペクトルの振幅は光源の特性によって決まる相互強度関数に比例する。したがって、部分コヒーレント光が持つ照射不均一性の改善特性は、相互強度を計算することで推測可能である。光の相互強度は (4-10) および (4-11) 式から2光束干渉での可視度に比例す

ることが知られている。故に、ここでは、波長角度分散効果を持つ部分コヒーレント光の可視度について考察する。

部分コヒーレント光に対する2光束干渉の式は(4-18)によって与えられる。簡単のために、振幅 a_1 および a_2 を等しいとする。いま、部分コヒーレント光が持つスペクトル広がり $\Delta\lambda$ が干渉縞に影響を与えるとすれば、2光束干渉の式は、波長に関する積分の項を無視することができなくなるために、次式のように書き直される。

$$I(\Delta L, \Delta x) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} i(\lambda) [1 + |\mu_{12}(\Delta x)| \cos(k_0 \Delta L + \phi(\lambda))] d\lambda \quad (4-26)$$

ここで、 ΔL は2光束の光路差、 $i(\lambda)$ は波長 λ に対する強度、 k_0 は中心波長での波数、 $\phi(\lambda)$ は2光束間の初期相対位相差である。波長角度分散効果は、この初期位相差を波長毎に変えることに相当する。図4-4に示すように、波長角度分散によって波長毎に入射角が異なる場合を考えると、初期位相差は、

$$\phi(\lambda) = k_0 \Delta \phi_\lambda (\lambda - \lambda_0) \Delta x \quad (4-27)$$

によって与えられる。ただし、 $\Delta \phi_\lambda$ は波長角度分散率である。ガラスレーザシステムでは波長変換結晶の位相整合角の波長依存性により決定されている。(4-27)式を(4-26)式に代入すると、

$$I(\Delta L, \Delta x) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} i(\lambda) [1 + |\mu_{12}(\Delta x)| \cos(k_0 \Delta L + k_0 \Delta \phi_\lambda (\lambda - \lambda_0) \Delta x)] d\lambda \quad (4-28)$$

となる。(4-28)式は波長角度分散効果を持つ部分コヒーレント光における2光束干渉の式を与えている。(4-28)式を三角関数の加法定理によって書き直すと、

$$I(\Delta L, \Delta x) = P + C(\Delta x) \cos(k_0 \Delta L) - S(\Delta x) \sin(k_0 \Delta L) \quad (4-29)$$

が得られる。ここで、

$$P = 2 \int_{-\infty}^{\infty} i(\lambda) d\lambda \quad (4-30)$$

であり、全強度の和である。また、

$$C(\Delta x) = 2 |\mu_{12}(\Delta x)| \int_{-\infty}^{\infty} i(\lambda) \cos[k_0 \Delta \phi_\lambda (\lambda - \lambda_0) \Delta x] d\lambda \quad (4-31)$$

$$S(\Delta x) = 2 |\mu_{12}(\Delta x)| \int_{-\infty}^{\infty} i(\lambda) \sin[k_0 \Delta \phi_\lambda (\lambda - \lambda_0) \Delta x] d\lambda \quad (4-32)$$

である。(4-29)式から波長分散効果を持つ部分コヒーレント光の可視度を計算することができ、次式のようになる[7]。

$$V(\Delta x) = \frac{\sqrt{C(\Delta x)^2 + S(\Delta x)^2}}{P} \quad (4-33)$$

(4-33)式を用いて(4-29)式を書き直すと、

$$I(\Delta L, \Delta x) = P [1 + V(\Delta x) \cos(k_0 \Delta L + \delta)] \quad (4-34)$$

となり、部分コヒーレント光における2光束干渉の式と同様の式が得られる。したがって、波長角度分散効果を持つ部分コヒーレント光のコヒーレンス度は、 $V(\Delta x)$ によって与えられることになる。

4-3-3 自然放出増幅光による照射均一性の改善率

これまでの議論では、1次元に限定して考察してきた。波長角度分散効果を持つ部分コヒーレント光の干渉抑制効果が軸対称性を持つなら、このまま2次元に拡張することが可能である。しかしながら、波長角度分散は1次元方向にしか波長を振ることができないために、抑制効果は軸対称性を持た

ない。ここでは、波長角度分散が1次元であることを考慮しながら可視度を2次元に拡張し、さらに球ターゲット上の照射不均一性の改善率を導く。

図4-7(a)に示すように、波長角度分散方向と θ の角度を持つ2点を考える。この2点を作る干渉縞は分散方向と θ の角度をなすことになるが、波長毎の干渉縞の移動方向は、図4-7(b)に示すように、分散

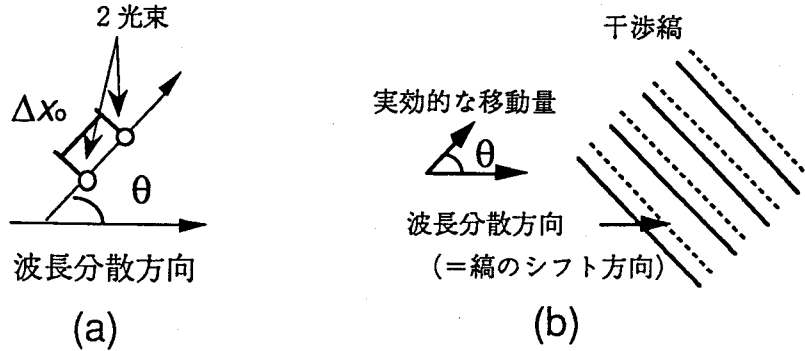


図4-7 1次元波長角度分散の影響

方向に向くことから、実質的な縞のずれ量は $\cos\theta$ のファクターで減少することになる。したがって、(4-26)式の中の初期位相差 $\phi(\lambda)$ は2点を結ぶ直線と分散方向とのなす角 θ に依存し、次式によって与えられることになる。

$$\phi(\lambda) = k_0 \Delta\phi_\lambda (\lambda - \lambda_0) \Delta r \cos\theta \quad (4-35)$$

この式は、波長角度分散効果を持つ部分コヒーレント光の可視度が、角度依存性を持つことを意味している。(4-35)式を(4-26)式に代入して可視度を求めると

$$V(\Delta r, \theta) = \frac{\sqrt{C'(\Delta r, \theta)^2 + S'(\Delta r, \theta)^2}}{P} \quad (4-36)$$

となる。ここで、

$$C'(\Delta r, \theta) = 2|\mu_{12}(\Delta r)| \int_{-\infty}^{\infty} i(\lambda) \cos[k_0 \Delta\phi_\lambda (\lambda - \lambda_0) \Delta r \cos\theta] d\lambda \quad (4-37)$$

$$S'(\Delta r, \theta) = 2|\mu_{12}(\Delta r)| \int_{-\infty}^{\infty} i(\lambda) \sin[k_0 \Delta\phi_\lambda (\lambda - \lambda_0) \Delta r \cos\theta] d\lambda \quad (4-38)$$

である。

次に、4-3-1項で述べたフーリエ変換について2次元への拡張を考えてみる。2次元のフーリエ変換においても1次元の場合と同様な議論が成り立つことから、(4-25)式をそのまま2次元に拡張すると、

$$I(\Delta x/\lambda f, \Delta y/\lambda f) = \frac{1}{(\lambda f)^2} J_0(\Delta x, \Delta y) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T(x, y) T^*(x + \Delta x, y + \Delta y) dx dy \quad (4-39)$$

となる。今、部分コヒーレント光の可視度が2点の間隔と波長分散方向とのなす角 θ で表されていることから、(4-39)式について空間周波数を極座標系に合成すると、

$$I(\Delta r/\lambda f, \theta) = \frac{1}{(\lambda f)^2} J_0(\Delta r, \theta) F(\Delta r, \theta) \quad (4-40)$$

と書くことができる。ただし、 $F(\Delta r, \theta)$ はランダム位相板の位相の自己相関関数である。また、 Δr および θ は、

$$\left. \begin{aligned} \Delta r &= \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \\ \theta &= \cos^{-1}\left(\frac{\Delta x}{\Delta r}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4-41)$$

で与えられる。

さらに、部分コヒーレント光によって得られるパターンのフーリエ変換とコヒーレント光によって得られるパターンのフーリエ変換の比をReduction factorとして定義すると、

$$\begin{aligned} R_p(\Delta r/\lambda f, \theta) &= \frac{\text{Fourier spectrum of Incoherent light}}{\text{Fourier spectrum of Coherent light}} \\ &= \frac{J_{ASE}(\Delta r, \theta) F(\Delta r, \theta)}{J_{Laser}(\Delta r, \theta) F(\Delta r, \theta)} \\ &\sim J_{ASE}(\Delta r, \theta) \end{aligned} \quad (4-42)$$

となり、Reduction factor は部分コヒーレント光がランダム位相板を照らすときに得られる相互強度によって決定されることになる。(4-42)式において、部分コヒーレント光の相互強度は可視度に比例することから、ある空間周波数に対する平均的なReduction factorは、

$$R_p(\Delta r/\lambda f) = \int_0^{2\pi} V(\Delta r, \theta) d\theta / \int_0^{2\pi} V(0, \theta) d\theta \quad (4-43)$$

によって与えられることになる。

次に、(4-43)式から球ターゲット表面上の照射均一性に対するReduction factor を求める。球ターゲット表面上の照射不均一性と1ビームパターンの強度不均一性との関係については、第2章で述べたように、ビームパターンの不均一性がそのまま照射不均一性に反映される。そこで、球面上の空間波長と平面上の空間波長がほとんど等しいものと考えて、次のような式を用いてReduction factor を球面モードと関係づける[10]。

$$\sqrt{\ell(\ell+1)} = \frac{\Delta r}{\lambda f} \pi R \quad (4-44)$$

ここで、 ℓ は球面のモード数、 R はターゲットの半径である。これより球ターゲットにおける照射均一性のReduction factorは、

$$R_\ell = R_p(\Delta r/\lambda f) \quad (4-45)$$

によって与えられることになる。

4-4 波長分散自然放出増幅光のフロントエンドシステム[2,3]

自然放出増幅光はレーザー増幅器から発生する光雑音であり、その信号レベルは、ナノ秒パルス幅に対して数十から数百ピコジュール程度である。また、発生する光のパルス幅はレーザー上準位の緩和時間と励起時間に依存し、数百 μ s程度となる。この微弱な光を激光XII号システムに導入するためには、レーザーエネルギーの増幅とパルスの波形整形が必要となる。ADASE光のフロントエンドシステムは、このような要求に応えるために、ASE発生部、ASE増幅部、波長角度分散部、およびパルス波形整形部から構成されている。ASE光が有する発散角は長距離伝播を妨げることから、長距離の伝播を可能にするために、各構成部間は、スペーシャルフィルターによるイメージ転送系を用いて接続されている。図4-8にASE光のフロントエンドシステムの構成図を示す。ASE光のフロントエンドシステムは光源の性質を決定する重要なシステムである。フロントエンドシステムでのASE光の特性は、

そのまま集光照射特性に影響することから、ここでは、このシステムについて詳しく紹介することにする。以下に各構成部について説明する。

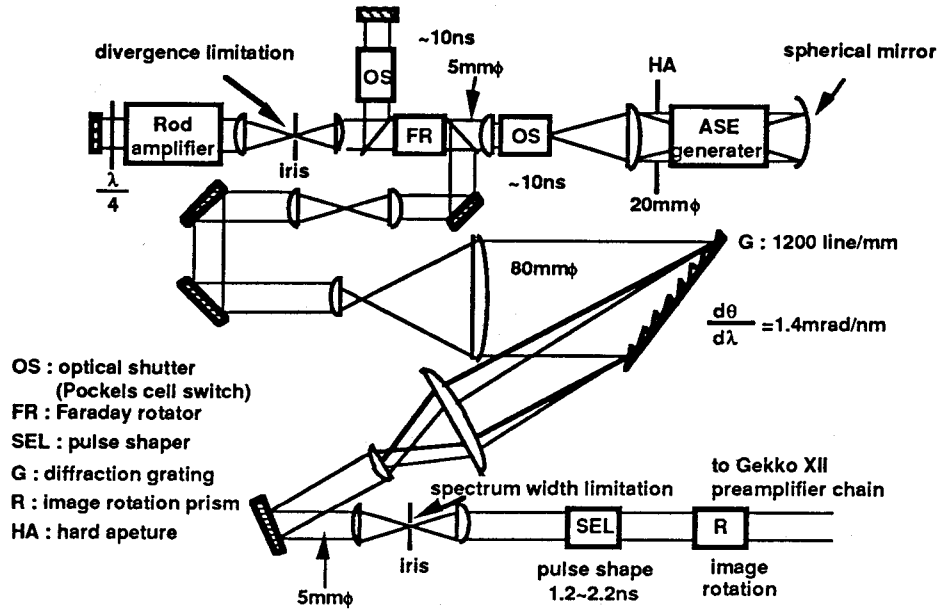


図4-8 自然放出増幅光のフロントエンドシステム

4-4-1 激光XII号システム伝播のための仕様

ADASE光を激光XII号システムに導入するためには、ADASE光の仕様を激光XII号システムの増幅、伝播特性と整合をとらなければならない。したがって、ADASE光のフロントエンドシステムは次のような仕様を満たす必要がある。

- (1) 最大発散角広がり角が激光XII号の許容発散角 (32TDL) の1.5倍を越えないこと。
- (2) 出力エネルギーは激光XII号の発振器出力 (約10μJ/pulse) と同等であること。
- (3) パルス幅は爆縮実験が行えるように1.0~2.0ns程度であること。
- (4) スペクトル幅は増幅時に利得低下およびスペクトル狭帯域化が生じないこと (≤2.0nm)。
- (5) 波長角度分散の角度分散率は激光XII号の高調波変換結晶の位相整合角の波長分散特性に整合していること。

4-4-2 スペーシャルフィルターによるイメージ転送[11]

核融合用レーザー装置では、数百メートルにもおよぶ長距離伝播を必要とするために、部分コヒーレント光が持つ特性 (発散角広がり等) を劣化させることなく伝播させる方法が必要となる。そのために、スペーシャルフィルターによる像転送方式を利用する。図4-9に示すようなスペーシャルフィルターの転送系を考える。光軸からの距離が r 、傾きが θ の光線の伝播は光学マトリクス[12]を使って、

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} r_i \\ \theta_i \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_1+f_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_o \\ \theta_o \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} -1/m & -ma-b/m+f_1+f_2 \\ 0 & -m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_o \\ \theta_o \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4-46)$$

によって与えられる。ここで、 $m=f_2/f_1$ で、スペーシャルフィルターの転送倍率を示す。(4-46)式において像転送が成立するためには、像点での光軸からの距離 r_i が物体面での光軸からの距離 r_o の m 倍にならなければならないので、像転送の条件は、

$$-ma - b/m + f_1 + f_2 = 0 \quad (4-47)$$

となる。したがって、2つのレンズの焦点距離と物体面から入射レンズまでの距離がわかれば(4-47)式からイメージが転送される距離を計算することができ、

$$b = (f_1 + f_2)(f_2/f_1) - a(f_2/f_1)^2 \quad (4-48)$$

となる。(4-48)式を用いて全スペーシャルフィルターをつなげていけば、光源の性質を損なうことなくビームを長距離伝播することが可能となる。激光XII号システムでは、AA3のハードアパチャで切り出された像をターゲット照射用レンズまで転送している。そのため、ASE光のフロントエンドシステムは、ASE発生部でのハードアパチャの像をAA3に転送するようにスペーシャルフィルターを配置している。また、激光XII号の最終ビーム口径320mmに整合させるために、激光XII号システムのビーム拡大率(96倍)とAA3での切りだし率(2/3)を考慮して、ASEフロントエンドでのビーム口径を5mmとしている。

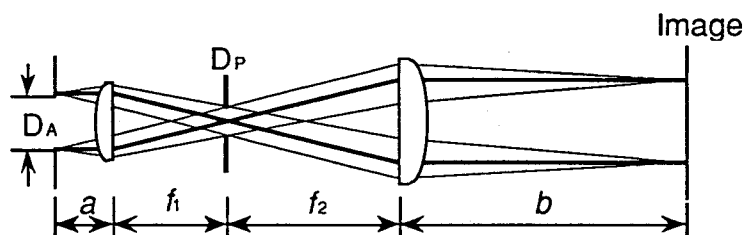


図4-9 スペーシャルフィルターによるイメージ転送

4-4-3 自然放出増幅光発生部

ASE光の発生部は、ロッド増幅器と球面ミラーから構成されている。ロッド増幅器は、口径25mm、利得長380mmのHOYA製LHG-80磷酸ガラス($\text{Nd}_2\text{O}_3:2\text{wt}\%$)を円周状に配置した6本のキセノンフラッシュランプで励起するものである。ロッド増幅器は、通常円筒表面から励起するために、ロッドの中心部に近づくにつれて、励起エネルギーが吸収により低下する。そのため、中心に近づくほど利得が小さくなるような利得分布を生じる。この分布の影響を除去するためにASE発生器は球面ミラーを配置し、2パス構成にしている。球面ミラーは空間強度分布の反転作用を持つことから、媒質中を2パスすることで、利得分布が補正される。ロッド増幅器から発生したASE光は、口径20mmのハードアパチャによって切り出され、空間整形された後、スペーシャルフィルターによって5mmに縮小されながらASE増幅部に転送される。

4-4-4 自然放出増幅光増幅部

ASE発生部で作られたASE光を激光XII号に導入するにはおよそ 10^6 の増幅が必要となる。ASE増幅部では、このような高い利得を得るために4パス増幅システムを採用している。図4-8に示すように、増幅部は25mmφのロッド増幅器、永久磁石で動作するファラデー回転子(FR)、ポッケルスセル光スイッチ(OS)、および $\lambda/4$ 板で構成されている。FRは1パスでビームの偏光を45度回転させることによりASE発生部との光学的結合(寄生発振)を防いでいる。OSはASE光の時間波形整形と寄生発振

を防ぐために導入している。OSの開口時間は10nsに設定している。 $\lambda/4$ 板は4パス増幅を構成するために用いられた。ロッド増幅器の増幅媒質には、LHG-8磷酸ガラスを用いた。このロッド増幅器の1パスあたりの利得は約33倍である。したがって、4パスによる総利得は約 1.2×10^6 となり、ASE光出力として激光XII号の発振器と同じ程度 ($10 \mu\text{J}/\text{ns}$) が得られることになる。

4-4-5 波長角度分散部

ASEフロントエンドシステムには、ビーム平滑化と高調波変換特性の改善のために、波長角度分散用の回折格子が導入されている。広帯域光の波長変換では、結晶内での群速度分散効果のためにレーザー光に比べて変換効率が著しく低下する。いま、波長分散の角度を波長変換結晶が持つ位相整合角の波長依存性に一致させることができるならば、変換効率の大幅な低下を防ぐことができる。激光XII号システムでは、高調波変換結晶にKDP (Potassium dihydrogen phosphate) 結晶を用い、TypeIIの位相整合法を採用している。この結晶の2倍高調波変換における位相整合角の波長依存性は、 $239 \mu\text{rad}/\text{nm}$ となる[13]。この値は、Nd:YAG (波長1064nm) とNd:YLF (波長1053nm) の2台の発振器の光を用いて計測したものである。したがって、波長角度分散の角度分散率は、波長変換特性を考慮して、KDP結晶の直前 (ビーム口径320mm) で $239 \mu\text{rad}/\text{nm}$ になるように設定することが望ましい。波長分散に用いている回折格子は、1200本/mm、大きさ $150 \times 100\text{mm}$ のブレード型で、波長分散特性は $1.4\text{mrad}/\text{nm}$ である。ここで、発散角はビーム口径に反比例することから、回折格子上のビーム口径をAA3でのアボダイゼーションを考慮して、80mm ($=320 \times 0.239 / 1.4 \times 3/2$) に設定することでKDP結晶の分散特性に一致させることができる。波長角度分散部では、以上のことから、5mmのビーム口径を80mmに拡大し、回折格子に入射した後、再びビーム口径を5mmに縮小するようなシステム構成がとられている。波長角度分散を導入した場合、発散角制限から、激光XII号システムでの最大スペクトル幅は約0.6nm、ASEフロントエンドシステムでは0.8nmとなる。

4-4-6 自然放出増幅光のパルス波形整形[14]

ASE光のパルス整形には、激光XII号システムのパルス抽出器 (SEL) が使われる。パルス抽出器は、3台のポッケルスセルと12枚の偏光子から構成されている。ポッケルスセルを駆動するためのバルサーには、アバランシェトランジスタの縦列接続による高電圧バルサーを用いている。バルサーの立上り時間は約300psで、パルス幅は、高電圧バルサーがブルームライン放電方式を採用していることから、放電ケーブルの長さを変えることにより、任意に調整可能である。このパルス抽出器によって最短で1.2nsのパルス幅に切り出すことができる。また、パルス整形後のASE光の出力エネルギーは10~30 μJ であった。

4-4-7 発散角制限とスペクトル幅制限

ASE光のフロントエンドシステムには、激光XII号システムの伝播制限に整合させるための発散角およびスペクトル幅制限用の光彩絞りが挿入されている。発散角制限用の絞りは、2段目のスペーシャルフィルターに挿入され、最大50TDLの発散角を持ったビームを伝播することが可能である。また、スペクトル幅制限用の絞りはフロントエンドシステムの最終段のスペーシャルフィルターに導入されている。この位置では、波長角度分散により各波長ごとに焦点位置が横ずれを生じているために、空間制限を与えてやれば波長を簡単に選択することができる。スペクトルの最大広がり幅は激光XII号

の発散制限の影響により0.8nmである。

4-4-8 フロントエンドシステムにおける平滑化効果の抑制

フロントエンドシステムでは、4-4-7項で述べたように、激光XII号システムと整合をとるために発散角およびスペクトル幅を制限している。したがって、平滑化効果は激光XII号システムの伝播限界によって決定されることになる。しかしながら、実際にはフロントエンドシステムにおけるスペクトル幅制限用の光彩紋りにおいて、さらに平滑化効果が抑制されている。一つは、発散角による波長分散角の減少が考えられる。図4-10(a)に示すように、回折格子で設定された分散角 k に対して、スペクトル幅紋りによる切り出しのために、分散角が k' に減少する。このことは波長分散による平滑化効果を抑制する方向に作用する。さらに、図4-10(b)に示すように、波長分散によるパターンのずれは、紋りでのスペクトル切り出しの際に発散角を制限してしまうことになる。スペクトル制限によって生じる発散角制限は波長毎にその量が異なるため、各波長が持つ平滑化効果に差が生じることになる。このような2つの平滑化抑制効果がフロントエンドシステムに存在する。照射不均一性の改善について考察するためには、この2つの効果を考慮しなければならない。

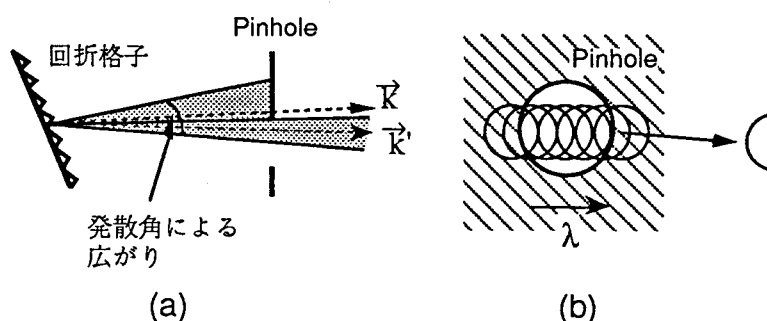


図4-10 フロントエンドシステムでの平滑化効果の抑制

(a)波数ベクトルが k から k' になる。(b)ピンホールによって発散角が制限される。

4-5 自然放出増幅光が持つ改善特性の理論的検討

4-3節で示したように、部分コヒーレント光が持つ改善特性について、理論的に解析することが可能である。激光XII号システム用に開発した部分コヒーレント光のフロントエンドシステムは、4-4節で述べたように、二つの光彩紋りを有している。この二つの紋りはそれぞれ発散角およびスペクトル幅を制限するために導入されているが、実際には、より後段に設置されているスペクトル幅制限用の紋りも発散角を制限してしまうことになる。ここでは、波長角度分散効果による照射均一性の改善について理論的に考察し、照射均一性の改善特性がフロントエンドシステムの発散角制限紋りおよびスペクトル幅制限紋りの設定値に対してどのように依存するかを理論計算の結果から検討する。

4-5-1 波長角度分散効果と照射均一性

波長角度分散効果が持っている照射不均一性の改善特性について調べるために発散角およびスペクトル幅をそれぞれ22TDL、0.6nmに固定して波長角度分散を行った場合と行わなかった場合に対するReduction factorを計算した。図4-11に計算結果を示す。入射ビームの強度分布は一様分布をするものと仮定した。破線が波長角度分散を行わなかった場合であり、実線が波長角度分散を行った場合で

ある。この図から、波長角度分散効果によってReduction factorが全モードに対して減少していることがわかる。特に、モード12から60といった中間モードにおける改善が著しい。これは、波長角度分散効果が、激光XII号システムの伝播限界のために生じる残留コヒーレンスを効果的に除去するためであると考えられる。

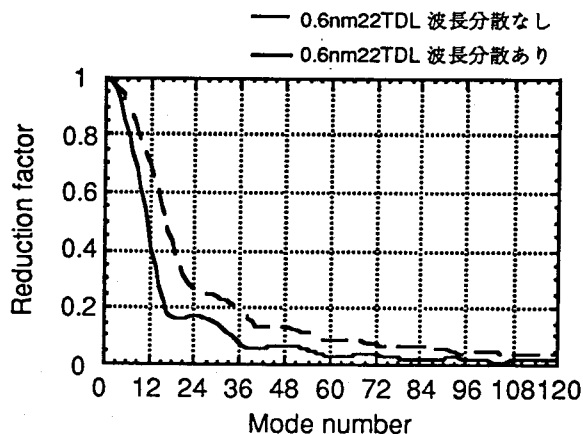


図4-11 波長角度分散とReduction factor

4-5-2 球面モードに対する改善曲線と変曲点

照射均一性の改善特性の発散角制限およびスペクトル幅制限に対する依存性を調べるために、スペクトル幅制限絞りのサイズを固定して発散角制限絞りを変えた場合と、発散角絞りを固定してスペクトル幅絞りを变化させた場合について計算した。図4-12は、発散角制限絞りを6、15および32TDLに固定して、スペクトル幅絞りを0.05nmから0.6nmまで変化させた場合のReduction factorの理論曲線を示して

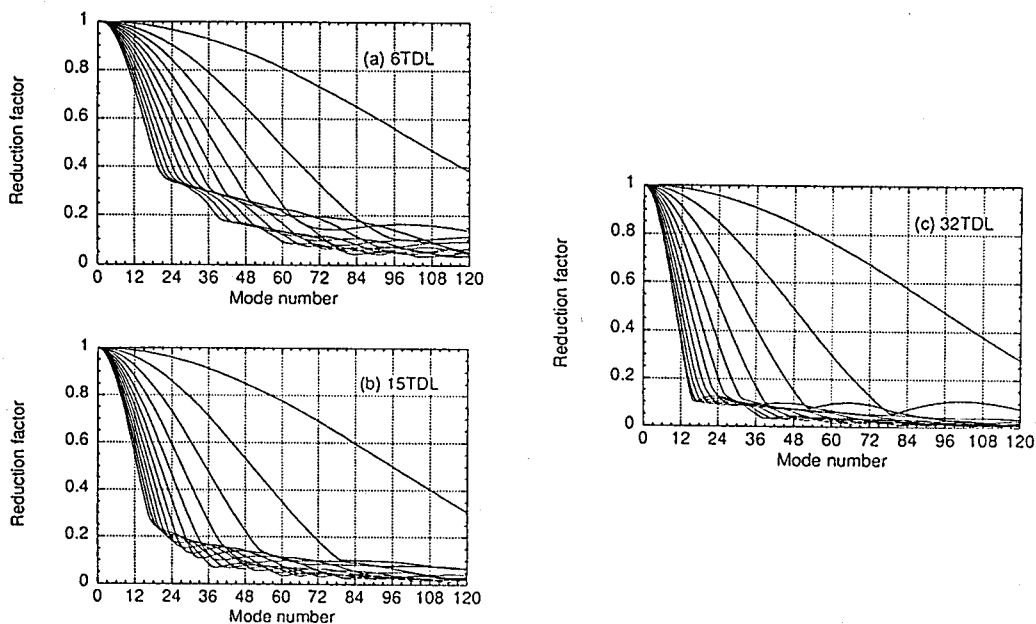


図4-12 Reduction factorのスペクトル幅に対する依存性

(a)発散角6TDL、(b)発散角15TDL、および(c)発散角32TDLの場合を示す。

スペクトル幅は右から順に、0.05nmから0.6nmまで0.05nm刻みで変化させた。

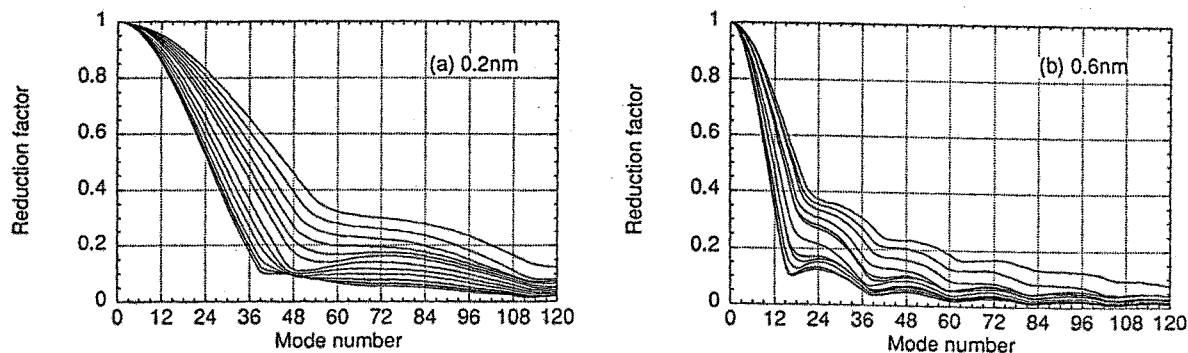


図4-13 Reduction factor の発散角に対する依存性
 (a)スペクトル幅0.2nm、(b)スペクトル幅0.6nmの場合を示す。
 発散角は右から順に、3、4、5、6、7、8、10、12、15、20、25、30、32TDLである。

いる。また、図4-13はスペクトル幅制限絞りを0.2および0.6nmに固定して、発散角制限絞りを3から32TDLまで変化させた場合のReduction factor の理論曲線である。これら全ての曲線について次のようなことが言える。

図4-14に示すように、Reduction factor はある球面モードまで著しく減少し、この点で急激に折れ曲がり、その後、減少傾向は緩やかになる。つまり、この急激に折れ曲がる点は、改善可能な最小のモード数を与え、さらに、この点でのReduction factorの値が、全体のReduction factorを決定することになる。このReduction factor が変曲する点は照射均一性の改善特性を決定する重要な点であると言える。そこで、この点のことを第1変曲点と名付けて、この点の依存性について考察する。

図4-12にみられるように、第1変曲点が現れるモードがスペクトル幅制限絞りの設定値に依存していることがわかる。これに対して、第1変曲点でのReduction factor は、スペクトル幅の設定値に対して大きく変化しない。また、図4-13からわかるように、発散角の設定値は第1変曲点が現れるモードにはほとんど依存しないが、第1変曲点でのReduction factor の値に強く依存している。つまり、第1変曲点が現れるモードはスペクトル幅制限用の絞りにによって決定され、Reduction factor は発散角制限用の絞りで決定されるものと考ええる。これらの依存性について次項でさらに詳しく議論する。

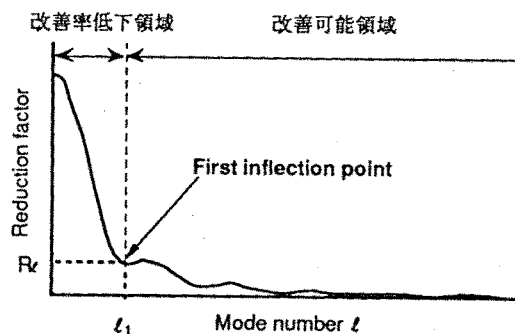


図4-14 改善曲線の概略図

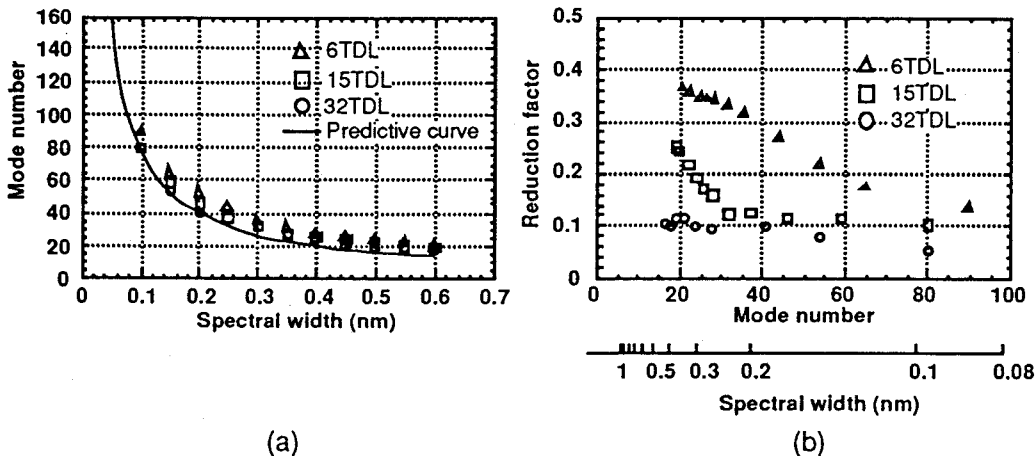
4-5-3 変曲点とスペクトル幅

図4-15は、スペクトル幅の設定値を変化させた場合の第1変曲点のモードおよびReduction factor をプロットしたものである。図4-15(a)からわかるように、スペクトル幅が大きくなるにつれて第1変曲点が現れるモード数が小さくなる。いま、このモード数がスペクトル幅によってのみ決定され则认为ならば、モード数は波長分散効果によって生じる集光パターンのずれ幅から推測できる。したがって、第1変曲点のモード数を ℓ_1 とすると、

$$\sqrt{\ell_1(\ell_1+1)} = \frac{2.44\pi R}{\Delta\phi_\lambda \Delta\lambda f} \quad (4-49)$$

によって与えられる。図4-15(a)の実線は(4-49)式の計算結果である。(4-49)式の計算結果は、シミュレーション結果と比較的良好に一致しているが、スペクトル幅制限用の絞りの大きさと発散角制限用の絞りの大きさの差が広がるにつれて少々ずれる傾向がある。部分コヒーレント光によって改善可能な最小モード数は、スペクトル幅から(4-49)式を用いてある程度推測することが可能である。

図4-15(b)は第1変曲点でのReduction factor の値をプロットしたものである。発散角が32TDLの場合には、Reduction factor の値はスペクトル幅に対して一定値をとることがわかる。これに対して、発散角の設定値が6および15TDLの場合には、スペクトル幅の増加に対して、ある値になるまではほとんど一定であるが、その後、増加していく。Reduction factor が増加に転じる点はスペクトル幅制限用の絞りの大きさと発散角制限用の絞りの大きさが等しくなる点である。この結果は、あるスペクトル幅の設定値において、改善特性をよくするためには、発散角はスペクトル制限用の絞りを照らすのに十分な広がりを持たなければならないということを意味している。



(a)

(b)

図4-15 第1変曲点のスペクトル幅依存性

(a)改善可能最少モードの依存性、(b)Reduction factor の依存性

4-5-4 変曲点と発散角

次に、発散角に対する依存性について考察する。図4-16に発散角の設定値に対する第1変曲点の依存性を示す。スペクトル幅は、0.2および0.6nmに固定している。第1変曲点を与えるモードは、この図からわかるように、発散角の設定値にほとんど依存しない。一方、Reduction factor は発散角の設定値に対して反比例している。これは4-2-2項で述べたように複素コヒーレンス度が発散角に依存することを考えれば容易に解釈できる。

球面上のモードが、空間の2点間の距離から決定されている(4-3-3項参照)ものと考え、この2点間の距離を固定して、発散角を変えれば2点によって作られる干渉縞の複素コヒーレンス度は発散角に反比例して小さくなる。スペクトル幅を固定することで第1変曲点を与えるモードが固定されるため、このモードでのReduction factorは発散角によって決まる複素コヒーレンス度に依存することになる。

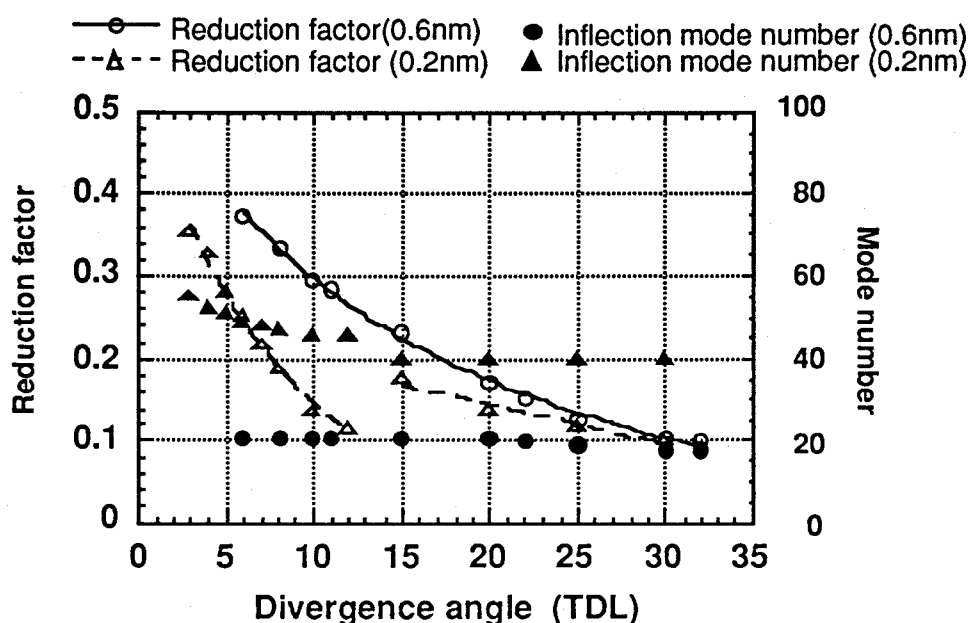


図4-16 第1変曲点の発散角依存性

第1変曲点の発散角に対する依存性は、さらに興味深い特性を示す。スペクトル幅の設定値が0.2nmの場合、図4-16にみられるように、発散角の設定値が12TDLになる付近で、モードおよびReduction factorのグラフに不連続点が生じている。発散角設定を12TDLにしたときの絞りの大きさはスペクトル幅0.2nmのときの絞りの大きさ(=0.2nm×239μrad/nm÷1TDL)にほぼ一致する。この不連続点は二つの絞りの大きさが等しくなる点で生じるものと考えられる。第1変曲点でのReduction factorはこの点で増加しているが、全体的な改善特性は良くなっている。

図4-13(a)からわかるように、発散角の設定値が12TDLを越えると、それまで第1変曲点であった点が第2変曲点になり、より低次のモードに新たな第1変曲点が見れる。つまりこの点を境にしてさらに低次のモードを改善していることになる。この新しい第1変曲点は発散角が大きくなるにつれて(4-49)式から導かれる値に近づく。以上のことから、部分コヒーレント光の改善特性を最大限に引き出すためには、スペクトル制限用の絞りの大きさよりも大きな発散角絞りをを用いる必要があることがわかる。

4-6 自然放出増幅光の集光照射特性試験

ASE光の集光照射パターンの平滑化について、実際にターゲット接平面上のパターンを計測することで評価する。4-4節で述べたフロントエンドシステムからの出力光を激光XII号システムに導入することにより、最終出力光として、波長1053nm、発散角32TDL、スペクトル幅0.6nm、レーザーエネルギー1000J/nsの波長角度分散効果を持った部分コヒーレント光を得ることができる。この光を2倍高

調波変換した後、ランダム位相板に導入し、集光パターンを計測した。得られたパターンから、部分コヒーレント光が持つパターンおよび照射不均一性の改善特性について実験的に考察する。

4-6-1 集光パターンの計測

照射の不均一性を実験的に評価するためには、球ターゲット表面での照射強度分布を直接計測することが望ましい。しかしながら、このような計測は非常に困難である。そこで、球ターゲットの接平面上のパターンを計測し、そのパターンを計算機を用いて球面上に投影することでターゲット球面上での強度分布を求める。図4-17に集光パターンの計測系の光学配置を示す。激光XII号システムから射出された光は、TypeII KDP 結晶により2倍高調波に変換された後、ランダム位相板を通過し、一旦ターゲットチェンバー内に集光される。この集光レンズの焦点距離は1008mmである。焦平面における集光パターンの像を対向ビームのレンズと特別に設置した焦点距離が18.6mのレンズによって計測装置まで拡大転送する。転送された集光パターンの像は、冷却CCDカメラによって計測された。このCCDカメラは 1024×1024 のピクセルと、 4×10^3 のダイナミックレンジを持っている。CCDカメラのピクセルの分解能はおよそ $22 \mu\text{m}$ であり、計測系の回折限界は $60 \mu\text{m}$ であった。また、同時に3枚のビームスプリッターの多重反射を利用して、焦点近傍での複数の集光パターンを確認のために計測している。

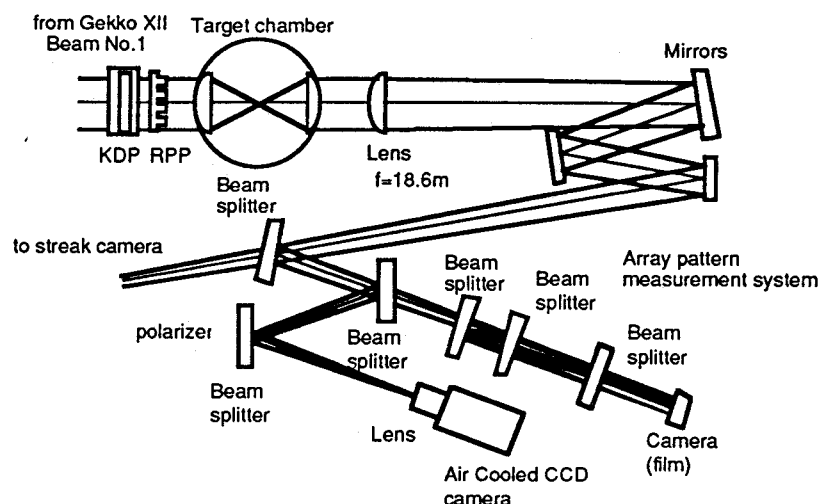


図4-17 集光パターン計測系の光学配置

図4-18は激光XII号システムで計測された集光パターンとその一次元プロファイルを示している。ただし、集光条件はターゲット直径 $500 \mu\text{m}$ 、 $d/R=5$ とした。これは現在使われているランダム位相板の最適照射条件であり（図3-5参照）、爆縮実験での典型的なパラメーターである。図4-18(a)は激光XII号システムの典型的な集光パターンである。このパターンは、開口制限による回折、増幅器での利得分布および光学部品の位相歪み等によって乱されるために、空間的に低周波成分の不均一性を多く含んでいることがわかる。図4-18(b)はレーザー光にランダム位相板を導入して得られたパターンである。この図からわかるように、空間的低周波成分の強度歪みが大幅に除去されている。また、強度分布の包絡線形状がsinc関数の2乗に近いことがわかる。しかしながら、コヒーレント光による多ビームのランダム干渉のためにスペckルパターンとなり、空間的に高周波成分の不均一性が増大している。図4-18(c)はレーザー光のかわりにASE光を用いたときに得られた集光パターンである。コヒーレンス

の低下によって干渉スペckルが平滑化されていることがわかる。しかしながら、4-2-2項で述べたように、激光XII号システムの伝播限界から生じる残留コヒーレンスのためにスペckル構造は完全に除去されず、空間的に低周波の不均一性が生じている。このような構造を除去するためには、ランダム位相板のセグメント間の干渉を完全に抑制しなければならない。そのためには、少なくともコヒーレンス領域をセグメントサイズと同じ大きさ、つまり2mm程度にする必要がある。2mmのコヒーレンス領域を得るためには、ASE光の発散角を160TDLまで広げなければならない。これは、現状のシステムでは不可能である。しかしながら、波長角度分散を導入することでこの問題は解決される。図4-18(d)はASE光に波長角度分散の効果を導入して得られた集光パターンを示している。この図からわかるように、ASE光の残留コヒーレンスのために生じていた低周波の歪みが完全に除去され、その強度分布が、ランダム位相板が作る包絡線形状によく一致している。この強度分布の包絡線形状からのずれは標準偏差で約2.4%であった。この結果は、波長角度分散効果を持つ部分コヒーレント光を用いることで、第3章で述べたような理想的な強度分布での照射を可能にし、12ビームシステムにおいて1%未満の不均一性を達成できることを示している。

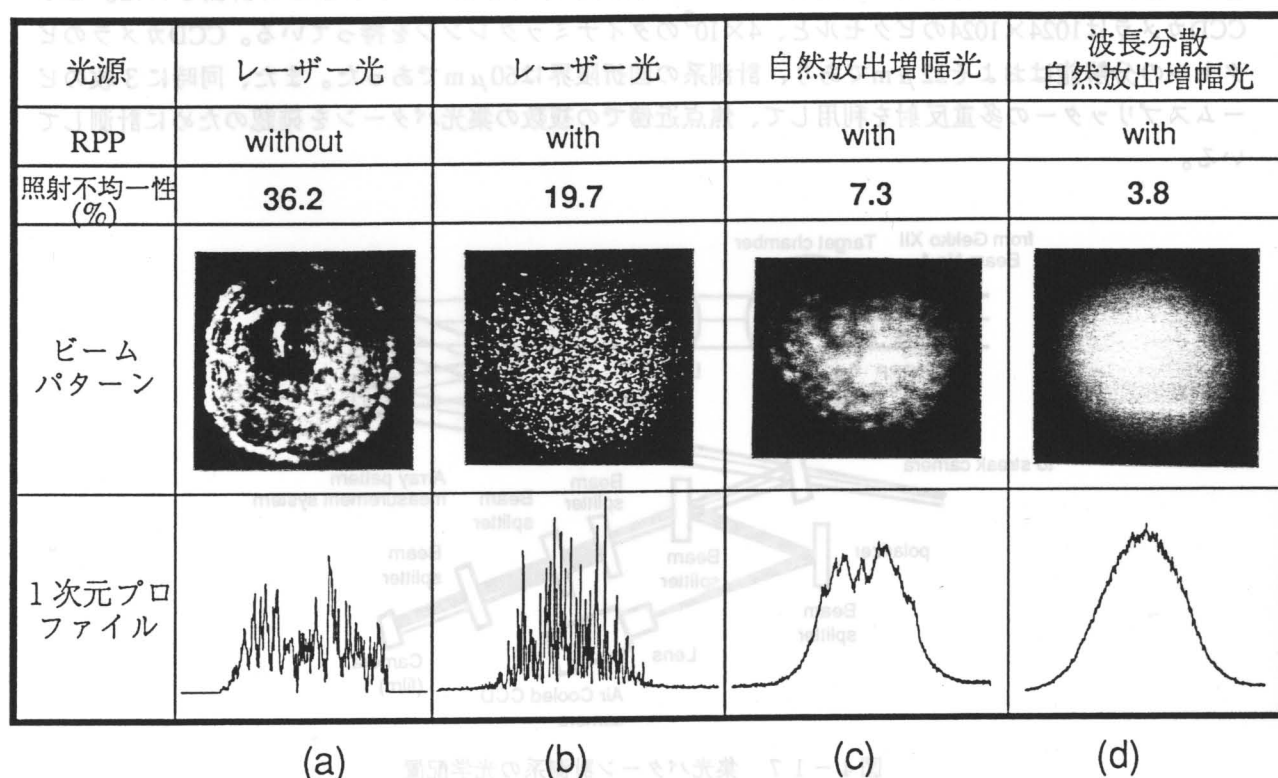


図4-18 計測した激光XII号システムでの集光パターン

4-6-2 照射不均一性の評価

激光XII号レーザーシステムは、12本のビームラインとこれらをターゲットに照射するための正12面体による球対称照射系を持っている。レーザー照射の不均一性を評価するためには、全ビームを同時に計測することが望ましいが、現状の計測装置ではこのような要求に応えられない。そこで、計測した1ビームラインのパターンを用いて球ターゲット表面上の照射強度分布を推測する。激光XII号システムは、1本のビームラインを12本に分割している。12本のビームラインの特性に全く差がないものと考えれば、全てのビームパターンを1ビームのパターンで代用することが可能である。このこと

から、球ターゲット表面上の強度分布は、激光XII号システムの照射配置にあわせて1ビームラインの計測パターンを球面上に投影することで評価した。激光XII号システムにおける各ビームラインのビームの回転を考慮し、球ターゲット上への投影前に、各ビームを実際に即して回転した。

球ターゲット表面上の照射強度不均一は、第2章で述べたように、Legendre球関数を用いて球面上の強度分布を球モード展開することで評価される[10]。図4-19は激光XII号システムで計測された集光パターン（図4-18参照）から評価した照射不均一性のモード展開を示している。

図4-19の曲線(a)は、激光XII号の典型的なビームパターンから得られた照射不均一性である。不均一性は全モードにわたって、大きな値をとることがわかる。特に、モード数40次以下のモードについては、回折リングや、波面歪み等の影響によりモードあたり3%以上となっている。平均値 σ_{rms} は、36.2%であり、均一性はよくない。

曲線(b)は、レーザー光にランダム位相板を導入した場合である。ランダム位相板を導入することにより、60次以下のモードが改善されていることがわかる。 σ_{rms} も大幅に改善され、19.7%と約1/2になった。しかしながら、ランダム位相板が作る干渉スペckルのために、高周波成分の不均一性がモードあたり2%レベルにまで増加している。

(c)の曲線は、このような干渉スペckルを除去するために、ASE光を用いた場合である。ASE光の特性は、発散角22TDL、スペクトル幅0.6nm（基本波の波長1.053 μ mにおいて）であり、波長角度分散は行っていない。曲線(c)からわかるように、ASE光を用いることにより、干渉スペckルによって生じる高周波成分の不均一性が劇的に改善され、モードあたり0.1%レベルまで抑えられている。 σ_{rms} としては7.3%となり、(a)に比べて、約1/5の値となった。しかしながら、12次から80次までの中間モードについては0.1%レベルには達していない。これは、激光XII号システムの発散角制限から生じる残留コヒーレンスのためであると考えられる。

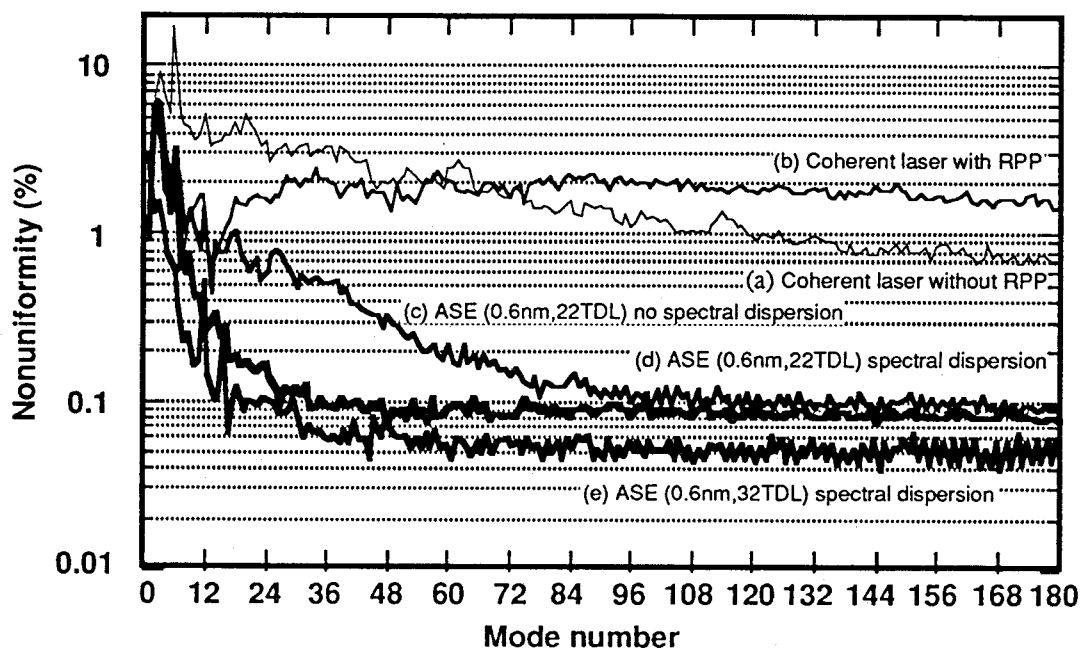


図4-19 球ターゲット照射均一性の球面モード展開

曲線(d)は、ASE光に波長分散効果を導入した場合である。波長分散を導入することで、20から80次のモードにおいても0.1%レベルまで改善されていることがわかる。このとき、 σ_{rms} は6.3%であった。曲線(c)および(d)に見られる照射不均一性の改善特性は理論的に予測した波長角度分散の効果(4-5-1項)

4-5-4項で述べたように、あるスペクトル幅に対して最大の改善特性を得るためには、発散角をスペクトル幅制限用の絞りを十分に照らすことができるまで広げる必要がある。しかしながら、部分コヒーレント光（32TDL、0.6nm）で得られた3.8%の照射不均一性は、図4-16に見られるような不連続点が現れる前の点で得られた値である。したがって、フロントエンドでの発散角制限を緩和することでさらに照射不均一性を改善することが可能である。フロントエンドでの発散角制限は、フロントエンド光学系におけるビーム伝播のみを考慮して決定されるべきである。発散角制限を緩和してもスペクトル幅制限用の絞りによって最大発散角が制限されるので、激光XII号システムとの整合を保つことができる。

4-8 まとめ

部分コヒーレント光による球ターゲット照射均一性の改善特性について理論的、実験的に述べた。理論的解析の結果から、改善可能な最小のモード数はスペクトル幅によって決まり、全体の改善率は主に発散角に依存していることが示された。

波長角度分散効果は全モードに対して有効に働くが、特に、中間モードに対して改善特性が良いことがわかった。これは、部分コヒーレント光が持つ残留コヒーレンスを効果的に除去しているためである。

激光XII号システムに部分コヒーレント光を導入し、集光パターンを計測した。計測されたパターンを使って球ターゲット照射均一性を評価した。発散角32TDL、スペクトル幅0.6nmの波長角度分散効果を持つ部分コヒーレント光を使うことで照射不均一性3.8%を達成した。

照射均一性の改善特性に対する波長角度分散の効果、発散角およびスペクトル幅依存性について理論解析から得られた結果と実験結果が良く一致した。これらの結果から、部分コヒーレント光のフロントエンドシステムにおいて、発散角制限を緩和することで現在得られている不均一性をさらに改善できることが明かとなった。

参考文献 (第 4 章)

- [1] H. Nakano, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka and S. Nakai, *Opt. Commun.*, 78 (1990) 123.
- [2] H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno and S. Nakai, *J. Appl. Phys.*, 73 (1993) 2122.
- [3] 中野人志、椿本孝治、宮永憲明、金辺 忠、中塚正大、核融合研究、68 (1992) 199.
- [4] M. Born and E. Wolf 共著、草川 徹、横田英嗣共訳、「光学の原理Ⅲ」第 10 章
- [5] P. H. Vancittert, *Physica*, 1 (1934) 201.
- [6] F. Zernike, *Physica*, 5 (1938) 785.
- [7] M. Born and E. Wolf 共著、草川 徹、横田英嗣共訳、「光学の原理Ⅱ」第 7 章
- [8] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring and J. M. Soures, *J. Appl. Phys.*, 66 (1989) 3456.
- [9] M. Dutta and J. W. Goodman, *J. Opt. Soc. Am.*, 67 (1977) 796.
- [10] S. Skupsky and K. Lee, *J. Appl. Phys.*, 54 (1983) 3662.
- [11] J.T. Hunt, W. W. Simmons, R. A. Renard, *Appl. Optics*, 17 (1978) 2053.
- [12] A. Yariv 著、多田邦雄、神谷武志共訳、「光エレクトロニクスの基礎」原書 3 版 丸善 1988年 第 2 章
- [13] 金辺 忠 大阪大学 博士論文 p54
- [14] 中野人志 大阪大学 博士論文 p69

第5章 偏光制御による照射均一性の改善

5-1 はじめに

ランダム位相板によって発生する干渉スペックルを平滑化する方法として、部分コヒーレント光を用いる方法について第4章で議論した。現在、部分コヒーレント光を用いる方法に代表される、光のコヒーレンスを制御することで、照射均一性を改善する種々の方法が提案され、研究されている[1-4]。しかしながら、これらの方法はスペックルを平滑化するまでに一定の時間を必要とし、瞬時パターンはランダム位相板によって作られる非常に良く発達した干渉スペックルとなる。このような瞬時スペックルを平滑化する方法として、偏光を利用する方法が考えられる[5]。(4-18)式に示されるように、偏光方向が直交する二つの光は干渉しないことから、時間を必要としないスペックルの平滑化が期待できる。この章では、偏光を利用してスペックルを平滑化する偏光制御板について説明し、計算機シミュレーションによってその有用性を示す。また、偏光制御板を水晶波長板、KDP結晶およびネマティック液晶を用いて実現する方法について述べ、それぞれの方法を用いて製作した偏光制御板の特性について実験により検討する。さらに、偏光制御板と部分コヒーレント光を同時に用いたときの照射不均一性の改善特性について実験結果から考察する。

5-2 偏光制御板の概念

偏光を利用して干渉スペックルを平滑化するためには、強度相関が無く、偏光が直交する2群のスペックルパターンを同時に重ね合わせる必要がある。ここでは、偏光を利用して得られるパターンの改善特性についてスペックルの統計論から考察し、このような2群の偏光スペックルを1ビームから作る方法について述べる。

5-2-1 干渉スペックルの統計的取扱

第3章で述べたように、ランダム位相板を通過してきたレーザー光を集光するとコントラストが高い非常に良く発達したスペックルパターンが形成される。干渉スペックルは、多光束のランダムな干渉の結果生じるため、その強度分布について考察するときには、しばしば統計的な取扱によって議論される。干渉スペックルの統計的な性質を表す量としては強度の確立密度分布と平均的コントラストが用いられる。ランダム位相板によって作られるような良く発達した干渉スペックルの確立密度分布は負指数分布となり、次式によって与えられる[6]。

$$p(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) \quad (5-1)$$

ここで、 $\langle I \rangle$ はスペックルの平均強度である。また、スペックルの平均的コントラストは強度分布の標準偏差を平均値で割ったもので定義され、

$$C = \frac{\sqrt{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}}{\langle I \rangle} \quad (5-2)$$

によって与えられる[7]。完全に発達したスペックルの場合、コントラストは1.0である。

次に、スペックルの平滑化について考える。部分コヒーレント光等によるスペックル平滑化の概念は、スペックルパターンを時間的に変化させ、時間積分効果によって強度分布に相関が無い多数のスペックルパターンを重ね合わせることである。このようにして、多数のスペックルパターンを、インコヒーレントに重ねることによって得られるパターンの、空間強度分布に対する確率密度分布は、重ねられたパターンが統計的に同じ性質を持ち、かつ平均強度が等しいと仮定すれば、(5-1)式から次のように書くことができる。

$$p_N(I) = \int_0^I \frac{1}{\langle I \rangle / N} \exp\left(-\frac{I_N}{\langle I \rangle / N}\right) \cdot \int_0^{I-I_N} \frac{1}{\langle I \rangle / N} \exp\left(-\frac{I_{N-1}}{\langle I \rangle / N}\right) \cdot \int_0^{I-I_N-I_{N-1}} \frac{1}{\langle I \rangle / N} \exp\left(-\frac{I_{N-2}}{\langle I \rangle / N}\right) \cdots \int_0^{I-\sum_{m=4}^N I_m} \frac{1}{\langle I \rangle / N} \exp\left(-\frac{I_3}{\langle I \rangle / N}\right) \cdot \int_0^{I-\sum_{m=3}^N I_m} \frac{1}{\langle I \rangle / N} \exp\left(-\frac{I_2}{\langle I \rangle / N}\right) \cdot \frac{1}{\langle I \rangle / N} \exp\left(-\frac{I_1}{\langle I \rangle / N}\right) dI_2 dI_3 \cdots dI_{N-1} dI_N \quad (5-3)$$

ここで、 I_m ($m=1 \sim N$) は各スペックルパターンの強度、 $\langle I \rangle$ は重ねた後のパターンの平均強度である。また、 N は重ねられたパターンの枚数である。(5-3)式は解析的に計算可能で、

$$p_N(I) = \frac{N^N}{(N-1)!} \frac{I^{N-1}}{\langle I \rangle^N} \exp\left(-\frac{NI}{\langle I \rangle}\right) \quad (5-4)$$

となる。図5-1に(5-4)式を $N=1 \sim 160$ まで変えて計算した結果を示す。確率密度分布は重ねられるパターンの枚数が増えるにつれて、平均強度のまわりに分布が集中するような非常に急峻な分布をするようになる。これは、スペックルの平滑化が生じていることを示している。(5-4)式からパターン

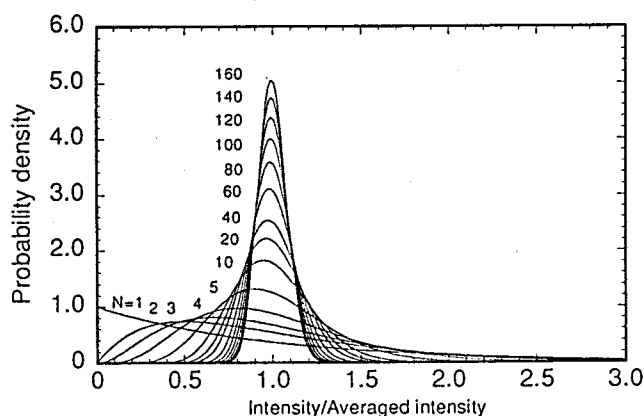


図5-1 干渉スペックルの確率密度分布

の標準偏差を求めると、

$$S = \frac{\sqrt{\int_0^\infty I^2 \cdot p_N(I) dI - \left(\int_0^\infty I \cdot p_N(I) dI\right)^2}}{\int_0^\infty I dI} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (5-5)$$

となり、標準偏差は重ねられるパターンの枚数 N の平方根に反比例する。このように、スペックルの平滑化の度合が重ね合わされるパターンの枚数に依存することから、偏光制御板を導入することにより、パターン枚数は2倍になり、結果としてスペックルのコントラストを $1/\sqrt{2}$ に、即ち30%低下させることが可能である。

5-2-2 偏光制御板の構成

偏光を利用してスペックルを平滑化するためには、1ビームから互いに偏光方向が直交する2つのビームを作り出す必要がある。これは、1ビーム内で偏光を局所的に回転させることで実現可能である。この一つの方法として、偏光制御板を開発した。図5-2に偏光制御板の構成を示す。

偏光制御板は微小な偏光回転素子（波長板等）を多数枚2次元アレイ状に配置することによって構成され、ランダム位相板の直前に挿入される。偏光制御板を通過してきたレーザー光は偏光方向が直交する2種類のビームレットに分割され、ランダム位相板に入射されることになる。2種類のプレートを通過してきたビームを集光すると、強度分布に相関が無く、互いに干渉しない2群のスペックルパターンを、瞬時に重ねることができる。したがって、偏光制御板は、最終的に重ね合わされるスペックルの枚数を一気に2倍に増やすことができ、(5-5)式からわかるように標準偏差を30%低下させる。

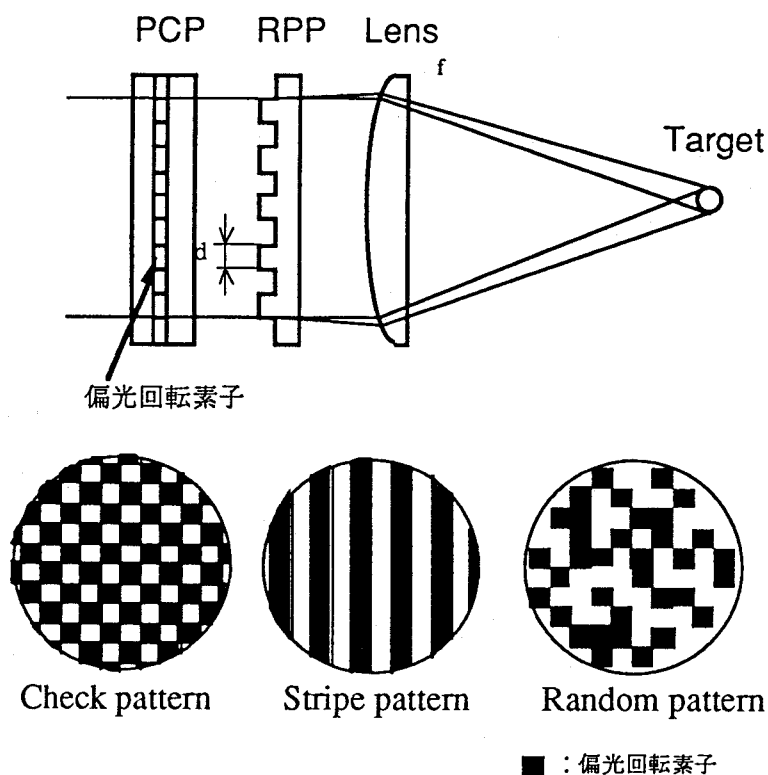


図5-2 偏光制御板の構成

5-3 シミュレーションコードによる考察

ここでは、偏光制御板の有用性について計算機シミュレーションを用いて検討する。激光XII号システムに偏光制御板を導入したときの効果を調べるためにランダム位相板のシミュレーションコード

を改良し、計算を行った。1ビームの集光パターンの改善については、確率密度分布を使って評価する。さらに、激光XII号システムでの照射均一性を評価し、偏光回転素子の配置およびビームの分割数に対する依存性について考察する。

5-3-1 偏光制御シミュレーションコード

偏光制御板のシミュレーションコードは、ランダム位相板のために開発したコードを改良して製作した。偏光制御板を通過したビームは2種類のビームレットに分割されることから、偏光制御板とランダム位相板を通過してきたビームの集光強度分布は(3-15)式から次のように書くことができる。

$$I_i(x, y) = \sum_{s=1}^2 \left| \frac{1}{j\lambda f} \exp(jkf) a^2 \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(af_y) \right. \\ \left. \times \sum_l \sum_m P_{s,lm} U_{lm} \exp(-j2\pi(f_x A_{lm} + f_y B_{lm}) + j\phi_{lm}) \right|^2 \quad (5-6)$$

ここで、 $P_{s,lm}$ は偏光方向によって決まるゲート関数であり、0あるいは1のどちらか一方の値をとる。(5-6)式は、まず、1偏光成分について複素振幅の和を取り、次にそれぞれの偏光成分が作る強度分布の和をとることで全体の強度分布を求めている。これは、遠視野領域での照射パターンを計算する式であるが、準遠視野領域について同様に考えることで計算することができる。

5-3-2 干渉スペckルの抑制効果

偏光制御板による干渉スペckルの平滑化効果を調べるために、ランダム位相板の計算機シミュレーションコードを改良して、1ビームの集光パターンを計算した。図5-3に集光パターンの1次元プロファイルを示す。偏光制御板の素子の大きさは2.0mm角とした。また、ランダム位相板および集光照

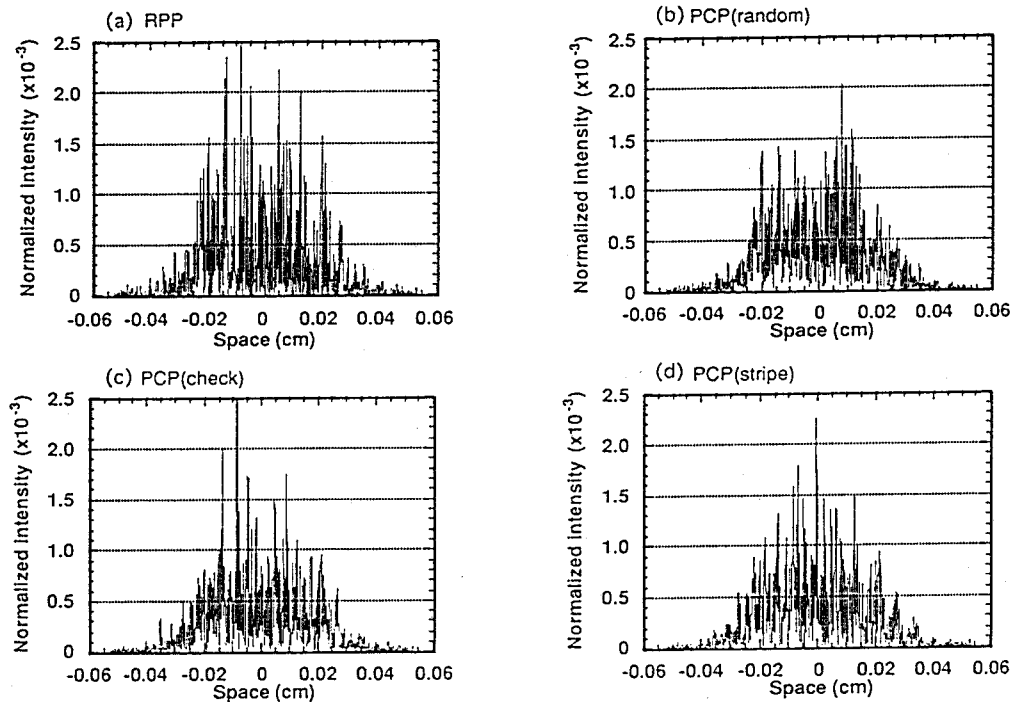


図5-3 シミュレーションコードを用いて計算した集光パターンの1次元プロファイル

射系は激光XII号システムのパラメーターを用い、ランダム位相板のセグメントサイズは2.0mm角、集光レンズの焦点距離は1008mm、ビームの口径は320mmとした。集光照射条件は、ターゲット直径500 μ mに対して $d/R=5$ に設定した。偏光制御板に入射する光は、コヒーレントで一様な強度分布を持っているとした。図5-3(a)はランダム位相板単体の場合、(b)、(c)および(d)はそれぞれランダム、市松および縞模様生素子を配置した偏光制御板を挿入した場合である。これらの図からわかるように、ランダム位相板を単体で用いた場合に比べてどの模様の偏光制御板を挿入した場合でも、高い強度成分が減少すると共に、プロファイルの中に白色部分が増えている。白色部分の増加は、零強度成分の減少を意味していることから、全体的に強度の変動が小さくなっているものと考えられる。図5-4にこれらの強度分布から計算した確率密度分布を示す。ランダム位相板単体では、零強度の存在確率が高くと、(5-1)式に示されるような負指数分布となっている。これに対して、偏光制御板を挿入した場合には、素子の配置に関係無く、零強度が存在しないような分布となる。この分布は(5-4)式に $N=2$ を代入することで得られる式、

$$p_2(I) = \frac{4I}{\langle I \rangle^2} \exp\left(-\frac{2I}{\langle I \rangle}\right) \quad (5-7)$$

に一致する。また、(5-2)式によって定義されるスペックルの平均的コントラストはランダム位相板単体の場合は約1.0となるのに対して、偏光制御板を挿入した場合は約0.70となり30%程度コントラストが低下する。これは(5-5)式において N が1から2(2倍)になったことを意味している。以上のことから、偏光制御板を挿入することで干渉スペックルの平均的コントラストすなわちパターンの標準偏差が30%改善できるものと考えられる。

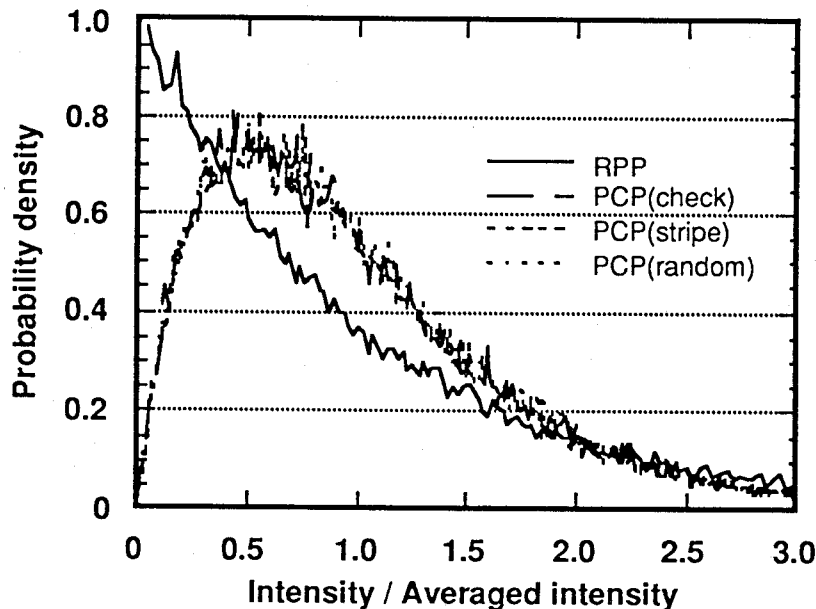


図5-4 集光パターンの強度の確率密度分布

5-3-3 球ターゲット照射均一性

激光XII号システムでは、球状のターゲットを対称に照射するために、正12面体の各面に対して垂直に12本のビームを入射する。球ターゲットの照射均一性を計算するために、この照射配置に合わせて、計算機シミュレーションによって得られたターゲット接平面上の強度分布を球面上に投影し、球

面上の照射強度を計算する。球ターゲットの照射均一性は、強度の標準偏差を平均値で割った値により評価する。さらに詳細に検討するために、球面上の強度分布をLegendre球関数を使って空間モード成分に分解し、各モードごとの不均一性を計算した。図5-5にモード1から120までの照射不均一性の計算結果を示す。図5-5(a)は照射不均一性を、(b)はReduction factorを示している。ターゲットの直径は、激光XII号での爆縮実験で用いられている $500\mu\text{m}$ とし、集光条件は $d/R=5$ に設定した。また、照射するパターンは図5-3に示した計算結果を用いた。ターゲット照射強度の不均一性は、ランダム位相板単体で照射した場合は19.0%であった。これに対して、市松模様偏光素子を配置した偏光制御板を挿入した場合は、13.2%と約30%の改善が得られた。また、縞模様およびランダム模様の偏光制御板を挿入した場合においても、それぞれ照射不均一性が13.6%、13.7%となり、約30%の改善が見られた。これは、1ビームの強度分布における標準偏差の改善率と一致する。図5-5(a)から、各偏光制御板によってモード構造が異なっていることがわかる。低次モード成分の不均一性(1~12)については、縞模様の偏光制御板がもっとも小さく、中間モード(~80)については、市松模様の偏光制御板がもっとも小さくなる。図5-5(b)に不均一性の各モードに対するReduction factorをプロットしたものを示している。ここで、Reduction factorは偏光制御板を挿入したときの不均一性をランダム位相板単体のときの不均一性で割った値である。この図からわかるように、Reduction factorの変動は0.6~0.8の間にほとんど収まっている。したがって、偏光制御板を用いることで全てのモードにおいて照射不均一性を改善することが可能であると考えられる。また、偏光回転素子の配置による違いはそれほど顕著に現れないことから、素子の配置による依存性は本質的な問題ではないといえる。

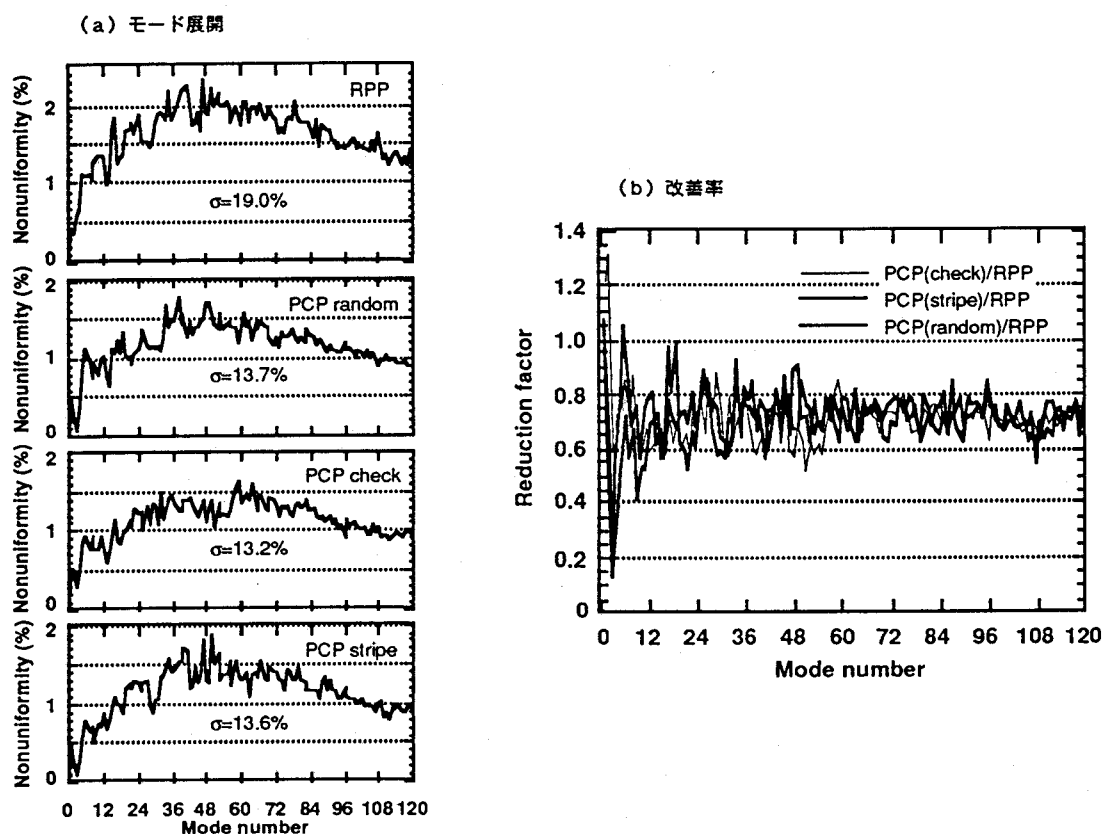


図5-5 照射均一性のモード展開とReduction factor

(a)照射均一性のモード展開、(b)照射不均一性の偏光制御板による改善率である。

5-3-4 ビーム分割数と照射均一性

次に、偏光制御板の素子数（ビームの分割数）がターゲット照射均一性の改善に与える影響について考察する。図5-6は偏光回転素子の数が増えた場合の照射均一性の依存性を示している。○印は市松模様の偏光制御板、△印は縞模様の偏光制御板を挿入した場合である。この図からわかるように、素子数が30を越えると素子の配置によらず不均一性が13%程度の値をとるようになる。また、素子数がわずか4枚の市松偏光制御板を用いた場合でも不均一性は約14%と25%程度の改善が可能である。したがって、30以上のセグメントを持つ偏光制御板を用いることで十分な効果が得られるものと考えられる。

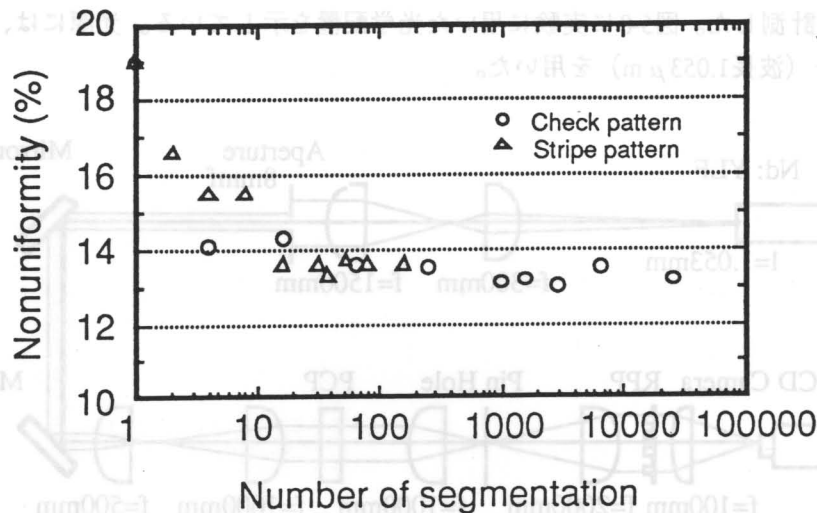


図5-6 ビーム分割数に対する照射均一性の依存性

5-4 水晶波長板を用いた偏光制御板

偏光制御板を実現するためには、偏光回転素子を2次元アレイ状に配置する必要がある。ここでは、偏光回転素子として水晶波長板を用いて製作した偏光制御板について述べる。

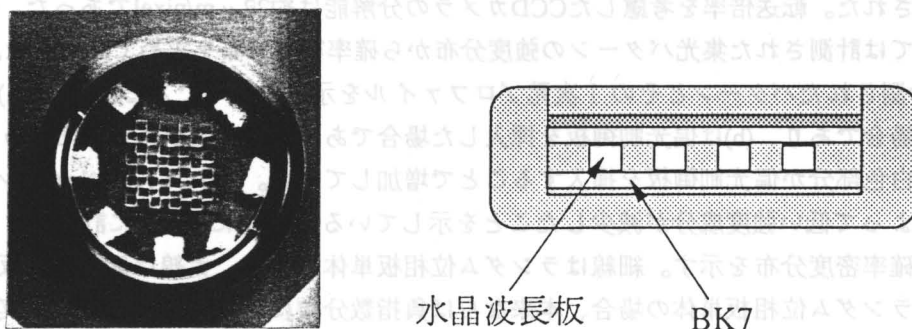


図5-7 水晶波長板を用いて製作した偏光制御板の構成

5-4-1 偏光制御板の構成

図5-7に製作した偏光制御板を示す。偏光制御板は、2.0mm角の水晶波長板32枚を市松模様に配置し、2枚のガラス基板（BK7）の間に挟み込んで製作された。有効開口は16mm角で、1ビームを64のビームレットに分割することができる。水晶波長板の仕様は、仕様波長 $1.053\mu\text{m}$ 、位相差 $180^\circ\pm 5^\circ$ 、両面無反射コーティングにより反射率0.5%未満、透過波面精度 $\lambda/10$ 以内である。

5-4-2 偏光制御基礎実験

偏光制御板の有用性を実験的に確認するために、図5-7に示した偏光制御板を用いて実験を行い、集光パターンを計測した。図5-8に実験に用いた光学配置を示している。光源には、強制モード同期Nd:YLFレーザー（波長 $1.053\mu\text{m}$ ）を用いた。

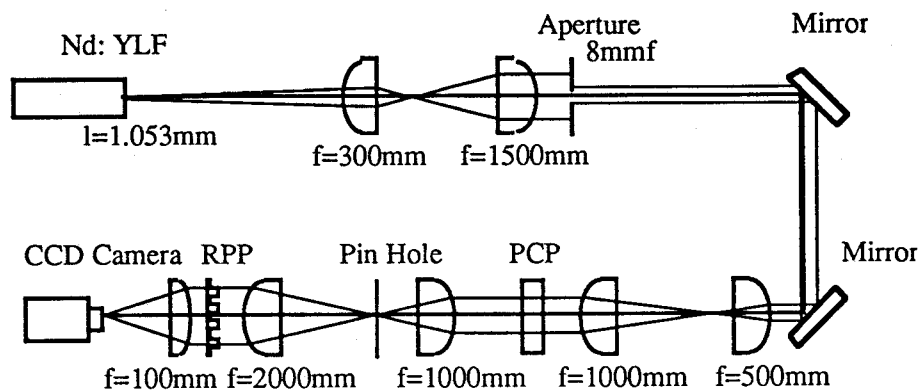


図5-8 偏光制御基礎実験の光学配置

レーザー光は適当な大きさに拡大された後、8mmφのハードアパチャによって一様な強度分布に切り出される。その後2倍に拡大され、偏光制御板に入射される。入射されたレーザー光は偏光が直交する60のビームレットに分割され、さらに2倍に拡大された後、ランダム位相板に入射される。ランダム位相板のセグメントサイズは $100\mu\text{m}$ であり、波長 $1.053\mu\text{m}$ に対して位相が $\lambda/2$ ずれるようにランダム位相膜コーティングされている。ランダム位相板を透過したレーザー光は焦点距離が100mmの非球面レンズによって集光される。集光されたレーザー光はカメラレンズによって像転送され、CCDカメラで計測された。転送倍率を考慮したCCDカメラの分解能は約 $22\mu\text{m}/\text{pixel}$ であった。偏光制御板の効果については計測された集光パターンの強度分布から確率密度分布を求めて評価した。

図5-9は計測されたパターンとその1次元プロファイルを示したものである。図5-9(a)はランダム位相板単体の場合であり、(b)は偏光制御板を挿入した場合である。この図からわかるように、プロファイルの中の白色部分が偏光制御板を挿入することで増加している。これは、スペックルパターンの重ねあわせによって低い強度成分が減少したことを示している。さらに図5-10に計測パターンから計算した強度の確率密度分布を示す。細線はランダム位相板単体の場合、太線は偏光制御板を挿入した場合である。ランダム位相板単体の場合、本来ならば負指数分布になるはずであるが、実験結果では負指数分布になっていない。これは、実験光学系から予測される最小のスペックルサイズが $30\mu\text{m}$ 程度であるのに対して、計測系の分解能が $22\mu\text{m}$ であり、スペックルを十分に観測できないためであると考えられる。また、CCDカメラの1ピクセル内での積分効果のために零強度を検出することができないことも原因と考えられる。

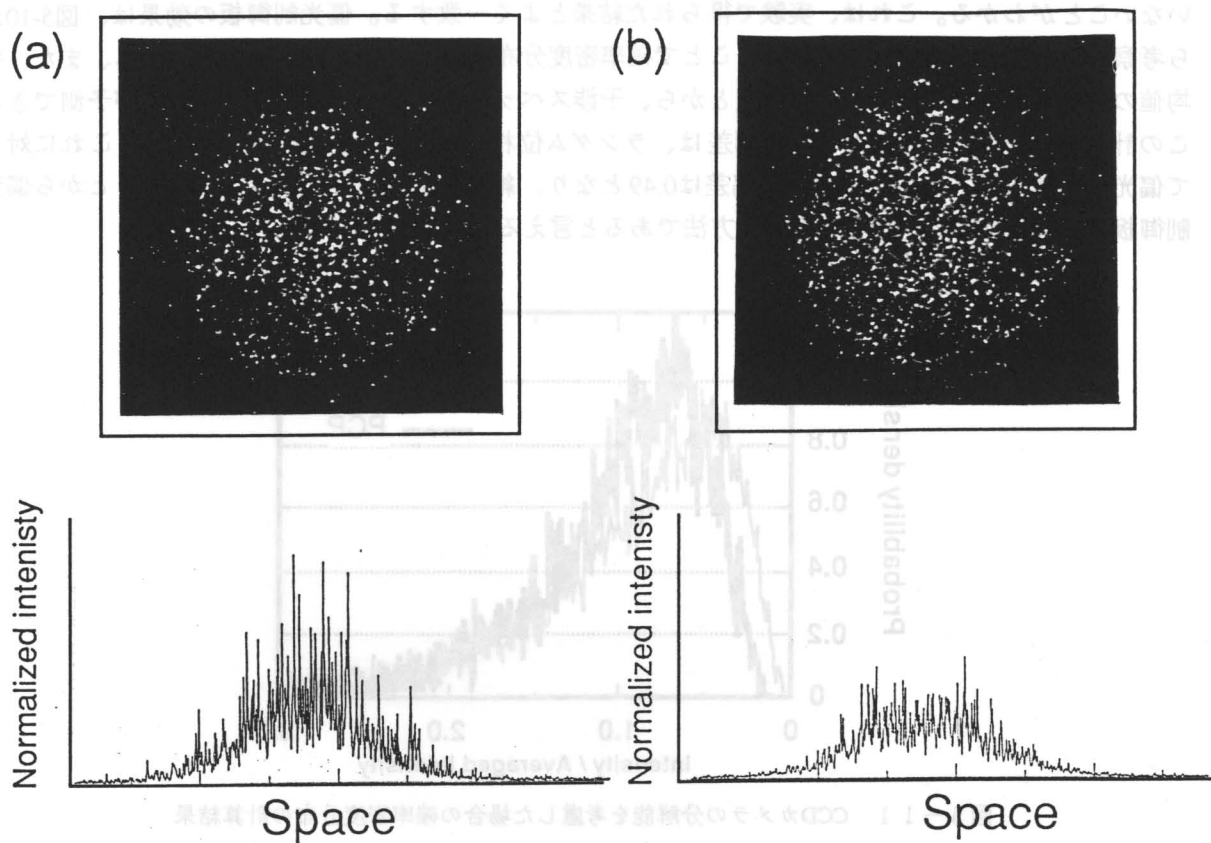


図5-9 計測した集光パターンとその1次元プロフィール
(a)ランダム位相板単体の場合、(b)偏光制御板を挿入した場合を示す。

パターンは焦平面より少し手前で計測した。

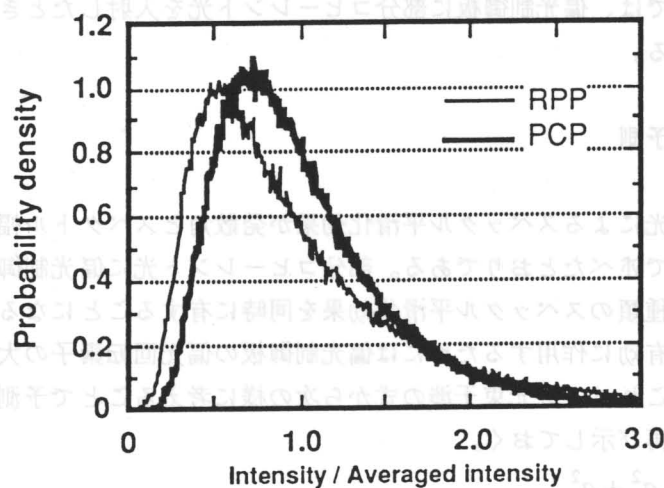


図5-10 計測パターンから計算された強度の確率密度分布

これらの効果を考慮してシミュレーションを行った結果を図5-11に示す。この図から、ランダム位相板によって作られるスペックルパターンがCCDカメラの分解能の影響のために負指数分布を示していないことがわかる。これは、実験で得られた結果とよく一致する。偏光制御板の効果は、図5-10から考察すると、偏光制御板を挿入することで確率密度分布のピークが平均値方向に移動し、また、平均値のまわりに分布が集まっていることから、干渉スペックルが平滑化されていることが予測できる。この計測パターンから得られた標準偏差は、ランダム位相板単体のときは0.68であった。これに対して偏光制御板を挿入することで標準偏差は0.49となり、約30%改善されている。以上のことから偏光制御板はスペックルの平滑化に有効な方法であると言える。

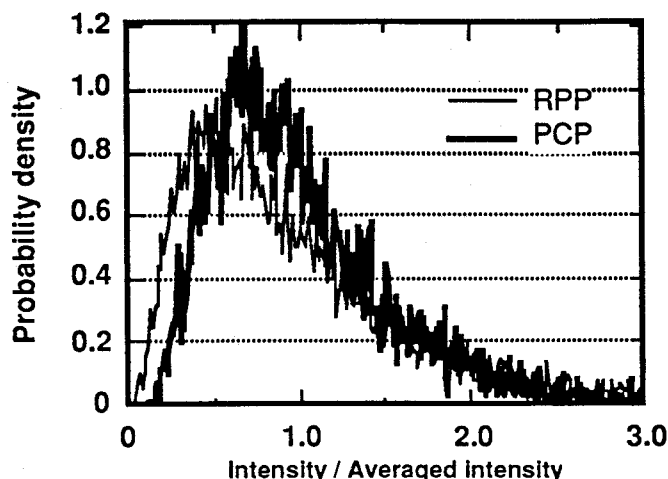


図5-11 CCDカメラの分解能を考慮した場合の確率密度分布の計算結果

5-5 偏光制御板と部分コヒーレント光

偏光制御板による改善は、最大30%であり完全なスペックルの除去はできない。最終的には偏光制御板で瞬時スペックルのコントラストを抑制し、部分コヒーレント光でスペックルの除去を行うことになる。そのため、部分コヒーレント光と偏光制御板を組み合わせる用いたときの改善特性を調べておく必要がある。ここでは、偏光制御板に部分コヒーレント光を入射したときのスペックルの改善特性を実験により検証する。

5-5-1 理論的予測

部分コヒーレント光によるスペックル平滑化効果が発散角とスペクトル幅によって決定されるということは既に第4章で述べたとおりである。部分コヒーレント光に偏光制御板を導入することでビームの性質としては3種類のスペックル平滑化効果を同時に有することになる。しかしながら、これらの平滑化効果が全て有効に作用するためには偏光制御板の偏光回転素子の大きさがある条件を満たさなければならない。これは、2光束干渉の式から次の様に考えることで予測できる。議論のもととなる2光束干渉の式を再び示しておく。

$$I(\mathbf{r}, \Delta d) = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2) \cdot |\mu_{12}(\Delta d)| \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} + (\phi_1 - \phi_2)] \quad (5-8)$$

(5-8) 式において、第3項が干渉効果をあらわす式である。この項は、偏光のベクトル積、複素コ

ヒーレンス度および干渉縞の空間位相の3つの項に分類できる。この中で、偏光のベクトル積と複素コヒーレンス度はどちらか一方が零になれば完全に干渉を抑制してしまう。複素コヒーレンス度は、発散角によって決まるコヒーレンス領域よりも大きな間隔 d に対しては、ほとんど零に等しくなることから、偏光制御板の偏光回転素子の大きさがコヒーレンス領域よりも大きければ、偏光による干渉の抑制効果は有効に働かなくなるものと考えられる。つまり、偏光制御板の素子の大きさはコヒーレンス領域（＝ビーム口径／発散角）よりも小さくしなければならない。偏光制御板がこの条件を満たすならば、スペックルの統計理論からパターンの標準偏差は30%改善されるものと期待できる。

5-5-2 集光パターンの改善

偏光制御板の効果がコヒーレンス領域によって左右されることが予測されるため、実験では部分コヒーレント光のスペクトル幅を、0.6nmに固定し、発散角を5TDLおよび10TDLと変化させて集光パターンを計測した。図5-12に実験に用いた光学配置を示す。光源には、第4章で述べた波長角度分散効果を持つ自然放出増幅光（ASE）を用いた[8]。ASE光のフロントエンドシステムから得られたビーム

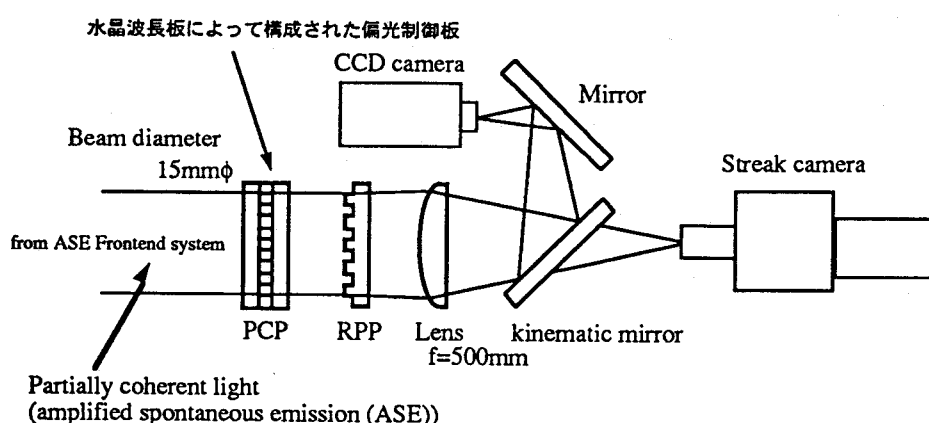


図5-12 偏光制御板に部分コヒーレント光を導入したときの実験配置

を3倍に拡大し、水晶波長板を用いて作成した偏光制御板に入射した。その後、ランダム位相板を通過してきたビームを集光し、パターンをCCDカメラを使って計測した。このとき用いた集光レンズの焦点距離は500mmであった。

集光パターンを図5-13に示す。パターン内に見られる縞構造は波長角度分散が1次元方向にしかパターンを移動させないために生じる。この現象は発散角が小さくなるにつれて顕著に現れるようになる。これら4枚の計測パターンの写真から偏光制御板による改善傾向を見いだすことは困難である。

これらのパターンから強度分布に対する確率密度分布を計算した。図5-14に計算結果を示す。図5-14(a)は発散角が5TDLの場合、(b)は発散角が10TDLの場合である。発散角が5TDLの場合は、偏光制御板を挿入することにより確率密度分布のピークの値が大きくなり、平均値近傍に分布が集中していることがわかる。このときの強度の標準偏差は、ランダム位相板単体では0.0371なのに対して、偏光制御板を挿入すると0.0168と50%以上の改善が見られ、偏光制御板が有効に働いていることがわかる。しかしながら、発散角が10TDLの場合は、確率密度分布の半値幅がほとんど変わらない。また、標準偏差についても0.0196から0.0162と17%程度の改善にとどまっている。これは、前項で述べたように、偏光制御板の素子の大きさがコヒーレンス領域よりも大きいためであると考えられる。この実験で用いられた偏光制御板の素子のサイズは2.0mmである。これに対して発散角が10TDLのときは (4-17)

式からコヒーレンス領域が1.5mmとなり、明かに偏光制御板の素子の方が大きい。したがって、部分コヒーレント光に対して偏光制御板を有効に働かせるためには、少なくとも偏光回転素子の大きさをコヒーレンス領域よりも小さくする必要がある。この条件を満たせば、偏光制御板は照射の不均一性をさらに30%改善するように作用する。

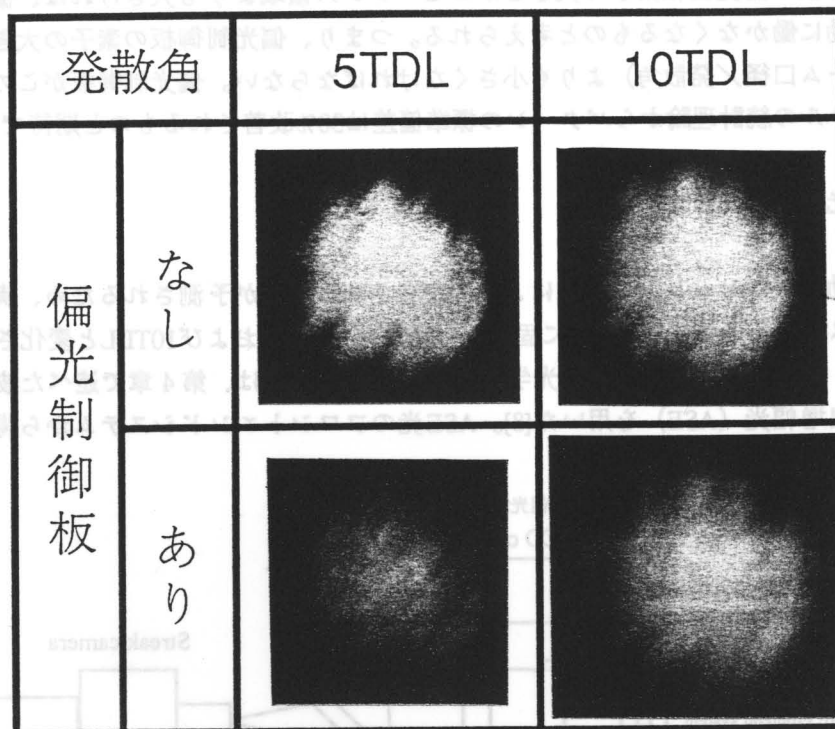


図 5-13 計測した部分コヒーレント光の集光パターン

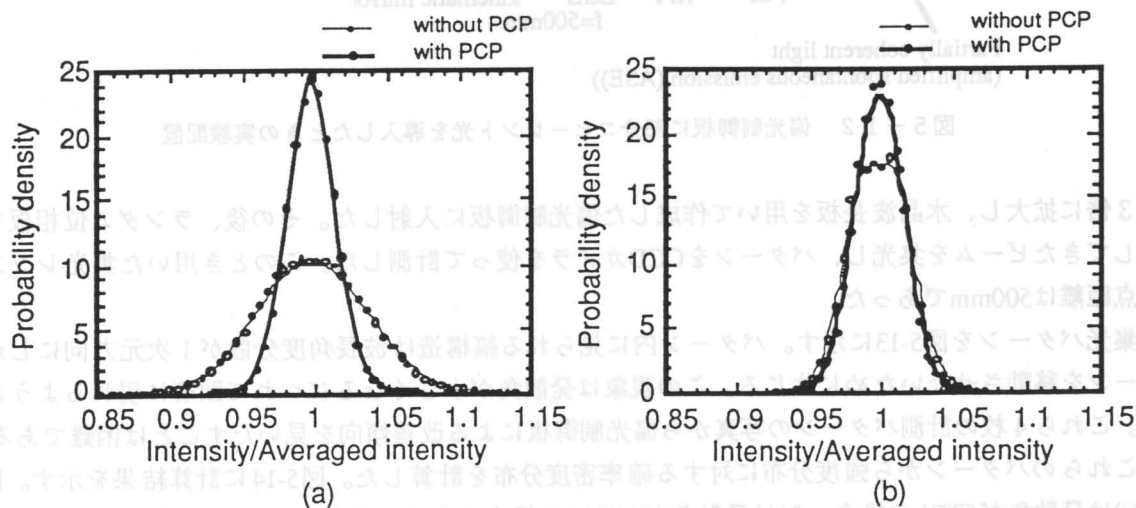


図 5-14 計測した集光パターンから計算した確率密度分布

(a)発散角が5TDLの場合、(b)発散角が10TDLの場合を示す。

5-6 KDP結晶の高調波変換特性を利用した偏光制御

レーザー核融合では、波長が短いレーザー光ほどターゲットとの結合効率が高く、爆縮で問題となる熱電子による先行加熱が小さくなる傾向がある。そのため、核融合用ガラスレーザーシステムでは

非線形光学結晶を用いて2倍もしくは3倍高調波光を発生させ、爆縮実験を行っている。高調波変換に用いられる結晶は入射光の偏光、結晶軸および出射光の偏光方向が一定の法則を備えていることから、この特性を利用することで新たな偏光制御用基板を挿入することなく偏光を制御することが可能である。ここでは、高調波変換での偏光特性を利用した偏光制御法について述べる。また、激光XII号システム用の高調波変換セルを使って口径370mmの大型偏光制御板を構成し、激光XII号に導入して得られた結果について考察する。

5-6-1 高調波変換と偏光制御

結晶中での高調波光は、非線形光学結晶が持つ非線形な誘電的性質により、異なる波長間でエネルギー交換が生じる結果、発生する。非線形光学結晶の性質を利用して高効率な2倍高調波変換を行うためには結晶中のある点で発生した高調波が伝播してきた高調波の位相と同位相になる必要がある。高効率な第2高調波発生条件は基本波の波数を $k(\omega)$ 、高調波の波数を $k(2\omega)$ とすれば次式によって与えられる[9]。

$$k(2\omega) = 2k(\omega) \quad (5-9)$$

これを位相整合条件と呼ぶ。位相整合条件は波数と屈折率との関係から $n(2\omega) = n(\omega)$ と書き直すことができるので、基本波と高調波の屈折率を等しくすればよい。異方性結晶が持つ複屈折を利用すれば位相整合条件を満足させることが可能である。単軸結晶では、異常光線の屈折率は伝播方向と結晶の光学軸とのなす角によって変化することから、位相整合として次の2種類の方法が考えられる。

$$n_e(2\omega) = n_o(\omega) \quad (5-10)$$

$$n_e(2\omega) = \frac{n_e(\omega) + n_o(\omega)}{2} \quad (5-11)$$

ここで、 n_o は常光線の屈折率、 n_e は異常光線の屈折率である。前者をタイプI、後者をタイプIIと呼んでいる。それぞれの場合での入射光、結晶の軸方向および出射光の偏光の関係を図5-15に示す。タイ

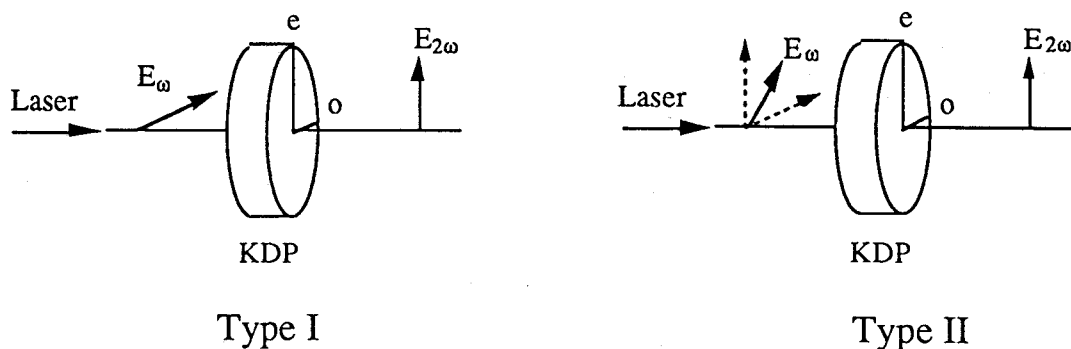


図5-15 入射光の偏光、結晶の光軸及び取捨光の偏光の関係

プIの場合には、入射光は常光線軸（o軸）方向に偏光させて入射し、高調波光は異常光線軸（e軸）方向に偏光して出射してくる。タイプIIでは、入射光の偏光はo軸、e軸に対して45度の角度で入射され、e軸方向に偏光した高調波光が得られる。このことから、高調波光の偏光を局所的に制御するためにはセグメントタイプの高調波変換用セルを用い、各セグメント結晶のe軸が直交するように結晶を配置すればよいと考えられる。（図5-16参照）

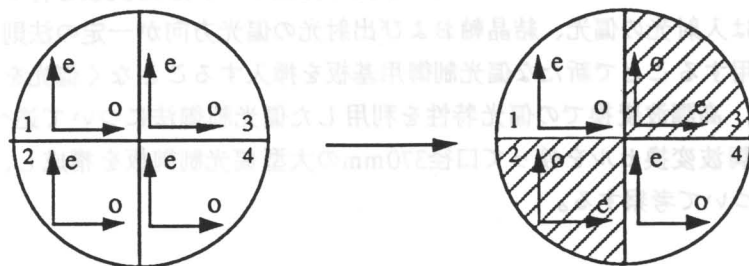


図5-16 偏光制御効果をもたせるための結晶配置

このような方法で単一直線偏光のビームの偏光を局所的に制御するためには、入射光の偏光が o 軸と e 軸に対して対等な関係になければならない。したがって、位相整合としてはタイプIIを用いる必要がある。

5-6-2 偏光制御用KDPセル

激光XII号システムは、大型の結晶が得られるKDP (KH_2PO_4 :二水素リン酸カリウム) 結晶を用いた4分割タイプおよびモノリシックタイプの高調波変換用セルを有している。図5-17に高調波変換セル

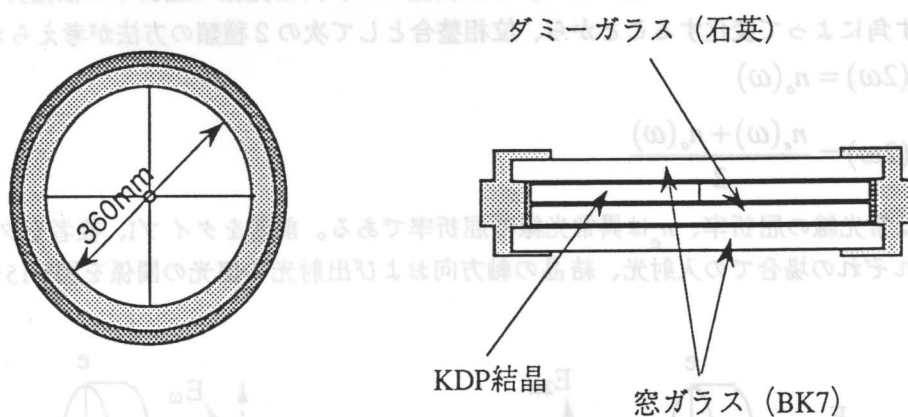
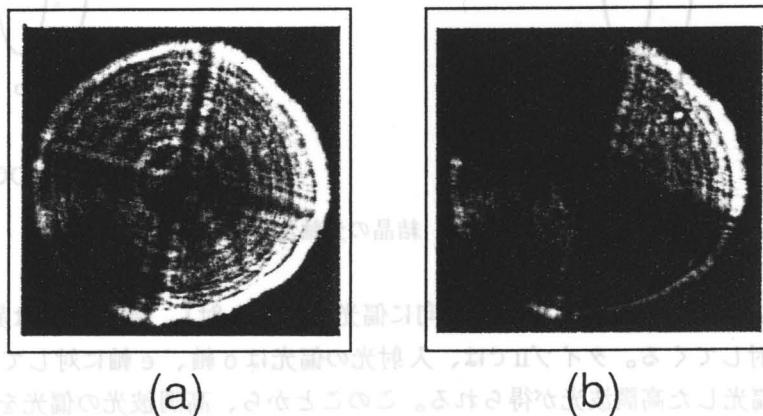


図5-17 高調波変換セルの構成



(a) (b)

図5-18 高調波変換光の偏光特性

(a)両方の偏光成分を撮った場合、(b)1偏光成分のみを撮った場合を示す。

の構成を示す。このような4分割タイプのセルを用い、各結晶を図5-16に示すように配置することで偏光制御板を実現した。図5-18に4分割セルから得られた2倍高調波光の近視野でのパターンを計測した結果を示す。図5-18(a)は両方の偏光を計測した場合、(b)は偏光子を挿入して単一偏光成分のみを計測した場合である。この図から、偏光制御によって高調波光が2種類のビームレットに分割されていることがわかる。

5-6-3 実験結果

高調波光の偏光が直交するように配置した4分割KDPセルを激光XII号システムに導入し、集光パターンを計測した。このときの光学配置を図5-19に示す。KDPセルは激光XII号システムのターゲットチェンバーの所定の位置に置かれた。発生した2倍高調波光はランダム位相板を通過した後、レンズによって集光される。集光パターンは対向ビームのレンズと焦点距離18.6mのレンズで計測系に転送され、CCDカメラで計測される。レンズの集光条件は爆縮実験で使われるパラメーター $d/R=-5$ ($d=1250\mu\text{m}$, $R=250\mu\text{m}$) に設定した。ここで、 d は焦点からターゲット中心までの距離、 R はターゲットの半径である。CCDカメラは 1024×1024 のピクセルを持ち、分解能はカメラレンズの倍率を考慮すると約 $22\mu\text{m}$ である。また、計測光学系から予測される最小のスペックルサイズは $30\mu\text{m}$ であり、分解能としては不足ぎみである。

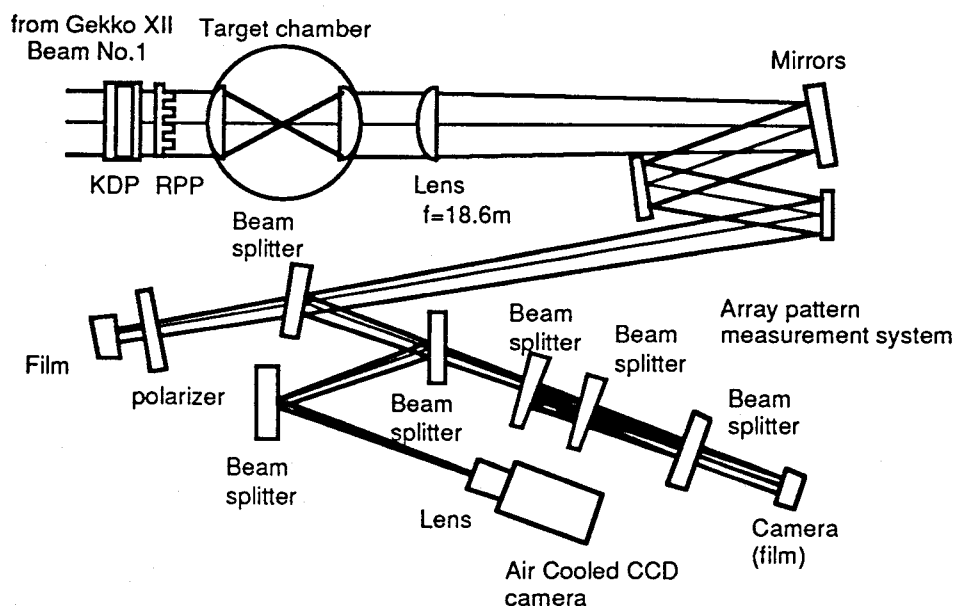


図5-19 KDP結晶を用いた偏光制御実験の光学配置
激光XII号システムのターゲットチェンバーIを利用した。

図5-20に計測した集光パターンとその1次元プロフィールを示す。図5-20(a)はモノリシックタイプのKDPセルを用いた場合であり、(b)は4分割タイプのKDPセルを用いた場合である。縦軸は平均値で規格化した。この図からわかるように、ピーク強度が4分割セルの場合2/3に減少し、プロフィール内の白色部分が増加している。また、強度変動の振幅もモノリシックタイプに比べて小さくなっていることから、スペックルのコントラストが低下しているものと期待できる。

図5-21に計測したパターンから計算した確率密度分布を示す。細線はモノリシックタイプのKDPセルの場合、太線は4分割タイプのKDPセルの場合である。この図からわかるように、0.5以下の低い

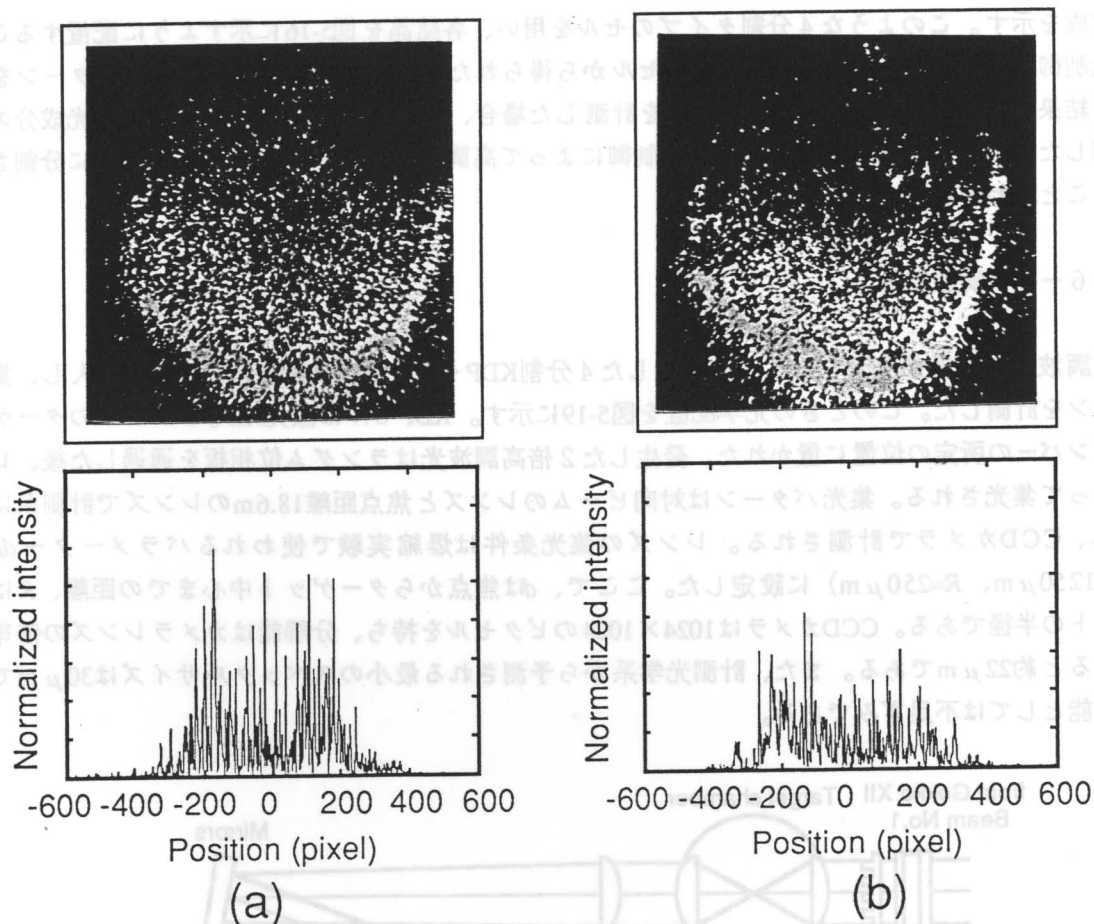


図5-20 計測した集光パターンと1次元プロファイル
 (a)モノリシックタイプのKDP結晶を用いた場合、
 (b)偏光を制御した4分割タイプのKDP結晶を用いた場合を示す。

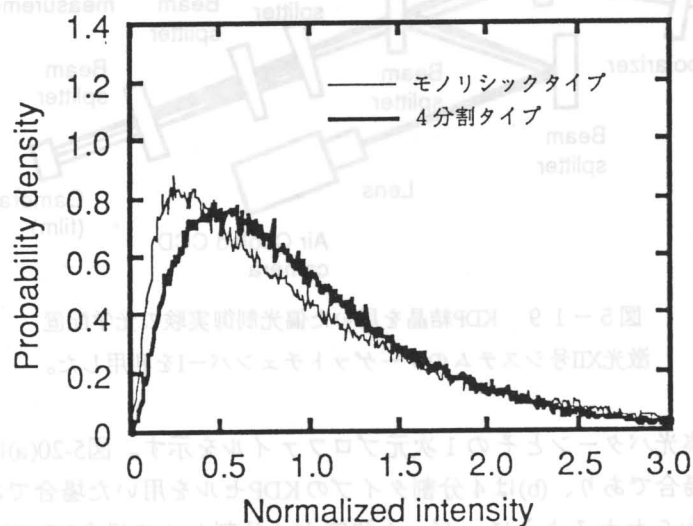


図5-21 計測した集光パターンから計算した確率密度分布

強度に対する確率密度が低下し、確率密度のピークが平均値方向にシフトしている。また、2.0以上の強度に対する確率密度も減少している。したがって、低強度成分と高強度成分の減少によってスペ

ツクルのコントラストが低下したといえる。さらに、計測した集光パターンから強度の標準偏差を求めた。モノリシックタイプのKDPセルの場合、標準偏差は0.88であった。これに対して、4分割KDPセルを用いると0.71となり、約20%の改善が得られていることがわかった。しかしながら、この値はスペックルの統計論から予測される値（30%）に比べて小さい。この原因としては、一つはランダム位相板が持つ集光特性によるものと、もう一つは2つのスペックルパターンの平均強度に差があるためであると考えられる。このことについて次項でさらに詳しく考察する。

5-6-4 改善率低下の要因

4分割KDPセルを用いた偏光制御で改善率が低下した原因としては2つのことが挙げられる。1つはランダム位相板の集光特性であり、もう一つは平均強度の差である。第3章で述べたように、ランダム位相板の各セグメントビームは集光条件 $dR=5$ の位置では完全に一点で重ならない。つまり、4分割タイプのKDPセルではビームの1/4の連続部分が一つの偏光となるために、集光条件が $dR=5$ の位置では2種類の偏光成分のビームレットを完全に混ぜることができず偏光制御の効果が現れないものと考えられる。ランダム位相板の集光特性と偏光制御板の分割数の不足が原因となる改善率の低下は、計算機シミュレーションの結果、15%程度であるということわかった。この問題については、偏光制御板の分割数を増やすか、もしくは $dR=0$ の位置で照射することを検討することで解決できる。改善率が低下するもう一つの原因は、2群のスペックルパターンの強度差である。いま、2群のスペックルの平均強度の比を $m:n$ ($m>n$) とすると、この2枚のパターンを重ねたときに得られる強度分布の確率密度分布は次式によって与えられる。

$$p(I) = \frac{m+n}{m-n} \frac{1}{\langle I \rangle} \left[\exp\left(-\frac{m+n}{m} \frac{I}{\langle I \rangle}\right) - \exp\left(-\frac{m+n}{n} \frac{I}{\langle I \rangle}\right) \right] \quad (5-12)$$

(5-12) 式から強度の標準偏差を計算すると

$$S = \sqrt{\frac{(m^2 + n^2)}{(m+n)^2}} \quad (5-13)$$

となる。(5-13) 式から、2群のスペックルの平均強度の差が大きくなるにつれて標準偏差が $1/\sqrt{2}$ よりも大きくなっていくことがわかる。

今回の実験では、図5-18(a)に見られるように、激光XII号システムの最終スペーシャルフィルターの入射レンズのレーザー損傷のためにビームの一部が損失していた。この損失部分の大きさは1セグメントの2/3にまで達していることから、2つの偏光成分の強度比は3:2程度あったものと考えられる。この比率から、約7%の改善率の低下が生じると見積もることができる。また、ビームの欠損は平均強度に差を与えるだけでなく、前述した偏光の不完全な混合についても影響を及ぼす。今回の実験では、これらの原因によってスペックルの改善率が理論値から30%低下したものと考えられる。

以上のことから、高調波変換特性を利用して偏光を制御する場合、改善率の低下を防ぐために、ビーム分割数を偏光を十分に混合できるような数（30以上）に設定し、各セグメントの変換効率を一致させる必要があるといえる。

5-7 ネマティック液晶を用いた偏光制御

これまで述べてきたように、偏光制御板を有効に働かせるためには、ビームの分割数をできるだけ

多くの方が望ましい。特に部分コヒーレント光と組み合わせることを考えた場合、偏光制御板のセグメントサイズは、ランダム位相板と同程度にしなければならない。水晶波長板やKDP結晶を用いる方法では分割数を増やすことは、製作法から考えれば非常に困難であるといえる。微小な水晶波長板やKDP結晶を10000個以上並べることは原理的には可能であろうが、実行することは考えがたい。そこで、新たな偏光制御板としてネマティック液晶を用いる方法を検討した。ここでは、ネマティック液晶を用いて偏光制御板を製作する方法について述べ、実際に製作した液晶偏光制御板を使って行った実験について考察する。

5-7-1 ネマティック液晶と偏光制御

液晶偏光制御板について述べる前に、まずネマティック液晶について簡単に説明する。一般的に、物質は温度を上げることで固体、液体、気体という3つの状態をとる。ある種の物質では結晶が溶けて液体になる前に固体とも液体とも異なる中間の状態を示す場合がある。つまり、液体のように流動的でありながら、結晶のような光学的異方性を持っている状態を示す。このような状態を液晶と呼んでいる。液晶は、その分子の配列の違いによって、大部分がスメクティック液晶、ネマティック液晶およびコレステリック液晶の3種類に分類される[10]。偏光制御板にはネマティック液晶を用いた。

液晶の分子は、一方向に長い棒状の構造をしているが、そのために光学的異方性を示すような状態を作ることができる。ネマティック液晶は棒状の分子が図5-22に示すように平行に配列しているが、個々の分子は長軸方向に比較的容易に移動できるため、各分子の重心は同一平面内に存在していない。

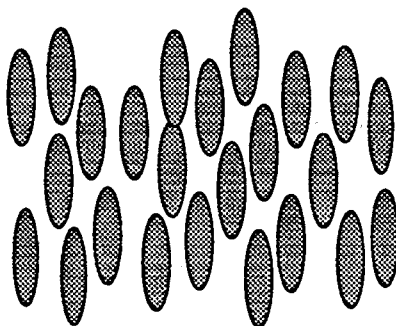


図5-22 ネマティック液晶の分子配置

そのため、ネマティック液晶は他の液晶に比べて流動性に富み、分子の長軸が一方向に並ぶため、光学的に一軸性の異方性を持っている。

液晶のもう一つの重要な特性として誘電率異方性が挙げられる。液晶は誘電率異方性のために、分子の長軸が電界方向に向くという性質を示す。つまり、印加電界の強さによって光学的性質が変化することになり、透明電極および偏光子と組み合わせることにより、空間的に明暗をつけることができる。この性質は液晶表示素子に応用されている。実際には次の項で述べるツイストネマティック液晶を、液晶セルのガラス基板にコーティングした透明電極で制御することにより、透過光の偏光状態を空間的に制御し表示素子を形成している。

偏光制御はこのような市販の液晶表示素子を用いれば可能であるが、核融合用のシステムとしては不適当であるといえる。なぜなら、このような表示素子は透明電極に電圧を供給するための格子状のリードラインによって光を遮るために透過光のパターンに格子状の模様がついてしまう。また、高強度のレーザー光を入射することから透明電極がレーザー光により破壊される恐れがある。核融合用レ

ーザーシステムでの偏光制御板としてはこれらの理由から透明電極を使わずに偏光を制御するような方法が必要となる。

5-7-2 ツイストネマティックセルの旋光性[11]

液晶はそのままでは液体のように流れてしまうため、普通は2枚のガラス基板の間に数 μm の隙間をつくり、その中に流し込まれる。このとき、液晶分子はガラス基板表面の状態によって配向することが知られている。無処理のガラス基板では液晶分子の配向状態が無秩序であるために、液晶が持つ性質を利用することができない。液晶素子用ガラス基板表面にはしばしばある種の配向処理が施される。特にネマティック液晶においては流動性が高いため、ガラス基板表面の状態を制御することで配向を制御することができる。

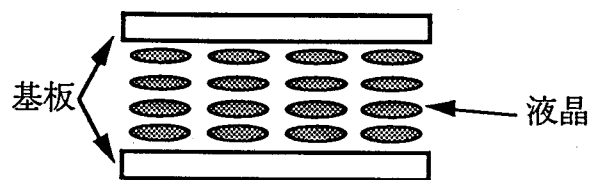


図5-23 ネマティック液晶ホモジニアス配向

分子が一方方向に並び、単結晶を形成することで光学的異方性を示すようになる。

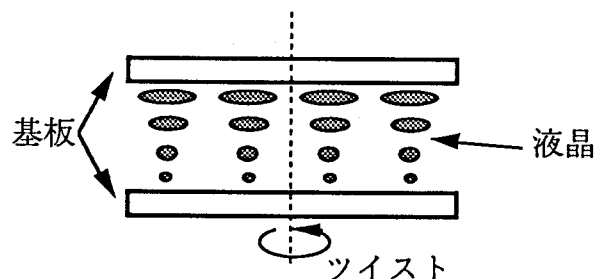


図5-24 ネマティック液晶のツイスト構造

光の偏光方向は分子の螺旋に沿って回転する。

ネマティック液晶で光学的異方性を引き出すためには、分子の長軸を基板と平行な方向に配向させる必要がある。その方法としては、ガラス基板表面に配向膜と呼ばれる非常に薄い均一な膜（実験室レベルではポリビニルアルコール：PVAがよく使われる）を基板表面に作成し、この膜を布等で一方方向にラビング（こすること）することで配向させる方法がある。このように一方方向にラビングした2枚の基板をラビング方向が平行になるように組み合わせることで、図5-23に示すように、全ての液晶分子が基板に平行に配向した単結晶状態を実現することができる（ホモジニアス配向）。このようなネマティック液晶セルは、基板に垂直な方向に光学軸を持つ単軸性結晶として振舞う。

2枚の基板をラビング方向が直交するように組み合わせてやると、ネマティック液晶の分子は図5-24に示すように基板に対して平行に配列しながら長軸方向を90度回転させるツイスト構造をとることが知られている。このような状態をツイストネマティック（TN）と呼んでいる。TNモードの液晶中を伝播する光は、偏光方向が螺旋に沿って回転し、TN素子は旋光性を示す。TN液晶での旋光能は液晶の複屈折率とセルの厚みによって決定される。

TN液晶セルを2枚の偏光子の間に挿入したとき、透過率 T は次式によって与えられる[12]。

$$T = \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{1+u^2}\right) / (1+u^2) \quad (5-14)$$

ただし、 u は複屈折率とセルの厚みの関数で、

$$u = 2\Delta d \Delta n / \lambda \quad (5-15)$$

となる。図5-25に(5-14)式の計算結果を示しておく。 $\Delta d \Delta n > 2\lambda$ となればTN液晶が旋光性を示すことがわかる。液晶偏光制御板ではこの旋光性を利用して偏光を制御することを考えた。

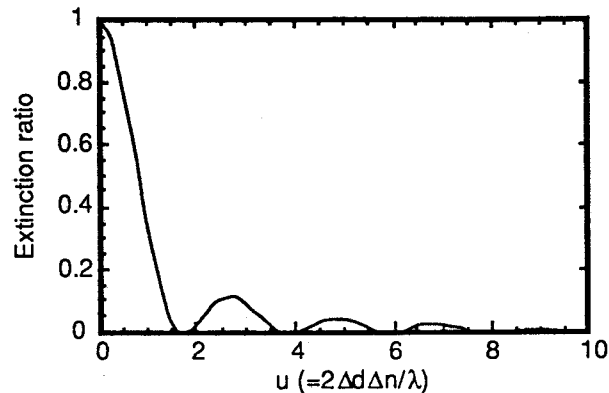


図5-25 ツイストネマティック液晶の旋光効果

5-7-3 液晶偏光制御板の製作

透明電極を使わずに偏光を空間的に制御するには、ホモジニアス配向状態とTN配向状態を空間的に分布させることで可能である。これは、液晶の配向状態が基板表面のラビングによって決まることから、ラビングの方向を空間的に変えてやればよいということを意味する。したがって、図5-26に示すようなラビングを施した基板を使ってセルを構成することを考える。図5-26において上下基板のラビングの関係が平行になるところではホモジニアス配向、垂直になるところではTN配向状態になる。ただし、ホモジニアス配向部分では複屈折結晶として作用するので、この部分に対して複屈折を感じないような偏光で光を入射する必要がある。

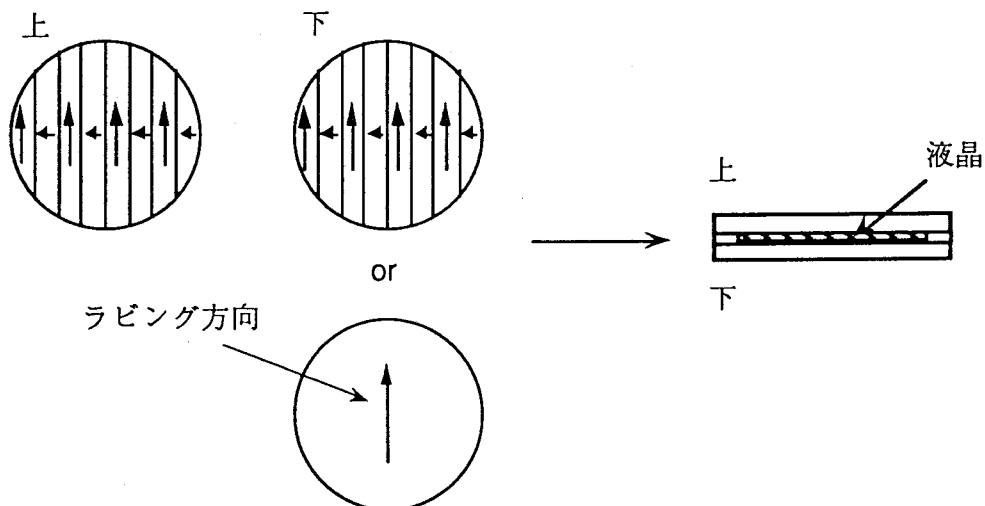


図5-26 偏光制御のためのラビング方向の制御

液晶偏光制御板は、次の12段階で製作される。

- (1) ガラス基板洗浄
- (2) 配向膜の塗布
- (3) 配向膜のホットプレートによるベーキング
- (4) ラビング
- (5) ラビング制御のためのマスキング
- (6) 配向膜の再塗布
- (7) ベーキング
- (8) 角度を変えてラビング
- (9) 基板の洗浄
- (10) セルの組み立て
- (11) 液晶の注入
- (12) 液晶の封止

まず、ガラス基板を温度80℃、1規定のKOH水溶液中に入れ、洗浄する。洗浄した基板に、PVAの2%水溶液をスピンコーターを使って均一に塗布する。次に、PVAの水分を取り除き、基板に密着させるためにホットプレート上に基板を置き、120℃で30分間ベーキングする[13]。ベーキングした後、ラビングマシンを使って一様にラビングする。次に、ラビングを空間的に変えるために、ラビングし

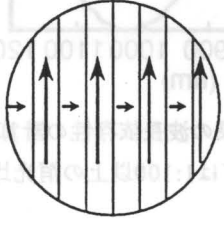
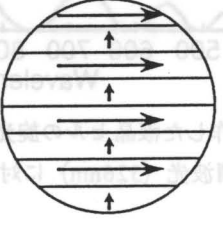
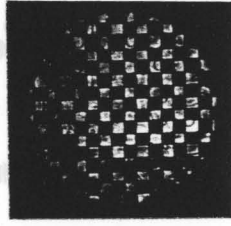
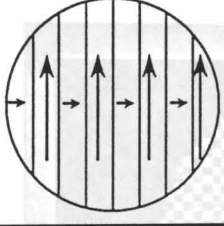
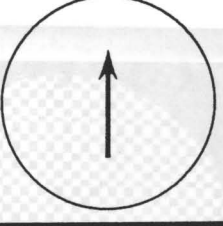
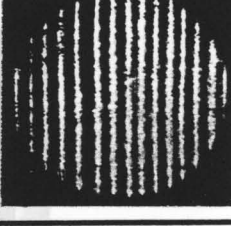
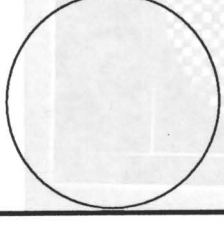
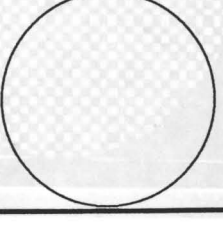
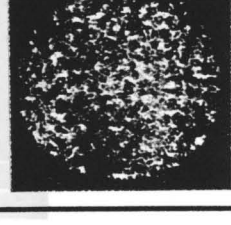
	ラビング方向		1 偏光の透過パターン
	上	下	
(a)			
(b)			
(c)			

図5-27 ネマティック液晶を用いて製作した偏光制御板の1偏光透過パターン

(a)チェックパターン、(b)ストライプパターン及び(c)ランダムパターンを示す。

た基板にマスクをかけ、再度PVAをスピンコーターを使って塗布する。これによってマスクングされていない面はラビングされていない状態に戻る。この基板をマスクをかけたままホットプレートを使ってベーキングし、再度ラビングマシンを使ってラビングする。このときラビングの方向を、前回と90度変えておく。次にマスクをはがして洗浄した後、2枚の基板を組み合せてセルを構成し、隙間に液晶を注入する。最後にシリコン系の接着材を使って封止する。偏光制御の状態はラビング方向と基板の組み合わせによって決定される。

図5-27に実際に製作した3種類の偏光制御板のラビング方向と基板の組み合わせおよび偏光制御板と偏光子を通過させたレーザー光のパターンを示す。偏光制御板のセグメントの大きさは約2mmである。注入した液晶はメルク社製のZLI-4119であり、複屈折率($\Delta n = n_o - n_e$)は0.0603(波長0.589 μm)である[14]。また、セルの隙間調整のために厚さ50 μm のカプトン薄膜を使っている。

図5-27(a)はチェックタイプの偏光制御板で、縞状にラビング方向を制御した基板を、縞が垂直になるように配置している。(b)はストライプタイプの偏光制御板で、一枚の基板のみ縞状にラビング方向を制御したものである。(c)はランダムタイプで、基板に対して配向処理を行っていない状態である。

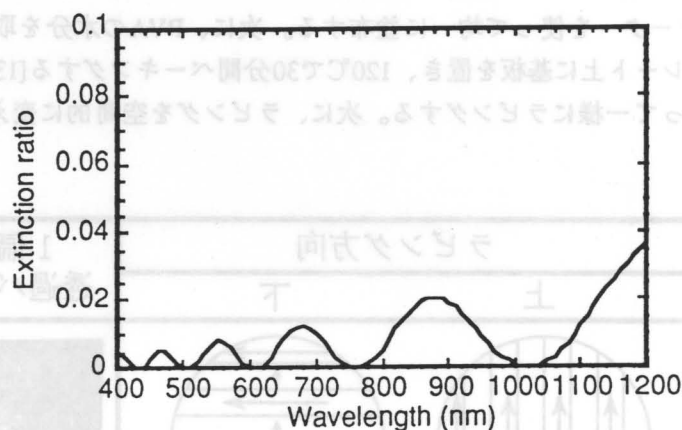


図5-28 製作した液晶セルの旋光効果の波長依存性の計算結果
ガラスレーザーの2倍高調波光(526nm)に対しては1:100以上の消光比が得られる。

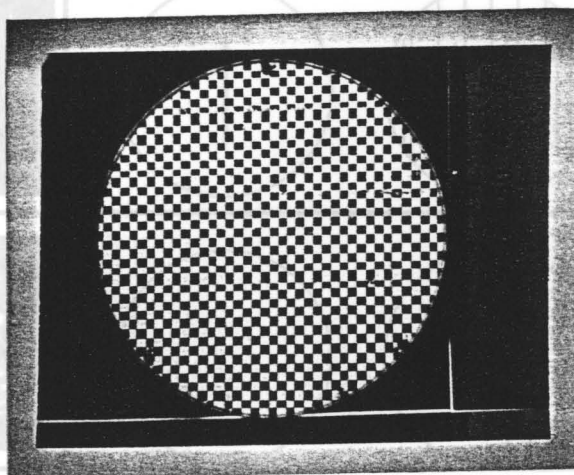


図5-29 80mm級液晶偏光制御板
セグメント数は1200個に達する。

参考として、このときのTN液晶の旋光能について(5-14)および(5-15)式から計算した結果を図5-28に示しておく。計算では屈折率の波長分散を無視している。図5-27に示すように、液晶を用いることで比較的容易に偏光制御板を製作することが可能である。現在製作可能な最大の偏光制御板を図5-29に示す。口径は80mm、セグメントサイズは2mmであり、約1200個のセグメントを有していることになる。

5-7-4 液晶のレーザー耐力

核融合用レーザーシステムに導入する場合、レーザーによる損傷が問題になる。そのため、液晶偏光制御板のレーザー耐力を調べた。まず、基板自体の損傷について述べる。基板自体の損傷で問題となるのは、液晶を配向させるためにコーティングする配向膜のレーザー耐力である。PVAを使った配向膜に対して、膜の厚みを変えたときのレーザー損傷しきい値の計測結果を図5-30に示す。レーザー光の波長は $1.053\mu\text{m}$ 、パルス幅1.0nsである。レーザー損傷しきい値は膜が厚くなるにつれて低くなる。実際に用いる配向膜の厚みは100nm程度であるので、 $10\text{J}/\text{cm}^2$ 以上のレーザー損傷しきい値を得ることが可能である。

実際に製作した偏光制御板におけるレーザー損傷しきい値を計測した。レーザー光の波長は激光XII号システムでのターゲット照射と同じ $0.53\mu\text{m}$ に設定した。また、パルス幅は0.9nsであった。液晶の損傷は、 $5\text{J}/\text{cm}^2$ 付近では泡が発生し、その後損傷が消失するという現象が生じ、 $11\text{J}/\text{cm}^2$ で完全な損傷が観測された。したがって、液晶偏光制御板のレーザー損傷しきい値は $11\text{J}/\text{cm}^2$ 程度あるものと考えられる。このことから、核融合用レーザーシステムへの液晶偏光制御板の導入は充分可能であることが明かとなった。

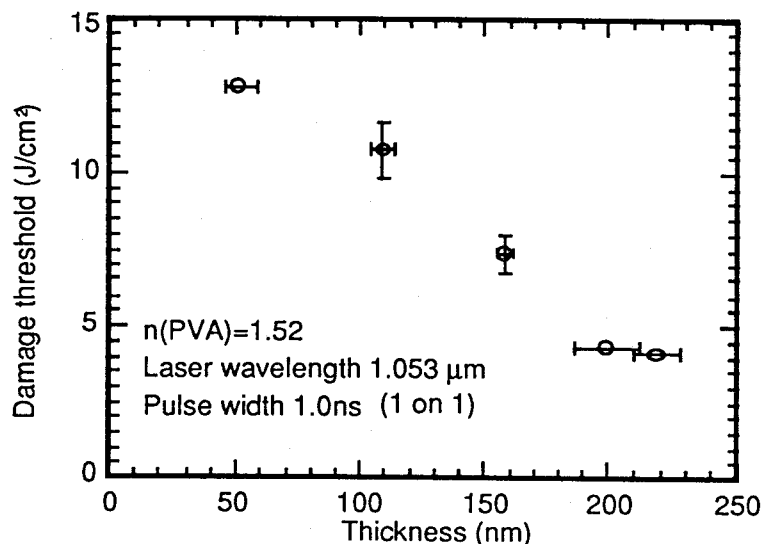


図5-30 配向膜（ポリビニルアルコール）のレーザー損傷しきい値

5-7-5 液晶偏光制御板を用いた実験

液晶偏光制御板の効果を確認するためにランダム位相板のセグメントサイズを変えた2種類の実験を行った。ここでは、これらの実験によって得られた結果について考察する。

まずセグメントサイズ $100\mu\text{m}$ のランダム位相板を用いた実験について述べる。図5-31に実験に用い

た光学配置を示す。光源には強制モード同期Nd:YAGレーザー（波長 $1.052\mu\text{m}$ ）を用いた。出射されるレーザー光はガウス型の空間波形をしているので、適当な口径に拡大した後、開口 $8\text{mm}\phi$ のハードアパチャによって中心部を切り出す。切り出されたレーザー光は4倍に拡大され、偏光制御板まで転送される。その後、偏光制御板とランダム位相板を通過させ、焦点距離 1000mm のレンズで集光したパターンをCCDカメラで計測した。偏光制御板には図5-27に示したランダムタイプとストライプタイプを用いた。

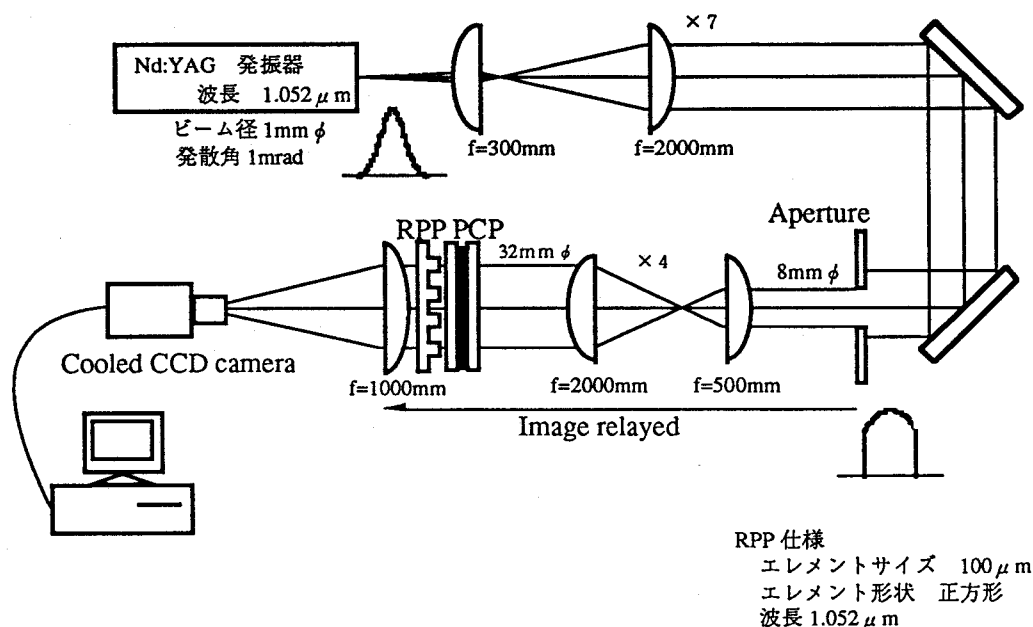


図5-31 液晶偏光制御板の実験配置

図5-32に計測された集光パターンとその一次元プロフィールを示す。図5-32(a)はランダム位相板単体の場合、(b)はランダムタイプの偏光制御板を挿入した場合、(c)はストライプタイプの偏光制御板を挿入した場合である。ランダム位相板単体のときに比べて、偏光制御板を挿入することでピーク強度の大幅な低下が見られる。

図5-33にこれらのパターンから計算した確率密度分布を示す。細線がランダム位相板単体の場合、破線がランダムタイプの偏光制御板、太線がストライプタイプの偏光制御板を挿入した場合である。偏光制御板を挿入することで低強度および高強度成分が減少し、確率密度のピークが平均値方向に移動していることがわかる。これは、スペックルのコントラストが低下したことを示している。標準偏差を計算したところ、ランダム位相板単体の場合は0.57であったのに対して、偏光制御板を挿入することで0.4程度になり、約30%の改善が得られることがわかった。

興味深いことはストライプタイプの偏光制御板とランダムタイプの偏光制御板との間に改善傾向の差がほとんどないことである。この結果はラビングによる偏光制御を行う必要がないことを意味している。実際にはランダムタイプでは球ターゲットの均一照射を行うことには適していない。偏光制御板においても、ランダム位相板と同様に、波面分割によってビームをセグメント化する。第3章で述べたようなランダム位相板の集光特性を利用するには、偏光制御板のセグメントサイズがランダム位相板のセグメントサイズよりも大きくなければならない。ランダムタイプの偏光制御板はスペックルコントラストの抑制には非常に有効な手段であるが、球ターゲット照射には適していない。このことは次に述べる実験結果からも明かである。

集光パターン

一次元プロファイル

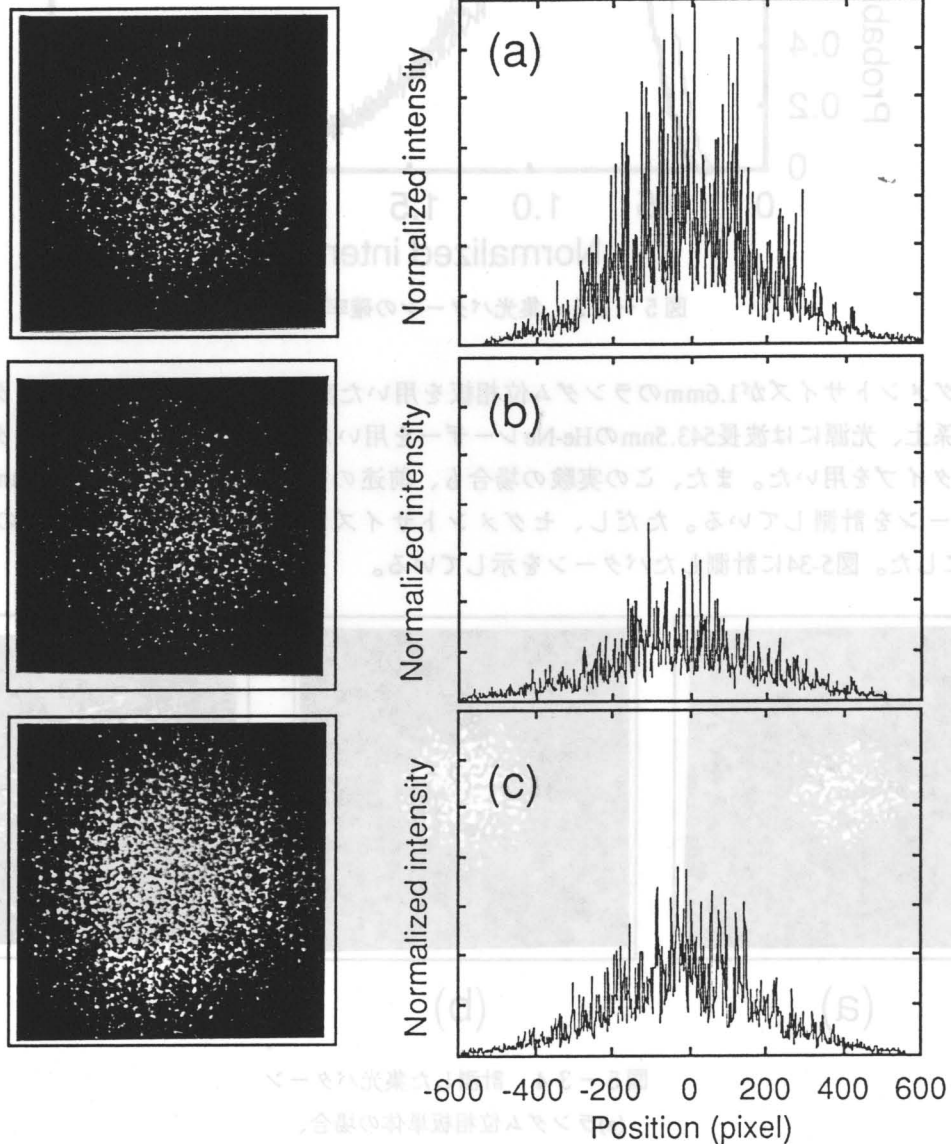


図5-32 計測した集光パターン

(a) ランダム位相板単体の場合、
 (b) ストライプタイプの偏光制御板を挿入した場合、
 (c) ランダムタイプの偏光制御板を挿入した場合を示す。

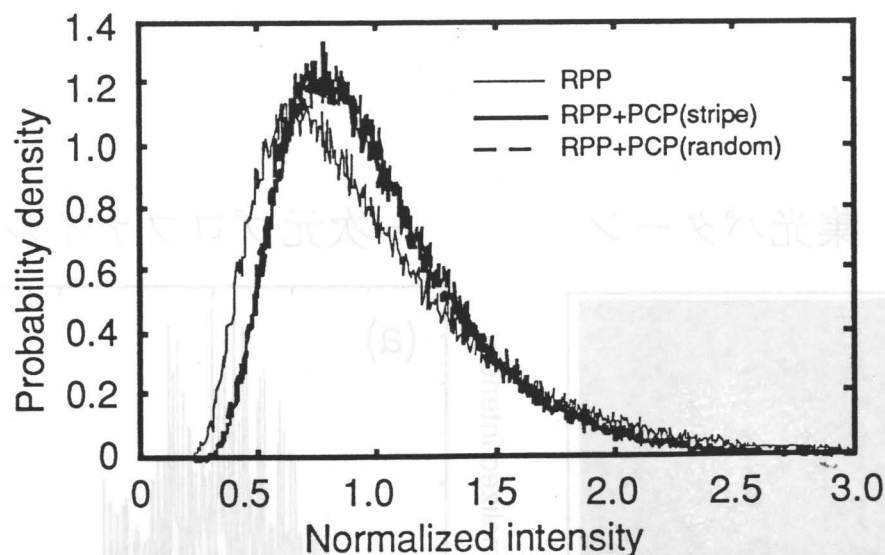


図5-33 集光パターンの確率密度分布

次にセグメントサイズが1.6mmのランダム位相板を用いた実験について述べる。ランダム位相板の仕様の関係上、光源には波長543.5nmのHe-Neレーザーを用いた。偏光制御板には、ランダムタイプとチェックタイプを用いた。また、この実験の場合も、前述の実験と同様にビームを32mmに拡大し、集光パターンを計測している。ただし、セグメントサイズが大きいので集光レンズの焦点距離を2500mmにした。図5-34に計測したパターンを示している。

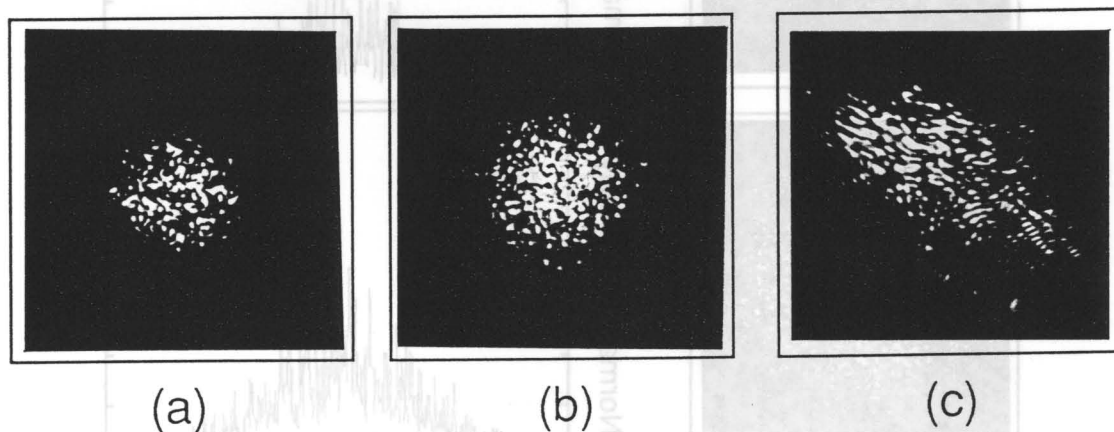


図5-34 計測した集光パターン

- (a)ランダム位相板単体の場合、
 (b)チェックタイプの偏光制御板を挿入した場合、
 (c)ランダムタイプの偏光制御板を挿入した場合を示す。

図5-34(a)はランダム位相板単体の場合であり、(b)はチェックタイプの偏光制御板を挿入した場合、(c)はランダムタイプの偏光制御板を挿入した場合である。前述したように、ランダムタイプの場合には、ランダム位相板のセグメントサイズよりも偏光制御によるビーム分割が小さいために、パターンが十分に集光できないことがわかる。このことから、ランダムタイプは球ターゲット照射に適していないことがわかる。これに対して、チェックタイプの偏光制御板を挿入した場合はランダム位相板単体の場合と比較してスペックルが埋まっていることがわかる。

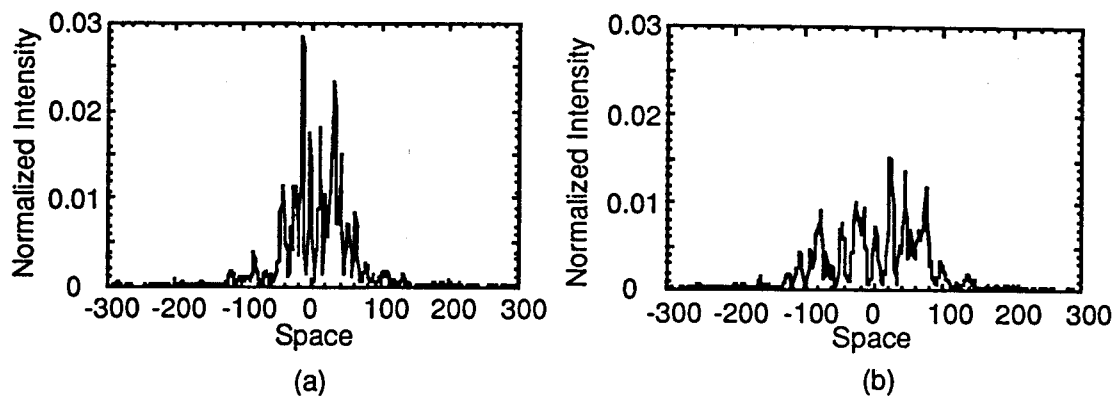


図5-35 計測した集光パターンの1次元プロファイル

(a)ランダム位相板単体の場合、

(b)チェックタイプの偏光制御板を挿入した場合

図5-35は一次元プロファイルをプロットしたものであるが、これからわかるように、偏光制御によってピーク強度の大幅な減少が見られる。図5-36に計測したパターンから計算した確率密度分布を示す。細線がランダム位相板単体の場合、太線が偏光制御板を挿入した場合である。偏光制御板を挿入することで、零強度付近の低い強度成分と高い強度成分が減少している。また、強度分布の標準偏差は、ランダム位相板単体の場合は0.98であるのに対して、偏光制御板を挿入すると0.71となり、約30%改善されている。以上の結果から、液晶を用いた偏光制御板はスペックルの平滑化に非常に有効な方法であると考えられる。

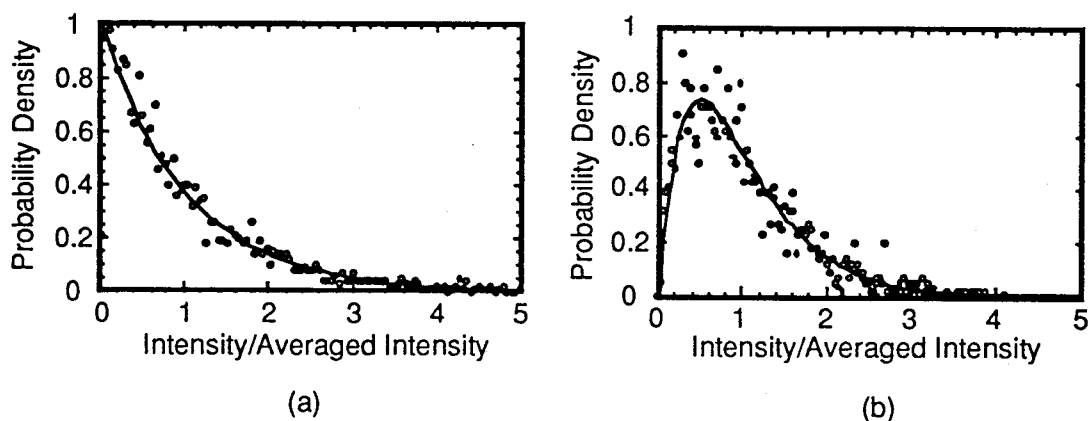


図5-36 計測したパターンから計算した確率密度分布

実線は理論曲線であり、○が実験から得られた計算値である。

(a)ランダム位相板単体の場合であり、実線は負指数分布 ($N=1$) である。

(b)チェックタイプの偏光制御板を挿入した場合であり、実線は $N=2$ の場合である。

5-8 まとめ

偏光を用いて照射均一性を改善するために、偏光制御板を開発した。偏光を用いる方法では、部分コヒーレント光のように、スペックルを平滑化するために時間を必要とせず、瞬時スペックルを平滑化することができる。シミュレーションコードによる計算結果から、照射不均一性を30%改善できる

ことがわかった。

実際に水晶波長板を用いて偏光制御板を製作し、実験的にパターン強度分布の標準偏差が30%改善されることを示した。また、高調波変換での偏光特性を利用して偏光を制御する方法を考案し、大型のKDP結晶を用いて320mmφのビームの偏光を制御することに成功した。その結果、激光XII号システムのレーザービームにおいて、標準偏差を20%改善した。

偏光制御板の多セグメント化の要求から、液晶を使って偏光制御板を製作することを考えた。ラビング方向を局所的に制御することで液晶偏光制御板を製作する方法を確立し、液晶偏光制御板によってスペックルの平滑化が可能であることを実験により示した。液晶偏光制御板の大型化を試み、口径80mmφ、セグメントサイズ2mm、分割数1200の偏光制御板を実現した。

液晶偏光制御板のレーザー損傷しきい値を計測し、波長527nm、パルス幅0.9nsに対して11J/cm²と高いしきい値が得られた。

偏光制御板と部分コヒーレント光を組み合わせたときの改善特性を実験により考察した。その結果、偏光制御板が部分コヒーレント光によって得られる改善値をさらに30%低下させることが明らかとなった。

参考文献 (第 5 章)

- [1] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler, R. S. Craxton, S. Letzring and J. M. Soures, *J. Appl. Phys.*, 66 (1989) 3456.
- [2] D. Veron, H. Ayrat, C. Guedard, D. Husson, J. Laurion, O. Martin, B. Meyer, M. Rostaing and C. Sauteret, *Opt. Commun.*, 65 (1988) 42.
- [3] R. H. Lehmberg and S. P. Obenschain, *Opt. Commun.*, 46 (1983) 27.
- [4] H. Nakano, T. Kanabe, K. Yagi, K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka and S. Nakai, *Opt. Commun.*, 78 (1990) 123.
- [5] K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, H. Nakano, T. Kanabe, T. Jitsuno and S. Nakai, *Opt. Commun.*, 91 (1992) 9.
- [6] A. E. Ennos, *Progress in optics XVI*, (North-Holland Amsterdam 1978) p238.
- [7] T. Asakura, *Speckle Metrology*, edited by R. K. Erf, Academic Press, New York, (1978) p11-49.
- [8] H. Nakano, K. Tsubakimoto, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, T. Kanabe, H. Azechi, T. Jitsuno and S. Nakai, *J. Appl. Phys.*, 73 (1993) 2122.
- [9] A. Yariv 著、多田邦雄、神谷武志共訳、「光エレクトロニクスの基礎」原書 3 版 丸善 1988年 第 8 章
- [10] 松本正一、角田市良共著、「液晶の基礎と応用」工業調査会、1991年、第 1 章
- [11] 岡野光治、小林駿介共編、「液晶－応用編－」培風館、1985年、第 1 章
- [12] C. H. Gooch and H. A. Tarry, *Appl. Phys.*, 8 (1975) 1575.
- [13] S. D. Jacobs, K. A. Cerqua, K. L. Marshall, A. Schmid, M. J. Guardalben and K. J. Skerrett, *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 (1988) 1962.
- [14] Merck Japapan Co. Ltd., *Merck Liquid Crystals* 1990.

第6章 結論

直接照射型レーザー核融合において、ターゲットの球対称爆縮を効率よく行うためには、レーザー照射に対して高い均一性が要求される。高い均一性を達成するためには、球ターゲット照射パターンの強度分布を2つの項目に分けて制御しなければならない。中でも、集光ビームパターンの包絡線制御は必要不可欠であるといえる。本研究では、ランダム位相板の集光特性を利用することで、集光パターンの包絡線形状を最適化し、さらにランダム位相板を用いた照射で問題となる干渉スペckルの除去を部分コヒーレント光並びに偏光制御によって行った。

以下に各章で得られた結果についてまとめる。

第2章 直接照射型レーザー核融合における均一照射

- (1) 計算機シミュレーションにより激光XII号システムの照射不均一性を評価し、レーザー光の場合で26%、ランダム位相板を用いた場合で25%程度の不均一性であることを示し、ランダム位相板を利用することで、低次モード成分が数%レベルに低下していることを示した。
- (2) 多ビーム照射系において、ビーム間のパワーインバランスを評価し、均一照射を行うためにはパワーインバランスを低く抑える必要があることを示した。

第3章 球ターゲット均一照射のためのランダム位相板の最適化

- (1) ランダム位相板の新たな集光特性として包絡線形状の制御性を見い出した。
- (2) ランダム位相板による包絡線制御を用いて、現在の激光XII号ガラスレーザーに対するランダム位相板の最適条件を求めた。
 1. 遠視野領域で照射する場合は、セグメントサイズ1.6mmで、不均一性2%が達成できる。
 2. 包絡線制御を行った場合は、セグメントサイズ2.4mm、集光条件 $d/R=5$ で、不均一性0.5%が達成可能である。

第4章 部分コヒーレント光による照射均一性の向上

- (1) 波長分散自然放出増幅光を用い、激光XII号での最終集光パターンを計測した。
- (2) 計測パターンから球ターゲット照射不均一性を評価し、部分コヒーレント光による球ターゲット照射不均一性の改善特性を実験的に明かにした。
- (3) 部分コヒーレント光によって照射不均一性3.8%が達成されていることを示した。
- (4) 部分コヒーレント光による照射不均一性改善特性を理論的に解析し、実験結果をよく説明する理論を確立した。この理論解析から、フロントエンドシステムでの発散角制限を波長分散光学系で実施することにより、照射不均一性をさらに改善できることを示した。

第5章 偏光制御板による照射均一性の向上

- (1) 偏光を利用して干渉スペckルを改善する方法として偏光制御板を開発した。
- (2) 計算機シミュレーションにより偏光制御板の有用性を示し、照射不均一性が30%改善されることを明かにした。
- (3) 水晶波長板を使って実際に偏光制御板を製作し、ビームの強度分布の標準偏差が30%改善されることを確認した。
- (4) 大型のKDP結晶を用いて320mm ϕ のビームの偏光を局所制御することに成功した。

(5) 液晶を使って偏光制御板を製作する方法を確立した。

液晶偏光制御板のレーザー損傷しきい値は、波長527nm、パルス幅0.9nsに対して $11\text{J}/\text{cm}^2$ であり、十分にレーザーシステムに導入できることを示した。

(6) 部分コヒーレント光を偏光制御板に入射したときの特性を実験により明かにした。偏光制御板は部分コヒーレント光による改善値をさらに30%改善する。

偏光制御板が効果を発揮するためには、部分コヒーレント光がもつコヒーレンス領域の大きさが偏光制御板のセグメントサイズよりも大きくなければならない。

以上の結果は、レーザー核融合における球ターゲット照射技術の向上に大きく寄与するものと考えられる。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜った中塚正大教授に深厚なる謝意を表します。

研究の端緒を開いて戴いた中井貞雄教授、論文作成にあたり御教示戴きました井澤靖和教授、西原功修教授に深甚な謝意を表します。

あわせて、大学院在学中御指導、御教示戴きました山中龍彦教授、加藤義章教授、三間罔興教授、西川雅弘教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、青木亮三教授、佐々木孝友教授、故渡辺健二名誉教授、横山昌弘名誉教授に謝意を表します。

本研究を通じて一貫して御指導、御助言を戴いた宮永憲明助教授、實野孝久講師、金辺 忠助手に心から謝意を表します。

さらに御指導戴いた山中正宣助教授、疇地 宏助教授、田中和夫助教授、北川米喜助教授、西村博明助教授、藤田尚徳助教授、中島信昭助教授、乗松孝好助教授、高部英明助教授、吉田國雄元助教授（現大阪工業大学助教授）、阪部周二講師、宮本修治助手、大道博行助手、白神宏之助手、中井光男助手、村上匡旦助手に謝意を表します。

レーザー核融合研究センターの研究生活で熱心な討論、激励を戴いた北村寿男教務員、吉田英次技官、漆原新治技官、森尾 登技官、川崎鉄次技官、川上加奈技術員、坂本高保氏、浅原浩雄氏、鈴木和浩氏、小島 敦氏、波多野潤一氏、松尾悟志氏、松尾秀昭氏、鈴木健治氏に心から御礼申し上げます。

激光XII号レーザーシステムにおける実験で、レーザー運転、計測器調整等多大な御協力を戴いた木村孝志技術補佐員、久保山 忠技術補佐員、大橋健太郎技術補佐員に厚く感謝いたします。

研究生活の苦楽を共にし、討論と協力を戴いた金 炳泰博士（現清州大学校助教授）、中野人志博士（現近畿大学理工学部助手）、内藤健太博士（現日新電機（株））、加道雅孝博士、村井健介氏、八木孝介君（現三菱電機（株））、多田雅一君、本越伸二君、塚本雅裕君、高橋健一君、西 紀昭君、押田正樹君、麻田信孝君、月野徳之君、松岡伸一君、藤本 靖君、安藤彰修君、富田博之君、尹 根栄君、天野真司君、塩田裕基君、関 真一君、ドリュエーメイワール君、他研究室の方々に深く感謝の意を表します。

本研究に際し、様々な形で御協力戴いた大阪大学レーザー核融合研究センターの方々に深く感謝いたします。

業績目録

主要論文

1. "Suppression of Interference Speckles Produced by a Random Phase Plate, using a Polarization Control Plate",
K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka, H.Nakano, T.Kanabe, T.Jitsuno and S.Nakai,
Optics Communications, Vol. 91, No. 1, 2, (1992) p9.
2. "Suppression of Speckle Contrast by using Polarization Property on Second Harmonic Generation",
K.Tsubakimoto, T.Jitsuno, N.Miyanaga, M.Nakatsuka, T.Kanabe and S.Nakai,
Optics Communications, Vol. 103, (1993) p185.
3. "Evaluation of Irradiation Uniformity on Spherical Target using Angularly Dispersed, Partially Coherent Light in Direct-drive Laser Fusion",
K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka, N.Miyanaga, T.Jitsuno, T.Kanabe, H.Nakano and S.Nakai,
Laser Coherence Control : Technology and Applications, SPIE, Vol. 1870, (1993) p186.
4. " 偏光制御による照射均一性の改善" 、
椿本孝治、中塚正大、中野人志、中井貞雄
核融合研究 Vol. 68, (1992) p217.
5. "Reduction property of partially coherent light with angular dispersion of spectrum on irradiation nonuniformity",
K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka, N.Miyanaga and S.Nakai,
(to be submitted).

発表論文 (共著)

1. "Amplification and Propagation of Partially Coherent Amplified Spontaneous Emission from Nd:glass",
H.Nakano, T.Kanabe, K.Yagi, K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka and S.Nakai,
Optics Communications, Vol. 78, No. 2, (1990) p123.
2. "Partially Coherent Light for Improving Irradiation Uniformity in Directly Driven Laser Fusion Experiments",
N.Miyanaga, H.Nakano, K.Tsubakimoto, K.Takahashi, M.Oshida, H.Azechi, M.Nakatsuka,
K.Nishihara, K.Mima, T.Kanabe, M.Murakami, C.Yamanaka and S.Nakai,
Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Vol. 10, ed, by H.Hora and G.H.Miley,
Plenum Press, New York, (1992) p251.
3. " 核融合用ガラスレーザーにおける部分コヒーレント光の発生、増幅、伝播" 、
中野人志、椿本孝治、宮永憲明、金辺 忠、中塚正大
核融合研究 Vol. 68, (1992) p199.
4. " レーザー核融合装置「金剛」のシステム設計" 、
金辺 忠、椿本孝治、宮崎 誠、中塚正大、中井貞雄
核融合研究 Vol. 68, (1992) p323
5. "Spectrally Dispersed Amplified Spontaneous Emission for Uniform Target Irradiation into Nd:glass Laser System",
H.Nakano, K.Tsubakimoto, N.Miyanaga, M.Nakatsuka, T.Kanabe, H. Azechi, T.Jitsuno and S.Nakai

Journal of Applied Physics, Vol. 73, No. 5, (1993) p2122.

6. "Partially Coherent Light Sources for ICF Experiment",
M.Nakatsuka, N.Miyanaga, T.Kanabe, H.Nakano, K.Tsubakimoto and S.Nakai,
Laser Coherence Control : Technology and Applications, SPIE, Vol. 1870, (1993) p151.
7. "Aspherical multi lens array for uniform target irradiation"
N.Nishi, T.Jitsuno, K.Tsubakimoto, M.Murakami, M.Nakatsuka, K.Nishihara and S.Nakai,
Laser Coherence Control : Technology and Applications, SPIE, Vol. 1870, (1993) p105.

解説、その他の論文

1. "Optical Design of Random Phase Plate Relevant to Uniform Irradiation of Spherical Target in ICF Research",
K.Tsubakimoto, T.Kanabe, T.Jitsuno, M.Nakatsuka and S.Nakai,
Technology Reports of The Osaka University, Vol. 41, No. 2046, (April, 1991) p125.
2. "Partially Coherent Light Generated by Optical Fiber",
H.Nakano, N.Miyanaga, M.Nakatsuka, K.Takahashi, K.Tsubakimoto, K.Yagi, T.Kanabe,
T.Jitsuno, C.Yamanaka and S.Nakai,
Proceeding of IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, Vol. 2, (1991) p509.
3. "Improved Irradiation Uniformity using Partially Coherent Light",
N.Miyanaga, M.Nakatsuka, K.Nishihara, H.Nakano, K.Yagi, K.Takahashi, K.Tsubakimoto,
M.Oshida, T.Jitsuno and S.Nakai,
Proceeding of IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, Vol. 2, (1991) p513.
4. "Angularly Dispersed Partially Coherent Light for Improving Irradiation Uniformity",
H.Nakano, K.Tsubakimoto, N.Miyanaga, T.Kanabe, and M.Nakatsuka,
ILE Quarterly Progress Report, ILE-QPR-92-42, p11.

国際会議発表

1. "Evaluation of Irradiation Uniformity on Spherical Target using Angularly Dispersed, Partially Coherent Light in Direct-drive Laser Fusion",
K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka, N.Miyanaga, T.Jitsuno, T.Kanabe, H.Nakano and S.Nakai,
Optics, Electro-Optics, and Laser Applications in Science and Engineering (OE/LASE'93),
Jan. 16-23, 1993, Los Angeles, CA, USA.
2. "Improvements of the Irradiation Uniformity in the Gekko XII Glass Laser System",
T.Jitsuno, H.Nakano, N.Miyanaga, T.Kanabe, K.Yagi, K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka and S.Nakai,
32nd Annual APS Meeting of the Division of Plasma Physics,
Nov. 12-16, 1990, Cincinnati, USA.
3. "High Power Partially Coherent Light for Fusion Experiments",
M.Nakatsuka, H.Nakano, K.Tsubakimoto, N.Miyanaga, T.Kanabe, T.Jitsuno and S.Nakai,
International Workshop '91 on Optical Beam Transformation, Dec. 20-23, 1991,
Sheng Zhen, China.

4. "Improved Irradiation Uniformity using Partially Coherent Light",
H.Nakano, N.Miyanaga, M.Nakatsuka, K.Takahashi, K.Tsubakimoto, K.Yagi, T.Kanabe,
T.Jitsuno, C.Yamanaka and S.Nakai,
IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, April 15-19, 1991, Osaka, Japan.

5. "Improved Irradiation Uniformity using Partially Coherent Light",
N.Miyanaga, M.Nakatsuka, K.Nishihara, H.Nakano, K.Yagi, K.Takahashi, K.Tsubakimoto,
M.Oshida, T.Jitsuno and S.Nakai,
IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for ICF, April 15-19, 1991, Osaka, Japan.

6. "High Power Partially Coherent Source of Glass Laser Amplified Spontaneous Emission
and Its propagation",
H.Nakano, M.Nakatsuka, T.Jitsuno, T.Kanabe, N.Miyanaga, K.Yagi, K.Tsubakimoto and S.Nakai,
Conference on Lasers and Electro-Optics 1991 (CLEO'91), May 12-17, 1991
Baltimore, Maryland, USA.

7. "Partially Coherent Light for Improving Irradiation Uniformity in Directly Driven Laser
Fusion Experiments",
N.Miyanaga, H.Nakano, K.Tsubakimoto, K.Takahashi, M.Oshida, H.Azechi, M.Nakatsuka,
K.Nishihara, K.Mima, T.Kanabe, M.Murakami, C.Yamanaka and S.Nakai,
International Workshop on *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, Nov. 11-15, 1991,
Monterey, CA, USA.

8. "Spectrally Dispersed Amplified Spontaneous Emission with Spatial Incoherency
for Uniform Target Irradiation at Gekko XII",
H.Nakano, K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka, N.Miyanaga, T.Kanabe, H.Azechi, T.Jitsuno and S.Nakai,
Conference on Lasers and Electro-Optics 1992 (CLEO'92), May 12-17, 1992,
Anaheim, CA, USA.

9. "Aspherical Multi-Lens Array for Uniform Target Irradiation",
T.Jitsuno, N.Nishi, K.Tsubakimoto, M.Nakatsuka, K.Nishihara and S.Nakai,
Conference on Lasers and Electro-Optics 1992 (CLEO'92), May 12-17, 1992,
Anaheim, CA, USA.

10. "Partially Coherent Light Sources for ICF Experiment",
M.Nakatsuka, N.Miyanaga, T.Kanabe, H.Nakano, K.Tsubakimoto and S.Nakai,
Optics, Electro-Optics, and Laser Applications in Science and Engineering (OE/LASE'93),
Jan. 16-23, 1993, Los Angeles, CA, USA.

11. "Aspherical multi lens array for uniform target irradiation"
N.Nishi, T.Jitsuno, K.Tsubakimoto, M.Murakami, M.Nakatsuka, K.Nishihara and S.Nakai,
Optics, Electro-Optics, and Laser Applications in Science and Engineering (OE/LASE'93),
Jan. 16-23, 1993, Los Angeles, CA, USA.

- 12 "Improvement of Laser Irradiation Uniformity using Aspherical Multi-Lens Arrays"
N.Nishi, T.Jitsuno, K.Tsubakimoto, M.Murakami, M.Nakatsuka, K.Nishihara and S.Nakai,
Conference on Lasers and Electro-Optics 1993 (CLEO'93), May 12-17, 1993,
Baltimore, Maryland, USA

国内学会発表

1. 「誘導電圧重畳装置による慣性核融合用イオンビームの研究」
電気学会全国大会、愛媛大学、1989年4月
2. 「 $0.35\mu\text{m}$ 100kJガラスレーザーシステムの最適設計」
第50回応用物理学会学術講演会、福岡工業大学、1989年9月
3. 「ガラスレーザー激光XII号のレーザー照射均一性評価」
第37回応用物理学関係連合講演会、東洋大学、1990年3月
4. 「レーザー照射均一性の向上IV（ランダム位相板）」
第51回応用物理学会学術講演会、岩手大学、1990年9月
5. 「ランダム位相光の偏光制御によるスペックルコントラストの抑制」
レーザー学会学術講演会第11回年次大会、神戸国際会議場、1991年1月
6. 「レーザー照射均一性の向上VI（偏光制御）」
第38回応用物理学関係連合講演会、東海大学、1991年3月
7. 「レーザー照射均一性の向上IX（偏光制御II）」
第52回応用物理学会学術講演会、岡山大学、1991年9月
8. 「ガラスレーザー激光XII号における均一照射技術Ⅰ（蛍光増幅光の波長分散照射）」
第9回プラズマ核融合学会年会、大阪大学、1992年3月
9. 「波長分散ASE光による均一照射Ⅱ（ターゲット照射均一性）」
第39回応用物理学関係連合講演会、日本大学、1992年3月
10. 「波長分散ASE光による均一照射Ⅲ（照射均一性の解析）」
第53回応用物理学会学術講演会、関西大学、1992年9月
11. 「偏光制御板による干渉スペックルの抑制」
第40回応用物理学関係連合講演会、青山学院大学、1993年3月
12. 「球ターゲット照射におけるランダム位相板の最適化」
第54回応用物理学会学術講演会、北海道大学、1993年9月

研究会等

1. 「部分コヒーレント光による球ターゲット照射均一化」
レーザー研シンポジウム－1992、大阪大学、1992年7月
2. 「偏光制御による照射均一性の向上」
レーザー研シンポジウム－1993、大阪大学、1993年7月