



Title	レーザー生成プラズマにおける再結合軟X線レーザーに関する研究
Author(s)	三浦, 永祐
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3054379
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

レーザー生成プラズマにおける
再結合軟X線レーザーに関する研究

平成3年1月

三 浦 永 祐

内容梗概

本論文は筆者が大阪大学大学院基礎工学研究科博士前期及び後期課程において行なったレーザー生成プラズマにおける再結合軟X線レーザーに関する研究の成果をまとめたものである。

1970年代から軟X線レーザーを実現すべく、数々の理論的、実験的研究が行なわれてきた。研究の開始段階では反転分布の生成に主眼が置かれていた。1984年にレーザー生成プラズマ中で顕著な自然放出光増幅を観測して以来、研究は飛躍的な進歩を遂げた。現在では、反転分布を生成し自然放出光増幅を得る方法は確立しつつある。したがって、研究の主題は飽和増幅を達成し、ビームのコヒーレンスの向上と高出力化を行なうことに変わりつつある。ビームの質が良い、出力の大きなレーザー光を得るには、増幅媒質に共振器を構成することが必要となる。共振器を構成するには広い領域で長い時間にわたって反転分布を発生する増幅媒質が望ましい。このような増幅媒質を得るために、筆者は増幅媒質であるプラズマの閉じ込めに着目し、シリンダー状のターゲットを提案した。プラスチックのシリンダーターゲットに炭酸ガスレーザーを照射し、生成されるプラズマの増幅媒質としての特徴を調べ、炭素のバルマー α 線の増幅を得ることを目的とした研究を行なった。

また、現在の軟X線レーザーの研究の課題の一つとして発振波長の短波長化があげられる。レーザー生成プラズマ中で波長が $10\text{ \AA}$ 以下のレーザーが実現される可能性は今のところ少ない。従って、生体物質の計測用の光源としての応用が期待される波長がウォーターウインドウ領域($23\sim44\text{ \AA}$)にあるレーザーを実現することが当面の課題となる。筆者は原子番号の比較的小さな物質を用いて短波長のレーザーを得ることができる再結合軟X線レーザーの特徴に着目した。波長がウォーターウインドウ領域にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを目的として、ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム等に照射し、それぞれのバルマー α 線の増幅特性を明らかにする研究を行なった。

本論文は5章から構成されている。

第1章は緒論であり、軟X線レーザーの研究の重要性を述べ、本論文の目的、意義を明らかにする。

第2章では、プラズマ中の原子過程を解析するために開発した衝突・輻射モデルに基づくレート方程式を解くシミュレーションコードについて述べる。このコードを用いて炭素のバルマー α 遷移で反転分布を得るための条件を明らかにする。

第3章では、シリンダー内に閉じ込めたプラズマ中で、炭素のバルマー α 線の増幅を得ることを目的とした研究について述べる。広い領域で長い時間にわたって反転分布を発生する増幅媒質を得るために、プラズマの閉じ込めに着目し、シリンダー状のターゲットを提案した。炭酸ガスレーザーを照射して生成されるプラズマ中で炭素のバルマー α 線の増幅を観測し、利得係数 2.8 cm^{-1} を得た。利得係数の空間分布を測定し、反転分布はシリンダーの中心軸まわりの半径 1 mm の領域内で発生することを観測した。流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ない、 8 ns にわたって反転分布が発生することを示した。また、シリンダー内に閉じ込めたプラズマ中での反転分布の発生過程を考察した。

第4章では、波長がウォーターウィンドウ領域にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを目的とした研究について述べる。ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム等に照射し、生成される断熱膨張プラズマ中でナトリウムおよびマグネシウムのバルマー α 線の増幅を観測した。マグネシウムのバルマー α 線の波長は $45 \text{ \AA}$ でありウォーターウィンドウ領域に極めて近く、この波長領域のレーザーの実現への見通しを得ることができた。

第5章は結論であり、本研究を通して得られた成果をまとめ総括した。

レーザー生成プラズマにおける
再結合軟X線レーザーに関する研究

目次

第1章 緒論	1
1-1 歴史的背景	1
1-2 再結合軟X線レーザー	5
1-2-1 再結合プラズマにおける反転分布の生成過程	5
1-2-2 再結合軟X線レーザーの短波長化の比例則	8
1-3 本論文の目的及び構成	9
参考文献	11
第2章 原子過程解析用シミュレーションコードの開発	12
2-1 はじめに	12
2-2 シミュレーションモデル	12
2-2-1 原子過程とレート係数	12
2-2-2 衝突・輻射モデルに基づくレート方程式	16
2-3 バルマー α 遷移での反転分布発生条件の考察	20
2-3-1 イオン密度、冷却速度に対する条件	21
2-3-2 ライマン α 線の吸収の効果	26
2-4 まとめ	28
参考文献	30
第3章 シリンダー閉じ込めプラズマ中における炭素バルマー α 線レーザー	31
3-1 はじめに	31
3-2 シリンダー型ターゲット	32
3-3 実験装置及び実験条件	35
3-4 炭素バルマー α 線の利得係数の測定	37

3-4-1	まえがき	37
3-4-2	利得係数の測定方法	37
3-4-3	実験結果	41
3-4-3-1	分光器の感度比の決定 (クロスキャリブレーション)	41
3-4-3-2	バルマー α 線の利得係数の測定	43
3-4-3-3	プラズマパラメーターの測定	49
3-4-4	考察	53
3-4-5	まとめ	56
3-5	バルマー α 線の利得係数の空間分布	56
3-5-1	まえがき	56
3-5-2	実験方法	57
3-5-3	実験結果及び考察	58
3-5-4	まとめ	61
3-6	シミュレーション結果	62
3-6-1	まえがき	62
3-6-2	シリンダー閉じ込めプラズマのふるまい	63
3-6-3	シリンダー内の利得係数の空間分布及び時間変化	65
3-6-4	まとめ	70
3-7	むすび	71
	参考文献	72
第4章	バルマー α 線レーザーの短波長化	74
4-1	はじめに	74
4-2	実験装置及び実験条件	76
4-2-1	ターゲット条件	76
4-2-2	レーザー条件	77
4-2-3	軟X線スペクトルの計測系	78
4-3	実験結果及び考察	81
4-3-1	2台の分光器の感度比の決定 (クロスキャリブレーション)	81

4-3-2	ナトリウムのバルマー α 線の利得係数の測定	84
4-3-2-1	時間・空間積分した利得係数	84
4-3-2-2	利得係数の時間変化	90
4-3-3	マグネシウム及びアルミニウムのバルマー α 線の利得係数の測定	93
4-3-4	プラズマパラメーターの測定	97
4-4	まとめ	100
	参考文献	102
第5章	結論	104
	謝辞	107
	業績目録	108

第1章 緒論

1-1 歴史的背景

1960年にルビーレーザーが発振して以来、今日まで波長、エネルギー、パルス幅等の極限を目指して活発な研究および開発が繰り広げられてきた。図1-1に主なレーザーの波長を示す。図1-1に示すように1000Å近傍の真空紫外(VUV)領域までは直接発振するレーザーが得られている。VUV領域より長波長の領域では半導体レーザーのように既に産業用として稼動しているレーザーも数多くある。さらに短波長の数100Åから1000Åの波長領域では周波数混合、非線形高調波発生等によってコヒーレント光源が実現されている。さらに短波長の数100Åの極端紫外(XUV)から数10Åの軟X線にかけての波長領域で直接発振するレーザー（以下、総称して軟X線レーザーと呼ぶ）を実現すべく、研究が試みられたが、長い間実現されなかった。

このような短波長のレーザーを得るための条件を考える。反転分布が生成され波長 λ_0 （振動数 ν_0 ）のスペクトル線の増幅を得たとする。このとき利得係数 $g(\nu)$ は次の式で与えられる。[1]

$$g(\nu) = \frac{\lambda_0^2}{8\pi} A_u \psi(\nu) \left(N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right) \quad (1-1)$$

また、式(1-1)において次の関係が成立する。

$$N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l > 0 \quad (1-2)$$

A_u は自然放出確率、 $\psi(\nu)$ はスペクトル形状、 N_u 、 N_l は分布数密度、 g_u 、 g_l は統計的重率を表す。添字の u は上準位及び l は下準位を示すものとする。スペクトル線の形状 $\psi(\nu)$ は $1/\Delta\nu$ と近似し、 $\Delta\nu$ は式(1-3)で与えられるドップラー広がりで決まるとする。

$$\Delta\nu = \frac{2}{\lambda_0} \left\{ 2(\ln 2) \frac{kT_l}{m_l} \right\}^{1/2} \quad (1-3)$$

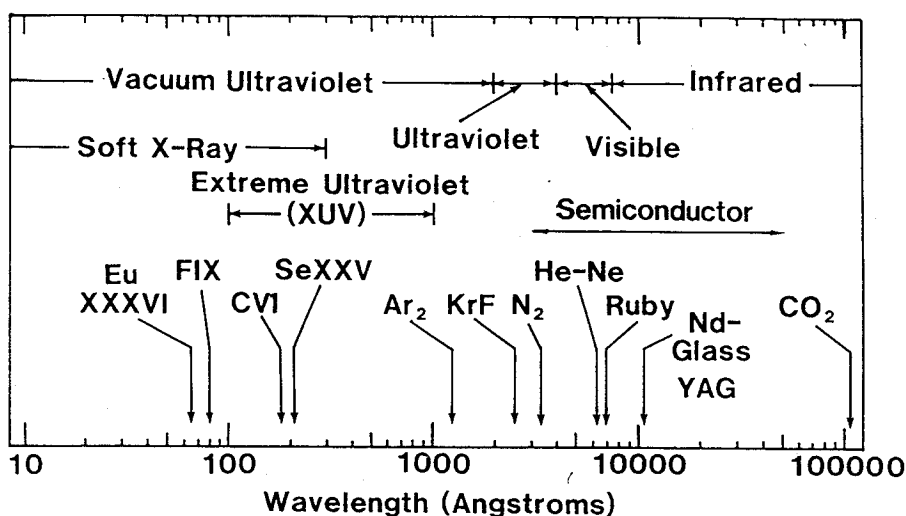


図 1-1 レーザーの発振波長の短波長化

式 (1-3) において m_i はイオンの質量、 T_i はイオン温度を表す。

一方、単位体積あたりの自然放出光のパワー P_s は次の式で表すことができる。

$$P_s = N_u A_{ul} h\nu_0 \quad (1-4)$$

ポンピングパワーを P_p とすると、 $P_p \gg P_s$ の関係が成立しなければならない。また、 $N_u/g_u \gg N_l/g_l$ とすると、式 (1-1)、式 (1-3) および式 (1-4) より次の式を得る。

$$P_p \geq \frac{1}{\lambda_0^4} 8\pi \{2(\ln 2)\}^{1/2} h c \left(\frac{kT_i}{m_i} \right)^{1/2} g(v) \quad (1-5)$$

式 (1-5) に示したように一定の利得係数を得るには、波長の 4 乗に反比例してポンピングを強くする必要がある。

可視域等のレーザーが原子、イオンあるいは分子の束縛準位間に反転分布を生成して得られるのと同様に、軟 X 線レーザーにおいても物質中の束縛準位間に反転分布を生成する必要がある。束縛準位間のエネルギー差は波長に反比例して大きくなるので軟 X 線レーザーを得るには、高電離イオンの束縛準位間に反転分布を生成する必要

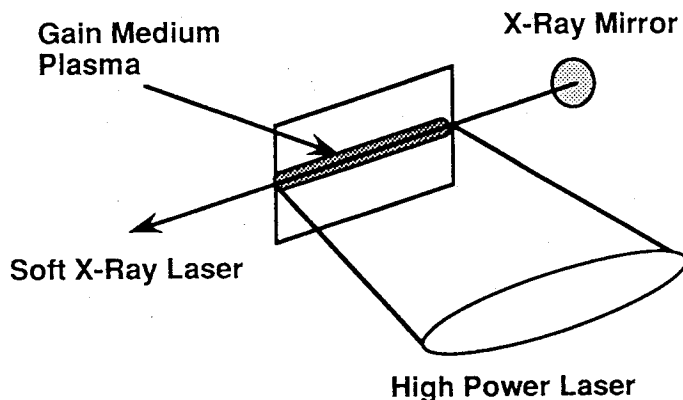


図1-2 軟X線レーザーの概念図

があり、プラズマが増幅媒質となる。図1-2に示すように、軟X線レーザーは高出力レーザー光等によって生成されたプラズマ中に反転分布を発生させて、増幅媒質であるプラズマに共振器を構成し軟X線光を増幅して得られる。波長が短くなるにつれてレーザー遷移の上準位の寿命が短くなるので、十分に高い密度のプラズマが必要となる。したがって、実験室で得られるプラズマとしてもっとも密度が高いレーザー生成プラズマ（以下、レーザープラズマと略す）は増幅媒質として適している。

レーザー核融合研究用としての高出力のガラスレーザーや炭酸ガスレーザーの開発にともなって、1984年にレーザーの短波長化の壁が一挙に破られた。リバモア研ではネオン様セレンの206、209Åにおいて^[2]、またプリンストン大学では水素様炭素の182Åにおいて自然放出光増幅(Amplified Spontaneous Emission 以下、ASEと略す)を観測した。^[3] その後、研究が飛躍的に進歩して、セレンレーザーでは飽和増幅に近い利得長積16が得られ、またニッケル様タングステンの43Åの増幅が得られるに至っている。^[4]

軟X線レーザーと他の軟X線領域の光源との比較を行なう。軟X線領域の他の光源としてはシクロトロン放射光およびレーザープラズマからのインコヒーレントな軟X線があげられる。これらの光源のスペクトル輝度（単位周波数、単位立体角、単位時間、単位面積あたりの光子数）の比較を図1-3に示す。^[5] SSRL(Stanford

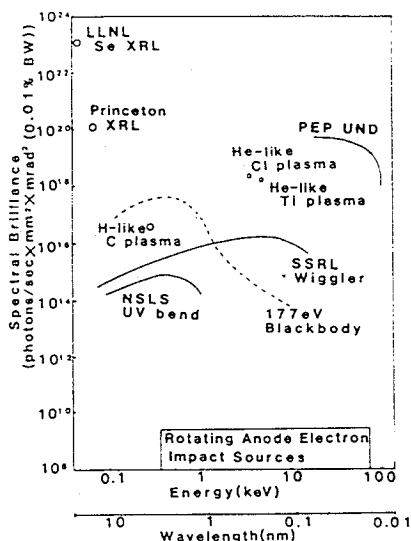


図1-3 軟X線領域の各種光源の輝度の比較。軟X線レーザーはシンクロトロン放射光に比べて、輝度が高い。

Synchrotron Research Laboratory)、NSLS(National Synchrotron Research Laboratory)において、ウィグラー磁場やベンディング磁場を取り付けたときに得られたシンクロトロン放射光の輝度、レーザー強度 $10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$ で照射したときのレーザープラズマからの炭素の水素様イオンのライマン α 線の輝度、およびリバモア研のセレンレーザーおよびプリンストン大学の炭素レーザーの輝度が示されている。図1-3に示したように、軟X線レーザーの輝度はシンクロトロン放射光に比べて8桁も高い。

これらの軟X線領域の光源をX線リソグラフィーやX線顕微鏡の光源として利用することができる。X線顕微鏡の光源として、輝度の高い光源を用いると、短い露光時間で画像が得られる。従って、軟X線レーザーはX線顕微鏡の光源として非常に有望である。X線顕微鏡の光源として、レーザープラズマからのインコヒーレントな軟X線を用いることができるが、光のコヒーレンスを用いるX線ホログラフィーの光源は軟X線レーザーに限られる。X線ホログラフィーの生体物質の構造解析への応用が注目されている。また軟X線レーザーは $100\text{\AA}$ 以下の超微細加工の光源として用いることも可能である。

このように様々な分野への幅広い応用が期待される軟X線レーザーであるが、軟X線レーザーを実現するために様々な方法が提案されている。[6]

(1) 電子衝突励起 [2、4、7-10]

(2) 再結合励起 [3, 11-18]

(3) 共鳴光励起 [19-22]

等が代表的なものとしてあげられる。電子衝突励起方式では基底準位にあるイオンを電子衝突によって励起し反転分布を生成する。ネオン様イオンを例にとると、ネオン様イオンの3s準位から2p準位への自然放出確率が大きいので、2p準位から電子衝突によって3p準位に励起して3p-3sの準位間で反転分布を生成する。再結合励起方式では反転分布は急冷されたプラズマの再結合過程で発生する。例えば、完全電離イオンが水素様イオンに再結合する過程で主量子数 $n=3-2$ の準位間で反転分布が発生する。共鳴光励起方式では他のプラズマ等からの放射光を用いて選択的な励起を行ない反転分布を生成する。例えば、ヘリウム様ナトリウムの2p-1s線でヘリウム様ネオンの基底準位から $n=4$ の準位に選択的に励起を行ない $n=4-3$ あるいは $4-2$ の準位間で反転分布を生成することが提案されている。[22]

再結合励起方式は主量子数の異なる準位間で反転分布を生成するので、原子番号の比較的小さな物質を用いて短波長のレーザーを得ることが可能である。また原子番号の小さな物質を用いるのでイオン化に要するエネルギーが小さく、高効率化が可能である。上記のような利点に着目し、本研究では再結合励起方式を用いた軟X線レーザーの研究を行なった。

1-2 再結合軟X線レーザー

1-2-1 再結合プラズマにおける反転分布の生成過程

プラズマの温度が低下して再結合が生じるときに、その再結合過程において反転分布が発生する可能性が約20年前にGudzenkoらによって指摘された。[11] 以下、このようなプラズマを再結合プラズマと呼ぶ。また再結合プラズマを用いて反転分布を得る方法を再結合励起方式と呼ぶ。再結合プラズマ中での反転分布の発生過程を図1-4に示す。以下では、水素様イオンを例にとって述べる。

完全に電離したプラズマは電子温度が低下すると再結合する。このとき主にイオン1個と電子2個による三体再結合によって電子の1個は主量子数の大きな準位に捕らえられ、高い励起状態の水素様イオンを生成する。捕らえられた電子は衝突遷移が支

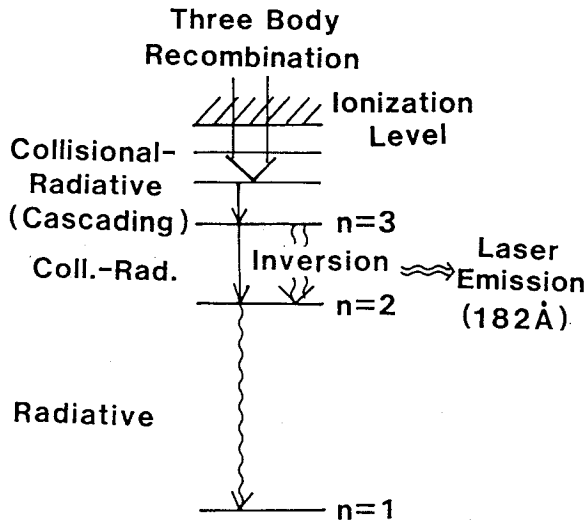


図1-4 再結合プラズマ中における反転分布の発生過程。

配的なカスケードな遷移により下準位に緩和される。各準位間の自然放出確率 A_{ul} は次の式で与えられる。

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 e^2}{mc^3} v_{ul}^2 \frac{g_l}{g_u} f_{lu} \quad [s^{-1}] \quad (1-6)$$

式(1-6)において m_e は電子の質量、 e は素電荷、 c は光速、 f_{lu} は吸収振動子強度を表す。式(1-6)に示したように、主量子数の小さな準位から基底準位への自然放出確率は非常に大きい。従って、中間の準位間(例えば、主量子数 $n=3-2$ 、 $4-2$)において反転分布が過渡的に発生する可能性がある。このような励起方式を用いて、断熱膨張プラズマおよび磁場により閉じ込められたプラズマ中で反転分布が観測されている。炭素、フッ素、ナトリウムの水素様イオンのバルマー α 線($n=3-2$ の遷移以下、 $H\alpha$ 線と略す)の増幅が観測されている。[3, 12-14, 16-17] またアルミニウムやシリコンのリチウム様イオンの $5f-3d$ 線や $4d-3p$ 線でも増幅が得られている。[15, 18]

しかし、電子密度が極端に高いと主量子数の小さな準位間においても衝突遷移が輻射遷移よりも支配的となり局所的な熱平衡(Local Thermal Equilibrium 以下、LTEと略す)が成立し、反転分布は発生しない。したがって、衝突遷移確率と自然放出確率の釣り合いから反転分布の発生する条件が与えられる。衝突遷移確率と自然放

出確率が等しくなる準位はThermal Limitと呼ばれ、各準位がThermal Limitになる電子密度はGriemらによって次の式で与えられている。〔23〕

$$n_e = 7 \times 10^{18} \left(\frac{kT_e}{Z^2 E^H} \right)^{1/2} \frac{Z^7}{n^{17/2}} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (1-7)$$

n は主量子数、 T_e は電子温度、 Z は原子番号、 E^H は水素の電離エネルギー（13.6eV）を表す。炭素の水素様イオンで各準位がThermal Limitになる電子温度、密度を図1-5に示す。図1-5に示した境界より電子密度が高いときはLTE状態にあり、電子密度が低いときはCapture-Radiative-Cascade（以下、CRCと略す）と呼ばれる状態にある。反転分布はCRC状態にある準位間で発生する。例えば、電子温度が50eV、電子密度が 10^{19}cm^{-3} のときは $n=3-2$ の準位間で反転分布生成の可能性がある。

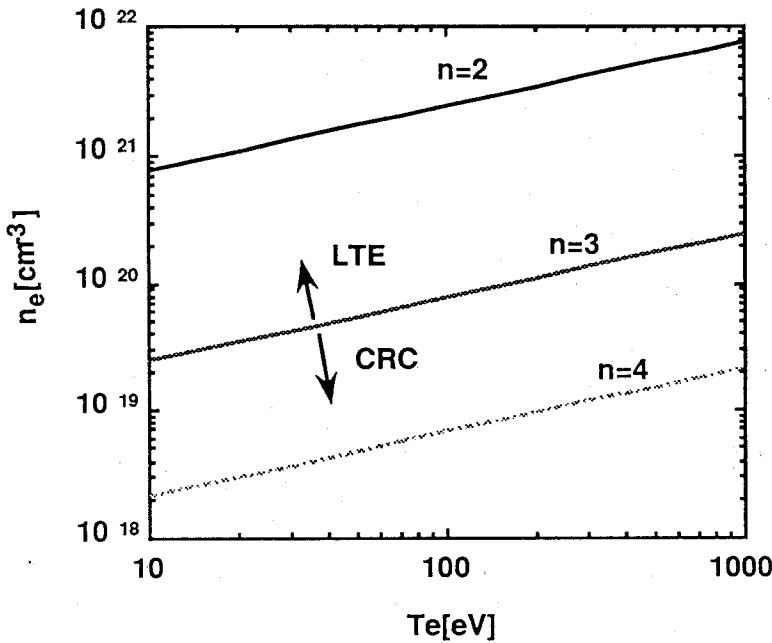


図1-5 炭素の水素様イオンの各準位がThermal Limitになる電子温度、密度。

1-2-2 再結合軟X線レーザーの短波長化の比例則

水素様イオンのH α 線で波長が軟X線領域にあるレーザーを得るために必要なプラズマの電子温度と密度について述べる。〔24〕

水素様イオンの束縛準位間のエネルギー差 χ_{ul} は次の式で与えられる。

$$h\nu = \chi_{ul} = Z^2 \chi_{ul}^H \quad (1-8)$$

χ_{ul}^H は水素の束縛準位間のエネルギー差をあらわす。以下、肩字のHは水素を表すとする。式(1-8)に示したように、レーザーの波長は原子番号Zの2乗に反比例して短くなる。表1-1に示すように、水素様イオンのH α 線を用いると、炭素のような原子番号の小さな物質を用いても、波長が軟X線領域にあるレーザーを得ることができる。

また、イオン化エネルギーは $E=Z^2E^H$ で表され、完全電離イオンを得るには電子温度 T_e に対して次の条件が必要となる。

$$kT_e \approx fE = fZ^2E^H \quad (1-9)$$

式(1-9)においてfは1に近い定数である。

また、電子密度に対する条件は以下のようにして導くことができる。衝突遷移のレート係数 C_{ul} は次の式で与えられる。

$$C_{ul} = 1.58 \times 10^{-5} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} T_e^{-1/2} \chi_{lu}^{-1} G_{lu} \quad [\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}] \quad (1-10)$$

G_{lu} はGaunt因子をあらわす。式(1-6)および式(1-7)～式(1-10)より

表1-1 水素様イオンのH α 線の波長

Lasant	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al
Z	6	7	8	9	10	11	12	13
λ [Å]	182.17	133.82	102.43	80.91	65.52	54.14	45.57	38.73

以下の関係が得られる。

$$A_{ul} \propto Z^4 A_{ul}^H \quad (1-11)$$

$$C_{ul} \propto Z^{-3} C_{ul}^H \quad (1-12)$$

$A_{ul} \sim n_e C_{ul}$ より電子密度に対する条件は次の式で与えられる。

$$n_e \propto Z^7 n_e^H \quad (1-13)$$

式(1-8)及び式(1-13)より原子番号の大きな物質を用いて短波長のレーザーを得るには、プラズマの電子温度を Z^2 で電子密度を Z^7 に比例して高くする必要がある。

また自然放出確率が Z^4 に比例することから冷却時間等の時間スケールは次の式に従う。

$$t \propto Z^{-4} t^H \quad (1-14)$$

反転分布が発生するための電子温度、密度の目安は次の式で与えられる。[6]

$$n_e / Z^7 \sim 10^{14} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (1-15)$$

$$T_e / Z^2 \sim 0.1 \text{E}^H \quad [\text{eV}] \quad (1-16)$$

例えば、 $Z=6$ の炭素の場合、式(1-15)および(1-16)より必要な電子温度、密度はそれぞれ50eV、 $2.8 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ となる。このことから、レーザープラズマとしては密度の低い炭酸ガスレーザーを照射して生成されるプラズマ中で、反転分布を生成することも可能である。 $Z=13$ のアルミニウムでは230eV、 $6.3 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ の電子温度、密度が必要となり、臨界密度の高い短波長のレーザーを用いる必要がある。

1-3 本論文の目的及び構成

本研究では再結合プラズマを用いた軟X線レーザーに関して以下の2点に着目した研究を行なった。

[1] ビームの品質が良く、出力の大きな軟X線レーザー光を得るには増幅媒質に

共振器を構成することが必要である。共振器を構成するには広い領域において長い時間にわたって反転分布を発生する増幅媒質が適当である。このような増幅媒質を生成するために、増幅媒質であるプラズマの閉じ込めに着目し、シリンダー状のターゲットを提案した。炭酸ガスレーザーをプラスチックのシリンダー状のターゲットに照射し、生成されるプラズマの増幅媒質としての特徴を調べ、炭素のH α 線の増幅を得ることを目的とした。

[2] 第2に、再結合励起方式を用いて、波長がウォーターウインドウ領域（炭素と酸素のK吸収端の間 23~44Å）にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを目的とした。ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム等に照射し、生成される断熱膨張プラズマ中でのそれぞれのH α 線の増幅特性を調べることを目的とした実験を行なった。

以下に、本論文の各章の概要を示す。

第2章では、プラズマ中の原子過程を解析できる衝突・輻射モデルに基づくレート方程式を解くシミュレーションコードを開発し、炭素のバルマー α 遷移で反転分布を生成するための条件を考察した。

第3章では、プラスチックのシリンダー状のターゲットに炭酸ガスレーザーを照射し、生成されるプラズマ中で炭素のH α 線の増幅を得ることを目的として行なった実験について述べる。H α 線の利得係数を測定し、利得係数の空間分布を調べた。また、シミュレーション結果との比較を行ない、反転分布の発生過程を考察した。

第4章では、ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム、マグネシウム、及びアルミニウムの薄膜等のターゲットに照射し、生成される断熱膨張プラズマ中の、それぞれのH α 線の利得係数の測定を行なった。また、ナトリウムのH α 線の利得係数の時間変化を測定した。

第5章は結論であり、本研究で得た成果をまとめ、本論文の総括とした。

第 1 章の参考文献

- [1] A.Yariv, Quantum Electronics (John Willey and Sons, New York, 1975).
- [2] D.L.Matthews et al., Phys.Rev.Lett.54, 110(1985).
- [3] S.Suckewer et al., Phys.Rev.Lett.55, 1753(1987).
- [4] B.J.MacGowan et al., Phys.Rev.Lett.65, 420(1990).
- [5] 大道博行、加藤義章、レーザー研究、18、861 (1990)。
- [6] R.C.Elton, X-RAY LASERS (Academic Press, New York, 1990).
- [7] A.N.Zherikhin et al., Sov.J.Quantum Electron.6, 82(1976).
- [8] A.V.Vinogradov et al., Sov.J.Quantum Electron.13, 1511(1983).
- [9] T.N.Lee et al., Phys.Rev.Lett.59 1185(1987).
- [10] D.M.O'Neill et al., Opt.Communi.75, 406(1990).
- [11] L.I.Gudzenko and L.A.Shelepin, Sov.Phys.JETP.18 998(1984).
- [12] C.Chenais-Popovics et al., Phys.Rev.Lett.59, 2161(1987).
- [13] J.F.Seely et al., Opt.Communi.54, 289(1987).
- [14] P.R.Herman et al., IEEE Trans.Plasma Sci.16, 520(1988).
- [15] P.Jaegle et al., J.Opt.Soc.Am.B4, 563(1987).
- [16] Y.Kato et al., Appl.Phys.B50, 247(1990).
- [17] M.Grande et al., Opt.Communi.74, 309(1990).
- [18] D.Kim et al., J.Opt.Soc.Am.B6, 115(1989).
- [19] A.V.Vinogradov et al., Sov.J.Quantum Electron.5, 59(1975).
- [20] B.A.Nornton and N.J.Peacock, J.Phys.B8, 989(1975).
- [21] T.Boehly et al., 2nd International Colloquim on X-Ray Lasers, York, UK, Sept.17-21, 1990.
- [22] F.C.Young et al., Appl.Phys.Lett.50, 1053(1987).
- [23] H.R.Greim, Plasma Spectroscopy (MacGrow-Hill, New York, 1964) p148.
- [24] T.Fujimoto, J.Phys.Soc.Jpn.54, 2905(1985).

第2章 原子過程解析用シミュレーションコードの開発

2-1 はじめに

第1章において、再結合プラズマ中での反転分布の発生過程と反転分布を得るための電子温度、密度の簡単な条件を示した。しかし、実際のプラズマ中では各種の衝突や輻射等の微視的な過程（原子過程）を通してエネルギーの授受が行なわれ、原子あるいはイオンの電離状態及び励起状態が決定される。また、電離状態及び励起状態は温度、密度の変化にともない、時間的にも空間的にも変化する。再結合プラズマ中での反転分布はプラズマが冷却され再結合する過程で過渡的に発生する。その発生条件を調べるにはイオンの密度分布とイオンの各準位の分布数密度の時間変化を調べる必要があるとなる。このような原子過程を解析するために、衝突・輻射モデル（以下、CRモデルと略す）に基づくレート方程式を解くシミュレーションコードを開発した。

[1] 本コードを用いて、水素様イオンにおける反転分布の生成過程を解析できる。プラズマは空間的にも変化するので、流体コード等と結合したシミュレーションが必要となるが、本章では原子過程コードだけを用い、再結合プラズマ中での反転分布の発生過程を調べる。以下、2-2節では、コードで考慮した原子過程とそのレート係数およびシミュレーションモデルについて述べる。2-3節では、炭素の水素様イオンのバルマー α 遷移（主量子数 $n=3-2$ の準位間の遷移 以下、 $H\alpha$ 遷移と略す）で反転分布を得るための条件を議論する。

2-2 シミュレーションモデル

2-2-1 原子過程とレート係数

レート方程式を解いて、イオンの密度分布とイオンの各準位の分布数密度を求めるには各準位間の原子過程の数多くのレート係数が必要となる。本節では考慮した原子過程とその具体的なレート係数を示す。図2-1に各イオンのエネルギー準位及び考慮した原子過程を示す。イオン種は完全電離イオンから炭素様イオンまでを取り扱う。水素様イオンにおいてのみ励起準位を考え、他のイオンについては基底準位のみを考える。これらの準位間の原子過程として

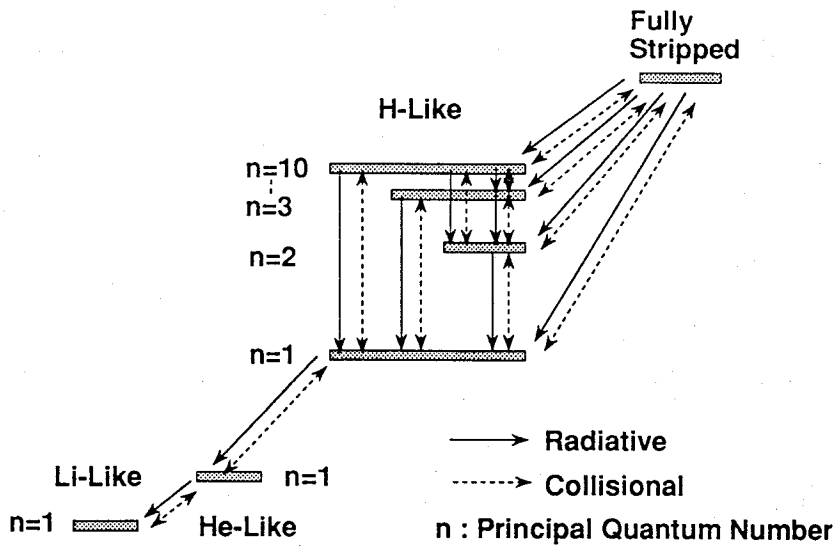


図 2 - 1 レート方程式で考慮したエネルギー準位及び原子過程

- [1] 電子衝突電離
- [2] 三体（衝突）再結合
- [3] 輻射（二体）再結合
- [4] 電子衝突励起
- [5] 電子衝突脱励起
- [6] 束縛－束縛輻射遷移

を考慮した。以下に、各々の原子過程のレート係数を示す。

[1] 電子衝突電離 (Electron Collisional Ionization)

電子とイオンが衝突し、イオンの電子が一個飛び出す電子衝突電離の速度係数 S_i の経験式は数多く存在するが、Lotzらの式に従うと次の形で表される。 [2]

$$S_i = 3 \times 10^{-6} \xi T_e^{-1/2} \{ \exp(-u) / u \} F(u) \quad [\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}] \quad (2-1)$$

ここで $u = \chi_i / T_e$

$$F(u) = Ei(u) \exp(u)$$

T_e は電子温度、 χ_i は準位*i*からの電離エネルギー、 ξ は最外殻電子の影響を表す因子である。 E_1 は第1種積分指数関数を表し、 $F(u)$ の近似式として伊藤らによって求められたものを用いた。[3]

[2] 三体（衝突）再結合(Three-body(Collisional) recombination)

三体（衝突）再結合は再結合プラズマ中での反転分布生成に最も強く寄与する過程であり、電子衝突電離の逆過程である。その速度係数 α_i は詳細釣り合から次の式で与えられる。

$$\alpha_i = 1.66 \times 10^{-22} T_e^{-3/2} g_i \exp(u) S_{i-1} \quad [\text{cm}^6 \text{sec}^{-1}] \quad (2-2)$$

g_i は統計的重率を表す。

[3] 輻射（二体）再結合(Radiative(Two-body) Recombination)

輻射再結合はフォトンの放出をともなって電子1個とイオン1個が再結合する過程であり、その速度係数 β はSeatonらによって次の式で与えられている。[4]

$$\beta = \frac{2^6}{3\sqrt{3}} \frac{\pi^{1/2} e^4}{m_e c^3} Z \lambda^{1/2} (0.43 + \ln \lambda + 0.469 \lambda^{-1/3}) \quad [\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}] \quad (2-3)$$

$$\lambda = \chi_{Z-i} / T_e \quad (\text{水素様イオン以外のイオン} \quad i = 2-5)$$

$$\lambda = \chi_{Z-1,j} / T_e \quad (\text{水素様イオンの場合} \quad j \text{ は主量子数})$$

式(2-3)において m_e は電子の質量、 e は素電荷、 c は光速、 χ_{Z-i} は*Z*-*i*価のイオンの電離エネルギー、 $\chi_{Z-1,j}$ は準位*j*からの電離エネルギーを表す。

[4] 電子衝突励起(Electron Collisional Excitation)

準位 *l* から準位 *u* への電子衝突励起の速度係数 C_u^E は次の式で与えられる。

$$C_{lu}^E = 1.58 \times 10^{-5} f_{lu} T_e^{-1/2} \chi_{lu} \exp(-\chi_{lu} / T_e) G_{lu} [\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}] \quad (2-4)$$

G_{ul} はGaunt因子である。 f_{lu} は吸収振動子強度、 χ_{lu} は準位間のエネルギー差を表す。単純なモデル計算や近似的理論モデルによって得られる簡単な公式からのずれを表すGaunt因子は次のように表すことができる。

$$G_{ul} = 0.19 \left[1 + 0.9 \left[1 + \frac{u(u-1)}{20} \left\{ 1 + \left(1 - \frac{2}{Z} \right) \chi_{lu} \right\} \right] \right] \exp(\zeta_{lu}) E_1(\zeta_{lu})$$

$$\zeta_{lu} = \chi_{lu} / T_e \quad (2-5)$$

[5] 電子衝突脱励起(Collisional de-excitation)

電子衝突脱励起は電子衝突励起の逆過程であり詳細釣り合いによってレート係数 C_{ul}^D は次の式で与えられる。

$$C_{ul}^D = \frac{g_l}{g_u} \exp(\chi_{ul} / T_e) C_{lu}^E [\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}] \quad (2-6)$$

g_u 、 g_l は上準位、下準位の統計的重率を表す。

[6] 束縛-束縛輻射遷移

束縛-束縛輻射遷移の自然放出確率(EinsteinのA係数)は次の式で与えられる。

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 e^2 v^2}{m_e c^3} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} [\text{sec}^{-1}] \quad (2-7)$$

水素様イオンにおいてのみ励起準位を考えているので、式(2-4)～(2-7)中の主量子数 n の準位の統計的重率 g_n 、 m と n の準位間の吸収振動子強度 f_{mn} 及びエネルギー差 χ_{mn} は以下の式で与えられる。

$$g_n = 2n^2 \quad (2-8)$$

$$f_{mn} = \frac{2^6}{3\sqrt{3}\pi} \frac{1}{g_n} \frac{1}{(n^{-2} - m^{-2})^3} \frac{1}{n^3 m^3} \quad (2-9)$$

$$\chi_{mn} = -\frac{2\pi^2 m_e Z^2 e^4}{h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad [\text{erg}] \quad (2-10)$$

式(2-10)中の h はプランク定数を表す。

2-2-2 衝突・輻射モデルに基づくレート方程式

時間的に温度、密度が変化するプラズマ中の各準位の分布数密度の時間変化を求めるにはレート方程式の非定常解を求めなければならない。レーザープラズマは低密度状態の極限であるコロナ平衡と高密度状態の極限である局所熱平衡(LTE)の中間の状態にあり、この様な中間の密度領域はCRモデルで取り扱わなければならない。プラズマが光学的に薄いときにはCRモデルによる各準位の分布数密度の決定は式(2-1)～(2-7)に示した原子過程のレート係数を用いて、レート方程式を連立させて求めることができる。炭素($Z=6$)に対するレート方程式を式(2-11)に示す。

$$\begin{aligned} \frac{dN_{Z-6}}{dt} &= -n_e S_{Z-6} N_{Z-6} + n_e (n_e \alpha_{Z-5} + \beta_{Z-5}) N_{Z-5} \\ \frac{dN_{Z-i}}{dt} &= -n_e (S_{Z-i} + n_e \alpha_{Z-i} + \beta_{Z-i}) N_{Z-i} + n_e (n_e \alpha_Z + \beta_Z) N_Z \end{aligned} \quad (i = 2 \sim 5)$$

$$\begin{aligned}\frac{dN_{Z-1,1}}{dt} = & -n_e \left\{ S_{Z-1,6} + n_e \alpha_{Z-1,6} + \beta_{Z-1,6} + \sum_{m=2}^{k_{\max}} C(1, m) \right\} N_{Z-1,1} \\ & + n_e S_{Z-2} N_{Z-2} + \sum_{m=2}^{k_{\max}} [\{n_e C(m, 1) + A(m, 1)\} N_{6,m}] \\ & + n_e (n_e \alpha_{Z,1} + \beta_{Z,1}) N_Z\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dN_{Z-1,k}}{dt} = & - \left[n_e \left\{ \sum_{m \neq k} C(k, m) + S_{Z-1,k} \right\} + \sum_{k > m} A(k, m) \right] N_{Z-1,k} \\ & + n_e \sum_{m \neq k} C(m, k) N_{Z-1,m} + \sum_{m > k} A(m, k) N_{Z-1,m} \\ & + n_e (n_e \alpha_{Z,k} + \beta_{Z,k}) N_Z\end{aligned}$$

$$\frac{dN_Z}{dt} = -n_e \left\{ \sum_{k=1}^{k_{\max}} (n_e \alpha_{Z,k} + \beta_{Z,k}) \right\} N_Z + \sum_{k=1}^{k_{\max}} n_e S_{Z-1,k} N_{Z-1,k}$$

(2-11)

N_i : i 価のイオンの分布数密度 ($i \neq Z-1$)

S_i : i 価のイオンからの電子衝突電離のレート係数 ($i = Z-2 \sim Z-6$)

α_i : i 価のイオンからの三体再結合のレート係数 ($i = Z-1 \sim Z-5$)

β_i : i 価のイオンからの輻射再結合のレート係数 ($i = Z-1 \sim Z-5$)

$N_{Z-1,j}$: 水素様イオンの準位 j の分布数密度

$S_{Z-1,j}$: 水素様イオンの準位 j からの電子衝突電離のレート係数

$\alpha_{Z,j}$: 水素様イオンの準位 j への三体再結合のレート係数

$\beta_{Z,j}$: 水素様イオンの準位 j への輻射再結合のレート係数

$C(i, j)$: 水素様イオンの準位 i から準位 j への電子衝突遷移 (励起及び脱励起) のレート係数

$A(i, j)$: 水素様イオンの準位 i から準位 j への自然放出確率 ($i > j$)

水素様イオンの励起準位は主量子数 $n=10$ までを考えた。各励起準位には副準位が存在する。副準位の分布数密度は統計的重率に従うものとした。Tallentらの計算によると炭素では電子密度が 10^{19}cm^{-3} 以上になると副準位の分布数密度は統計的重率に従う。

[6] 今、電子密度は 10^{19}cm^{-3} 近傍を考えるので上の仮定は成立すると考えられ、主量子数を考慮するだけ十分である。

以上に示したレート方程式を連立させて解き各準位の分布数密度の時間発展を計算する。このフローチャートを図2-2に示す。図2-2に示すように初期パラメータの設定後、左辺=0とした定常状態の解より初期の分布数密度を決定する。電子温度、イオン密度、電子密度の時間変化と共に各レート係数を計算し、各準位の分布数密度の時間発展を計算する。但し、電子密度はイオン密度から式(2-12)に従って計算する。

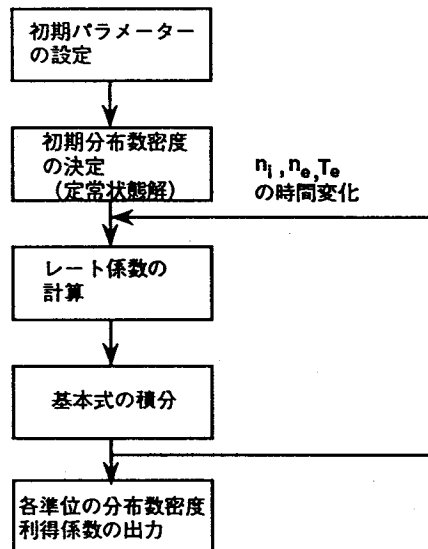


図2-2 原子過程解析用コードのフローチャート

$$n_e = \sum_{k=1}^{Z_{\max}} k \cdot N^{k+} \quad (2-12)$$

k はイオンの価数、 N^{k+} は k 価のイオンの密度を表す。中心周波数での利得係数 G は式 (2-13) に従って計算する。

$$G(\nu) = \lambda^2 A_{ul} \left(N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right) S \frac{1}{4\pi\Delta\nu} \quad (2-13)$$

S はスペクトル形状によって決まる定数である。例えば、スペクトル形状がドップラー広がりで決まるガウス型の場合 $S = (\ln 2 / \pi)^{1/2} = 0.47$ 、シュタルク広がりで決まるローレンツ型の場合 $S = 1/\pi = 0.32$ で与えられる。スペクトル線の広がりには式 (1-3) で与えられるドップラー広がりで決まるとした。電子密度が $1.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ の時、炭素の $H\alpha$ 線 (波長 $182\text{\AA}$) のドップラー広がりとはシュタルク広がりとは等しくなる。〔7〕電子密度は 10^{19}cm^{-3} 近傍を考慮するので、シュタルク広がり効果も考慮しても利得係数は最大で 20% 低下する程度である。このことから、スペクトル線の広がりにはドップラー広がりで決まるとした。

— プラズマが光学的に厚いとき —

式 (2-11) はプラズマが光学的に薄いときに成立するレート方程式である。プラズマが光学的に厚いとき、輻射再結合、自然放出の逆過程である光電離及び光励起が無視できなくなり、輻射輸送を考慮する必要がある。ここでは輻射の吸収の効果を以下のように取り扱う。

今、着目しているのは $H\alpha$ 遷移での反転分布量、つまり主量子数 $n=3$ 及び 2 の分布数密度である。この場合、問題となるのは自然放出確率の大きなライマン α 線 ($n=2-1$ 準位間の遷移 $2p^2P^0-1s^2S$ 線 以下、 $L\alpha$ 線と略す) の吸収によって $n=2$ の分布数密度が増加し反転分布量が減少することである。このように $L\alpha$ 線の吸収によって $n=2$ の分布数密度が増加するのを、 $L\alpha$ 線の自然放出確率が小さくなるとして近似する。この自然放出確率が低減される割合を escape 因子と呼ぶ。escape 因子 $\Lambda(\tau_0)$ は次の式で与

えられる。[8]

$$\Lambda(\tau_0) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -(-1)^n \frac{\tau_0^n}{\sqrt{n+1} n!} \right\} \quad (2-14)$$

τ_0 は中心周波数での光学的厚さであり、スペクトル線の広がりかドップラー広がりか決まるとすると次の式で与えられる。

$$\tau_0 = \frac{n_{6,1}}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} \frac{g(2)}{g(1)} \frac{h \nu_0}{c} B(1,2) D \quad (2-15)$$

$B(1,2)$ は $n=2-1$ 準位間の誘導放出係数である。 D はプラズマの大きさを表す。また、 $\tau_0 > 4.5$ の時は式(2-14)の代りに、次のHolsteinの近似式を用いることができる。
[8]

$$\Lambda(\tau_0) = \frac{1}{\tau_0 \sqrt{\pi \ln \tau_0}} \quad (2-16)$$

光学的に厚いときを考える場合は式(2-11)中の $A(2,1)$ を $\Lambda(\tau_0)A(2,1)$ で置き換えて計算する。

2-3 バルマー α 遷移での反転分布発生条件の考察

プラズマ中でのイオンあるいは原子の電離状態および励起状態は温度、密度に依存し、時間的にも、空間的にも変化する。同様にプラズマの再結合過程で生じる反転分布量およびその発生時間も温度、密度および冷却速度に強く依存すると考えられる。

2-2節で述べたコードを用いて、炭素のH α 遷移での反転分布発生条件、つまりプラズマの温度、密度、および冷却速度に対する依存性を調べた。第3章で述べるシリンドー壁によって閉じ込めたプラズマのように、冷却時間が長い場合に反転分布を生成するための条件を考察した。以下の計算では、閉じ込めたプラズマを考えるのでイオン密度は時間的に変化しないとする。

2-3-1 イオン密度、冷却速度に対する条件

水素様イオンにおいて反転分布を生成するには、初期に完全電離プラズマを生成する必要がある。そのために必要な初期の電子温度を評価する。図2-3に式(2-11)の定常状態解から得た、電離平衡状態の炭素の各イオンの存在率の電子温度依存性を示す。図2-3においてCVII、CVI、CV、CIVは各々、完全電離イオン(C^{6+})、水素様イオン(C^{5+})、ヘリウム様イオン(C^{4+})、リチウム様イオン(C^{3+})を示す。以下、イオンの価数をあらわすのに元素記号とローマ数字で表すことにする。但し価数は(ローマ数字-1)である。図2-3より、イオン密度にあまり依らず電子温度が150eVを超えると、完全電離イオンの存在率は95%を超えて、完全電離に近いプラズマが生成される。従って、炭素プラズマをまず電子温度150eVにまで加熱する必要がある。

次に、レート方程式を解いて得られた各準位の分布数密度の時間発展を計算した結果を示す。時間的に電子温度のみが変化するプラズマを考える。

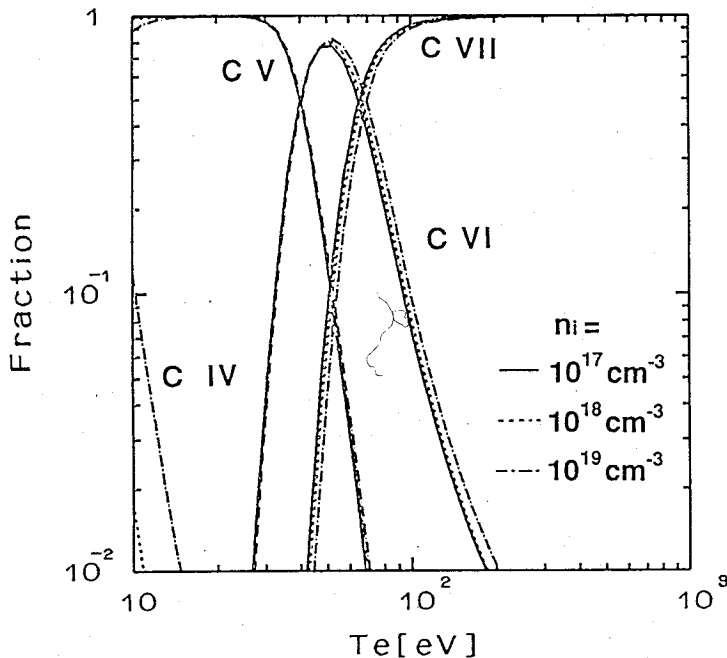


図2-3 炭素イオンの存在率の電子温度依存性。電子温度が150 eVを超えると完全電離に近いプラズマが生成される。

イオン密度が $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 一定とし、電子温度が150eVから時定数5nsで指数関数的に低下したときの（a）H α 線の利得係数、（b）水素様イオンの $n=2-5$ の準位の分布数密度、および（c）各価数のイオンの密度の時間変化を図2-4に示す。図2-4より次のことが明らかになる。電子温度が低下するにつれ再結合により水素様イオンの各準位の分布数密度は徐々に増加し、電子温度が90eV以下になると主量子数 $n=3-2$ の準位間で反転分布が生じる。電子温度が20eVで反転分布量つまり利得係数が最大となる。反転分布量が最大となる10nsから完全電離イオンの密度が急激に減少し、同時に利得係数も低下する。以上のように反転分布が再結合過程で発生することが示された。

次に反転分布を生成する最適な条件を調べるために利得係数の

〔1〕 イオン密度依存性

〔2〕 プラズマの冷却速度依存性

を調べた。

〔1〕 イオン密度依存性

図2-5に利得係数（以下、ピーク利得係数を示すものとする）のイオン密度依存性を示す。電子温度は150eVから時定数5nsで指数関数的に低下するとした。イオン密度が $\sim 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ のときに最大の利得係数が得られている。イオン密度が $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ を超えるとイオン密度が増えるにつれて利得係数は減少する。これは、イオン密度と共に電子密度が増加するので衝突遷移が輻射遷移よりも支配的になり反転分布量が減少するためと考えられる。イオン密度が $9 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ を超えると反転分布は生成されない。時間平均した電離度を5.5とすると電子密度の上限は $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ となる。図1-5において電子温度が40eVのときThermal Limitが $n=3$ に存在する電子密度は $5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ である。反転分布が発生する電子温度のしきい値を40eVとすると、式（1-7）から導かれる電子密度の上限とも一致する。イオン密度が最適値よりも低くなると利得係数が低下する。これは反転分布に寄与するイオン数が減少すること、およびイオン密度の減少と共に電子密度が低下し、三体再結合の確率が減少するためと考えられる。

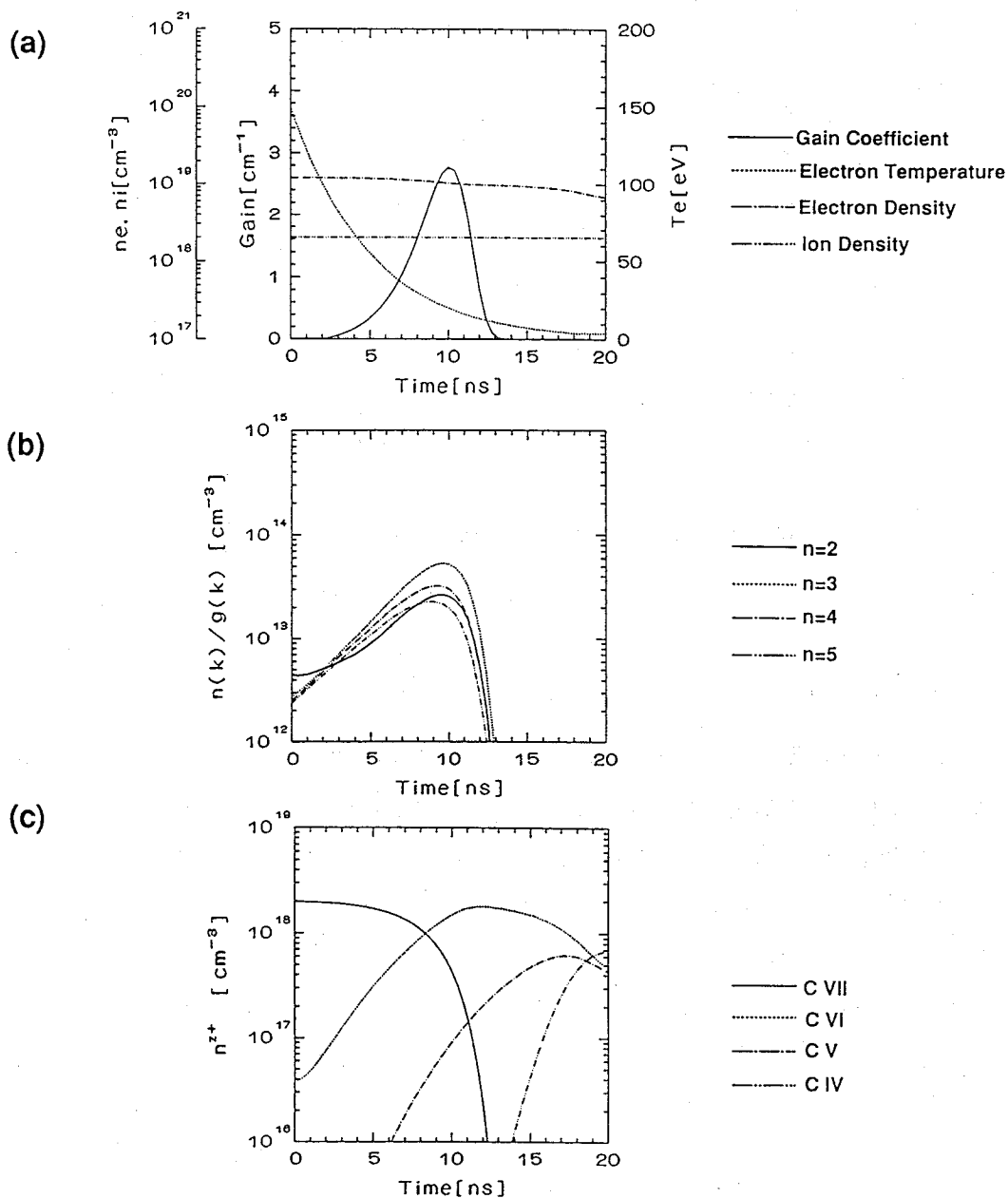


図 2-4 電子温度が 150 eV から 5 ns で指数関数的に低下したときの (a) 利得係数、(b) 水素様イオンの $n=2-5$ の各準位の分布数密度、(c) 各価数のイオンの密度の時間変化。イオン密度は $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ である。

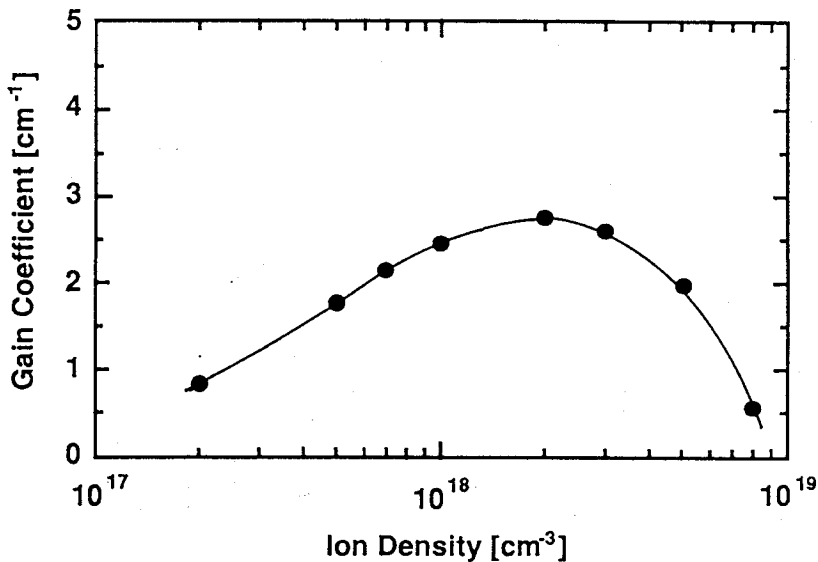


図2-5 利得係数のイオン密度依存性。電子温度は150 eVから5 nsで指数関数的に低下する。イオン密度は $\sim 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ が最適である。

[2] プラズマの冷却速度依存性

次に、電子温度が初期温度150 eVから指数関数的に減少するとして、その時定数 τ_c を変化させて利得係数のプラズマの冷却速度に対する依存性を調べた。イオン密度は $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ とした。利得係数および利得の発生時間の冷却速度に対する依存性を図2-6に示す。冷却速度が短い時、高い利得係数が得られるがその発生時間幅は短くなる。一方、冷却速度が長い時、利得係数は低くなるが時間幅は長くなる。時定数が5 nsのときには、ピークの利得係数は 2.8 cm^{-1} であり、その時間幅は4.0 ns (FWHM) である。再結合励起方式では、冷却時間を短くして大きな反転分布量を一気に生成するか、それとも冷却時間を長くして小さな反転分布量を長い時間にわたって維持するかのどちらか一方にならざるを得ない。前者は第4章で述べる自由膨張プラズマ中での反転分布の生成方法であり、後者は第3章で述べるような冷却時間の長い閉じ込めたプラズマ中での反転分布生成の方法である。

冷却時間が長くピークの利得係数が低い場合でも、共振器を構成することによって利得長積を長くすることができる。増幅媒質に共振器を構成し、軟X線レーザーを得

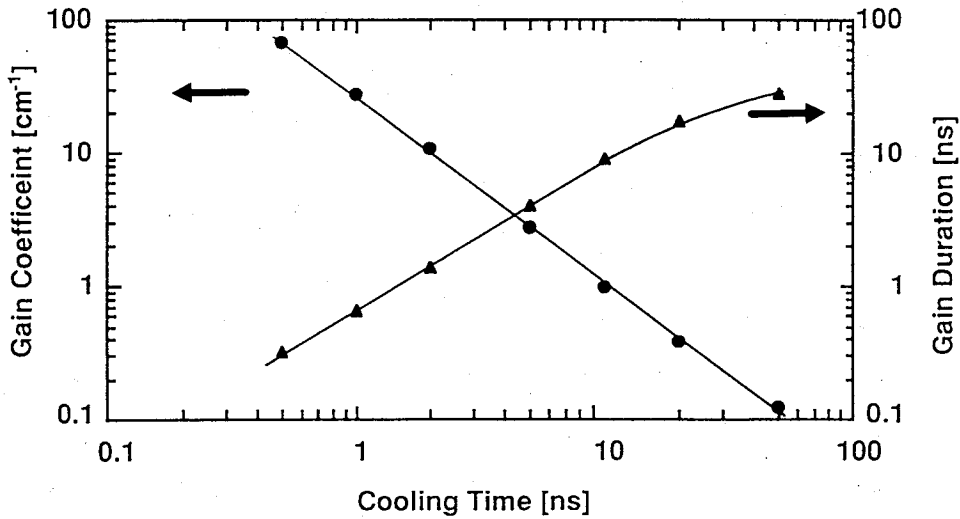


図 2-6 利得係数の冷却速度依存性。イオン密度は $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ である。冷却時間が 5 ns と長い時でも、 2.8 cm^{-1} のピーク利得係数が得られ、その発生時間は 4 ns (FWHM) である。

るには共振器内での損失を考慮した最適化を行なう必要がある。長さ L 、利得係数 g の増幅媒質に反射率 r_1 、 r_2 のミラーを用いて共振器を構成する場合を考える。増幅媒質内での軟 X 線光の屈折等による損失がないとするとレーザー発振が起こるための利得係数のしきい値は式 (2-17) より与えられる。

$$r_1 r_2 \exp(2gL) \geq 1 \quad (2-17)$$

多層膜鏡で達成可能なミラーの反射率 $r_1 = r_2 = 20\%$ を用いて、 $L = 1 \text{ cm}$ とすると必要な利得係数 g は 1.6 cm^{-1} となる。図 2-6 に示したように $\sim 2 \text{ cm}^{-1}$ は 5 ns 程度の冷却時間で達成できる。この時、利得の発生時間は 4 ns であり、共振器の構成が可能なナノ秒オーダーの反転分布の生成が可能である。しかし、式 (2-17) は理想的な場合であり、実際には利得長積 5 が必要とされており、長さが 2 cm を超えるような増幅媒質の生成が必要となる。

2-3-2 ライマン α 線の吸収の効果

水素様イオンのH α 遷移で反転分布を得るときに、L α 線の再吸収は $n=2$ の分布数密度を増加させ反転分布量を減少させる。2-1節で述べたescape因子を用いてL α 線の自己吸収の影響を調べる。式(2-15)に示したように吸収の効果はプラズマの大きさで決るので、同時に光学的に厚いときの増幅媒質の断面積の大きさの目安を得ることができる。

$D=10\mu\text{m}$ のときの(a) H α 線の利得係数、(b) L α 線の光学的厚さおよびescape因子、および(c) 各電荷数のイオン密度の時間変化を図2-7に示す。イオン密度は $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ であり、電子温度は150eVから時定数5nsで指数関数的に低下させている。図2-7に示したように、光学的厚さは基底準位の分布数密度の増加とともに増大する。利得係数がピークになるときの光学的厚さは ~ 0.6 である。このときのescape因子は0.67であり、L α 線の自然放出確率は $2/3$ になる。ピーク利得係数は 0.6cm^{-1} であり、光学的に薄いときの $1/5$ に減少する。以上のように、L α 線の吸収による利得係数の低減が問題となる。

光学的に厚いとき、利得係数のプラズマの大きさに対する依存性を図2-8に示す。イオン密度は $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ であり、電子温度は150eVから時定数5nsで指数関数的に低下させている。図2-8に示したように、プラズマの大きさ D が大きくなるにつれて利得係数は低下する。 D が $50\mu\text{m}$ 以上では反転分布は発生しない。この結果より、増幅媒質の大きさはL α 線の吸収の効果を検討すると $50\mu\text{m}$ 以下に制限される。しかし、実際のプラズマは流体として運動をしているので、式(2-15)に示した熱運動によるドップラー広がりほかにプラズマ自身の運動によるドップラーシフトが存在し、L α 線の再吸収の効果は低減される。これはMotional Doppler Decouplingと呼ばれる。この効果を考慮すると光学的厚さは次の式で与えられる。^[9]

$$\tau = 10^{-2} n(1) \left(\frac{dv}{dl} \right)^{-1} \lambda_{21} \quad (2-18)$$

$n(1)$ は基底準位の分布数密度、 dv/dl は速度勾配、 λ_{12} はL α 線の波長を表す。図2-7で利得係数がピークのとき、 $n(1) \sim 10^{18}\text{cm}^{-3}$ である。 $\lambda_{12} = 33.8\text{\AA}$ 、 $dv/dl = 10^{-10}$ と

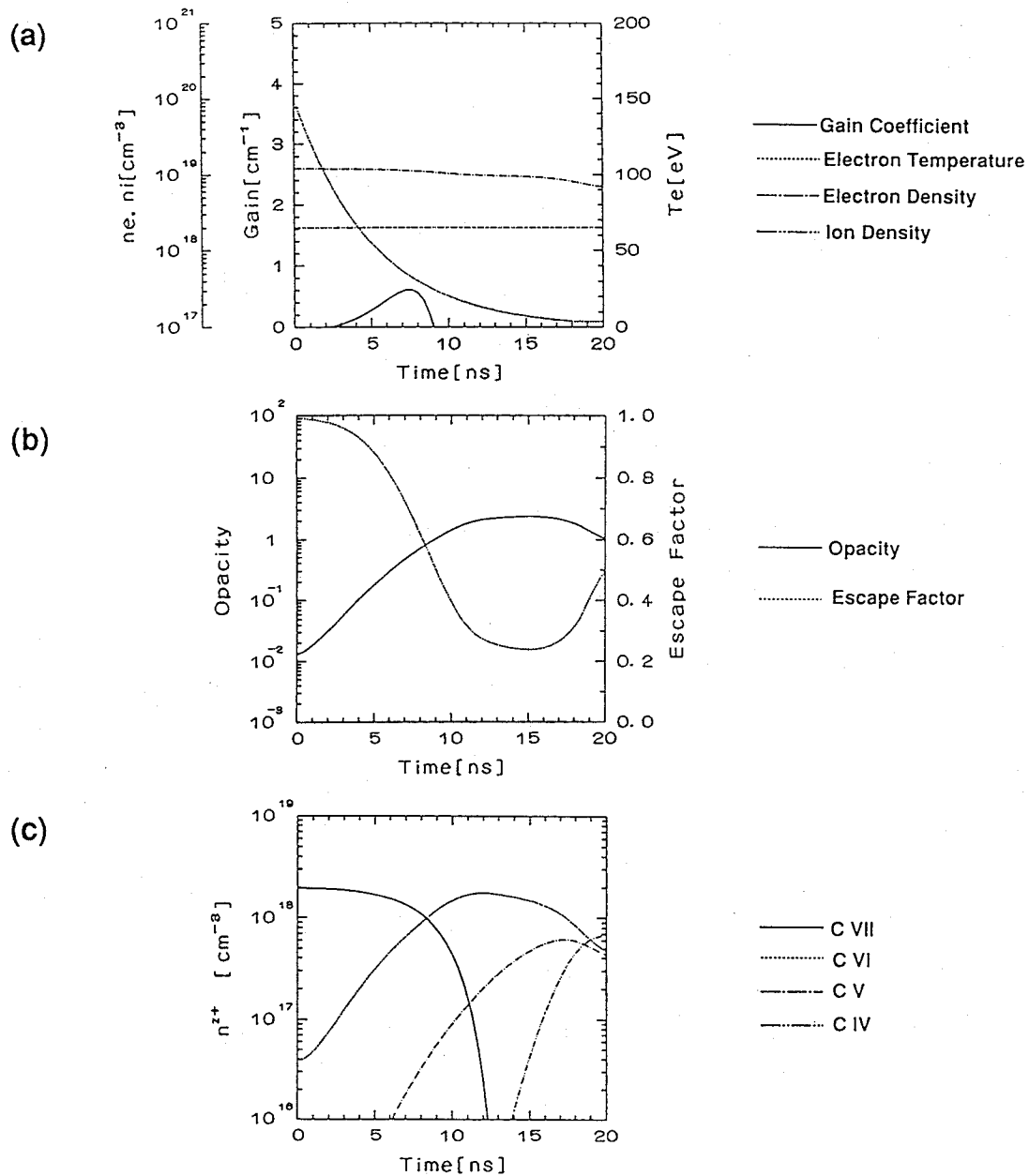


図 2-7 $L\alpha$ 線の吸収を考慮したときの (a) 利得係数、(b) $L\alpha$ 線の光学的厚さと escape 因子、および (c) 各価数のイオンの密度の時間変化。プラズマの大きさは $10 \mu\text{m}$ としている。

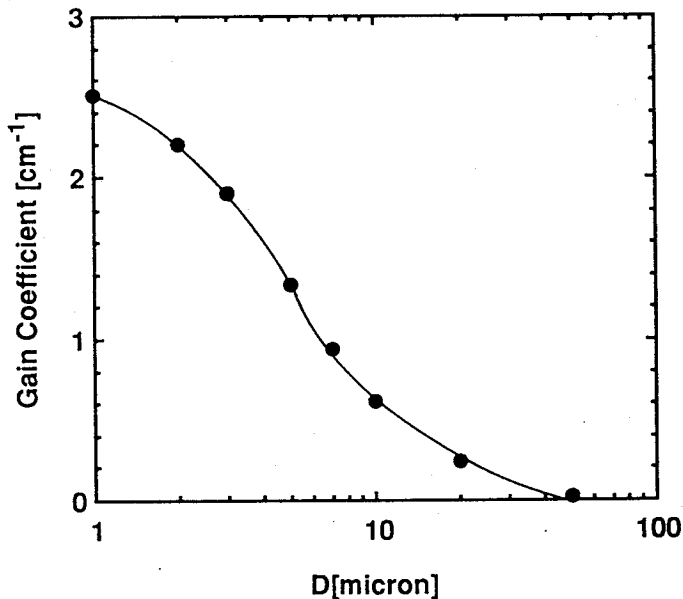


図 2-8 $L\alpha$ 線の吸収を考慮したときの利得係数のプラズマの大きさに対する依存性。増幅媒質の大きさは $L\alpha$ 線の吸収により $50\ \mu\text{m}$ に制限される。

すると $\tau \sim 0.3$ となり、Motional Doppler Decouplingにより $L\alpha$ 線の光学的厚さは $1/2$ に低減される。また本コードではヘリウム様イオンの励起準位が考慮されていない。したがって水素様イオンの基底準位の緩和時間は実際よりも長くなっているものと考えられる。なぜなら水素様イオンの基底準位からヘリウム様イオンの励起準位への緩和速度は基底準位への緩和速度よりも大きいからである。従って、水素様イオンの基底準位の分布数密度は実際は少ないと考えられる。すなわち $L\alpha$ 線の吸収の効果も低減される。

以上のように光学的に厚いとしたときのプラズマの大きさに対する制限は図 2-8 に示されたより緩やかであると考えられる。したがって $100\ \mu\text{m}$ を超える大きさの増幅媒質を生成することが可能である。

2-4 まとめ

第 2 章では再結合プラズマ中における水素様イオンでの反転分布生成の条件を考察するために、原子過程を解析できる CR モデルに基づくレート方程式を解くシミュレーションコードの開発を行なった。

開発を行なった。

このコードを用いて炭素の水素様イオンのH α 遷移での反転分布発生の条件を考察し、以下の条件が必要であることを示した。

(1) 完全電離プラズマを生成するには、電子温度150eVにまで加熱する必要がある。

(2) 反転分布を生成するためのイオン密度の最適値および上限値が存在し、各々 $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、 $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ であった。イオン密度の上限値から導かれる電子密度の上限値はThermal Limitから導かれる電子密度の上限値とも一致した。

(3) プラズマの冷却速度と利得係数および利得の時間幅の依存性を調べた。冷却速度が5nsと比較的長い場合でも、ピーク利得係数 2.8cm^{-1} を得ることができ、反転分布の発生する時間幅は4nsであった。

(4) L α 線の吸収により、H α 線の利得係数は低下する。しかし、L α 線の吸収の効果も考慮しても、断面の大きさが100 μm を超える増幅媒質の生成が可能である。

(3)、(4)は増幅媒質であるプラズマを閉じ込めることによって、広い領域で長い時間にわたり反転分布を発生する炭素のH α 線の増幅媒質の生成が可能であることを示している。

第 2 章の参考文献

- [1] H.Daido et al., J.Opt.Soc.Am.B7, 266(1990).
- [2] W.Lotz, Z.Phys.216, 241(1968).
- [3] M.Itoh et al.,Phys.Rev.A35 233(1987).
- [4] M.J.Seaton, Mon.Not.R.Aston.Soc.119, 81(1959).
- [5] M.J.Seaton, in Atomic and Molecular Processes, edited by D.R.Bates(Academic, New York,1965).
- [6] G.J.Tallents, Phys.Rev.A29, 3461(1984).
- [7] D.H.Oza et al., Phys.Rev.A34, 4519(1986).
- [8] R.H.Huddleston, Plasma Diagnostics Technique,(Academic, New York, 1965)p201.
- [9] M.H.Key Private Communication.

第3章 シリンダー閉じ込めプラズマ中における

炭素バルマー α 線レーザー

3-1 はじめに

再結合プラズマ中において水素様イオンの $H\alpha$ 遷移で反転分布を生成するためには完全電離プラズマを急冷することが必要である。このような急冷は断熱膨張プラズマ中で実現される。平板ターゲットやファイバターゲットに線状集光したレーザーを照射し、生成される断熱膨張プラズマ中における反転分布の観測は数多く報告されている。[1-4] 第2章で示したように、急冷プラズマ中では高いピーク利得係数を得ることができる。また、 $H\alpha$ 線の増幅を得るために問題となる $L\alpha$ 線の吸収の影響はプラズマが膨張することによって起こる Motional Doppler Decoupling により低減される。しかし、電子密度の急激な減少、及び密度勾配による軟X線光の屈折により反転分布の発生する時間幅や領域が制限される。

一方、プラズマの冷却速度が遅い時、利得係数のピーク値は低下するが、反転分布が発生している時間幅は長くなる。多層膜反射鏡の開発技術の進歩により軟X線領域でも数10%の反射率を持つものが得られている。利得係数のピーク値が低い時でも、共振器を構成し、増幅長を長くすることにより高い利得長積を得ることが可能である。また、共振器を構成するには反転分布の発生する領域が広い増幅媒質が望ましい。このような増幅媒質を生成するにはプラズマを広い領域で長時間にわたり維持することが必要となり、筆者はプラズマを閉じ込めることに着目した。プラズマを閉じ込めることによって最適な電子密度を保持しつつ冷却することができれば、高い利得係数を得ることも可能である。筆者は閉じ込めたプラズマを生成するためにシリンダー状のターゲットを提案した。このような閉じ込めたプラズマ中では冷却速度が遅いので、アルミニウムの $H\alpha$ 線のような波長の短いレーザーを得ることは困難である。本章では、波長が $182\text{\AA}$ と比較的長い炭素の $H\alpha$ 線の増幅を得ることを目的とした。以下、3-2節では、本研究で提案したシリンダー型ターゲットについて述べる。3-3節では、実験で用いた装置および実験条件について述べる。3-4節では、 $H\alpha$ 線の利得係数の

測定について述べる。また、プラズマパラメーターの測定を行ない反転分布発生条件の考察を行なった。3-5節では、利得係数の空間分布の測定について述べる。3-6節では、流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ない、実験結果との比較・検討を行ない反転分布の発生過程を考察した。3-7節は本章の総括である。

3-2 シリンダー型ターゲット

プラズマを閉じ込める方法として

(1) 磁場による閉じ込め

(2) シェルの慣性による閉じ込め [5]

があげられる。磁場により閉じ込めたプラズマの代表例としてはトカマクが挙げられる。既に、磁場により閉じ込めたレーザープラズマ中で炭素の水素様イオン及びアルミニウムおよびシリコンのリチウム様イオンにおいて反転分布が観測されている。[6, 7] しかし、プラズマを磁場によって閉じ込めるには高速電子による自己発生磁場 [8] を用いない限りは外部磁場が必要となり、大規模な実験装置が必要になる。従って、慣性による閉じ込めに着目し、図3-1に示す中空のシリンダー状のターゲットを提案した。[9] 長さ1cm、直径3mmの中空のパリレン (C_6H_8) シリンダーの一端に厚さ0.2 μ mの薄膜を取り付けた。シリンダー壁には長さ0.9cm、幅0.5mmの軟X線の観測窓を設けた。図3-2にシリンダー型ターゲットの外観を示す。レーザー光を長焦点の集光系（焦点距離3m）を用いて薄膜の中央に照射する。レーザー光は薄膜上で吸収され、一部は散乱されてシリンダーの内壁上で吸収される。その結果、プラズマは薄膜及びシリンダーの内壁で生成され、シリンダー壁によって閉じ込められる。

薄膜で生成されたプラズマがシリンダー内にすべて閉じ込められたとし、C VI H α 遷移で反転分布を生成するのに適当な $\sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$ の電子密度を得るように、薄膜の厚さは0.2 μ mとした。このとき、式(3-1)で与えられる質量アブレーション速度 [10] より、0.2 μ mの薄膜はバーンスルーすることがわかる。従って、薄膜はシリンダーの長軸方向のスペクトル計測には影響を与えない。

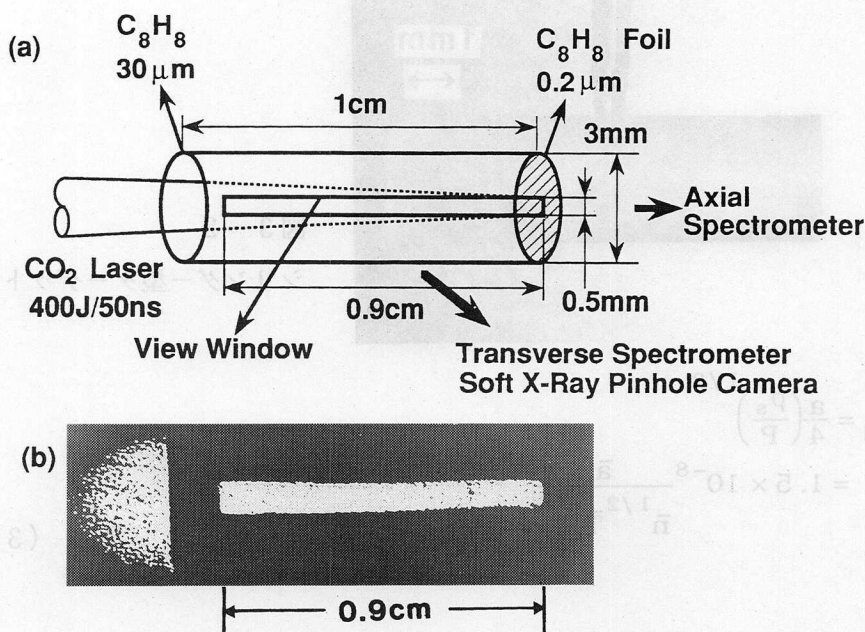


図 3-1 (a) シリンダー型ターゲット及び $H\alpha$ 線の利得係数の測定の実験配置。軸方向および断面方向からスペクトルを観測し、スペクトル線の強度比より利得係数を決定する。(b) 軟 X 線像よりシリンダー内にプラズマ柱が生成されているのを観測した。

$$m = 4.65 \times 10^5 \frac{A}{Z} f^{2/3} \lambda^{-4/3} I_{\text{abs}}^{1/3} \quad [\text{g/cm}^2 \cdot \text{s}] \quad (3-1)$$

式 (3-1) において A は質量数、 Z は原子番号、 f は flux Limitaion factor、 λ は μm で規格化した照射レーザーの波長、 I_{abs} は 10^{14}W/cm^2 で規格化した吸収レーザー強度を表す。ここでは $f=0.1$ とした。

次に、シリンダー壁の慣性によるプラズマの閉じ込め時間を評価する。慣性による閉じ込め時間 τ_1 は次の式で与えられる。[11]

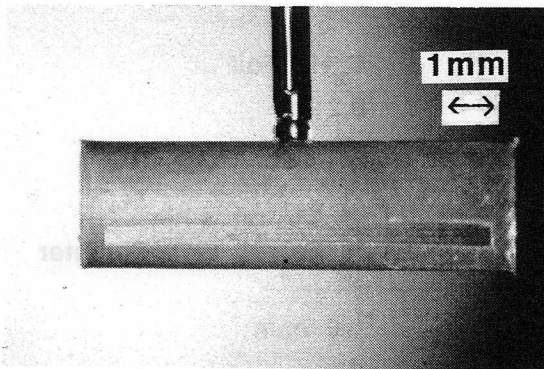


図 3-2

シリンダー型ターゲットの外観

$$\begin{aligned}\tau_i &= \frac{\bar{a}}{4} \left(\frac{\rho_s}{P} \right)^{1/2} \\ &= 1.5 \times 10^{-8} \frac{\bar{a}}{\bar{n}^{1/2} T_e^{1/2}}\end{aligned}\quad (3-2)$$

ρ_s はシリンダーの質量密度(1.1g/cm^3)、 P はプラズマの圧力である。 $\bar{a}$ はmmで規格化したプラズマの半径、 $\bar{n}$ は 10^{21}cm^{-3} で規格化した電子密度、 T_e はkeVで規格化した電子温度を表す。 $\bar{a}=1.5\text{mm}$ 、 $\bar{n}=10^{19}\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e=150\text{eV}$ とすると、 $\tau_i \sim 580\text{ns}$ である。レーザーのパルス幅 (50ns) と比較すると、シリンダーによるプラズマの閉じ込め時間は十分に長い。

また、図 3-1 に示したように、レーザーをプラズマの長軸方向に沿って照射するので炭酸ガスレーザーの吸収長によってシリンダーの長さ、即ちプラズマの長さが制限される。炭酸ガスレーザーの吸収係数は次の式で与えられる。[12]

$$K_L = 500Z^*n_e \left(\frac{n_e}{n_{ec}} \right) T_e^{-3/2} \quad (3-3)$$

$$Z^* = \langle Z^2 \rangle / \langle Z \rangle \quad (3-4)$$

n_{ec} は照射レーザーの臨界密度、 n_e は 10^{18}cm^{-3} で規格化した電子密度である。CHプラズマを考え、 $Z^*=3.5$ 、 $n_e=5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 、 $T_e=150\text{eV}$ とすると $K_L=2.4\text{cm}^{-1}$ となる。吸収長 $L_L=1/K_L$ とすると、 $L_L=0.4\text{cm}$ となりシリンダー長は炭酸ガスレーザーの吸収

長により制限される。しかし、 $T_e=300\text{eV}$ とすると $K_L=0.9\text{cm}^{-1}$ となり、 $L_L=1.1\text{cm}$ が見込まれ、長さ1cm程度のプラズマの生成は可能であると考えられる。

3-3 実験装置および実験条件

本節では実験に用いた実験装置及び実験条件について述べる。

本実験に用いたレーザー装置を図3-3に示す。炭酸ガスレーザーシステム「烈光VIII号」^[13]の双頭型の最終増幅器の一方に不安定共振器を構成し発振器として用い、他方を増幅器として用いた。発振器と増幅器間の寄生発振および利得回復によるretoroパルスの発生を防止するために、可飽和吸収セルを装着している。レーザー波形を図3-4に示す。モード選択をしていないので多モード発振になっている。エネルギーは300~500J、パルス幅は半値全幅で50nsであった。

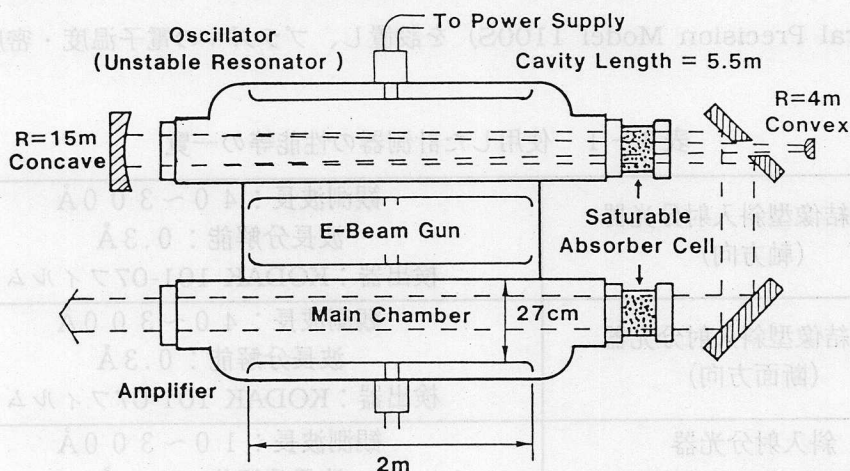


図3-3 実験に用いたレーザー装置

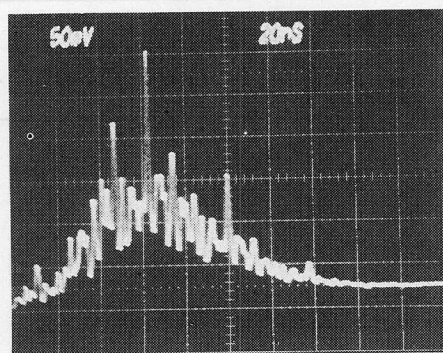


図3-4

実験に用いたレーザー波形

図3-1(a)に実験配置を示す。レーザー光を焦点距離3mの球面鏡で集光し、ターゲットの薄膜の中央に照射する。スポット径は500 μ mであり、最大のレーザー強度は $5 \times 10^{12} \text{W/cm}^2$ であった。レーザー光の集光アライメントはハルトマンマスク法を用いて行った。^[14] ターゲットの位置設定を含め、全体の位置及び角度のアライメント精度は各々 $\pm 100 \mu\text{m}$ および $\pm 3 \text{mrad}$ であった。

利得係数の測定のために2台の平面結像型斜入射分光器を用いた。自然放出光増幅(以下、ASEと略す)光が得られるプラズマの長軸方向、つまりシリンダーの中心軸上に1台の分光器を設置した。以下、この方向を軸方向とする。他の1台の分光器を軸方向と直交する方向に設置した。以下、この方向を断面方向とする。これら2台の分光器には不等間隔の格子溝をもつ回折格子を用いており、平面上にスペクトル結像面を得ている。^[15] さらに、断面方向に高い分解能を有する斜入射分光器

(Spectral Precision Model 1100S)を設置し、プラズマの電子温度・密度等の測

表3-1 使用した計測器の性能等の一覧

平面結像型斜入射分光器 (軸方向)	観測波長：40～300Å 波長分解能：0.3Å 検出器：KODAK 101-07フィルム
平面結像型斜入射分光器 (断面方向)	観測波長：40～300Å 波長分解能：0.3Å 検出器：KODAK 101-07フィルム
斜入射分光器 Spectral Precision Model 1100S	観測波長：10～300Å 波長分解能：0.1Å 検出器：KODAK 101-07フィルム
軟X線ピンホールカメラ	空間分解能：50 μ m 検出器：KODAK 101-07フィルム

定に利用した。また、軟X線像を観測するために軟X線ピンホールカメラを用いた。すべての計測器において、軟X線の検出には軟X線領域で非常に高い感度を有するKODAK 101-07フィルムを用いた。このフィルムの感度曲線（H-D曲線）はX線管とレーザープラズマを光源として較正した。^[16] 表3-1に使用した計測器の性能・計測対象の一覧を示す。図3-1（a）に示したように、断面方向からの軟X線の発光は観測窓を通して観測した。

3-4 炭素バルマー α 線の利得係数の測定

3-4-1 まえがき

3-2節で述べたシリンダー型ターゲットを用い、閉じ込めたプラズマにおいて、炭素のH α 遷移で反転分布を得ることを目的とした実験を行なった。軸方向および断面方向から時間・空間積分スペクトルを観測し、H α 線の利得係数の測定を行なった。また、原子番号の大きな物質の輻射冷却を用いてプラズマの冷却速度を速め、より高い利得係数を得るために、塩素を含むターゲットを用いて利得係数の測定を行なった。また、電子温度・密度の測定を行ない、反転分布の生成条件および塩素の輻射冷却の効果を調べた。

3-4-2 利得係数の測定方法

ASEを観測する方法として

- （1）増幅媒質の長さを変化させてスペクトル線の強度の指数関数的な成長を観測する。
- （2）ASE光が得られる方向とその断面方向から同時に観測したスペクトル線の強度比を調べる。
- （3）反転分布が生成される2つの準位から他の共通の準位へのスペクトル線の強度を調べる。

があげられる。第1の方法が最善であると考えられるが、利得係数を決定するには再現性の良いショットを数多く必要とする。また第3の方法では反転分布は比較的容易に観測することができるが、計測器の絶対較正を行わなければ、利得係数を評価す

ることとはできない。また、吸収の大きなスペクトル線を用いたときには誤った結果を導く可能性がある。本実験では第2の方法を用いて軸方向および断面方向の2台の分光器を用いて、同時に観測したスペクトル線の強度比より利得係数を決定した。この方法を用いると1ショットで利得係数が決定できる利点がある。しかし、この方法を用いるとき、2台の分光器の相対的な感度比および分光器のX線の捕集効率を注意して決定しなければならない。

増幅媒質の断面積をA、長さLとし、かつ断面方向の大きさが十分小さく、利得係数が極端に大きくなければ軸方向と断面方向で観測するスペクトル線の強度 I_{ax} および I_{tr} はそれぞれ次の式で与えられる。[17、18]

$$I_{ax} = I_{sp} A \frac{[\exp(gL) - 1]^{3/2}}{g [gL \exp(gL)]^{1/2}} \quad (3-5)$$

$$I_{tr} = I_{sp} AL \quad (3-6)$$

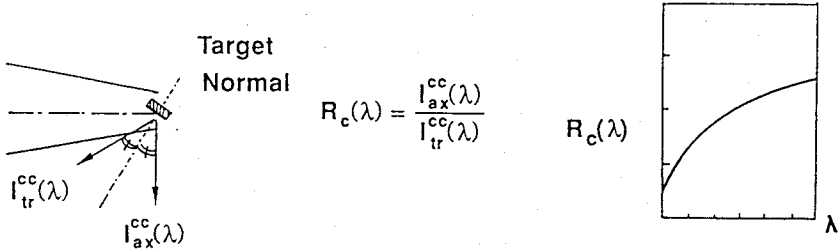
g および I_{sp} はそれぞれ利得係数、単位体積あたりの自然放出光の強度を表す。式(3-5) および式(3-6) から利得長積 gL と軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比 I_{ax}/I_{tr} の関係は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}}{I_{tr}} = \frac{[\exp(gL) - 1]^{3/2}}{gL [gL \exp(gL)]^{1/2}} \quad (3-7)$$

以上のように、 I_{ax}/I_{tr} を観測し、式(3-7) より利得係数を決定できる。図3-5に利得係数を決定する手順を示す。

2台の分光器を用いるので、その感度比をあらかじめ決定しなければならない。2台の分光器に対して等価な光源を与えるために、図3-5に示したように2台の分光器のなす角の2等分線と幅の狭い薄膜ターゲットの法線方向が一致するようにターゲットを設定する。このターゲットにレーザーを照射し、生成されるプラズマからのスペクトル線の強度比より2台の分光器の感度比 $R_c(\lambda)$ を決定する。この感度比 $R_c(\lambda)$ は分光器の回折格子の違い等によって波長依存性を持つことがある。この2台

1. Cross calibration



2. Gain determination

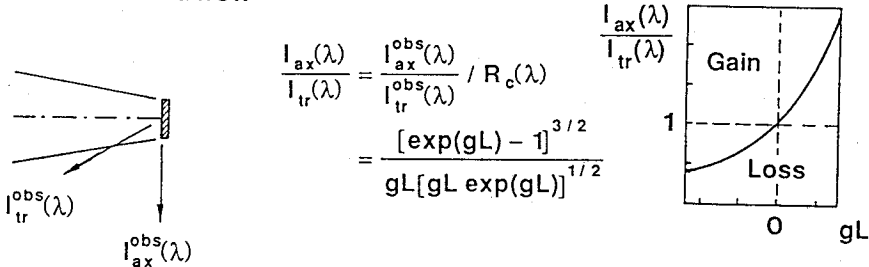


図 3-5 利得係数決定と感度比較正の概念図。感度比を較正した2台の分光器を用いて軸方向および断面方向において観測したスペクトル線の強度比より利得係数を決定する。

の分光器の感度比の決定を以下、クロスキャリブレーションと呼ぶ。以上より、 I_{ax}/I_{tr} は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{I_{ax}^{obs}(\lambda)}{I_{tr}^{obs}(\lambda)} / R_c(\lambda) \quad (3-8)$$

式 (3-8) において $I_{ax}^{obs}(\lambda)$ および $I_{tr}^{obs}(\lambda)$ は観測した強度を示す。

図 3-1 (a) に示したように、断面方向のスペクトルをシリンダー壁の観測窓を通して観測しているので、観測体積比を補正する必要がある。この観測体積比を R_v とすると、 I_{ax}/I_{tr} は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{I_{ax}^{obs}(\lambda)}{I_{tr}^{obs}(\lambda)} / R_c(\lambda) R_v \quad (3-9)$$

ターゲットの形状から R_v を次のようにして決定できる。断面方向の分光器のスリットとターゲットの間の距離は50cmでありターゲットの直径より十分に大きい。断面方向の分光器は観測方向に沿ってターゲットの観測窓に平行な領域を観測する。従って、断面方向の分光器が観測する体積は窓の面積とシリンダーの直径の積で求めることができる。軸方向の分光器の観測方向とシリンダーの中心軸が一致するので、その観測する体積はシリンダーの体積に等しい。観測窓は幅0.5mm、長さ0.9cmであるので、 R_v は5.2となる。式(3-9)より $H\alpha$ 線だけでなく他のすべてのスペクトル線の増幅、あるいは吸収の評価が可能である。以上の方法を用いる時、軟X線の捕集効率はターゲットの大きさに依らず一定でなければならない。軸方向においても分光器のスリットとターゲットの距離は1mであり、ターゲットの大きさに比べて十分大きいので、クロスキャリアレーション用のターゲットとシリンダーターゲットで軟X線の捕集効率は一定であると考えられる。

また、参照線の強度比を用いて2台の分光器の相対感度比を求めることができる。

[6、9] 参照線として、増幅も吸収もない光学的に透明であるスペクトル線を選ばなければならない。参照線として、CVI $H\gamma$ 線($5d^2D-2p^2P^0$ 線、波長120.5Å)を選んだ。 $H\gamma$ 線は $H\alpha$ 線と同じ下準位を持ち、かつ上準位が $H\alpha$ 線よりも上であるので吸収の効果は $H\alpha$ 線よりも小さい。主量子数 $n=2$ への遷移であるので、基底準位へのスペクトル線に比べて吸収は小さい。 $H\gamma$ 線は $H\alpha$ 線と同じく $n=2$ への遷移であり $n=5-2$ の準位間で反転分布が発生する可能性がある。しかし、図2-4(b)に示したシミュレーション結果より、 $n=5-2$ の準位間の反転分布量は小さいので、 $H\gamma$ 線はほとんど増幅されないと考えられる。さらに2つのスペクトル線は同じイオン種から放出されるので、発光領域は同じであると考えられる。これらのことから $H\gamma$ 線を参照線として用いることができる。この場合、観測体積比の補正は必要ないので、軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比 I_{ax}/I_{tr} は次の式で与えられる。

$$\frac{I_{ax}(H_{\alpha})}{I_{tr}(H_{\alpha})} = \frac{I_{ax}^{obs}(H_{\alpha}) / I_{ax}^{obs}(H_{\gamma})}{I_{tr}^{obs}(H_{\alpha}) / I_{tr}^{obs}(H_{\gamma})} \quad (3-10)$$

この方法を用いるには2台の分光器の感度の波長依存性は $120\text{\AA}\sim 182\text{\AA}$ の波長領域で同じでなければならない。使用した2台の分光器は同じ種類の回折格子を持ち、その反射率は $100\text{\AA}\sim 200\text{\AA}$ の波長領域でほぼ一定である。〔19〕 参照線としてH β 線

($4d^2D-2p^2P^0$ 線 波長 $134.9\text{\AA}$)を用いることもできる。〔6〕 しかし、3-4-3-2項で示すように、H β 線はL α 線の4次光と完全に重なり、参照線として用いることはできなかった。しかし、参照線を用いる時は、その増幅/吸収を定量的に評価しなければならない。参照線として用いたH γ 線が光学的に透明であることを3-4-3-2項で示す。

以上のように、2種類の方法を用いて利得係数の評価を行なった。

3-4-3 実験結果及び考察

3-4-3-1 分光器の感度比の決定(クロスキャリブレーション)

利得係数を決定するために軸方向及び断面方向のスペクトル線の強度比を用いるので、3-4-2節で述べたように2台の分光器の感度比を決定しなければならない。図3-6中に示すように、レーザーの入射方向に対して 45° 傾けた幅2mm、厚さ $0.2\mu\text{m}$ のマイラー($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$)薄膜にレーザーを照射する。裏面から観測したスペクトル線の軸方向と断面方向の強度比を用いて感度比を決定した。クロスキャリブレーションに用いたスペクトル線の遷移および波長を表3-2に示す。感度比の波長依存性を図3-6に示す。2台の分光器には同じ型の回折格子が使用されており、かつその反射率は $100\text{\AA}\sim 200\text{\AA}$ の波長領域でほぼ一定(ずれは10%以内)であるので、〔19〕 図3-6に示した波長に依らず、ほぼ一定の感度比を得ることができた。この時の相対感度比は 0.23 ± 0.08 であった。エラーバーはショット毎のばらつきから評価した。一方、2台の分光器の立体角から求めた感度比は0.27であり、実験から得た値とも測定誤差の範囲で一致しており、正確な2台の分光器の感度比が得ることができた。

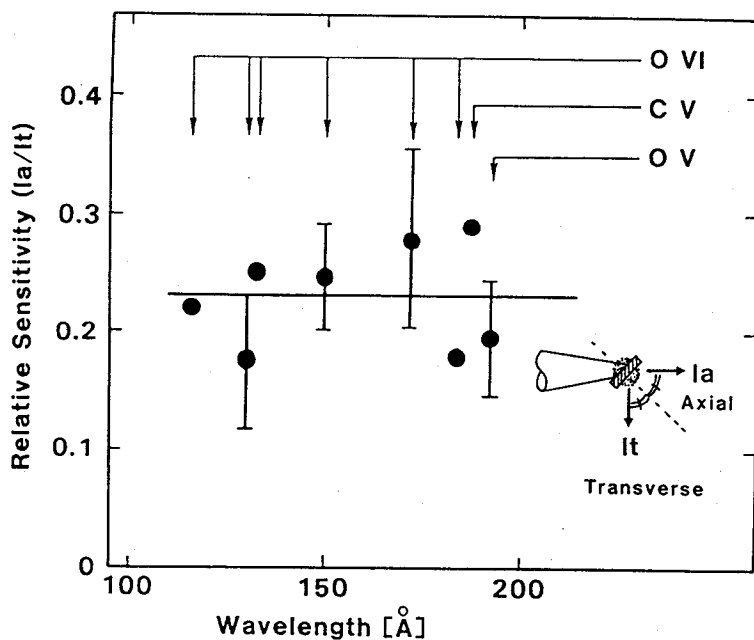


図 3-6 軸方向および断面方向の 2 台の分光器の感度比。等価な光源を与えるように設置した薄膜ターゲットにレーザーを照射し、観測したスペクトル線の強度比より感度比を決定する。

表 3-2 クロスキャリブレーションに用いた
スペクトル線の遷移および波長の一覧

Transition	Wavelength
O VI $4p^2P^0-2s^2S$	115.83 $\text{\AA}$
O VI $5d^2D-2p^2P^0$	116.39 $\text{\AA}$
O VI $4d^2D-2p^2P^0$	129.84 $\text{\AA}$
O VI $3p^2P^0-2s^2S$	150.01 $\text{\AA}$
O VI $3d^2D-2p^2P^0$	173.03 $\text{\AA}$
O VI $3s^2S-2p^2P^0$	184.06 $\text{\AA}$
C V $4p^1P^0-2s^1S$	186.33 $\text{\AA}$
O V $3d^3D-2p^3P^0$	192.83 $\text{\AA}$

3-4-3-2 バルマー α 線の利得係数の測定

本節では、炭素のH α 線の利得係数の測定について述べる。

図3-1 (b) は軟X線ピンホールカメラを用いて観測した軟X線像である。白い部分が軟X線の発光領域である。観測窓からの発光およびレーザー導入口付近の吹き出しプラズマからの発光を観測した。観測窓からの発光域の大きさは長さが $\sim 0.9\text{cm}$ 、幅が $\sim 0.7\text{mm}$ で初期の窓の大きさとも一致しており、シリンダー内にプラズマ柱が生成されているのを確認した。このことから、式(3-7)の利得長 L はシリンダーの長さとした。吹き出しプラズマの部分(大きさ $\sim 2\text{mm}$)を考慮しても利得係数は20%低下するだけであり、得られる利得長積は変化しない。

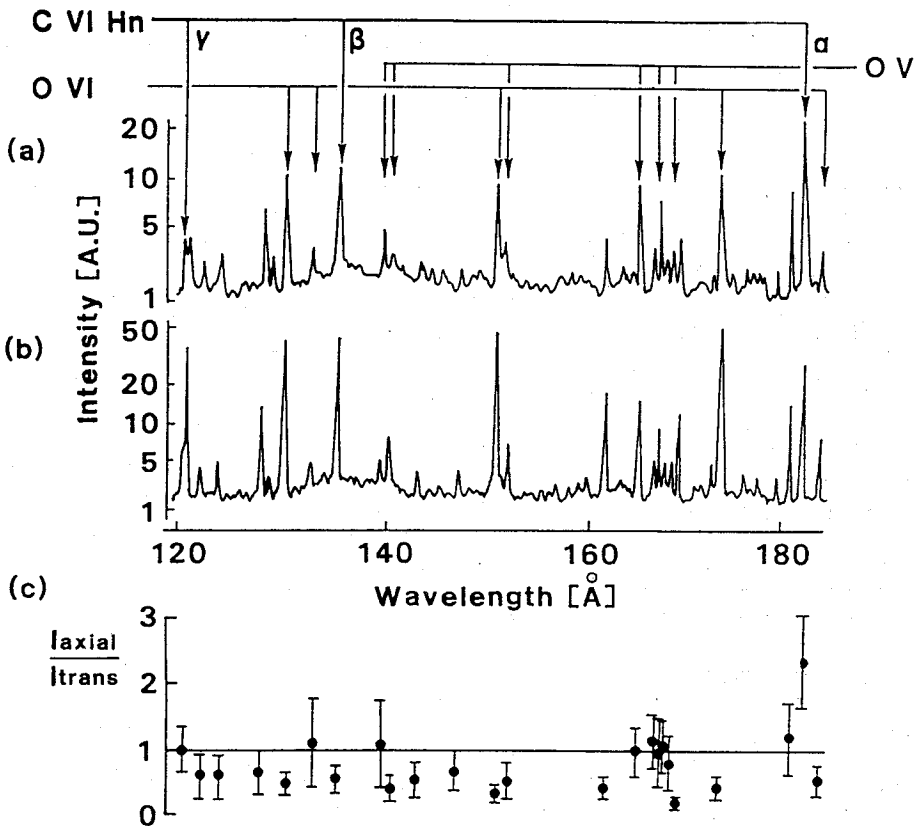


図3-7 C_8H_8 シリンダーを照射し、(a)軸方向、および(b)断面方向で観測したスペクトル。軸方向のスペクトルにおいてH α 線の強い発光を観測した。(c)軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。H α 線の利得係数は 2.3cm^{-1} であった。

図3-7に120~185Åの波長領域の(a)軸方向及び(b)断面方向で同時に観測したスペクトルを示す。炭素のバルマー系列線の他に、パリレンを蒸着した時に混入したと考えられる酸素のリチウム様(O VI)及びベリリウム様(O V)イオンからのスペクトル線も観測した。スペクトル線の同定にはグロトリアンダイアグラム等を利用した。〔20、21〕 スペクトル線の遷移および波長等を表3-3にまとめて示す。軸方向のスペクトルにおいてH α 線の強い発光を観測した。式(3-9)より求めた軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比 I_{ax}/I_{tr} を図3-7(c)に示す。H α 線では $I_{ax}/I_{tr}=2.38\pm0.83>1$ であり増幅を示している。式(3-7)より利得係数は

表3-3 C₈H₈シリンダーを照射し、観測したスペクトル線の遷移、波長、および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	I _{ax} /I _{tr}
C VI 5d ² D-2p ² P ⁰	120.50Å	0.97±0.35
O VI 4d ² D-2p ² P ⁰	129.84Å	0.49±0.17
O VI 4s ² S-2p ² P ⁰	132.30Å	1.18±0.67
C VI 4d ² D-2p ² P ⁰	134.94Å	Higher order Blended
O V 5d ³ D-2p ³ P ⁰	138.08Å	1.13±0.63
O V 3p ¹ P ⁰ -2s ¹ S	139.03Å	0.43±0.21
O VI 3p ² P ⁰ -2s ¹ S	150.10Å	0.38±0.14
O V 4d ³ D-2p ³ P ⁰	151.54Å	0.55±0.27
O V 3p ³ P ⁰ -2s ³ P ⁰	164.60Å	0.97±0.37
O V 3p ³ S-2s ³ P ⁰	166.18Å	1.01±0.55
O V 3p ³ D-2p ³ P ⁰	168.07Å	0.85±0.40
O VI 3d ² D-2p ² P ⁰	173.01Å	0.46±0.14
C VI 3d ² D-2p ² P ⁰	182.17Å	2.38±0.83
O VI 3s ² S-2p ² P ⁰	184.06Å	0.58±0.25

2.3(+0.5/-1.0)cm⁻¹であった。エラーバーはクロスキャリブレーションにおけるショット毎のばらつきから評価した。他のスペクトル線はO VI 4s²S-2p²P線のように $I_{ax}/I_{tr} \sim 1$ つまり光学的に透明であるか、あるいは、O VI 3d²D-2p²P⁰線のように $I_{ax}/I_{tr} < 1$ つまり光学的に厚い。測定誤差を含めても増幅を示したのはH α 線だけであった。

式(3-7)および式(3-10)を用いても利得係数を求めることができる。図3-7に示すように、参照線として用いるC VI H γ 線はC V 2p¹P⁰-1s¹S(40.3Å)の3次光と部分的に重なっている。H γ 線の正確なスペクトル線の強度を評価するために、重なり成分の除去を行なった。スペクトル線の重なりの除去は次のようにして行なった。まず、波長がH γ 線に近く、かつ他のスペクトル線との重なりのないスペクトル線を用いてその形状を決定する。この場合はO VI 4d²D-2p²P⁰線を用いた。分光器の分解能が0.3Åと高くないので、スペクトル線の形状は装置関数で決まるとした。観測したスペクトル線が式(3-11)に示すローレンツ様の形状であるとし、最小2乗法を用いたフィティングを行ない、式(3-11)の α および β を決定する。[22]

$$I(\lambda) = I(\lambda_0) \frac{\beta}{|\lambda - \lambda_0|^\alpha + \beta} \quad (3-11)$$

式(3-11)において λ_0 はスペクトル線の中心波長を表す。観測したスペクトルが式(3-11)で表される形状のスペクトル線の重ね合わせであるとし、最小2乗法を用いたフィティングを行ない、それぞれのスペクトル線の強度を評価した。スペクトル線の分離を行なった結果を図3-8に示す。図3-8において実線は観測したスペクトル、破線は分離したスペクトル線、一点鎖線は分離したスペクトル線の重ね合わせを表す。図3-8において実線と一点鎖線は一致しなければならない。しかし、軸方向においてC V 2p¹P⁰-1s¹Sの3次光付近では一致していない。しかしながら、実線と一点鎖線はH γ 線付近ではよく一致しておりフィッティングにから生じる誤差は15%以内である。このとき、 $I_{ax}(H\alpha)/I_{tr}(H\alpha) = 2.23 \pm 0.33$ であり、式(3-7)より利得係数は2.1(+0.3/-0.2)cm⁻¹となる。第2の方法では参照線を用いている。この場

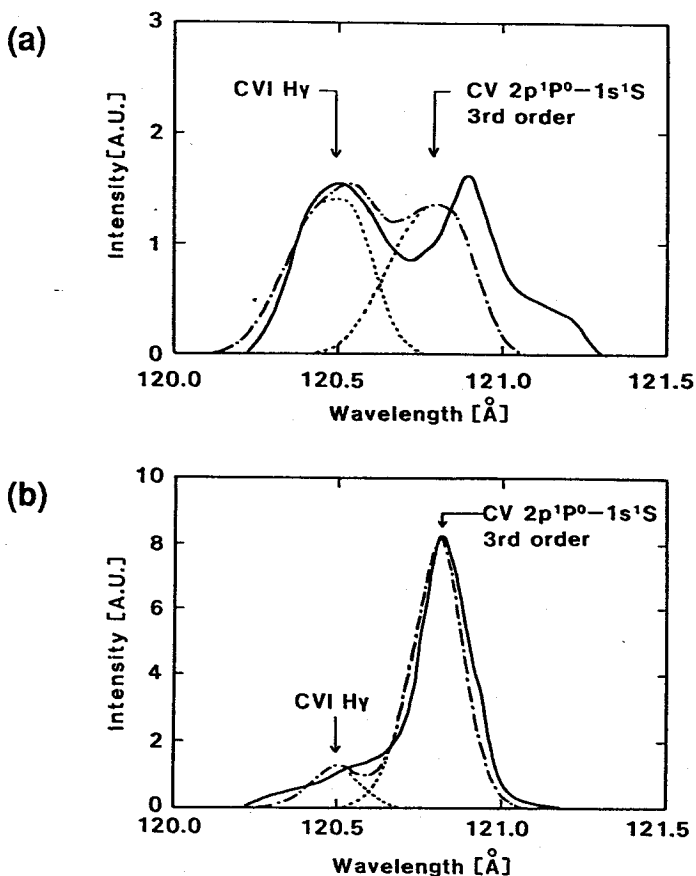


図3-8 H γ 線とCV 2p¹P-1s¹S線の三次光が部分的に重なっているので重なりの除去を行ない、H γ 線の強度を評価した。(a)軸方向 (b)断面方向から観測したスペクトル。

実線：観測したスペクトル

破線：重なりを除去したときのそれぞれのスペクトル線

一点鎖線：破線で示したスペクトル線の重ね合わせ

合、参照線は光学的に透明、つまり $I_{ax}/I_{tr}=1$ でなければならない。図3-7 (c) よりH γ 線では $I_{ax}/I_{tr}\sim 0.97$ とほぼ光学的に透明でありH γ 線を参照線として用いることが可能であることを確認した。

違った2種類の方法を用いて求めた利得係数は測定誤差の範囲で一致した。従って、

H α 線の確定的な利得係数 $2.2(+0.6/-1.1)\text{cm}^{-1}$ を得ることができ、互いの方法のクロスチェックを行なうことができた。

より高い利得係数を得るには、プラズマをより速く冷却する必要がある。プラズマを急冷するには、原子番号の大きな物質の輻射損失を用いることは効果的である。[4, 23] この効果を調べるために、バリレンの水素の1個あるいは2個を塩素で置換したものの($\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$ および $\text{C}_8\text{H}_6\text{Cl}_2$)をターゲットの材質として用いた。シリンダーの長さ、半径、薄膜の厚さ等は図3-1(a)に示したものと同一である。利得係数を測定するために、軸方向および断面方向から同時にスペクトル測定を行なった。図3-9

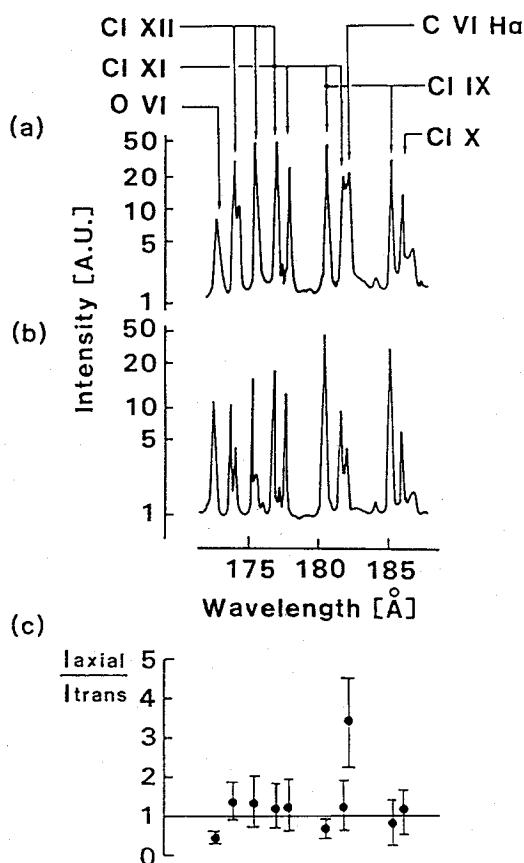


図3-9 $\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$ シリンダーを照射し、(a)軸方向および(b)断面方向で観測したスペクトル。(c)軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。H α 線の利得係数は 2.8cm^{-1} であった。

に C_8H_7Cl ターゲットを照射し、(a) 軸方向、および (b) 断面方向で観測した $170\text{\AA}$ から $190\text{\AA}$ の波長領域のスペクトルを示す。表 3-4 にスペクトル線の遷移および波長をまとめて示す。図 3-9 に示したように $H\alpha$ 線は $Cl\ XI\ 2p^2P-2s^2P^0$ 線($181.84\text{\AA}$)と部分的に重なっている。 $H\alpha$ 線の正確な強度を求めるために、図 3-8 と同様な重なり成分の除去を行なった。 $H\alpha$ 線近傍でのフィッティングによる誤差は20%以内であった。図 3-9 (c) に式 (3-9) より求めた軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比 I_{ax}/I_{tr} を示す。 $H\alpha$ 線では $I_{ax}/I_{tr}=3.25\pm 1.4>1$ であり、増幅を観測した。式 (3-7) より利得係数 $2.8(+0.6/-1.1)\text{cm}^{-1}$ を得た。塩素イオンからのスペクトル線は光学的に透明、あるいは光学的に厚い。また、 $C_8H_6Cl_2$ シリンダーを用いた時は、 $H\alpha$ 線の増幅は観測されなかった。 $H\alpha$ 線の利得係数は C_8H_7Cl シリンダーを用い

表 3-4 C_8H_7Cl シリンダーを照射し、観測したスペクトル線の遷移、
波長および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	I_{ax}/I_{tr}
O VI $3d^2D-2p^2P^0$	$173.01\text{\AA}$	0.44 ± 0.17
Cl XII $2p^3S^0-2s^3P$	$174.21\text{\AA}$	1.42 ± 0.56
Cl XII $2p^1P^0-2s^1D$	$175.71\text{\AA}$	1.35 ± 0.65
Cl XI $2p^2P^0-2s^2P$ Cl XII $2p^3S^0-2s^3P$	$177.00\text{\AA}$ $177.11\text{\AA}$	1.23 ± 0.58
Cl XI $2p^2P^0-2s^2P$	$177.96\text{\AA}$	1.26 ± 0.64
Cl IX $2p^2S-2s^2P^0$ Cl XI $2p^2P^0-2s^2P$	$180.71\text{\AA}$ $180.85\text{\AA}$	0.66 ± 0.25
Cl XI $2p^2P^0-2s^2P$	$181.84\text{\AA}$	1.26 ± 0.63
C VI $3d^2D-2p^2P^0$	$182.17\text{\AA}$	3.25 ± 1.40
Cl IX $2p^2S-2s^2P^0$	$185.26\text{\AA}$	0.82 ± 0.60
Cl X $2p^1P^0-2s^1S$	$186.06\text{\AA}$	1.16 ± 0.50

て、僅かに上昇したがその差は小さい。塩素の輻射冷却の効果については3-4-4節で議論する。

3-4-3-3 プラズマパラメーターの測定

反転分布の発生条件を調べるには、増幅媒質であるプラズマの電子温度・密度等は重要なパラメーターとなる。高い分解能($\Delta\lambda \sim 0.1\text{\AA}$)を持つ斜入射分光器を用いて観測した軟X線スペクトルよりこれらのパラメーターを求めた。 C_8H_8 シリンダーを照射して観測した20~40 $\text{\AA}$ の波長領域のスペクトルを図3-10に示す。

[1] 電子温度

図3-10に示したように、C VIのライマン系列線及びC V np¹P-1s¹S線 (nは主量子数) を観測した。各々の共鳴線の短波長側に連続スペクトルを観測した。図3-11に示すように、式(3-12)で与えられるBoltzmann分布を仮定し、連続スペクトル線の傾きより電子温度 T_e を評価した。[24]

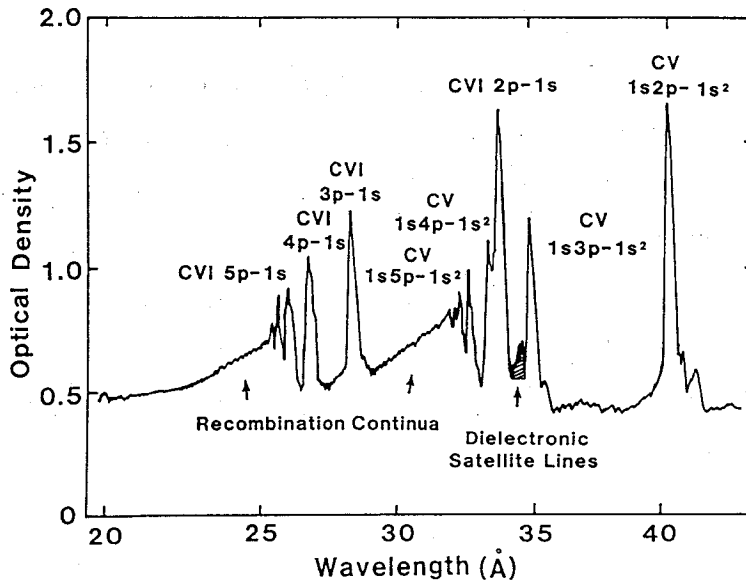


図3-10 C_8H_8 シリンダーを照射し、断面方向で観測した $\text{L}\alpha$ 線付近のスペクトル。連続スペクトル線の傾きより電子温度を、サテライト線の強度比および $\text{L}\delta$ 線のスペクトル広がりより電子密度の測定を行なった。

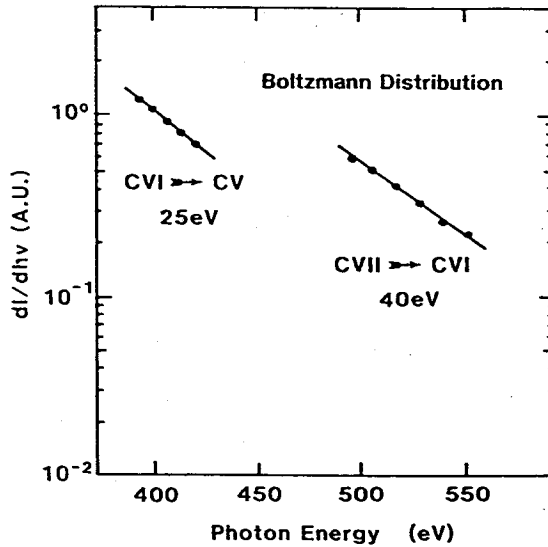


図 3-11 連続スペクトル線の傾きより電子温度は 25～40 eV であった。

$$\frac{dI}{dh\nu} \propto \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) \quad (3-12)$$

式 (3-12) において h は Planck 定数、 k_B は Boltzmann 定数、 ν は振動数、 I は強度を表す。C VII が C VI に輻射再結合するときに放出される連続スペクトル線の傾きより 40 eV を、C VI が C V に輻射再結合するときに放出される連続スペクトル線の傾きより 25 eV をそれぞれ得た。

塩素を含む場合も同様にして電子温度を評価した。C₈H₇Cl ターゲットの場合 37 eV を、C₈H₆Cl₂ ターゲットの場合 35 eV を、それぞれ得た。ただし、塩素を含むターゲットの場合は C VII が C VI に輻射再結合するときに放出される連続スペクトル線の傾きより求めた温度である。

[2] 電子密度

L α 線付近に二電子性再結合によって生じるサテライト線を観測した。図 3-12 にサテライト線の詳細なスペクトルを示す。C V 2p²3P-1s2p³P 線 (34.59 Å) と C V 2s2p³P-1s2s³S 線 (34.53 Å) の強度比より電子密度を求めることができる。[24]

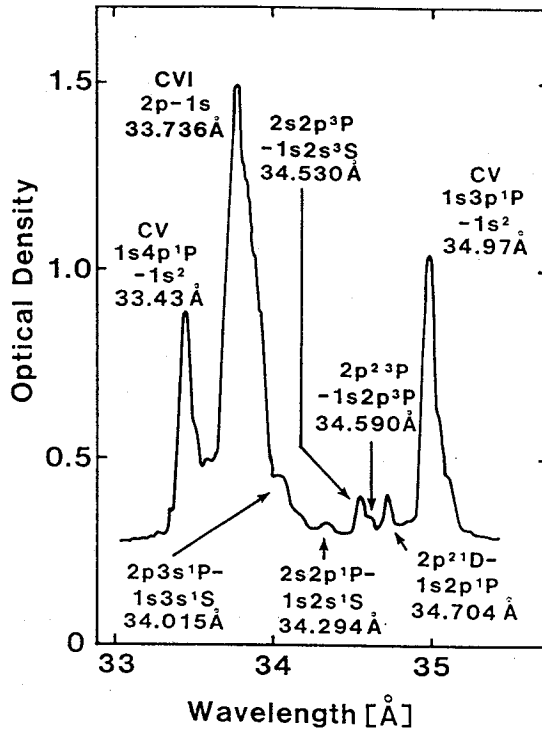


図 3-12 サテライト線の詳細

Seelyらのモデルを用いると、電子温度が40eVのときC V $2p^2\ ^3P-1s2p^3\ ^3P$ 線とC V $2s2p^3\ ^3P-1s2s^3\ ^3S$ 線の強度比と電子密度の関係は図 3-13 に示すようになる。図 3-13 より電子密度は $1.2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ であった。

塩素を含むターゲットを照射し、観測したスペクトルではサテライト線を観測できなかった。従って、L δ 線(C VI $5p^2\ ^0P^0-1s^2\ ^1S$ 線 26.357Å)のシュタルク広がりから電子密度を求めた。^[25] このとき電子密度 n_e とスペクトル幅 $\Delta\lambda$ の関係は式 (3-13) および式 (3-14) で与えられる。

$$\Delta\lambda = \alpha F_0 \quad (3-13)$$

$$F_0 = 2.603en_e^{2/3} \quad (3-14)$$

式 (3-13) および式 (3-14) において α は還元広がり幅、 F_0 はHortsmark電

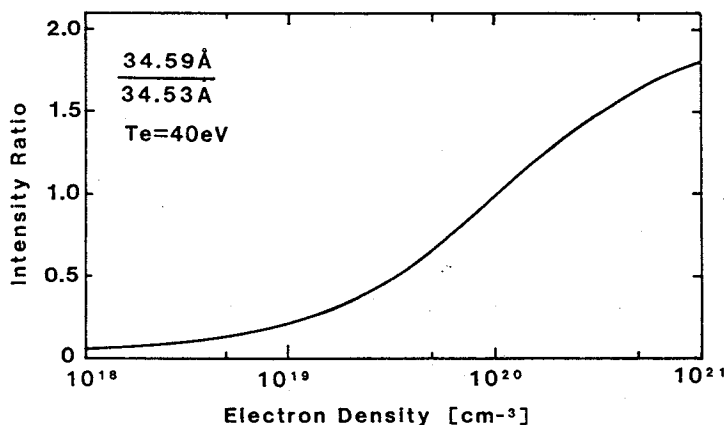


図3-13 C V $2p^2 3P-1s2p^3 P$ 線(34.59Å)とC V $2s2p^3 P-1s2s^3 S$ 線(34.53Å)の強度比より電子密度は $1.2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ であった。

場、 e は素電荷を表す。還元広がり幅はGriemらのテーブルの値を利用した。^[25] また、装置関数の形状は3-4-3-2項で述べたように、ローレンツ型であるとしてスペクトル幅を求めた。^[26] C_8H_8 及び $\text{C}_8\text{H}_7\text{Cl}$ シリンダーを照射したとき、 $L\delta$ 線のスペクトル幅は装置関数の幅とほぼ等しかったので、電子密度を測定することはできなかった。 $\text{C}_8\text{H}_6\text{Cl}_2$ シリンダーを照射したとき、 $L\delta$ 線のシュタルク広がり電子密度 $2.2 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ を得た。

[3] 電離度

$L\alpha$ 線はC VIIがC VIにC V $2p^1 P-1s^1 S$ 線はC VIがC Vに再結合する過程で放出される。それぞれのスペクトル線の強度は次の式で表すことができる。

$$I^{\text{H}} \propto h\nu^{\text{H}} n^{\text{CVII}} A^{\text{H}}, \quad (3-15)$$

$$I^{\text{He}} \propto h\nu^{\text{He}} n^{\text{CVI}} A^{\text{He}} \quad (3-16)$$

式(3-15)および式(3-16)において I 、 ν 、 A はスペクトル線の強度、振動数、自然放出確率を表す。肩字の"H"は $L\alpha$ 線を"He"はC V $2p^1 P-1s^1 S$ 線を表す。 n^{CVII} および n^{CVI} はそれぞれ完全電離イオンの密度、水素様イオンの基底準位の分布

数密度を表す。ここで水素様イオンの励起準位の分布数密度は基底準位に比べて十分小さいとして無視する。式(3-15)および式(3-16)より $L\alpha$ 線と $CV\ 2p^1P-1s^1S$ 線の強度比より完全電離イオンと水素様イオンの存在比を評価した。いずれのターゲットを照射した場合も、存在比は1.5程度であった。

以上の結果をまとめて表3-5に示す。電子密度のエラーバーが大きいのは C_8H_8 ターゲットの場合はサテライト線の信号が小さいこと、 $C_8H_6Cl_2$ ターゲットの場合は観測されたスペクトルのバックグラウンドが高いこと、また、スペクトル線の広がり装置関数の幅に比べて小さいことに起因する。

表3-5 測定した利得係数、電子温度、電子密度および電離度

Target	C_8H_8	C_8H_7Cl	$C_8H_6Cl_2$
G [cm^{-1}]	2.2(+0.6/-1.1)	2.8(+0.6/-1.1)	No Gain
T_e [eV]	40 $\pm$ 3	37 $\pm$ 3	35 $\pm$ 6
n_e [cm^{-3}]	(1.2 $\pm$ 0.5) $\times 10^{19}$	—	2.2(+2.2/1.5) $\times 10^{20}$
n^Z/n^{Z-1}	1.5 $\pm$ 0.1	1.7 $\pm$ 0.4	1.7 $\pm$ 0.4

3-4-4 考察

[1] プラズマの電子温度・密度

表3-5に示したように、電離度はターゲットに依らずほぼ一定の値を示している。表3-5の結果から完全電離イオンの存在率は~60%である。しかし、 $CV\ 2p^1P-1s^1S$ 線は完全電離イオンが再結合する過程でも放出されるので、初期の電離度は評価された値よりも高いと考えられる。また、プラズマが光学的に厚いときも、吸収は $L\alpha$ 線よりも $CV\ 2p^1P-1s^1S$ 線の方が大きいので電離度が得られた値よりも小さくならない。これらのことから、いずれのターゲットを用いても初期的には完全電離に近いプラズマが生成されているものと考えられる。

表3-5に示した電子温度はC VIIがC VIに輻射再結合するときに放出される連続スペクトルから測定しているので、反転分布が発生している時の温度に近い値を示していると考えられる。

C_8H_8 シリンダー及び C_8H_7Cl シリンダーを用いた時は $H\alpha$ 線の増幅が観測されたが、 $C_8H_6Cl_2$ シリンダーでは $H\alpha$ 線の増幅は観測されなかった。3-4-3-3項で得た電子温度・密度を図1-5上にプロットしたものを図3-14に示す。 $H\alpha$ 遷移で反転分布が発生する電子密度の上限はThermal Limitが $n=3$ の準位に存在するときである。 C_8H_8 シリンダーの場合、電子密度はこの上限値以下であり、反転分布発生条件を満足する。 $C_8H_6Cl_2$ シリンダーの場合、電子密度はこの上限値以上であるので反転分布は発生しない。塩素を混入したことにより、電子密度が極端に高くなり、反転分布の生成が妨げられたものと考えられる。

[2] 輻射冷却の効果

表3-5に示したように、塩素を含むターゲットを用いても電子温度の著しい低下は観測されなかった。塩素の輻射冷却の効果について考察する。輻射冷却のモデル計算がSkinnerとKeaneによって提案されている。[27] このモデルでは、coolantが2準位のみを持つとして、その2準位間のレート方程式を考え、その準位間の遷移

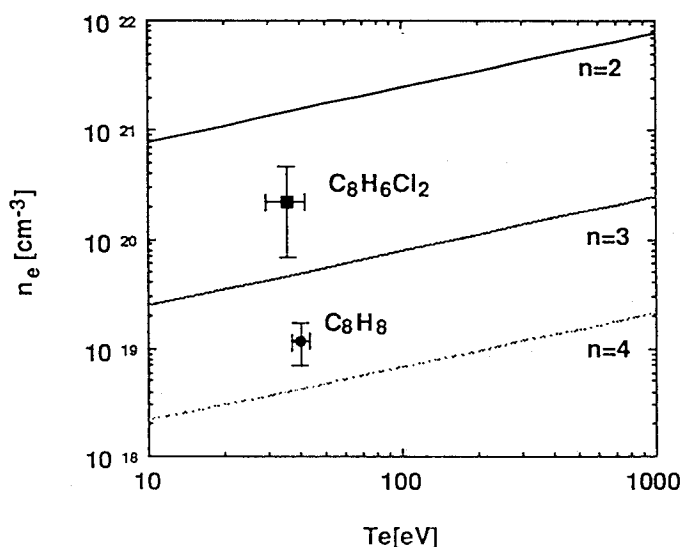


図3-14 C_8H_8 シリンダーを照射し、生成されるプラズマは反転分布の条件を満足する。しかし、 $C_8H_6Cl_2$ シリンダーを照射した時には、電子密度が高すぎるので反転分布は発生しない。

の輻射損失を考える。このとき、イオン1個あたりの放射エネルギーを最大にする準位間のエネルギー差が電子温度および電子密度の関数として与えられる。coolantの準位間の最適なエネルギー差の電子温度、密度依存性を図3-15に示す。表3-5より、生成されるプラズマの電子温度、密度はそれぞれ200~40eV、 $10^{19}\text{cm}^{-3} \sim 10^{20}\text{cm}^{-3}$ の範囲にあると考えられる。輻射冷却の効果は温度が高いときの方が大きいので、電子温度は100~200eVの範囲を考える。図3-15より最適な準位間のエネルギー差は100~200eVである。つまり、フォトンエネルギーが100~200eVのスペクトル線を数多く放出するイオンが最適である。しかし、図3-9に示したように、観測した塩素のスペクトル線のフォトンエネルギーはほとんど80eV以下である。したがって、電子温度が高いとき、これらのスペクトル線による輻射冷却は効果的でないことを示す。このことからシリンダー内に生成されるプラズマにおいて、塩素イオンは最適なcoolantではないと考えられる。また、表3-5に示したように電子密度が極端に上昇する点からも最適なcoolantではないと考えられる。電子密度が極端に高い時、レーザー遷移だけでなくcoolantにおいても衝突遷移が支配的とな

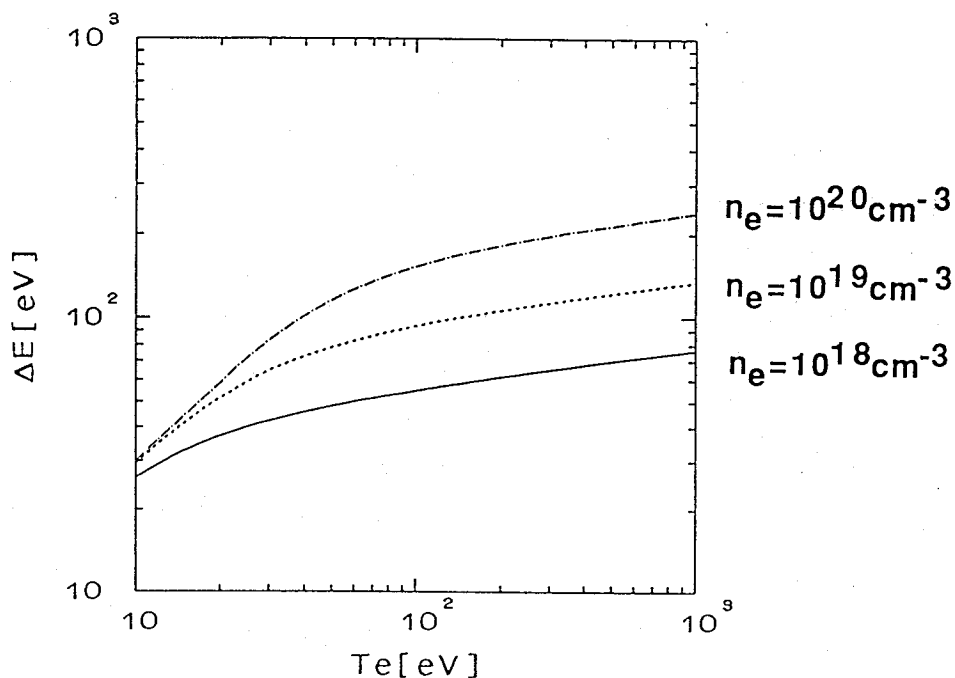


図3-15 coolantの準位間の最適なエネルギー差の電子温度・密度依存性

り輻射冷却の効果は低減される。したがって、原子番号の大きな物質をcoolantとして用いる時、電子密度の制御の点から含有量が、効果的な輻射冷却を行なう点から混入する物質の最適化が重要となる。

また輻射がシリンダー内に閉じ込められた時、輻射は再吸収されプラズマはエネルギーを損失しない。〔28〕 輻射冷却を用いてプラズマをより効果的に冷却するためには輻射をシリンダーの端および観測窓から放出する必要がある。

3-4-5 まとめ

中空のパリレンのシリンダー状のターゲットに長パルスの炭酸ガスレーザーを照射し、生成されたプラズマ中で炭素のH α 線の増幅を得ることを目的とした実験を行なった。

(1) 軸方向および断面方向から時間・空間積分したスペクトルを観測し、H α 線の増幅を観測した。利得係数は 2.2cm^{-1} であった。

(2) プラズマの電子温度、密度等を測定し、それぞれ40eV、 $1.2\times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ を得た。これらの値がH α 遷移で反転分布が発生する条件を満足することを確認した。

(3) パリレンの水素の1個を塩素に置換したターゲットを用いて、H α 線の増幅を観測し、 2.8cm^{-1} の利得係数を得た。一方、水素2個を塩素に置換したターゲットではH α 線の増幅を観測できなかった。これは、電子密度が反転分布が発生する上限値を超えたためと考えられる。

(4) 輻射冷却のモデル計算と実験結果との比較から、シリンダー内に生成されたプラズマにおいて、塩素はcoolantとして最適でなかったと考えられる。

3-5 バルマー α 線の利得係数の空間分布

3-5-1 まえがき

時間、空間積分されたスペクトルを軸及び断面の2方向から計測し、そのスペクトル線の強度比よりH α 線の増幅を観測した。利得係数の空間分布を測定し、反転分布が発生する領域を調べることは反転分布生成の過程を調べる上で重要である。本節では、

H α 線の利得係数の半径方向分布（以下、径方向分布と略す）の測定実験について述べる。

3-5-2 実験方法

ターゲットとしては図3-1(a)に示したものと同様のものを用いた。図3-16に示すように軸方向に設置した斜入射分光器に幅100 μ mのスリットを用いて一次元の空間分解像を観測した。このときの空間分解能は200 μ mである。図3-16に示したように、測定対象としているプラズマは円柱形である。したがって、プラズマの長軸方向、即ちz軸方向に一様であるとしても、観測する一次元像はx軸方向には積分されたものである。従って、実際の径方向の強度分布I(r)は観測した一次元像を式(3-17)に従い、Abel変換して得ることができる。[29]

$$I(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{r_0} \frac{I'(y)}{(y^2 - r^2)^{1/2}} dy \quad (3-17)$$

I'(y)は観測した強度の空間分布の微分を表す。

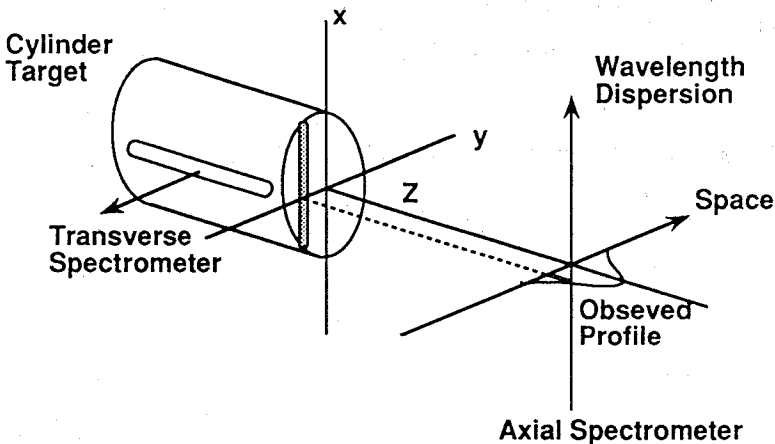


図3-16 利得係数の空間分布を測定する実験配置。観測した一次元の空間分解像をAbel変換し、半径方向の強度分布を求める。

H α 線の利得係数、単位体積あたりの自然放出光、Abel変換して得た強度の径方向の分布をそれぞれ $g(r)$ 、 $\epsilon_{H\alpha}(r)$ 、 $I_{H\alpha}(r)$ とすると、式(3-5)より次の式を得ることができる。

$$I_{H\alpha}^{ax}(r) = \frac{\epsilon_{H\alpha}(r) [\exp\{g(r)L\} - 1]^{3/2}}{g(r) [g(r)\exp\{g(r)L\}]^{1/2}} \quad (3-18)$$

式(3-18)において L はシリンダーの長さ、肩字の"ax"は軸方向からの観測を表す。

また、3-4-3-2項の利得係数の測定において、参照線として用いたH γ 線は光学的に透明であるので、その強度の径方向分布は次の式で与えられる。

$$I_{H\gamma}^{ax}(r) = \epsilon_{H\gamma}(r)L \quad (3-19)$$

H α 線とH γ 線は同じイオン種から放出されるスペクトル線であるので、 $\epsilon_{H\gamma}(r)$ と $\epsilon_{H\alpha}(r)$ の空間分布が同じであるとすると、式(3-18)および式(3-19)より次の式を得ることができる。

$$\frac{I_{H\alpha}^{ax}(r)}{I_{H\gamma}^{ax}(r)} = k \frac{[\exp\{g(r)L\} - 1]^{3/2}}{g(r)L [g(r)\exp\{g(r)L\}]^{1/2}} \quad (3-20)$$

k はある定数である。この定数 k は増幅の観測されない断面方向のH α 線とH γ 線の強度比より決定できる。従って、式(3-20)よりH α 線の利得係数の空間分布を決定できる。

3-5-3 実験結果及び考察

図3-17に観測したH α 線の空間分布を示す。実線が観測した強度分布、破線は対称なガウス型の関数でフィティングした空間分布である。Abel変換を行なうためには強度分布は対称でなければならないが、観測した強度分布はこの条件をほぼ満足して

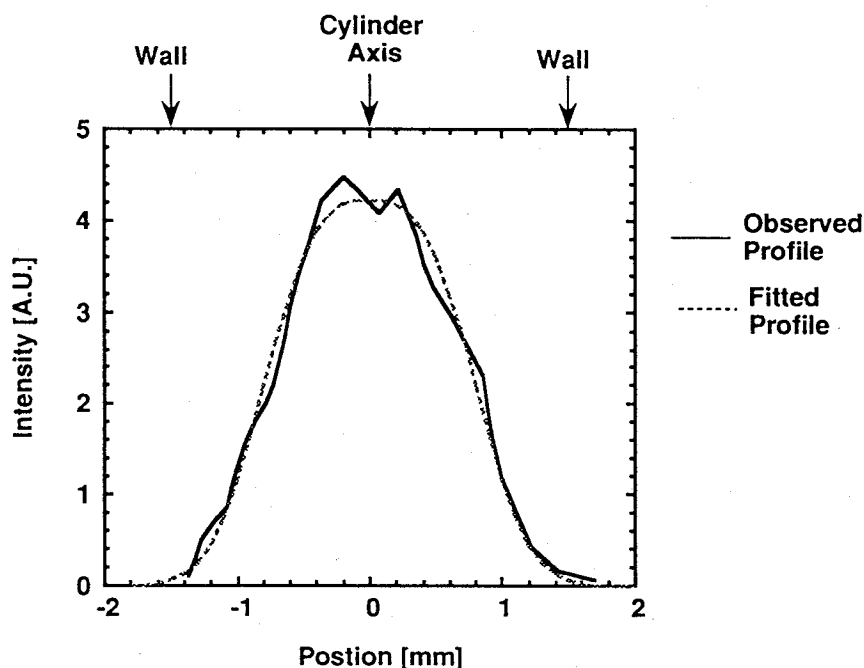


図 3 - 1 7 軸方向から観測した $H\alpha$ 線の空間分布。

実線：観測した $H\alpha$ 線の空間分布。

破線：観測した空間分布を最小 2 乗近似でフィティングした空間分布。

いる。図 3 - 1 8 に観測した強度分布から求めた (a) $H\alpha$ 線、および (b) $H\gamma$ 線の径方向の強度分布を示す。図 3 - 1 8 において実線は Abel 変換を行ない得た径方向の分布、破線は観測した分布、一点鎖線は実線の分布を逆変換したものを示す。また、図中で $r=0\text{mm}$ はシリンダーの中心軸、 $r=1.5\text{mm}$ は壁の位置を示す。 $H\alpha$ 線では破線と一点鎖線がよく一致しているが、 $H\gamma$ 線ではシリンダー壁付近ではよく一致していない。これは $r=1.5\text{mm}$ での強度が 0 でないことによる。これは測定誤差として評価した。また、断面方向の分光器で観測した $H\alpha$ 線と $H\gamma$ 線の強度比は 4.7 であった。以上の結果より、図 3 - 1 9 に示す $H\alpha$ 線の利得係数の径方向分布を得た。図 3 - 1 9 中の破線は先に述べた測定誤差の上限と下限を示す。図 3 - 1 9 に示したように、反転分布はシリンダーの中心軸のまわりで発生することを観測した。また、大きさは分光器の

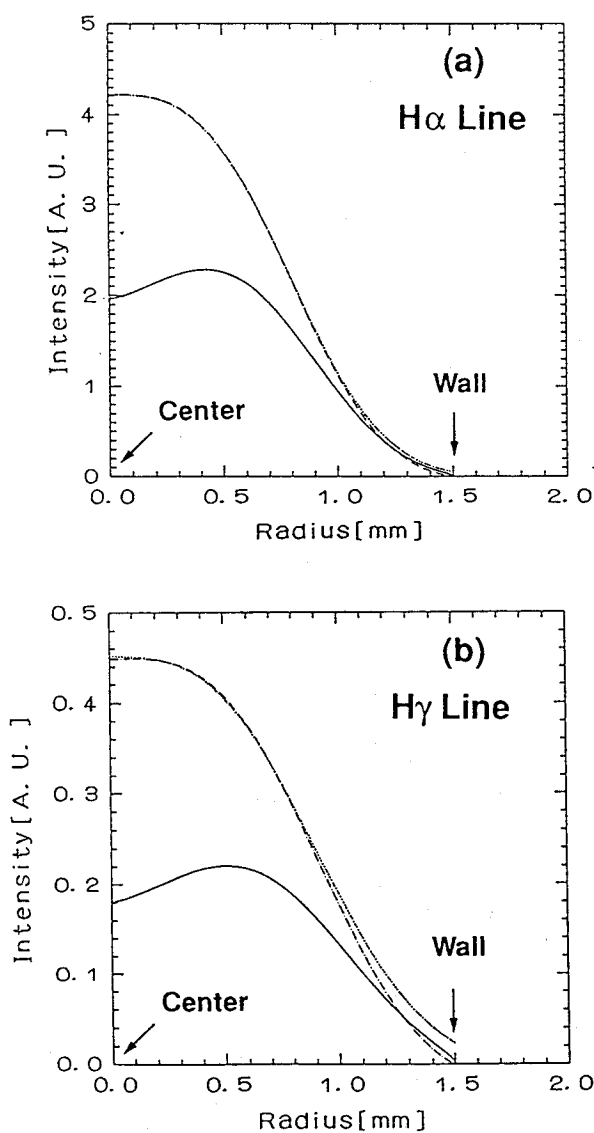


図 3 - 1 8 観測した空間分布をAbel変換して得られた (a) $H\alpha$ 線及び (b) $H\gamma$ 線の径方向分布。

実線：径方向の強度分布

破線：観測した強度の空間分布

一点鎖線：実線を逆変換したときの分布

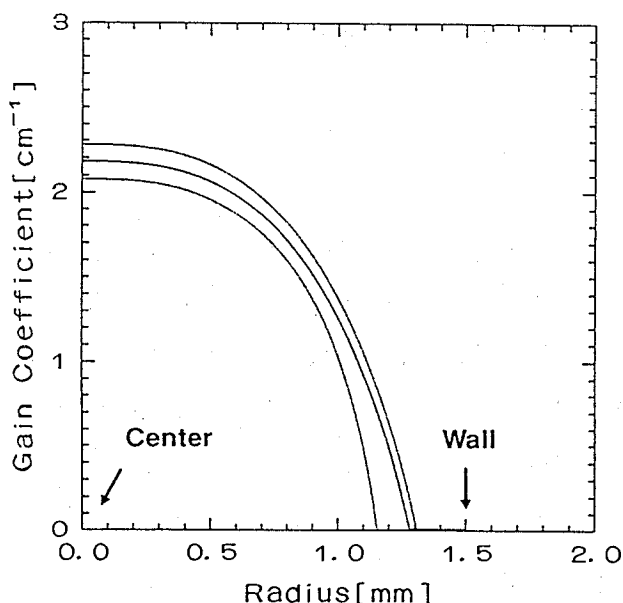


図3-19 $H\alpha$ 線の利得係数の径方向分布。利得はシリンダーの中心軸まわりの半径1mmの領域内で発生している。

分解能を考慮すると半径 $\sim 1\text{mm}$ である。このとき空間積分した利得係数は 1.6cm^{-1} であり、3-4節で得た利得係数の時間・空間積分値とも測定誤差の範囲で一致した。

図3-1(a)に示したようにレーザー光を $f/10$ の長焦点の集光系を用いてシリンダーの中心軸に沿って照射しているので、完全電離イオンが生成されるのに十分な加熱を受けるのはシリンダーの中心軸まわりの領域と考えられる。従って、図3-19に示した利得係数の空間分布が得られたものと考えられる。また、断面の半径は1mmであり、軟X線レーザーとしては広い断面を持つ増幅媒質の生成を行なうことができた。

3-5-4 まとめ

軸方向から空間分解したスペクトルを計測して、 $H\alpha$ 線の利得係数の空間分布を調べた。利得係数はシリンダーの中心軸まわりの半径1mm内の領域で発生することを観

測した。半径が1mmと軟X線レーザーとしては広い断面を持つ増幅媒質を得ることができた。このような広い断面を持つ増幅媒質は共振器を構成するのに有利である。

3-6 シミュレーション結果

3-6-1 まえがき

レーザープラズマの温度、密度及び形状は短時間で変化する。このようなプラズマ中での原子過程を解析するにはプラズマの流体としての運動を含め、レート方程式さらには原子過程中的輻射過程を計算するために、輻射輸送方程式を組み合わせる必要がある。シリンダー内に閉じ込めたプラズマにおける反転分布の発生過程を調べるために、軸対称一次元流体シミュレーションコード「飛翔」^[30]と第2章で述べた原子過程コードを結合したシミュレーションを行なった。^[31] この計算過程を図3-20に示す。流体コードを用いてシリンダー内のプラズマの温度、密度、形状を計算し、これらの物理量を入力データとしてレート方程式を解き、各準位の分布数密度の時間変化および空間分布を計算する。厳密には原子過程の中の輻射過程の計算のために輻射輸送方程式を解き、その結果は流体コードのエネルギー輸送過程に帰還されるべきである。ここでは、第一近似として図3-20に示した過程により計算を行なう。以下、3-6-2節では、流体コードを用いて計算したシリンダー内のプラズマのふるまいについて議論する。3-6-3節では、流体コードの計算結果を用いてレート方程式を解き、利得係数の空間分布及び時間発展を調べる。また実験結果との比較を行ない、反転分布の発生過程について考察する。

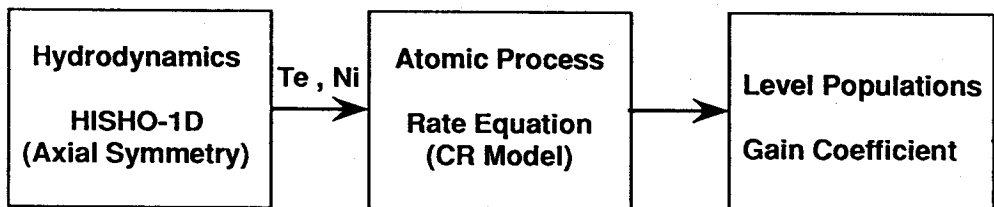


図3-20 シミュレーションの計算過程

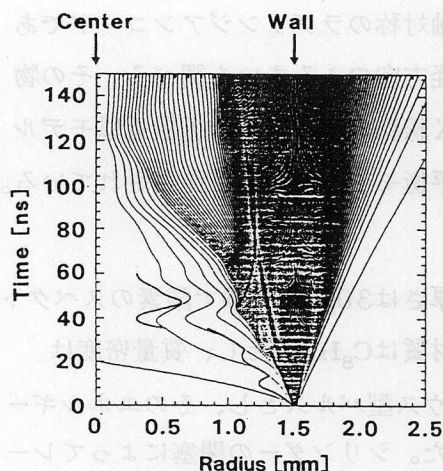
3-6-2 シリンダー閉じ込めプラズマのふるまい

シリンダー内に閉じ込めたプラズマのふるまいを流体シミュレーションコード「飛翔」を用いて計算した。この流体コードは一次元軸対称のラグランジアンコードである。シリンダーの長軸方向は一様であるとし、半径方向のふるまいを調べる。その物理モデルは2温度1流体モデルに基づいており、X線輻射輸送は多群拡散近似モデルでまたイオンの電離、励起過程は平均イオン電離平衡モデルを用いて記述されている。[30]

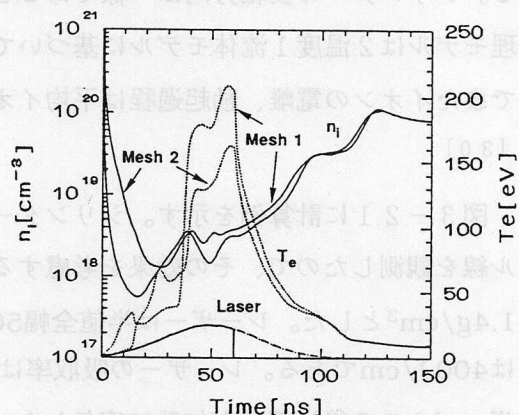
図3-21に計算例を示す。シリンダーの壁の厚さは $30\mu\text{m}$ 、実験で酸素のスペクトル線を観測したので、その効果を考慮するために材質は $\text{C}_8\text{H}_6\text{O}_2$ とし、質量密度は $1.4\text{g}/\text{cm}^3$ とした。レーザーは半値全幅 50ns のガウス型パルスとし、そのエネルギーは $400\text{J}/\text{cm}$ である。レーザーの吸収率は 0.5 とした。シリンダーの閉塞によってレーザーパルスの後半部分が加熱に寄与しないと、 60ns でレーザーによる加熱は終了するとしている。図3-21において(a)は輻射輸送を考慮したとき(b)は輻射輸送を考慮しないとき、即ち輻射損失がない場合を示す。図3-21において(a-1)及び(b-1)は流線図でありシリンダー内に閉じ込めたプラズマのふるまいを示す。 0mm の位置がシリンダーの中心軸であり、 1.5mm の位置が壁の初期位置である。実線は各ラグランジアンメッシュ(以下、メッシュと呼ぶ)の境界の軌跡を、点線は臨界密度点の軌跡を示す。また(a-2)及び(b-2)はシリンダーの内側から1番目、2番目のメッシュのイオン密度及び電子密度の時間変化を示す。図3-21(a-2)に示すように、 $t=60\text{ns}$ で炭素の完全電離プラズマが生成されるのに必要な 150eV 以上にまで加熱され、レーザーによる加熱が終了した後は $\text{H}\alpha$ 遷移で反転分布が発生する 50eV まで冷却されている。しかし、輻射損失のない(b-2)の場合は電子温度の低下は(a-2)と比較すると、非常に緩やかでかつ 80eV 以下には下がない。このような条件では反転分布は生成されない。シリンダー内に閉じ込めたプラズマは主に輻射損失により冷却されると考えられる。

図3-22に(a) $t=50\text{ns}$ 及び(b) $t=80\text{ns}$ のときの電子温度、イオン密度及び圧力の半径方向の分布を示す。電子温度がピークに近い $t=50\text{ns}$ のとき、炭素の完全電離イオンを生成するのに十分な温度である 150eV を超えるのは、中心から半径 1mm

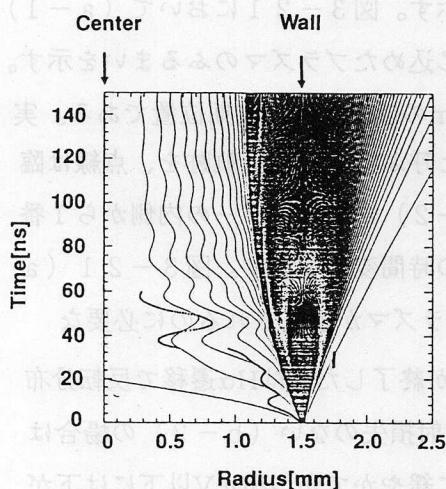
(a-1)



(a-2)



(b-1)



(b-2)

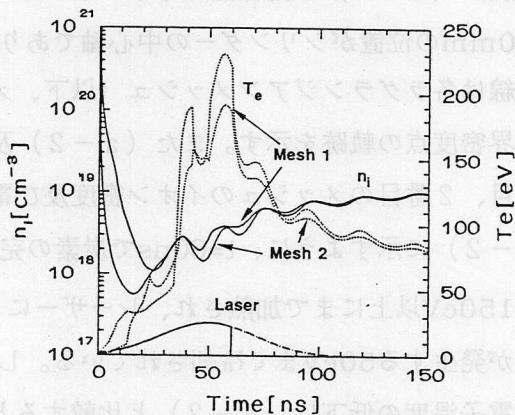


図3-21 (a-1) および (b-1) 軸対称一次元流体コードを用いて計算したシリンダー内でのプラズマのふるまい。(b-1)では輻射輸送を計算していない。実線はそれぞれのメッシュの軌跡、点線は臨界密度点を表す。(a-2) および (b-2) シリンダーの内側から1番目及び2番目のメッシュのイオン密度および電子温度の時間変化。プラズマは主に輻射損失により冷却される。

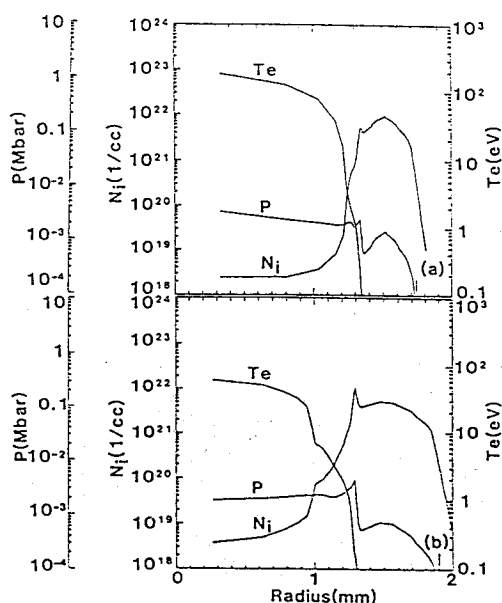


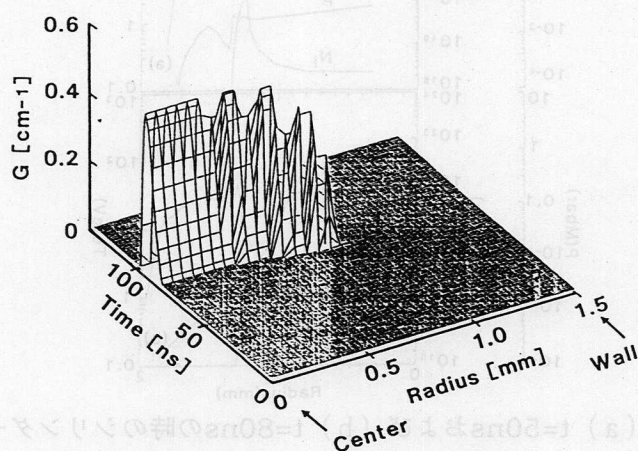
図3-22 (a) $t=50\text{ns}$ および (b) $t=80\text{ns}$ の時のシリンダー内の電子温度、イオン密度及び圧力の半径方向分布。炭素の完全電離プラズマはシリンダーの中心軸まわりの半径1mmの領域内で発生する。密度の分布は軟X線光のプラズマ外への損失の小さな導波型になっている。

の領域内である。このことから、反転分布はシリンダーの中心軸のまわりの半径1mmの領域内で発生すると考えられる。また、反転分布が発生すると予測されるシリンダーの中心軸から半径1mmの領域内のイオン密度の分布は壁側の密度が高い導波型になっており、屈折による軟X線光のプラズマ外への損失の少ない増幅媒質の生成が可能であることを示している。

3-6-3 シリンダー内の利得係数の空間分布及び時間変化

流体コードと原子過程コードを結合してシリンダー内の $\text{H}\alpha$ 線の利得係数の空間分布および時間変化を計算した。その結果を図3-23に示す。図3-23において (a) は利得係数の空間分布を、(b) はシリンダーの中心軸上の利得係数、電子温度、イオン及び電子密度の時間変化を示す。流体コードの計算条件は図3-21 (a) の場合と同じである。図3-23 (b) より利得は中心軸まわりの半径0.75mmの領域内

(a)



(b)

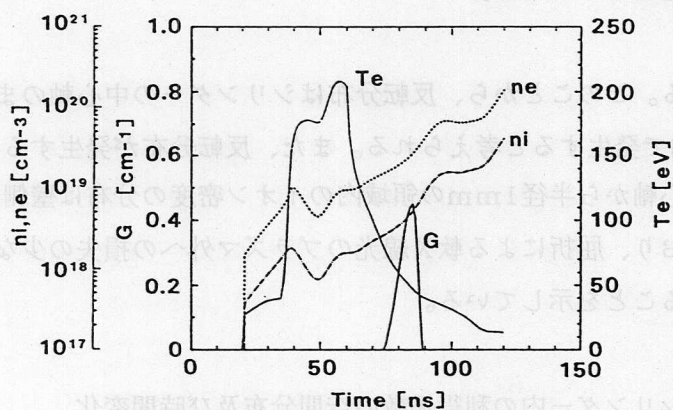


図3-23 シリンダーの材質が $C_8H_6O_2$ 、質量密度が $1.4g/cm^3$ のときの (a) $H\alpha$ 線の利得係数の空間分布、および (b) シリンダーの中心軸上での利得係数およびプラズマパラメータの時間変化。反転分布は、シリンダーの中心軸まわりの半径 $0.75mm$ の領域内で $8ns$ にわたって発生する。

で発生する。これは図3-22に示したように炭素の完全電離プラズマを生成するのに必要な温度にまで加熱される領域が中心軸まわりの半径1mmの領域内に限られるからである。また利得係数のピーク値は 0.45cm^{-1} であり、その発生時間は8ns

(FWHM)であった。軟X線レーザーとしては広い断面を持ち、反転分布の発生している時間が長い増幅媒質である。このように、共振器構成に適当な増幅媒質を得ることが可能である。図3-19に示したように、実験で観測した反転分布の発生領域はシリンダーの中心軸まわりの半径1mmの領域内であり、シミュレーションの結果とほぼ一致している。

図3-23(b)に示したように、プラズマが冷却されるときに電子密度およびイオン密度は上昇している。これは図3-21(a-1)の流線図に示したように、中心軸まわりのプラズマが断熱圧縮されているからである。利得係数が消滅する $t=90\text{ns}$ のときの電子温度、密度は各々40eV、 $4 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ である。電子温度が40eVの時に、 $n=3-2$ の遷移で自然放出確率と衝突遷移確率が等しくなる電子密度は $3 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ である。従って、電子密度の上昇が利得係数のピーク値および時間幅を制限していると考えられる。

シミュレーション結果と実験結果とを比較すると、利得係数のピーク値は5倍以上違っている。この違いについて考察する。図3-1(b)の軟X線像に示したようにレーザー入射口付近に吹きだしプラズマからの発光が観測されている。このようなシリンダー外へのプラズマの吹き出しは一次元流体コードの中では考慮されていない。ここでは、利得の発生している $t=70\text{ns}$ から $t=90\text{ns}$ について考える。 $t=70\text{ns}$ の時、シリンダー内に N_0 個のイオンがあり、これが速度 C_s でシリンダー外へ吹き出すとする。このとき、イオン数の時間変化は次の式に従う。

$$N(t) = N_0 - 2n_0 C_s A t \quad (3-21)$$

A はシリンダーの断面積を表す。また $t=70\text{ns}$ から $t=90\text{ns}$ のイオン密度の時間変化は図3-23(b)より次の式で近似できる。

$$n_i(t) = \frac{N_0}{V_0 \exp(kt)} \quad (3-22)$$

V_0 は初期の体積である。 $N_0/V_0=n_0$ である。図3-23(b)より $k=6.0 \times 10^7\text{s}^{-1}$ で

あった。式(3-21)に示した粒子損失を考慮すると、イオン密度の時間変化は次の式に従う。

$$n_i(t) = n_0 \exp(kt) \left(1 - \frac{2C_s t}{L}\right) \quad (3-23)$$

式(3-23)においてLはシリンダーの長さである。理想気体の断熱圧縮を考えると温度の時間変化は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} T(t) &= T_0 \left\{ \frac{n_i(t)}{n_0} \right\}^{2/3} \\ &= T_0 \exp\left(\frac{2}{3}kt\right) \left(1 - \frac{2C_s t}{L}\right)^{2/3} \end{aligned} \quad (3-24)$$

$C_s = 10^7 \text{ cm/s}$ とすると、イオン密度は $t = 90 \text{ ns}$ では粒子損失を考慮しないときの1/2になる。また、 dT/dt は1/3になり断熱圧縮による加熱は低減される。粒子損失を考慮するとプラズマの冷却速度は速くなり、また密度の上昇も抑制される。従って、粒子損失を考慮したシミュレーション結果は、より高い利得係数を示すと考えられ、実験結果を説明することが可能である。

$L\alpha$ 線の吸収の効果を考慮するために、式(2-15)中のDを $10 \mu\text{m}$ としてレート方程式を計算した。この時、利得係数は 0.23 cm^{-1} となり実験結果とのずれは大きくなる。 $L\alpha$ 線の吸収の効果を考慮すると、増幅媒質の大きさは $100 \mu\text{m}$ 程度に制限される。しかし、実験では半径 1 mm の増幅媒質の生成を観測したことから $L\alpha$ 線の吸収の効果は無視できると考えられる。

以上に述べたように、プラズマの冷却時の断熱圧縮が利得係数のピーク値および時間幅を制限している。シリンダーの質量を低減することによって、断熱圧縮の効果が低減されることを示す。シリンダーの材質をプラスチックフォーム^[32]のような質量密度の低い物質で形成したとする。質量密度を 70 mg/cm^3 とし、他の条件は図3-23の場合と同じとして計算した結果を図3-24に示す。図3-24の(a)、(b)

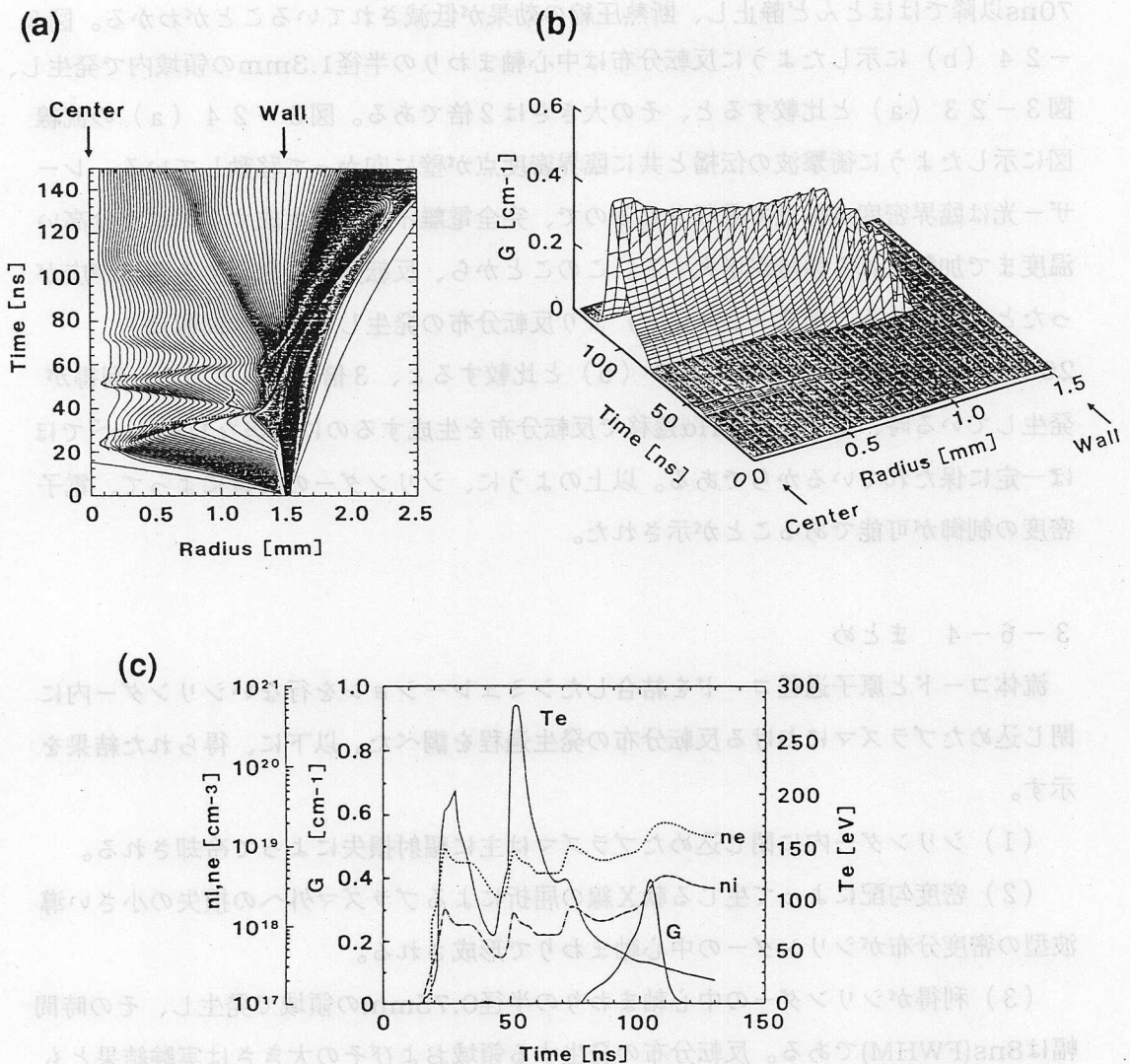


図3-24 シリンダーの質量密度を $70\text{mg}/\text{cm}^3$ のときの (a) 流線図、(b) $H\alpha$ 線の利得係数の空間分布、および (c) シリンダーの軸上での利得係数及びプラズマパラメーターの時間変化。反転分布はシリンダーに中心軸まわりの半径 1.3mm の領域内で 20ns にわたって発生する。

および(c)はそれぞれ流線図、利得係数の空間分布、中心軸上の利得係数および電子温度等の時間変化を示す。図3-24(a)の流線図に示したように各メッシュは70ns以降ではほとんど静止し、断熱圧縮の効果が低減されていることがわかる。図3-24(b)に示したように反転分布は中心軸まわりの半径1.3mmの領域内で発生し、図3-23(a)と比較すると、その大きさは2倍である。図3-24(a)の流線図に示したように衝撃波の伝播と共に臨界密度点が壁に向かって移動している。レーザー光は臨界密度点付近で吸収されるので、完全電離イオンを生成するのに十分高い温度まで加熱される領域が増大する。このことから、反転分布の発生する領域が広がったと考えられる。図3-24(c)より反転分布の発生している時間幅は20ns(FWHM)であり、図3-23(b)と比較すると、3倍になっている。利得が発生している時、電子密度がH α 遷移で反転分布を生成するのに適当な 10^{19}cm^{-3} では一定に保たれているからである。以上のように、シリンダーの質量によって、電子密度の制御が可能であることが示された。

3-6-4 まとめ

流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ないシリンダー内に閉じ込めたプラズマにおける反転分布の発生過程を調べた。以下に、得られた結果を示す。

- (1) シリンダー内に閉じ込めたプラズマは主に輻射損失によって冷却される。
- (2) 密度勾配によって生じる軟X線の屈折によるプラズマ外への損失の小さい導波型の密度分布がシリンダーの中心軸まわりで形成される。
- (3) 利得がシリンダーの中心軸まわりの半径0.75mmの領域で発生し、その時間幅は8ns(FWHM)である。反転分布の発生する領域およびその大きさは実験結果ともほぼ一致した。軟X線レーザーとしては広い断面を持ち、かつ反転分布の発生する時間が長い、共振器を構成するのに有利な増幅媒質の発生が可能である。
- (4) 利得係数のピーク値は実験結果と5倍以上違っていたが、シミュレーションでターゲットの端からのプラズマの吹きだしが考慮されていないためと考えられる。
- (5) プラズマが冷却されるとき断熱圧縮が利得係数のピーク値及び時間幅を制

限している。この効果はシリンダーの質量を軽くすることにより、低減される。シリンダーの質量を1/20にしたとき、利得の発生する領域は1.3mmに時間幅は20nsになる。

3-7 むすび

シリンダー内に閉じ込めたプラズマの増幅媒質としての特徴を調べ、炭素H α 線の増幅を得ることを目的した研究を行ない以下の結果を得た。

(1) 2台の斜入射分光器を用いて軸方向および断面方向からスペクトル計測を行ない、炭素のH α 線の増幅を観測した。その時間、空間積分した利得係数は 2.2cm^{-1} であった。

(2) プラズマの電子温度、密度を測定し、各々40eV、 $1.2\times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ を得た。これらの値はH α 遷移での反転分布の発生条件を満足する。

(3) パリレンの水素の1個を塩素に置換したターゲットを用いて、 2.8cm^{-1} のH α 線の利得係数を得た。水素2個を塩素に置換したターゲットを用いたときは、H α 線の増幅を観測することはできなかった。これは、電子密度が反転分布が発生する上限値を超えたからである。

(5) 輻射冷却のモデル計算と実験結果との比較から、シリンダー内に生成されたプラズマ中では、塩素はcoolantとして最適でなかった。

(6) H α 線の利得係数の空間分布を測定し、シリンダーの中心軸まわりの半径 $\sim 1\text{mm}$ の領域内で反転分布が発生することを観測した。

(7) 流体コードと原子過程コードを結合したシミュレーションを行ない、反転分布はシリンダーの軸中心の半径0.75mmの領域内で8ns(FWHM)にわたって得られることが示された。反転分布の発生領域は実験結果とほぼ一致した。

以上の様に、半径1mmの領域においてナノ秒の時間スケールで反転分布の生成が可能であり、シリンダーに閉じ込めたプラズマは、共振器を構成するのに有利な炭素H α 線の増幅媒質となることを示した。

第3章の参考文献

- [1] Y.Kato et al., Appl.Phys.B 50, 247(1990).
- [2] C.Chenais-Popovics et al., Phys.Rev.Lett.59, 2161(1987).
- [3] P.Jaegle et al., J.Opt.Soc.Am.B4, 563(1987).
- [4] J.F.Seely et al., Opt.Communi.54, 289(1987).
- [5] A.Hasegawa et al., Phys.Rev.Lett.56, 139(1986).
- [6] S.Suckewer et al., Phys.Rev.Lett.55, 1753(1987).
- [7] D.Kim et al., J.Opt.Soc.Am.B6, 115(1989).
- [8] H.Daido et al., Phys.Rev.Lett.56, 846(1986).
- [9] E.Miura et al., Appl.Phys.Lett.55, 223(1989).
- [1 0] H.Nishimura et al., Phys.Rev.A23, 2011(1981).
- [1 1] A.Hasegawa et al., Nucl.Fusion28 369(1988).
- [1 2] E.A.Crawford et al., Proceedings of Laser Interaction Related Plasma Phenomena
(Plenum, New York, 1984) Vol.6, p353.
- [1 3] C.Yamanaka et al., IEEE J.Quantum Electron.QE-17, 1678(1981).
- [1 4] 西村博明、大阪大学大学院博士論文 (1 9 8 1)
- [1 5] T.Kita et al., Appl.Opt.22, 512(1983).
- [1 6] 杉本耕一、大阪大学大学院修士論文 (1 9 9 0)
- [1 7] G.J.Linford et al., Appl.Opt.13, 379(1974).
- [1 8] R.C.Elton, X-RAY LASERS (Academic Press, New York, 1990) p20.
- [1 9] G.P.Kiehn et al., Proc.Soc.Photo-Opt.Instrum.Eng.831, 150(1987).
- [2 0] S.Bashkin et al, Atomin Energy Levels and Grotian Diagrams, Vol.1(North Holland,
Amsterdam 1975).
- [2 1] R.L.Kelly, J.Phys.Chem.Ref.Data 16(Suppl.)No.1-3(1987).
- [2 2] ガウス型等の種々の形状でフィテングした結果、ローレンツ様の形状が最適であった。
- [2 3] D.Kim et al., Opt.Lett.14, 665(1989).
- [2 4] J.F.Seely et al., Phys.Rev.A23, 1437(1981).

- [2 5] H.R.Griem et al., Phys.Rev.A19, 2414(1979).
- [2 6] G.Bekefi, Principles of Laser Plasmas (John Wiley & Sons, New York, 1976), p583.
- [2 7] C.H.Skinner and C.Keane, Appl.Phys.Lett.48, 1334(1986)
- [2 8] R.Sigel et al., Phys.Rev.A38, 5779(1988).
- [2 9] H.R.Greim, Plasma Spectroscopy(MacGraw-Hill, New York, 1964), p176.
- [3 0] M.Murakami and K.Nishihara, Jpn.J.Appl.Phys.26, 1132(1987).
- [3 1] H.Daido et al., J.Opt.Soc.Am.B7, 266(1990).
- [3 2] T.Norimatsu et al, J.Vac.Sci.Technol.A6, 3144(1988).

第4章 バルマー α 線レーザーの短波長化

4-1 はじめに

現在の軟X線レーザーの研究の課題の一つとして、より短波長のレーザーの実現があげられる。現在、レーザープラズマ中で波長が $10\text{\AA}$ 以下のレーザーが実現される可能性はあまりない。従って、生体物質の計測用光源への応用が期待される波長がウォーターウィンドウ領域($23\sim 44\text{\AA}$)にあるレーザーの実現を目標とした研究が主となる。

再結合励起方式では、反転分布が主量子数の異なった準位間で発生するので、原子番号 Z の比較的小さな物質を用いて短波長のレーザーを得ることができる。表1-1に示したように、アルミニウムの水素様イオンの $H\alpha$ 線を用いると波長がウォーターウィンドウ領域にあるレーザーを得ることができる。

$H\alpha$ 線を用いて波長の短いレーザーを得るには、第1章の1-2-2節で述べたようにプラズマの電子温度を Z^2 で電子密度を Z^7 に比例して高くする必要がある。また、自然放出確率が Z^4 に比例することから、冷却時間等の時間スケールは Z^4 に反比例して短くする必要がある。このような急冷は断熱膨張プラズマ中で実現される。しかし、プラズマの生成過程を考慮すると、電子温度、密度の2つのパラメーターを独立して選ぶことはできない。ここでは、プラズマの生成過程を考慮した $H\alpha$ 線レーザーの短波長化の比例則を考える。[1]

$H\alpha$ 線の波長 λ は式(4-1)に示すように、 Z^2 に反比例して短くなる。

$$\lambda \propto Z^{-2} \quad (4-1)$$

古典吸収で加熱されたプラズマの臨界密度点での温度 T_e 、音速点付近の密度 ρ は次の比例則に従う。[2]

$$T_e \sim \lambda_L^{4/9} I_L^{4/9} Z^{2/9} \quad (4-2)$$

$$\rho \sim \rho_c \lambda_L^{4/3} I_L^{1/3} Z^{-1/3} \quad (4-3)$$

I_L 、 λ_L は照射レーザーの強度及び波長、 ρ_c は臨界密度を表す。式(1-9)より

$T_e \propto Z^2$ であるので、式(4-1)より次の関係を得る。

$$I_L \sim Z^4 \lambda_L^{-1} \quad (4-4)$$

$\rho_c \propto \lambda_L^{-2}$ であるので、式(4-3)および式(4-4)より次の関係を得る。

$$\rho \sim \lambda_L^{-1} Z \quad (4-5)$$

また、レーザーのパルス幅の目安として、プラズマの膨張の特性時間を用いることができる。〔3〕これはPertによって式(4-6)で与えられている。

$$\tau \approx 5 \times 10^{-7} Z^{-4} \quad [\text{sec}] \quad (4-6)$$

レーザーのパルス幅は式(4-6)で与えられる特性時間より短い必要がある。例えば、Na($Z=11$)の場合、 $\tau \sim 34 \text{ps}$ となる。

以上のことから、式(4-1)に従って波長の短いレーザーを得るには、式(4-4)より Z^4 に比例して照射レーザーの強度を強くする必要がある。また、式(4-4)および式(4-5)より照射レーザーの波長を短くする必要がある。また、式(4-6)より照射レーザーのパルス幅を短くする必要がある。

直径 $7 \mu\text{m}$ の炭素ファイバーにガラスレーザーの2倍高調波光を $1.7 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ の強度で照射し、炭素の $\text{H}\alpha$ 線で 4cm^{-1} の利得係数が得られている。〔4〕先に示した比例則に従うと、ナトリウムの $\text{H}\alpha$ 線の増幅を得るために必要な照射レーザーの強度は $2.7 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ となる。

本章では、ガラスレーザーの3倍高調波光をNa、MgおよびAlに照射し、それぞれの $\text{H}\alpha$ 線(波長 $54.14 \text{\AA}$ 、 $45.53 \text{\AA}$ 、 $38.73 \text{\AA}$)の増幅を得ることを目的とした実験について述べる。以下、4-2節では、実験条件等について述べる。4-3節では、 $\text{H}\alpha$ 線の利得係数の時間・空間積分値の測定、およびNa XI $\text{H}\alpha$ 線の利得係数の時間変化の測定について述べる。また、プラズマの電子温度等を測定し、反転分布の発生条件を考察する。4-4節は本章のまとめである。

4-2 実験装置及び実験条件

4-2-1 ターゲット条件

本実験では、線状集光したレーザー光をターゲットに照射し、生成される断熱膨張プラズマ中で反転分布を生成する。ターゲットとして

(1) ファイバーターゲット [4]

(2) 薄膜ターゲット [5-7]

(3) ストライプターゲット

の3種類を用いた。図4-1にそれぞれのターゲットの形状を、表4-1に本実験に使用したターゲットの一覧を示す。ファイバーターゲットでは、直径 $7\mu\text{m}$ の炭素ファイバーにレーザー媒質が蒸着されている。ストライプおよび薄膜ターゲットでは、パリレン(C_8H_8)の基板の上にレーザー媒質が蒸着されている。蒸着の厚さ、および幅は表4-1に示す。それぞれ長さ 0.6cm のターゲットを用いた。以下に、それぞれのターゲットの特徴を簡単に述べる。

ファイバーターゲットは直径が $7\mu\text{m}$ と線状集光幅($\sim 30\mu\text{m}$)に比べて小さいので、プラズマは円柱状の二次元的な膨張をし、急速な冷却が期待される。しかし、ターゲットの直径が非常に小さいのでレーザー光とのカップリングは良くない。

薄膜ターゲットでは、プラズマが生成された初期の段階では膨張は一次元的であり、冷却効果はファイバーターゲットに比べて小さい。また、横方向の熱輸送により加熱された部分からの自然放出光により、利得の測定が困難であることが指摘されている。

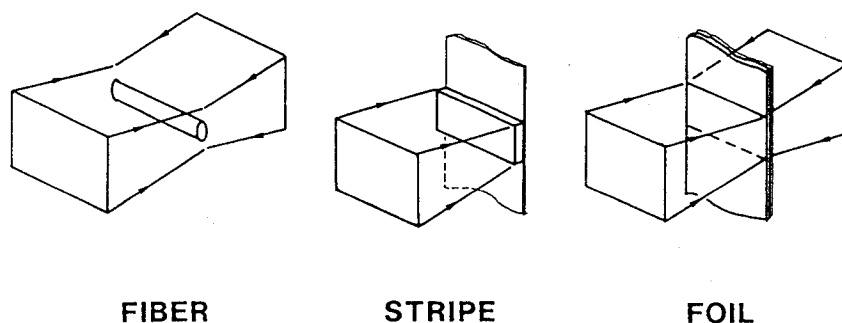


図4-1 実験で使用したファイバーターゲット、ストライプターゲット、および薄膜ターゲットの構造

表 4-1 実験で使したターゲットの形状等の一覧

Target	Base	Coating
NaF Stripe	CH Foil 0.13 μ m	NaF 1 μ m $\times$ 30 μ m
NaF Foil	CH Foil 0.13 μ m	NaF 0.2 μ m
NaF Fiber	C Fiber 7 μ m	NaF 1 μ m
Na ₂ B ₄ O ₇ Stripe	CH Foil 0.13 μ m	Na ₂ B ₄ O ₇ 1 μ m $\times$ 30 μ m
MgF ₂ Stripe	CH Foil 0.13 μ m	MgF ₂ 1 μ m $\times$ 30 μ m
Al Stripe	CH Foil 0.13 μ m	Al 0.6 μ m $\times$ 30 μ m
AlF ₃ Stripe	CH Foil 0.13 μ m	AlF ₃ 1 μ m $\times$ 30 μ m

[8] しかし、レーザー光とのカップリングはファイバーターゲットと比較すると良い。

ストライプターゲットはレーザー媒質の幅が線状集光幅と同じであるので、レーザー光とのカップリングは薄膜ターゲットと同様に良い。レーザー媒質の幅が線状集光幅と同じであるので、薄膜ターゲットと比較すると、利得が発生しない領域からの自然放出光の影響は小さい。ストライプターゲットの基板がないものはリボンターゲットと呼ばれる。[9]

薄膜およびストライプターゲット等の平板状のターゲットでは、膨張が一次元的であるので、冷却の効果はファイバーターゲットの二次元的な膨張に比べると小さい。しかし、短波長のレーザーを得る時には、反転分布が発生するまでに膨張する距離は短くなるので、幾何学的形状の差は小さくなると予測される。

Naを含むレーザー媒質としてNaFおよびNa₂B₄O₇が、また、Alを含むレーザー媒質としてAlおよびAlF₃の2種類を用いた。H α 線の増幅を得る時に問題となるL α 線の吸収の効果を低減することに主眼を置き、レーザー作用に寄与するイオン数を低減した効果を調べるためである。

4-2-2 レーザー条件

ガラスレーザー激光XII号^[10]の対向照射が可能な2ビームを用いた。直径32cm

のレーザー光（波長 $1.05\mu\text{m}$ ）をKDP結晶により3倍高調波光（波長 $0.35\mu\text{m}$ ）に変換する。シリンドリカルレンズと焦点距離 1m の非球面レンズとの組み合わせにより長さ 0.7cm に線状集光する。線状集光の幅は時間積分したX線発光の半値全幅より $50\mu\text{m}$ であった。ターゲット上での3倍高調波光の最大エネルギーは1ビームあたり 152J 、パルス幅は 130ps であった。このとき、レーザー光強度は $3.3\times 10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ である。

ターゲットの位置設定には、ラザフォード研で開発されたスプリットフィールドマイクロスコプ法を用いた。^[11] この方法を用いることにより、角度精度 $\pm 1\text{mrad}$ 、位置精度 $\pm 5\mu\text{m}$ でターゲットを設定することができた。レーザー光のアライメントは次のようにして行なう。 $30\mu\text{m}$ 幅のスリットを透過する基本波光をアライメントモニター系を用いて観測し、シリンドリカルレンズの集光調整を行なう。3倍高調波光の集光位置のオフセットを行なう。低エネルギー(200mJ)のレーザーを銅ターゲット（厚さ $10\mu\text{m}$ ）に照射し、そのバーンマークより最終的なオフセットを行なう。アライメント精度は3倍高調波光で $\pm 7\mu\text{m}$ 、 $\pm 1\text{mrad}$ を得た。

4-2-3 軟X線スペクトルの計測系

次に、軟X線スペクトルの計測系について述べる。第3章の3-3節で述べたように、自然放出光増幅(ASE)が観測されるプラズマの長軸方向とその断面方向から観測したスペクトル線の強度比から利得係数を決定した。レーザー光を線状集光しているので、ターゲット長を変化させてASE光の強度の指数関数的な成長を観測することも可能である。しかし、レーザーの照射強度を強くするには集光長（長さ 0.6cm ）に制限があり、本実験では、軸方向および断面方向から観測したスペクトル線の強度比から利得係数を決定した。レーザーの照射配置を含めた軟X線スペクトルの測定系を図4-2に示す。2台の斜入射分光器の1台をASE光が得られるプラズマの長軸方向に設置した。以下、この方向を軸方向とする。他の1台を軸方向から 60° の位置に設置した。以下、この方向を断面方向とする。それぞれの分光器は図4-2に示すように、入射角 3° の球面集光鏡を持ち、プラズマからの軟X線の空間的な広がり $1/10$ に縮小され、 $500\mu\text{m}$ 幅のスリット上に結像される。これらの分光器には不等間隔の格子溝を持つ回折格子を用いて、平面上にスペクトルの結像面を得ている。^[12]

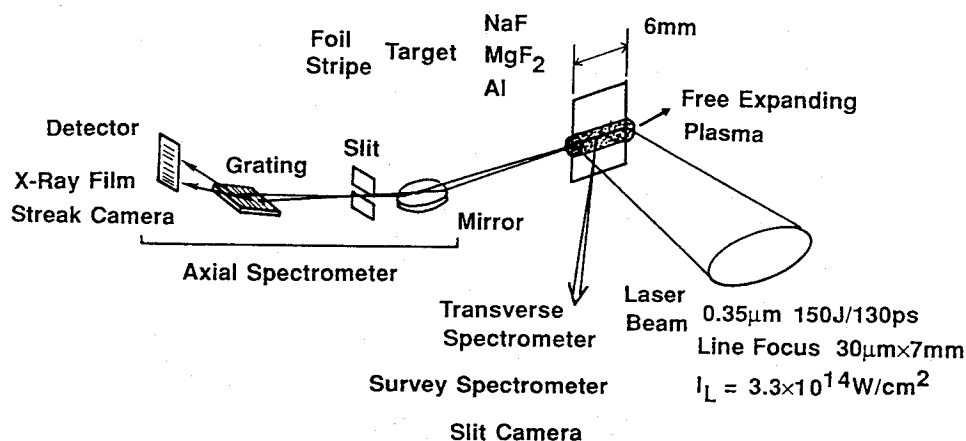


図 4-2 実験配置。ガラスレーザーの 3 倍高調波光を線状集光し、図 4-1 および表 4-1 に示したターゲットに照射する。軸方向および断面方向よりスペクトルを計測し、スペクトル線の強度比より利得係数を評価する。

KODAK 101-07 フィルムを用いて時間・空間積分したスペクトルを検出する。また、X 線ストリークカメラを用いて、スペクトルの時間変化を検出した。また、軸方向から 45° の位置に斜入射分光器 (Spectral Precision Model 1100S) を設置し、プラズマの電子密度・温度等の測定を行なった。この分光器ではスペクトルは Rowland 円上に記録され、101-07 フィルムを用いて時間・空間積分したスペクトルを観測した。時間積分した X 線像を 2 つの直交するスリットを持つ X 線スリットカメラを用いて観測した。各計測器の性能等を表 4-2 にまとめて示す。

時間積分したスペクトルの検出には軟 X 線領域において感度の高い KODAK 101-07 フィルムを使用した。本実験に使用したフィルムの感度曲線 (H-D 曲線) はレーザープラズマを光源として次のようにして較正した。斜入射分光器の入射スリットに取り付けた Al フィルターの厚さを 1000、2000 及び 3000 Å として、フィルム上での露光量を変化させる。実験配置は図 4-3 に示す。この方法では絶対的な感度曲線の決定はできないが、利得係数の測定にはスペクトル線の強度比を用いるので相対的な感度曲線で十分である。図 4-3 に得られた H-D 曲線を示す。得られた H-D 曲線は Thin Emulsion モデルの式^[13] (図 4-3 中に挿入) でよくフィッティングさ

表 4 - 2 実験で使した計測器の性能等の一覧

平面結像型斜入射分光器 (軸方向) (フィルム)	観測波長：30～300Å 波長分解能：0.1Å 回折格子：1200lines/mm 検出器：KODAK 101-07フィルム
平面結像型斜入射分光器 (軸方向) (ストリークカメラ)	観測波長：40～110Å 波長分解能：0.5Å 回折格子：1200lines/mm 検出器：軟X線ストリークカメラ (浜松ホトニクス Model C2950) 受光部：CuIカソード 検出器：SITカメラ
平面結像型斜入射分光器 (断面方向) (フィルム)	観測波長：6～150Å 波長分解能：0.2Å 回折格子：2400lines/mm 検出器：KODAK 101-07フィルム
平面結像型斜入射分光器 (断面方向) (ストリークカメラ)	観測波長：20～70Å 波長分解能：0.3Å 回折格子：2400lines/mm 検出器：軟X線ストリークカメラ (Kentek) 受光部：CsIカソード 検出器：FUJI NEOPAN400フィルム
斜入射分光器 Spectral Precision Model 1100S	観測波長：10～300Å 波長分解能：0.1Å 検出器：KODAK 101-07フィルム
X線スリットカメラ	空間分解能：50μm 検出器：KODAK DEF5フィルム

れた。低いO.D.値でのエラーバーはAlフィルターの厚さのばらつきによるものである。
このH-D曲線はHenkeらによってCWのX線源を用いて較正されたもの^[13]より、
マックスプランク量子光学研究所でパルスX線源を用いて較正されたもの^[14]に
近かった。

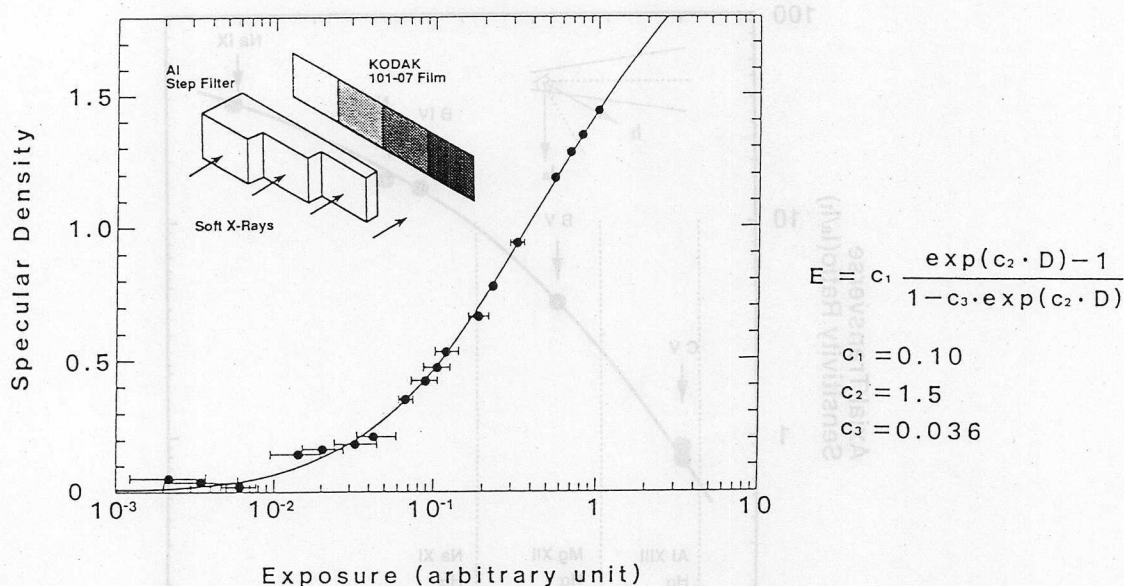


図4-3 Alの階段状のフィルターを用いて、レーザープラズマを光源として較正したKODAK 101-07フィルムの感度曲線。

4-3 実験結果及び考察

4-3-1 2台の分光器の感度比の決定 (クロスキャリブレーション)

[1] 時間積分スペクトルを用いた2台の分光器の感度比の決定

図4-2に示したように軸方向、および断面方向の2方向のスペクトル線の強度比から利得係数を決定するので、2台の分光器の相対的な感度比をあらかじめ決定しなければならない。図4-4に示すように2台の分光器に等価な光源を与えるように、法線方向が2台の分光器のなす角を2等分するようにターゲットを設置する。レーザーを照射し、生成されたプラズマからのスペクトル線の強度比を用いて感度比を決定した。幅1mm、厚さ0.13 μm のCH基板に $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$ を0.2 μm 蒸着した薄膜ターゲットを用いた。このとき、ターゲット長に依らず、X線の捕集効率を一定にしなければならない。4-2-3節で述べたように、スリットの前に10:1の縮小光学系があり、かつスリット幅が500 μm と広いので、X線の捕集効率は一定であると考えられる。2台の分光器の感度比を図4-4に示す。用いたスペクトル線の遷移及び波長を表4-

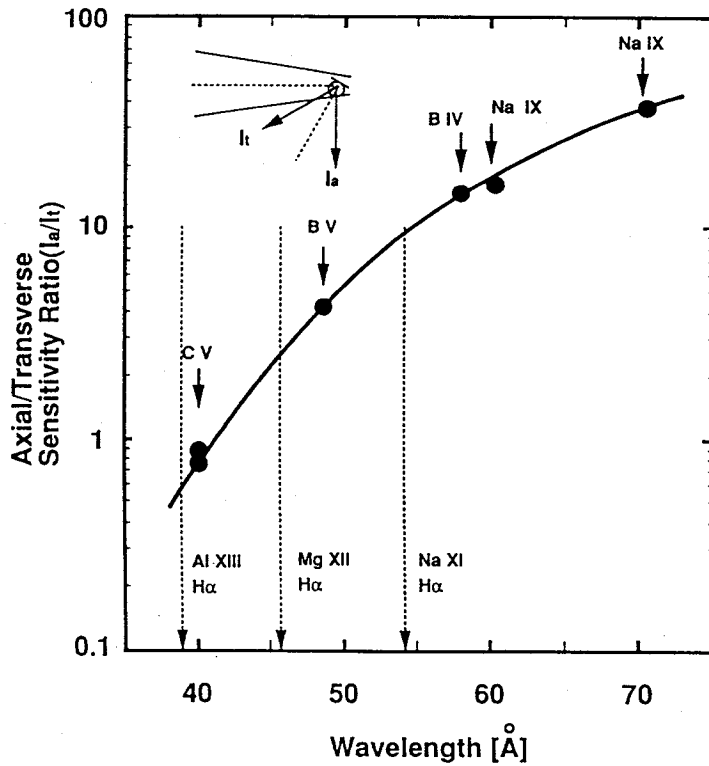


図4-4 軸方向と断面方向の分光器の感度比。2台の分光器に等価な光源を与えるように設置した薄膜ターゲットにレーザーを照射し、観測したスペクトル線の強度比より求めた。2台の分光器の回折格子の違いにより感度比は強い波長依存性を持つ。

表4-3 クロスキャリブレーションに用いたスペクトル線の遷移および波長

Transition	Wavelength
C V $2p^1P^0-1s^1S$	40.27Å
B V $2p^2P^0-1s^2S$	48.59Å
Na IX $4d^2D-2p^2P^0$	58.26Å
B IV $2p^1P^0-1s^1S$	60.31Å
Na IX $3p^2P^0-2s^2S$	70.63Å

3に示す。図4-4に破線で示したのはNa, MgおよびAlのH α 線のそれぞれの波長である。例えば、Na XI H α 線の波長での感度比は10である。図4-4に示したように、感度比は強い波長依存性を持つ。これは2台の分光器が違った溝間隔の回折格子を持ち、各々の反射率の波長依存性の違いによるものと考えられる。

[2] 時間分解計測におけるクロスキャリブレーション

Na XI H α 線の利得係数の時間変化も2方向のスペクトル線の強度比の時間変化より測定した。従って、[1]の場合と同様に2台のストリークカメラの感度をも含めた感度比の較正を行わなければならない。以下に、感度比の較正方法を示す。

計測器およびターゲットの配置は図4-4と同じである。感度比の決定にはBV 2p²P-1s²S線(48.59Å)を用いた。クロスキャリブレーションに用いたBV 2p²P-1s²S線の波長がNa XI H α 線と異なるので、以下の補正を行なわれなければならない。

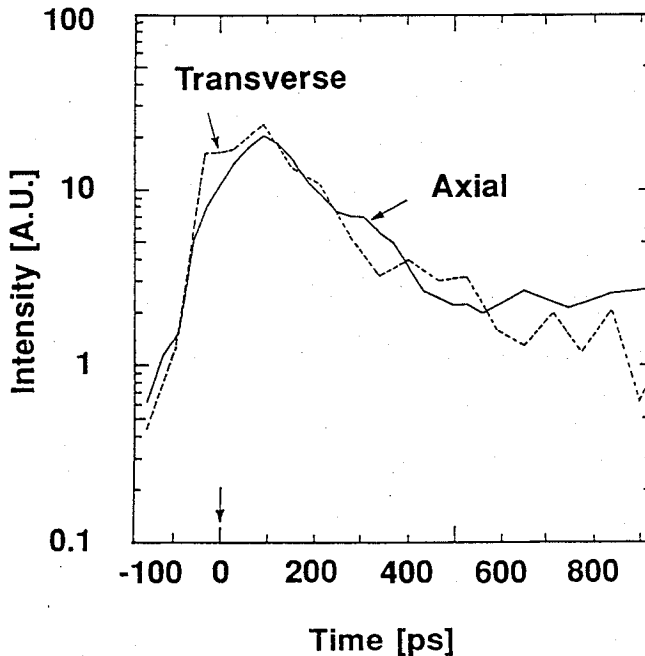


図4-5 軸方向および断面方向で観測したBV 2p²P-1s²S線の強度の時間変化。分光器およびストリークカメラを含めた感度較正をすると2つの強度の時間変化は一致する。

(1) 分光器の感度比の波長依存性

(2) フォトカソードの感度の波長依存性

(3) 2台のストリークカメラのフォトカソードの感度の違い

(1) の分光器の感度比の波長依存性は図4-4の結果を用いて補正した。(2) および(3) のフォトカソードの感度の波長依存性等の補正には、Henkeらのデータを用いた。^[15] また、軸方向のストリークカメラに取り付けたSITカメラの線形性およびダイナミックレンジ、あるいは断面方向のストリークカメラで用いた可視域のフィルムの感度曲線は個別に較正した。

以上に述べた較正を行ない、ピークの強度が等しくなるように表示した軸方向および断面方向で観測したB V 2p²P-1s²S線の強度の時間変化を図4-5に示す。実線が軸方向、破線が断面方向の強度の時間変化を表す。2方向から観測した強度の時間変化は良く一致しており、上で述べた感度較正が正しいことを示している。

4-3-2 ナトリウムのバルマー α 線の利得係数の測定

4-3-2-1 時間・空間積分した利得係数の測定

3-3節で述べた方法を用いて、軸方向、および断面方向の2方向から観測したスペクトル線の強度比から利得係数を決定する。NaFの薄膜ターゲットをエネルギー63Jで照射し、(a) 軸方向、(b) 断面方向で観測した波長45~70Åのスペクトル、および(c) 軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比(I_{ax}/I_{tr})を図4-6に示す。詳細なスペクトル線の遷移および波長は表4-4に示す。スペクトル線の同定にはグロトリアンダイアグラム等を利用した。^[16, 17] これらのテーブルに存在しないヘリウム様イオンのスペクトル線についてはSandersらの計算結果を利用した。^[18] 観測したスペクトル線の波長はテーブルの値とよく一致した。2台の分光器は共にプラズマ全体からの発光を観測しているので、図4-6(c)に示した I_{ax}/I_{tr} は次の式より求めた。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{I_{ax}^{obs}(\lambda)}{I_{tr}^{obs}(\lambda)} / R_c(\lambda) \quad (4-7)$$

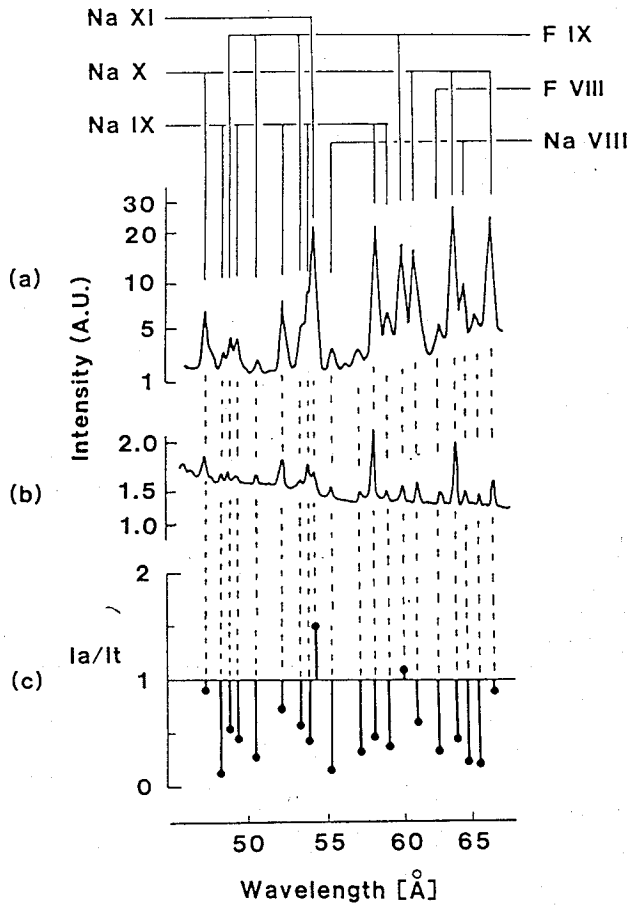


図 4-6 NaF の薄膜ターゲットを照射し、(a) 軸方向、および (b) 断面方向で観測したスペクトル。軸方向のスペクトルにおいてH α 線の強い発光を観測した。(c) 軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。H α 線の利得係数は 2.0cm^{-1} であった。

式 (4-7) の $R_c(\lambda)$ はクロスキャリブレーションより得た 2 台の分光器の感度比である。 $I_{ax}^{obs}(\lambda)$ および $I_{tr}^{obs}(\lambda)$ は観測したスペクトル線の強度を表す。 I_{ax}/I_{tr} から式 (4-8) に従って利得係数を得る。

$$\frac{I_{ax}(\lambda)}{I_{tr}(\lambda)} = \frac{[\exp(gL) - 1]^{3/2}}{gL [\exp(gL)]^{1/2}} \quad (4-8)$$

表4-4 NaFの薄膜ターゲットを照射し、観測したスペクトル線の遷移、波長および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	I _{ax} /I _{tr}
C V $2p^1P^0-1s^1S$	40.27Å	0.07±0.02
Na X $4d^3D-2p^3P^0$ Na X $4p^1P^0-2s^1S$	47.47Å 47.52Å	0.87±0.32
Na IX $5p^2P^0-2s^2S$	48.55Å	0.15±0.09
F IX $7d^2D-2p^2P^0$	48.97Å	0.54±0.21
Na IX $6d^2D-2p^2P^0$	49.36Å	0.45±0.26
F IX $6d^2D-2p^2P^0$	50.59Å	0.28±0.18
Na IX $5d^2D-2p^2P^0$	52.16Å	0.74±0.32
F IX $5d^2D-2p^2P^0$	53.54Å	0.59±0.29
Na IX $4p^2P^0-2s^2S$	53.86Å	0.46±0.19
Na XI $3d^2D-2p^2P^0$	54.14Å	1.47±0.44
Na VIII $6d^3D-2p^3P^0$	55.37Å	0.17±0.08
Na IX $4d^2D-2p^2P^0$	58.25Å	0.48±0.19
Na IX $4s^2S-2p^2P^0$	59.01Å	0.40±0.25
F IX $4d^2D-2p^2P^0$	59.96Å	1.19±0.29
Na X $3p^3P^0-2s^3S$	60.64Å	0.66±0.23
F VIII $6p^1P^0-2s^1S$ F VIII $6d^3D-2p^3P^0$	62.54Å 62.56Å	0.34±0.16
Na X $3p^1P^0-2s^1S$ Na X $3d^3D-2p^3P^0$	63.58Å	0.47±0.11
Na VIII $4d^3D-2p^3P^0$	64.28Å	0.24±0.15
Na X $3d^1D-2p^1P^0$	66.29Å	0.93±0.29

図4-6に示すようにNa XI H α 線はNa IX 4p²P-2s²S(53.86Å)及びF IX 5d²D-2p²P(53.53Å)と部分的に重なっている。H α 線付近の詳細なスペクトルを図4-7に示す。図4-7において(a)は軸方向、(b)は断面方向のスペクトルである。図中の実線が観測したスペクトルである。さらに、H α 線において微細構造線を観測した。それぞれのスペクトル線の正確な強度を評価するために第3章の3-4-3-2項で述べたスペクトル線の重なるの除去を行なった。H α 線の微細構造線は7本存在するが、相対強度から2つの強度の強い成分即ち3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線(54.194Å)と3d²D_{3/2}-2p²P_{1/2}線(54.052Å)を考慮すれば十分である。^[19] 破線は分離したそれぞれのスペクトル線を示し、一点鎖線は破線で示したスペクトル線の重ねあわせを示す。軸方向のスペクトルでは、H α 線付近で観測したスペクトルと分離したスペクトルの重ねあわせは良く一致し、H α 線の微細構造線の各々の正確な強度を得ることができたと考えられる。断面方向では信号が小さいので、観測したスペクトルと分離したスペクトルの重ねあわせの一致は軸方向のスペクトル程は良くない。図4-7(c)に軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比を示す。図4-7(c)においてNa XI 3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線では $I_{ax}/I_{tr}=1.47$ 、Na XI 3d²D_{3/2}-2p²P_{1/2}線では $I_{ax}/I_{tr}=1.13$ であり、Na XI 3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線の方がNa XI 3d²D_{3/2}-2p²P_{1/2}線に比べて大きな利得係数を持つことがわかった。以後はH α 線の利得係数はNa XI 3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線の利得係数を示すものとする。

I_{ax}/I_{tr} が1よりもわずかに大きいだけであり増幅/吸収の境界に近いので、測定誤差の評価が重要となる。主には

- (1) 図4-3に示した101フィルムの感度曲線
- (2) 図4-4に示した2台の分光器の相対感度比
- (3) 図4-7に示したスペクトル線の重なるの除去

から生じる測定誤差、及びフィティングの誤差が I_{ax}/I_{tr} の誤差を決定する。従って、上記の3つの誤差の2乗平均より、軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比を評価するとき生じる誤差は30%であった。この誤差を含めたとしても $I_{ax}/I_{tr}=1.47\pm0.44$ であり、H α 線の増幅を観測したと言える。利得係数は $2.0(+1.0/-1.9)\text{cm}^{-1}$ であった。

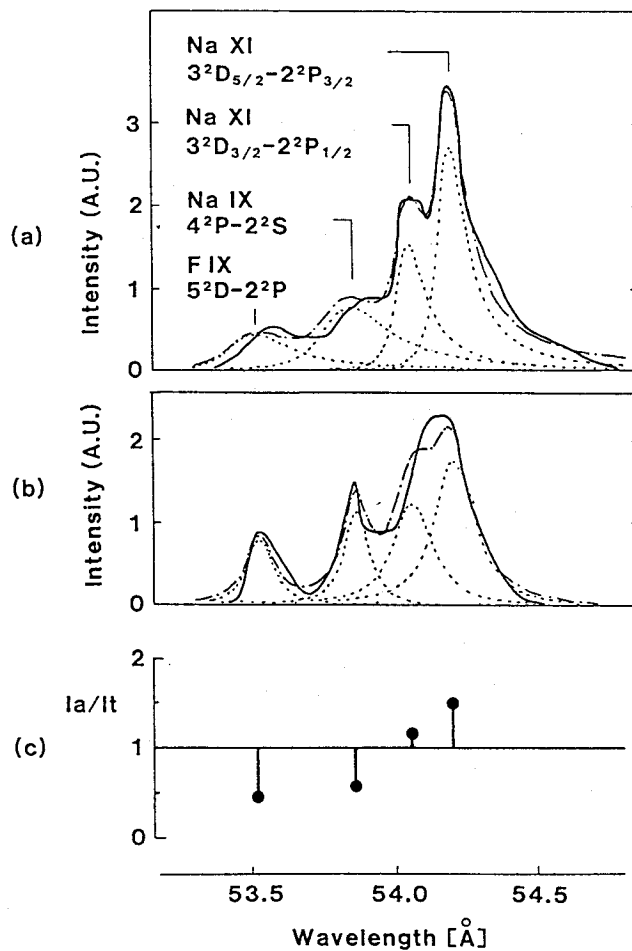


図 4-7 $H\alpha$ 線の微細構造と他のスペクトル線の重なり of 除去 (a) 軸方向および (b) 断面方向で観測したスペクトル。 (c) それぞれのスペクトル線の軸／断面の強度比。

実線：観測したスペクトル

破線：重なりを除去したときのそれぞれのスペクトル線

一点鎖線：破線で示したスペクトル線の重ね合わせ

C V $2p^1P-1s^1S(40.27\text{\AA})$ 等の基底準位へのスペクトル線では $I_{ax}/I_{tr}<1$ であり、光学的に厚い。図4-6に示した様に軸方向のスペクトルの60~65Åの波長領域で、H α 線以外でも強いスペクトル線を数多く観測した。しかし、表4-4に示したように $I_{ax}/I_{tr}\leq 1$ である。2台の分光器の感度比が図4-4に示した様に、強い波長依存性を持つからである。

Na X $4d^3D-2p^3P(47.47\text{\AA})$ 、Na X $3d^1D-2p^1P(66.29\text{\AA})$ 、F IX $4d^2D-2p^2P(H\beta\text{線})(59.59\text{\AA})$ 等のスペクトル線は $I_{ax}/I_{tr}\sim 1$ であり、ほぼ光学的に透明である。これらのスペクトル線は水素様イオンおよびヘリウム様イオンの下準位の主量子数が2の遷移であり、H α 線と同様に短波長レーザーになる可能性を有する。^[20] 特に、ヘリウム様イオンの主量子数 $n=3-2$ の準位間での反転分布の観測が報告されているが、^[21] 今回の実験条件ではヘリウム様イオンの $n=3-2$ の準位間での反転分布は観測されなかった。ヘリウム様イオンにおいては $n=3, 2$ の準位は一重項及び三重項に分かれており、それぞれの準位の分布数密度は分散して小さくなる。一重項及び三重項を持たない水素様イオンに比べると、反転分布が発生したとしても、その反転分布量は小さくなる。また、H α 遷移で反転分布を生成するときにL α 線の吸収が問題となる。ヘリウム様イオンにおいても、 $n=3-2$ の準位間で反転分布を生成するときに、 $n=2-1$ の遷移の吸収が問題となる。ヘリウム様イオンの $n=2-1$ の遷移はL α 線と比較すると、光学的に厚いので、ヘリウム様イオン $n=3-2$ の準位間での反転分布生成は $n=2-1$ の遷移の吸収の影響を受けやすい。以上のように、H α 遷移と比較すると、ヘリウム様イオンの $n=3-2$ の準位間で反転分布を得ることは困難である。

H α 線の利得係数のターゲット構造、照射エネルギー依存性を調べた。それぞれのターゲット、照射条件および利得係数を表4-5に示す。ファイバターゲットを照射した時は信号が弱く利得係数の測定は不可能であった。ストライプターゲットと薄膜ターゲットを $\sim 70\text{J}$ とほぼ等しいエネルギーで照射した時、それぞれの利得係数はほぼ等しく、ターゲット構造による差は見られなかった。ストライプターゲットを2倍のエネルギーで照射したとき、利得係数は低下している。横方向の熱輸送等によって利得を生じないプラズマが生成され、その部分から放出される自然放出光を含んでいた

表 4－5 Na XI H α 線の利得係数のターゲット構造、照射条件の依存性

Target	Laser Energy	I α x/I α r	Gain Coefficient
NaF Stripe	73J	1.33 $\pm$ 0.40	1.6(+1.0/-2.1)cm ⁻¹
NaF Stripe	153J	1.12 $\pm$ 0.34	0.7(+1.3/-3.7)cm ⁻¹
NaF Foil	63J	1.47 $\pm$ 0.44	2.0(+1.0/-1.9)cm ⁻¹
Na ₂ B ₄ O ₇ Stripe	69J	0.74 $\pm$ 0.22	No Gain

ためと考えられる。

H α 線の増幅を得るにはL α 線の吸収が問題となる。L α 線の吸収を低減するためにNa原子の含有率がNaFの1/6のNa₂B₄O₇をレーザー媒質として用いた。もし、L α 線の吸収が支配的であるならば、Naイオンの密度が低下すれば利得係数は高くなると考えられる。しかし表4－5に示したように、H α 線の増幅は観測されなかった。Shestakovらによって指摘されているように、L α 線の吸収の効果が無視できるなら、^{〔22〕} 反転分布に寄与するイオンの数が減少しているので、増幅が観測されなかったのは妥当な結果である。利得係数のターゲット構造、照射条件の依存性に関する結果は初期的なものであり、より詳細な実験や理論的予測に基づいてターゲット等の最適化が行われなければならない。

4－3－2－2 利得係数の時間変化

軸及び断面方向の2台の分光器にストリークカメラを装着し利得係数の時間変化を測定した。NaFストライプターゲットを照射し、軸方向で観測したスペクトルのストリーク像を図4－8に示す。このときの照射エネルギーは148Jである。図4－8ではレーザーピークを時間原点としている。表4－1に示したように、ストリークカメラを装着したときの軸方向および断面方向の分光器の波長分解能はそれぞれ0.5Å、0.3Åであるので、図4－9に示すH α 線の強度の時間変化はNa IX 4p²P-2s²S線およびF IX 5d²D-2p²P線の強度の時間変化が重なって観測されている。これらの重なり成分

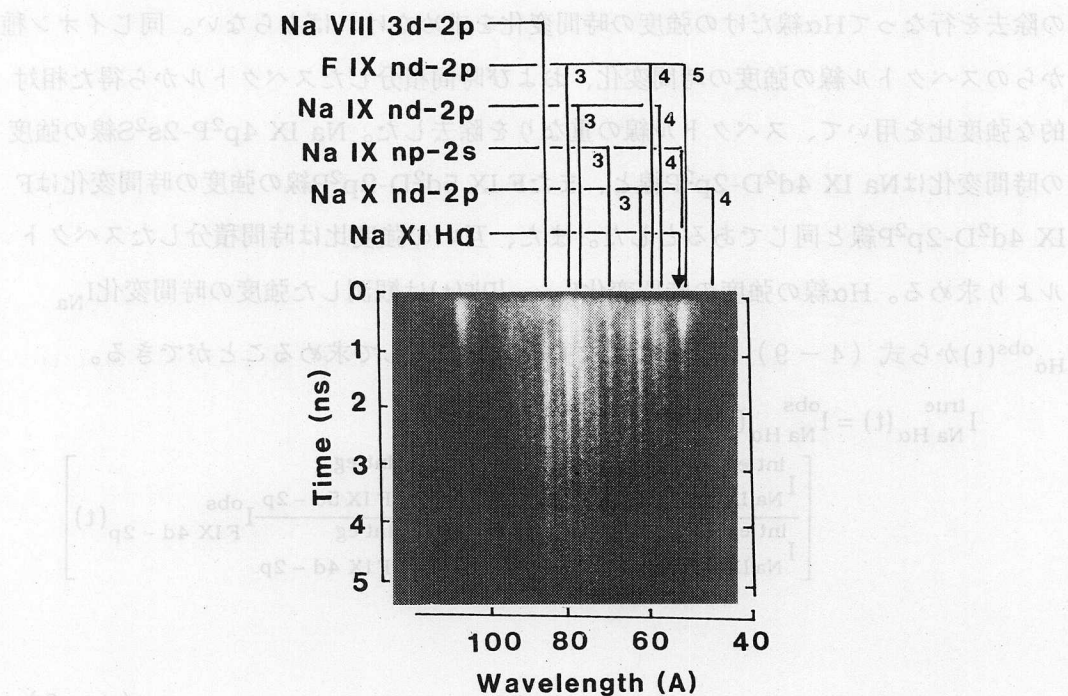


図4-8 NaFのストライプターゲットを照射し、軸方向で観測したスペクトルのストリーク像。

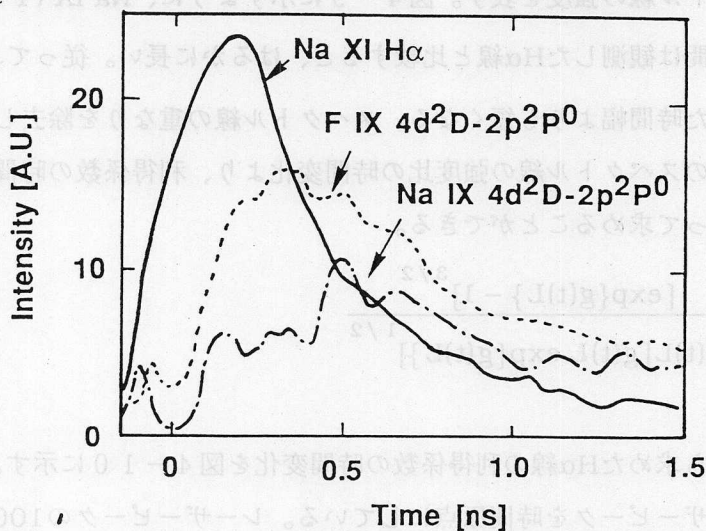


図4-9 Na XI H α 線、Na IX 4d²D-2p²P線および F IX 4d²D-2p²P線の強度の時間変化。Na XI H α 線はNa IX 4p²P-2s²S線、F IX 5d²D-2p²P線の重なりを含む。

の除去を行なってH α 線だけの強度の時間変化を求めなければならない。同じイオン種からのスペクトル線の強度の時間変化、および時間積分したスペクトルから得た相対的な強度比を用いて、スペクトル線の重なりを除去した。Na IX 4p²P-2s²S線の強度の時間変化はNa IX 4d²D-2p²P線と、またF IX 5d²D-2p²P線の強度の時間変化はF IX 4d²D-2p²P線と同じであるとした。また、互いの強度比は時間積分したスペクトルより求める。H α 線の強度の時間変化 $I_{\text{Na H}\alpha}^{\text{true}}(t)$ は観測した強度の時間変化 $I_{\text{Na H}\alpha}^{\text{obs}}(t)$ から式(4-9)に従って重なり成分を除去して求めることができる。

$$I_{\text{Na H}\alpha}^{\text{true}}(t) = I_{\text{Na H}\alpha}^{\text{obs}}(t) - \left[\frac{\int I_{\text{Na IX 4p-2s}}^{\text{obs}}}{\int I_{\text{Na IX 4d-2p}}} I_{\text{Na IX 4d-2p}}^{\text{obs}}(t) - \frac{\int I_{\text{F IX 5d-2p}}^{\text{obs}}}{\int I_{\text{F IX 4d-2p}}} I_{\text{F IX 4d-2p}}^{\text{obs}}(t) \right]$$

(4-9)

式(4-9)において添字はスペクトル線の遷移を表し、肩字'integ'の付いたIは時間積分したスペクトル線の強度を表す。図4-9に示すように、Na IXやF IXのスペクトル線の発光時間は観測したH α 線と比較すると、はるかに長い。従って、H α 線の発光時間は観測した時間幅よりも短くなる。スペクトル線の重なりを除去したH α 線の軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比の時間変化より、利得係数の時間変化を式(4-10)に従って求めることができる。

$$\frac{I_{\text{ax}}(t)}{I_{\text{tr}}(t)} = \frac{[\exp\{g(t)L\} - 1]^{3/2}}{g(t)L[g(t)L \exp\{g(t)L\}]^{1/2}} \quad (4-10)$$

式(4-10)から求めたH α 線の利得係数の時間変化を図4-10に示す。図4-10においてもレーザーピークを時間原点にしている。レーザーピークの100ps後より利得が発生し、200psでピーク値3cm⁻¹に達する。利得の発生している時間は500psであった。図4-10中のエラーバーはクロスキャリブレーションにおけるフォトカ

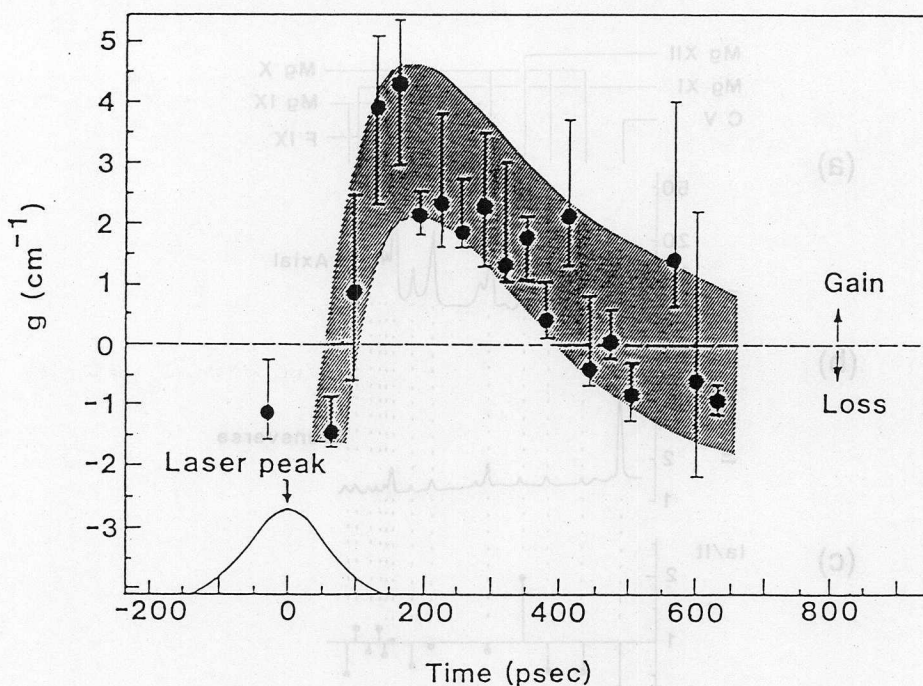


図4-10 Na XI H α 線の利得係数の時間変化。反転分布はレーザーピークの100ps後から500psにわたり発生し、利得係数のピーク値は $\sim 3\text{cm}^{-1}$ である。

ソードの感度波長依存性の補正、分光器の感度比に起因する。反転分布はレーザーによる加熱が終了した後、プラズマが膨張して冷却される過程で発生することを示している。

4-3-3 マグネシウムおよびアルミニウムのバルマー α 線の利得係数の測定

MgF₂およびAlのストライプターゲットを照射し、Mg XIIおよびAl XIIIのH α 線で増幅を得る実験を行なった。4-3-2-1節で述べた同様の手法を用いて、軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比から利得係数を決定した。

図4-11にMgF₂のストライプターゲットを照射し、観測したスペクトルを、表4-6に各スペクトル線の遷移、波長の一覧を示す。Mgの場合、H α 線と他のスペクトル線の重なりはなかったが、微細構造線を観測したのでそれぞれの成分の分離を行な

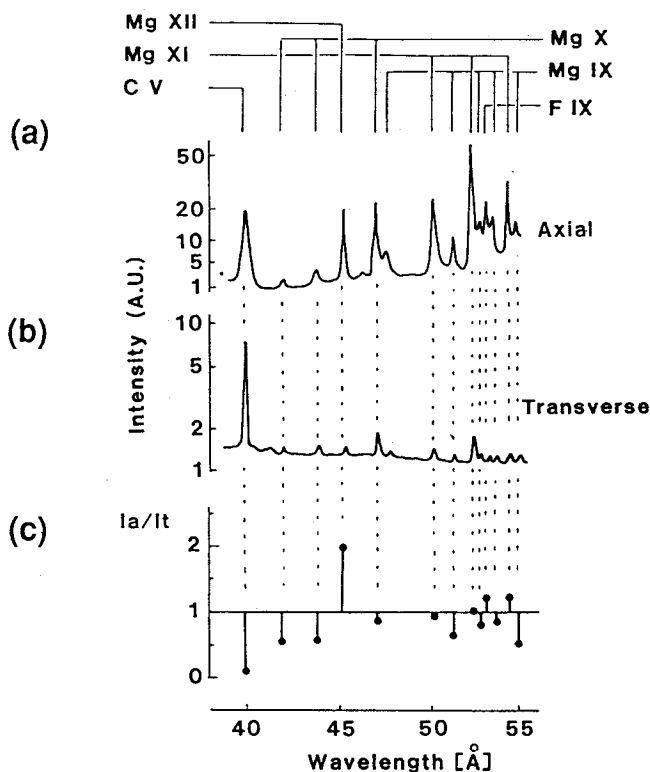


図4-11 MgF₂のストライプターゲットを照射し、(a)軸方向、および(b)断面方向で観測したスペクトル。(c)軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。H α 線の利得係数は3.0cm⁻¹であった。

った。Naの場合と同様にMg XII 3d²D_{5/2}-2p²P_{3/2}線の方がMg XII 3d²D_{3/2}-2p²P_{1/2}線よりも大きな利得係数を示した。I_{ax}/I_{tr}=1.9±0.5より3.0(+0.8/-1.2) cm⁻¹の利得係数を得た。短波長レーザーの遷移になりうるMg XI 3d¹D-2p¹P線においてI_{ax}/I_{tr}=1.24±0.41と増幅を示すが、測定誤差を含めると増幅を観測したとは断定できない。

また、Alのストライプターゲットを照射し、観測したスペクトル、および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比を図4-12に、各スペクトル線の遷移、波長の一覧を表4-7に示す。Al XIIIのH α 線においてはI_{ax}/I_{tr}=1.10±0.40であり、他のス

ペクトル線に比べると I_{ax}/I_{tr} の値は大きくしかも1を超えており増幅を示している。しかし、測定誤差まで含めると増幅を観測したとは断定できない。軸方向のスペクトルにおいても断面方向のスペクトルにおいても、 $H\alpha$ 線の強度がヘリウム様イオン、リチウム様イオンのスペクトル線と比較すると、弱いので明らかに電離度が低かったと考えられる。 Al イオンが少ない AlF_3 のストライプターゲットを照射したときは、増幅を観測できなかった。これは、 $Na_2B_4O_7$ の場合と同様に、反転分布生成に寄与するイオン数が減少するためと考えられる。

表4-6 MgF_2 のストライプターゲットを照射し、観測したスペクトル線の遷移、波長、および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	I_{ax}/I_{tr}
C V $2p^1P^0-1s^1S$	40.27Å	0.13±0.01
Mg X $5d^2D-2p^2P^0$	42.32Å	0.52±0.26
Mg X $4p^2P^0-2s^2S$	44.05Å	0.91±0.27
Mg XII $3d^2D-2p^2P^0$	45.53Å	1.90±0.50
Mg X $4d^2D-2p^2P^0$	47.32Å	0.91±0.27
Mg XI $3p^3P-2s^3S$	50.45Å	0.97±0.15
Mg IX $4d^3D-2p^3P^0$	51.65Å	0.66±0.14
Mg XI $3p^1P^0-2s^1S$ Mg XI $3d^3D-2p^3P^0$	52.69Å	1.08±0.15
Mg IX $4d^3P^0-2p^3P^0$	53.19Å	0.80±0.23
F IX $5d^2D-2p^2P^0$	53.53Å	1.29±0.47
Mg IX $4d^1F-2p^1D$	54.01Å	0.83±0.25
Mg XI $3d^1D-2p^1P^0$	54.72Å	1.24±0.41
Mg IX $4d^1D-2p^1P$	55.06Å	0.46±0.20

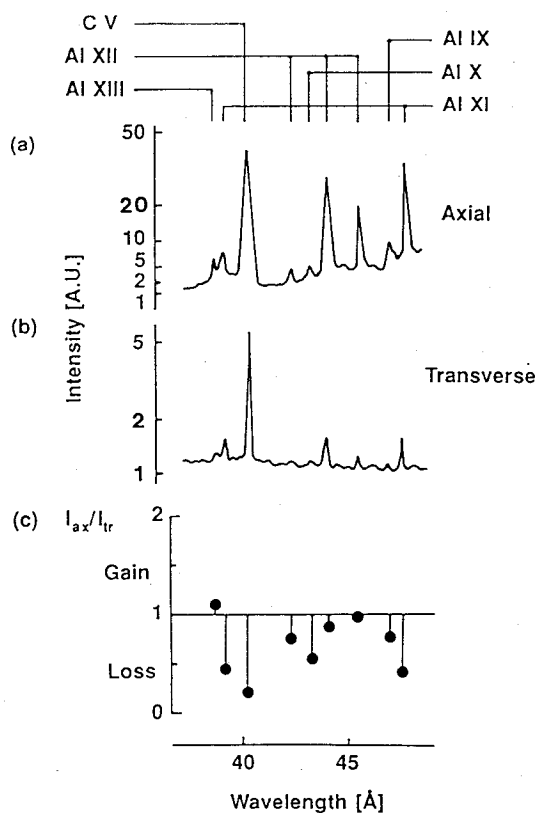


図4-12 Al のストライプターゲットを照射し、(a) 軸及び (b) 断面方向で観測したスペクトル。(c) 軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比。H α 線の利得係数は 0.6cm^{-1} が得られているが、測定誤差も含めると増幅を観測したとは断定できない。

表4-7 Alのストライプターゲットを照射し、観測したスペクトル線の遷移、波長、および軸方向と断面方向のスペクトル線の強度比

Transition	Wavelength	I_{ax}/I_{tr}
Al XIII $3d^2D-2p^2P^0$	38.98Å	1.10 ± 0.40
Al XI $4d^2D-2p^2P^0$	39.15Å	0.42 ± 0.05
C V $2p^1P^0-1s^1S$	40.27Å	0.15 ± 0.02
Al XII $3p^3P-2s^3S$	42.59Å	0.73 ± 0.18
Al X $4d^3D-2p^3P^0$	43.55Å	0.45 ± 0.07
Al XII $3p^1P^0-2s^1S$ Al XII $3d^3D-2p^3P^0$	44.28Å	0.88 ± 0.09
Al XII $3d^1D-2p^1P^0$	45.38Å	0.98 ± 0.15
Al IX $4d^4D-2p^4P^0$	47.49Å	0.73 ± 0.21
Al XI $3p^1P^0-2s^1S$	48.33Å	0.46 ± 0.06

4-3-4 プラズマパラメーターの測定

ナトリウム、マグネシウムおよびアルミニウムでの $H\alpha$ 遷移での反転分布の発生条件を調べるために、プラズマパラメーターの測定を行なった。NaFの薄膜ターゲットを照射し、断面方向で観測した $L\alpha$ 線付近のスペクトルを図4-13に示す。第3章の3-4-3-3項で述べた方法を用い、電子温度は連続スペクトル線の傾きより評価した。また、図4-14に示したヘリウム様イオンの共鳴線 ($Na\ X\ 2p^1P-1s^1S$ 線) と禁制線 ($Na\ X\ 2p^3P-1s^1S$ 線) の強度比より電子密度を評価した。^[23] また、第3章の3-4-3-3項で述べた方法を用い、 $L\alpha$ 線とヘリウム様イオンの $2p^1P-1s^1S$ 線の強度比より電離度を評価した。以上の結果を表4-8にまとめて示す。

電子温度は輻射再結合により放出される連続スペクトル線の傾きから求めたので、反転分布が発生している時の温度に近い値を示していると考えられる。電子密度はヘリウム様イオンのスペクトル線の強度比から評価したので、反転分布が発生する時の電子密度よりも低いと考えられる。

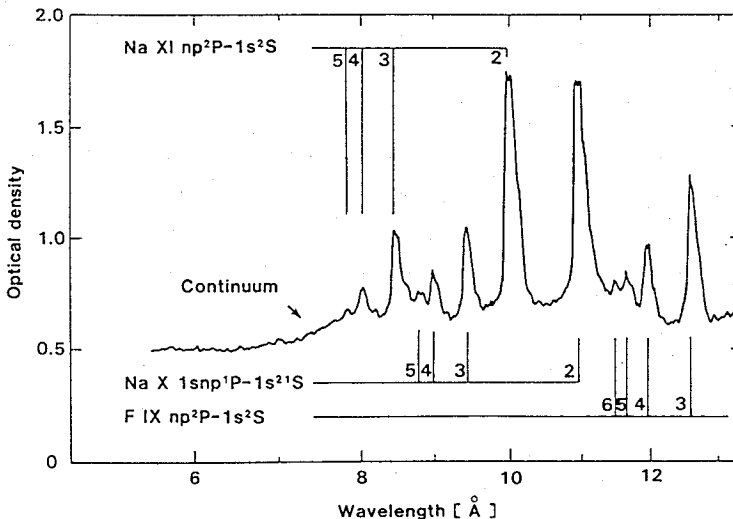


図4-13 NaFの薄膜ターゲットを照射し、断面方向で観測した $L\alpha$ 線付近のスペクトル。連続スペクトル線の傾きより電子温度は104eVであった。

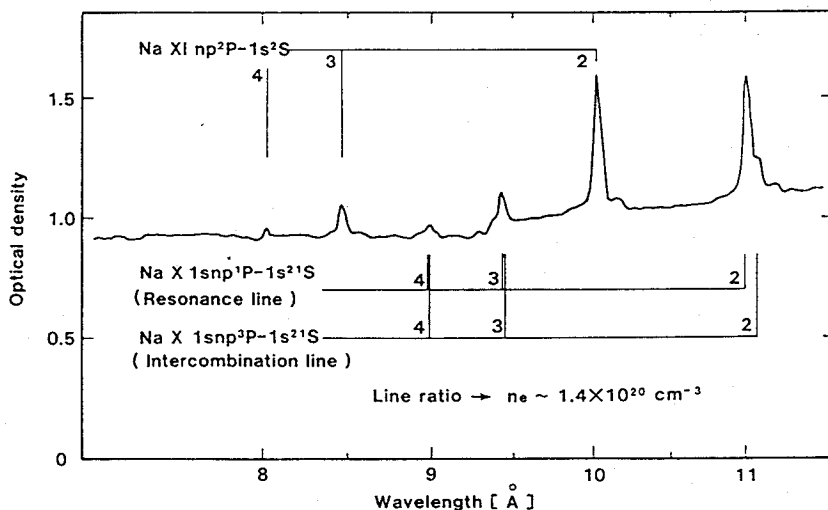


図 4 - 1 4 Na X の共鳴線と禁制線の強度比より、電子密度は $1.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ であった。

表 4 - 8 プラズマパラメーターの測定結果

	Na	Mg	Al
Laser Energy[J]	63	147	152
T_e [eV]	106	135	—
n_e [cm^{-3}]	1.4×10^{20}	2.2×10^{20}	—
N_Z/N_{Z-1}	1.7	1.8	0.2

ここで、水素様イオンの準定常的なCRモデル^[24]に基づくモデル計算との比較を行なう。このモデルでは、水素様イオンの各準位の分布数密度 $n(p)$ はサハ平衡時の分布数密度 $n_E(p)$ からのずれを表すPopulation Coefficient $r_0(p)$ を用いて、次の式で与えられる。

$$n(p) = r_0(p) n_E(p) \quad (4-11)$$

式 (4-11) で p は主量子数を表す。スペクトル広がり が ドップラー 広がり で 決まるとすると $H\alpha$ 線の利得係数は次の式で与えられる。

$$\frac{G}{Z^{7.5}} = 9.1 \times 10^{-34} r_0(2) \left\{ \frac{n(3)/g(3)}{n(2)/g(2)} - 1 \right\} \left(\frac{n_e}{Z^7} \right)^2 \left(\frac{T_e}{Z^2} \right)^{-2} \exp \left(3.4 \frac{Z^2}{T_e} \right) \quad (4-12)$$

$g(2)$ 、 $g(3)$ は統計的重率を表す。文献 [25] の $r_0(p)$ 値を用いて計算した利得係数の電子温度、密度の依存性を図 4-15 に示す。また、表 4-8 に示した電子温度、密度も同時に図 4-15 に示す。黒丸が Na、黒三角が Mg を表す。このモデル計算より予測されるそれぞれの利得係数は 3.1 cm^{-1} 、 2.6 cm^{-1} であり実験結果ともほぼ一致した。

断熱膨張するときの温度、密度の関係は次の式で与えられる。

$$T_e \propto n_e^{2/3} \quad (4-13)$$

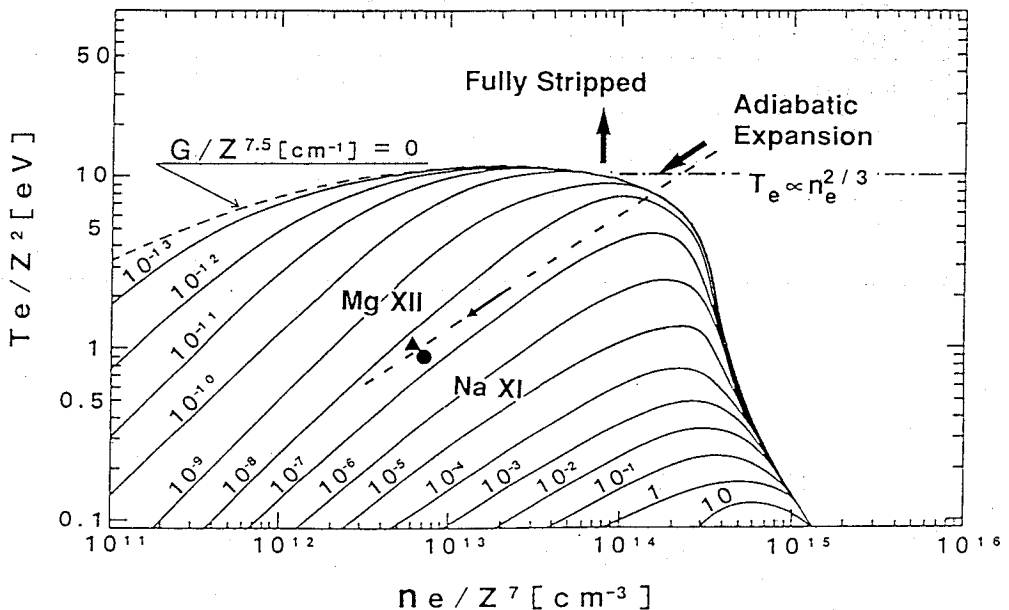


図 4-15 準定常状態の CR モデルから得た $H\alpha$ 線の利得係数の電子温度、電子密度の依存性。電子温度は Z^2 で、電子密度は Z^7 で規格化している。

図4-15中の破線は断熱膨張するときの温度、密度の軌跡を示す。図4-15に示したように、利得係数の等高線と破線はほぼ平行である。つまり、プラズマが断熱膨張で冷却されるときは、利得係数は初期の電子温度と密度で決まる。より高い利得係数を得るためには初期の電子密度を高くする必要がある。従って、短パルスレーザーを照射し、反転分布が発生するまでに膨張する距離を短くする必要がある。すでに、レーザー強度 $6 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ 、パルス幅28psで照射し、Na XI H α 線の利得係数 4cm^{-1} を観測している。[26] 従って、照射条件の最適化をすることによってAlのH α 線の増幅を得ることも可能であると考えられる。

表4-9 本実験で観測した利得係数の一覧

	Na XI H α	Mg XII H α	Al XIII H α
Wavelength[Å]	54.19Å	45.53Å	38.79Å
Target Material	NaF	MgF ₂	Al
Laser Energy [J]	63	147	152
Gain Coefficient [cm ⁻¹]	2.0(+1.0/-1.9)	3.0(+0.8/-1.2)	0.6(+1.5/-)
Time Dependence	g=2-4cm ⁻¹ duration=500ps	—	—

4-4 まとめ

再結合励起方式を用いて波長がウォーターウィンドウ領域にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを目的とした実験を行ない、以下の成果を得た。

(1) Na、MgおよびAlの薄膜ターゲットおよびストライプターゲットにガラスレーザーの3倍高調波光を照射し、生成される断熱膨張プラズマ中で、NaおよびMgのH α 線の増幅を観測した。軸方向および断面方向から観測した時間・空間積分スペクト

ル線の強度比よりそれぞれ 2.0cm^{-1} 、 3.0cm^{-1} の利得係数を得た。Alの利得係数は 0.6cm^{-1} であるが、測定誤差を考慮すると増幅が観測されたとは断定できない。

(2) Na XI H α 線の利得係数の時間変化を測定し、レーザーピークの100ps後から、500psにわたり反転分布が発生することを観測した。また、このときの利得係数のピーク値は 3cm^{-1} であった。

(3) 実験で得た利得係数は、準定常のC Rモデルに基づくモデル計算から得た利得係数とはほぼ一致した。また、より高い利得係数を得るには短パルスレーザーを照射する必要があることを示した。

以上の結果を表4-9にまとめて示す。これらの結果より再結合励起方式を用いて、波長がウォーターウインドウ領域にあるレーザーを実現する見通しを得ることができた。

第4章の参考文献

- [1] M.H.Key, Rutherford Lab.Rep. RAL-87-041, 100(1987).
- [2] P.Mora, Phys.Fluid25, 1051(1982).
- [3] G.J.Pert, Private Communication.
- [4] C.Chenais-Popovics et al., Phys.Rev.Lett.59, 2161(1987).
- [5] P.R.Herman et al., IEEE Trans.Plasma Sci.16, 520(1988).
- [6] P.Jaegle et al., J.Opt.Soc.Am.B4, 563(1987).
- [7] J.F.Seely, Opt.Communi54, 289(1987).
- [8] D.C.Eder et al., J.Opt.Soc.Am.B4, 1949(1987).
- [9] A.K.Dave and G.J.Pert, J.Phys.B17, 4953(1984).
- [1 0] C.Yamanaka et al., IEEE J.Quantum Electron.QE-17, 1639(1981).
- [1 1] I.N.Ross et al.Appl.Opt.26, 1584(1987).
- [1 2] T.Kita et al., Appl.Opt.22, 512(1983).
- [1 3] B.L.Henke et al., J.Opt.Soc.Am.B1, 828, (1984).
- [1 4] K.Eidman, Laser and Particle Beams 4, 521, (1986).
- [1 5] B.L.Henke et al., J.Appl.Phys.52, 1509(1981).
- [1 6] S.Bashkin et al., Atomin Energy Levels and Grotian Diagrams, Vol.1(North Holland, Amsterdam 1975).
- [1 7] R.L.Kelly, J.Phys.Chem.Ref.Data 16(Suppl.)No.1-3(1987).
- [1 8] F.C.Sanders and R.E.Knight, Phys.Rev.A27, 1279(1983).
- [1 9] H.A.Bethe and E.E.Salpeter, Qunatum Mechanics of One -and Two -Electron Atoms, (Springer-Verlag, Berlin, 1957) p274
- [2 0] J.P.Apruzese et al, IEEE Trans.Plasma Sci.16, 529(1988).
- [2 1] H.Kuroda et al., Tech.Rept.ISSP, Univ.Tokyo, Ser.A No.1955(1988).
- [2 2] A.I.Shestakov and D.C.Eder, LLNL Rep. UCRL-100485(1989).
- [2 3] A.H.Garbel and C.Jordan, Case Studises in Atomic Collisional Physics 2,(North-Holland, 1972), Ch.4.

- [2 4] T.Fujimoto, J.phys.Soc.Jpn.47, 265(1979).
- [2 5] T.Fujimoto et al., Mem.Fac.Eng.Kyoto.Univ.34, 249(1972).
- [2 6] H.Azuma et al., Opt.Lett.15, 1011(1990).

第5章 結論

本章では第2章から第4章までに述べたレーザー生成プラズマにおける再結合軟X線レーザーに関する研究を総括し、本論文の結論とした。

本論文では再結合軟X線レーザーに関して以下の2点に着目した研究を行なった。

[1] ビームの質が良い、出力の大きな軟X線レーザー光を得るには、増幅媒質に共振器を構成する必要がある。共振器を構成するには、広い領域において長い時間にわたって反転分布が発生する増幅媒質が望ましい。このような増幅媒質を得るために、プラズマの閉じ込めに着目し、シリンダー状のターゲットを提案した。炭酸ガスレーザーをプラスチックのシリンダーターゲットに照射し、生成されるプラズマ中で炭素の $H\alpha$ 線の増幅を得、閉じ込めたプラズマの増幅媒質としての特徴を調べることを目的とした。

[2] 再結合励起方式を用いて、生体物質の計測用の光源としての応用が期待される波長がウォーターウインドウ領域($23\sim44\text{ \AA}$)にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを目的とした。ガラスレーザーの3倍高調波光をナトリウム、マグネシウムおよびアルミニウムに照射し、生成される自由膨張プラズマ中でそれぞれの $H\alpha$ 線の増幅を得る実験を行なった。

以下に各章で得られた成果をまとめる。

第2章

プラズマの再結合過程で発生する水素様イオンの反転分布生成の条件を考察するために、衝突・輻射モデルに基づくレート方程式を解いて原子過程を解析できるシミュレーションコードの開発を行なった。

このコードを用いて、炭素の水素様イオンの $H\alpha$ 遷移で反転分布を生成するための条件を考察し、以下の条件が必要であることを示した。

(1) 炭素の完全電離プラズマを生成するには電子温度 150 eV にまで加熱する必要がある。

(2) 反転分布を生成するための、イオン密度の最適値および上限値が存在し、各々 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であった

(3) 冷却時間が5 nsと比較的長い場合でも、ピーク利得係数 2.8 cm^{-1} を得ることができる。また、このときの利得の発生時間幅は4 nsである。

(4) $L\alpha$ 線の吸収の効果を考慮しても、 $100 \mu\text{m}$ の大きさの増幅媒質の生成が可能である。

第3章

共振器構成に有利な広い領域で長い時間にわたって反転分布が発生する増幅媒質を得るために、パリレン(C_8H_8)のシリンダー状のターゲットを考案した。炭酸ガスレーザーを照射し、生成されるプラズマ中で炭素の $H\alpha$ 線の増幅を得ることを目的した実験を行ない、以下の結果を得た。

(1) 2台の斜入射分光器を用いて軸及び断面の2方向からスペクトル計測を行ない炭素の $H\alpha$ 線の増幅を観測した。その時間、空間積分した利得係数は 2.0 cm^{-1} であった。またプラズマの電子温度、密度を測定し各々40 eV、 $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ を得た。これらの値は $H\alpha$ 遷移での反転分布の発生条件を満足する。

(2) パリレンの1個の水素を塩素で置換したターゲットを用いて、 $H\alpha$ 線の増幅を観測し、 2.8 cm^{-1} の利得係数を得た。2個の水素を塩素で置換したターゲットでは、電子密度の過度の上昇が反転分布の生成を妨げ、 $H\alpha$ 線の増幅は観測されなかった。また、モデル計算との比較を行ない塩素の輻射冷却の効果を考察した。本実験の条件下では塩素はcoolantとして最適ではなかった。

(3) $H\alpha$ 線の利得係数の空間分布を測定し、シリンダーの中心軸まわりの半径 $\sim 1 \text{ mm}$ の領域内で反転分布が発生することを観測した。軟X線レーザーとしては断面積の広い増幅媒質を得ることができた。

(4) 流体コードと原子過程を結合したシミュレーションを行ない、反転分布はシリンダーの中心軸まわりの半径 0.75 mm の領域内で、8 ns (FWHM)にわたって発生することが示された。反転分布の発生領域は実験結果ともほぼ一致した。

シリンダー内に閉じ込めたプラズマは、広い断面積を持ち、nsオーダーの反転分

布の発生が可能な炭素H α 線の増幅媒質になる。

第4章

再結合励起方式を用いて波長がウォーターウインドウ領域にせまるレーザーを実現する見通しを得ることを目的とした。ナトリウム、マグネシウム、およびアルミニウムの薄膜ターゲット、およびストライプターゲットにガラスレーザーの3倍高調波光を照射し、生成される自由膨張プラズマ中でそれぞれのバルマー α 線の増幅を得る実験を行った。

(1) ナトリウムおよびマグネシウムのH α 線で増幅を観測した。軸及び断面方向から観測した時間・空間積分スペクトル線の強度比よりそれぞれ 2.0 cm^{-1} 、 3.0 cm^{-1} の利得係数を得た。

(2) ナトリウムのH α 線の利得係数の時間発展を測定し、レーザーピークの100 ps後から、500 psにわたり反転分布が発生することを観測した。反転分布は加熱が終了し、断熱膨張によって冷却される過程で発生することを観測した。

マグネシウムのH α 線の波長は $45\text{ \AA}$ と極めてウォーターウインドウ領域に近いことから、再結合励起方式を用いてこの波長領域のレーザーを実現する見通しを得ることができた。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りました西原功修教授、難波進教授、末田正教授、加藤義章教授に深厚なる謝意を表します。

本研究は大阪大学レーザー核融合研究センターで行なわれたものであり、素晴らしい研究の場を御提供下さいました中井貞雄教授、山中千代衛名誉教授に深く感謝致します。

学部、大学院在学中御指導、御教示を頂いた浜川圭弘教授、山本錠彦教授、小林猛教授、蒲生健次教授、横山昌弘教授、山中龍彦教授、井澤靖和教授、三間囃興教授、今崎一夫教授（現、レーザー技術総合研究所）に謝意を表します。

本研究を通じて直接細かな御指導、御助言を戴いた北川米喜助教授、大道博行助手に深く感謝致します。

また、御指導、御助言を頂いた山中正宣助教授、佐々木孝友助教授、中塚正大助教授、中島信昭助教授、藤田尚徳講師（現、東京電力）、吉田国雄講師、実野孝久講師、乗松孝好講師、田中和夫講師、畦地宏講師、高部英明講師、西村博明講師に謝意を表します。

さらに、熱心な討論、激励を頂いた仁木秀明助手、宮永憲明助手、宮本修治助手、藤原関夫助手、阪部周二助手、白神宏之助手、中井光男助手、澤井清信教務員、高木勝技術員に厚く感謝します。

共同研究を通じて熱心な討論、激励を頂いたラザフォード研究所 M.H.Key教授、G.J.Tallents教授、トロント大学 P.R.Herman教授、ハル大学 S.A.Ramsden教授、ヨーク大学 G.J.Pert教授に厚く感謝致します。

研究の苦楽を共にし、研究の遂行にあたり討論と協力頂いた、藤田雅之氏、湯上登氏、遠藤琢磨氏、東博純氏、館剛司氏、村井健介氏、足立智氏、節原裕一氏、川上良介氏、古河裕之氏、嶋田哲也氏、中嶋博樹氏、中山師生氏、松本孝之氏、南畑毅氏、長瀬勝美氏、大槻隆裕氏、米沢昇氏、松尾和也氏に謝意を表します。

本研究に際し、レーザー運転、ターゲット作製、計算機の利用等様々な形で御協力頂いた大阪大学レーザー核融合研究センターのスタッフの方々に深く感謝致します。

最後に、この研究生生活を援助して頂いた家族に心からの感謝を申し上げます。

業績目録

主要論文

- (1) E.Miura, H.Daido, Y.Kitagawa, K.Sawai, Y.Kato, K.Nishihara, S.Nakai, and C.Yamanaka, "Gain measurements of the CVI.3d-2p transition(18.2nm) from the wall-confined carbon plasmas produced by a CO₂ Laser", Appl.Phys.Lett.55, 223(1988).
- (2) E.Miura, Y.Kitagawa, K.Sawai, K.Matsuo, H.Daido, K.Nishihara, Y.Kato, and S.Nakai, "OBSERVATION OF GAIN AT 182Å IN THE WALL CONFINED CO₂ LASER PRODUCED PLASMAS", Proceedings of the International Symposium on Short Wavelength Lasers and Their Applications, Samarkand, USSR, May 14-18, 1990 to be published.
- (3) E.Miura, Y.Kitagawa, H.Daido, K.Sawai, K.Matsuo, K.Nishihara, Y.Kato, and S.Nakai, "Measurement and Detail Analysis of Gain on Balmer-Alpha Line of Hydrogen-like Carbon in Wall Confined CO₂ Laser Produced Plasmas", submitted to J.Appl.Phys.
- (4) E.Miura, N.Yonezawa, Y.Kitagawa, H.Daido, K.Sawai, K.Matsuo, K.Nishihara, Y.Kato and S.Nakai, "Gain Profile of CVI Balmer-alpha line in wall confined CO₂ laser produced plasmas", to be submitted to Appl.Phys.Lett.
- (4) H.Daido, E.Miura, Y.Kitagawa, Y.Kato, K.Nishihara, S.Nakai, and C.Yamanaka, "Study on XUV Lasers produced by a CO₂ Laser", Proc. International Symposium on Short Wavelength Lasers and Their Application (Springer-Verlag, Berlin, 1988) p105.
- (5) H.Daido, E.Miura, Y.Kitagawa, K.Nishihara, Y.Kato, C.Yamanaka, and S.Nakai, "Gain Measurement on 18.2-nm Carbon Recombination Laser Produced by an Intense CO₂ Laser", Proc. OSA Topical Meeting on Short Wavelength Coherent Radiation : Generation and Application 2, 141(1988).
- (6) H.Daido, K.Nishihara, E.Miura, and S.Nakai, "Simulation of recombination-pumped soft x-ray lasers in wall-confined laser-produced plasmas", J.Opt.Soc.Am.B7 266(1990).

- (7) Y.Kato, M.Yamanaka, H.Daido, T.Tachi, H.Nishimura, H.Shiraga, E.Miura, P.R.Herman, H.Takabe, T.Jitusno, M.Takagi, S.Nakai, C.Yamanaka, M.H.Key, G.J.Tallents, and S.J.Rose, "Amplification in Na XI H α , MgXII H α and AlXIII H α Transitions", Proc. OSA Topical Meeting on Short Wavelength Coherent Radiation : Generation and Application 2 47(1988).
- (8) H.Nishimura, H.Shiraga, H.Daido, T.Tachi, P.R.Herman, E.Miura, H.Takabe, M.Yamanaka, Y.Kato, G.J.Tallents, and M.H.Key, "Time Development of Amplification in Na XI H α -Line at 54.194Å", Proc. OSA Topical Meeting on Short Wavelength Coherent Radiation : Generation and Application 2 137(1988).
- (9) Y.Kato, H.Azuma, K.Yamakawa, M.Nishio, T.Tachi, H.Shiraga, E.Miura, H.Takabe, K.Nishihara, S.Nakai, S.A.Ramsden, G.J.Pert, M.H.Key, S.J.Rose, and C.J.Barty, "Improved Performance of Na XI H α Laser with Short Pulse Irradiation", presented at the 7th Amer.Phys.Soc. and Topical Conf. on Atomic Processes in Plasmas, October 2-5, 1989, USA, (to be published in AIP Conf.Proc.).
- (10) Y.Kato, E.Miura, T.Tachi, H.Shiraga, H.Nishimura, H.Daido, M.Yamanaka, T.Jitusno, M.Takagi, P.R.Herman, H.Takabe, S.Nakai, C.Yamanaka, M.H.Key, G.J.Tallents, S.J.Rose, and P.T.Rumsby, "Observation of Gain at 54.2Å on Balmer-Alpha Transition of Hydrogenic Sodium", Appl.Phys.B 50 247(1990).
- (11) H.Daido, Y.Kato, H.Azuma, K.Yamakawa, H.Shiraga, H.Takabe, E.Miura, S.Nakai, C.Yamanaka, S.A.Ramsden, G.J.Pert, M.H.Key, S.J.Rose, "X-RAY LASER STUDIES AT ILE OSAKA UNIVERSITY", Proceedings of the International Symposium on Short Wavelength Lasers and Their Applications, Samarkand, USSR, May 14-18, 1990 to be published.
- (12) H.Daido, M.Yamanaka, K.Mima, K.Nishihara, S.Nakai, Y.Kitagawa, E.Miura, C.Yamanaka, and A.Hasegawa, "Neutron production from a shell-confined carbon-deterium plasma by 1.06µm laser irradiation", Appl.Phys.Lett.51 2195(1987).

(13) H.Daido, K.Nishihara, K.Mima, M.Yamanaka, T.Endo, H.Shiraga, Y.Kato, E.Miura, Y.Kitagawa, C.Yamanaka, A.Hasegawa, and S.Nakai, "Properties of Shell-confined Long Life Plasmas Produced by Lasers", Jpn.J.Appl.Phys.28 507(1989).

その他の論文

(1) E.Miura, H.Daido, and Y.Kitagawa, "Line Intensity Enhancement in Wall Confined Carbon Plasmas Produced by a CO₂ Laser", ILE Quarterly Progress Report ILE-QPR-87-21 28(1987).

(2) E.Miura, "Gain Measurements of the CVI 3d-2p Transition(182Å) from the Wall confined Carbon Plasmas Produced by a CO₂ Laser", ILE Quarterly Progress Report ILE-QPR-88-25 36(1989).

国内学会発表（著者が主要著者名のもののみ）

(1) 「炭酸ガスレーザー烈光VIII号を用いたXUVレーザーの研究 I」
物理学会 関西学院大学 1986. 9

(2) 「炭酸ガスレーザー烈光VIII号を用いたXUVレーザーの研究 II」
物理学会 名古屋工業大学、1987. 3

(3) 「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 I」
応用物理学会 名古屋大学 1987. 10

(4) 「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 II」
応用物理学会 法政大学 1988. 3

- (5) 「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 III」
 応用物理学会 富山大学 1988. 10
- (6) 「ガラスレーザー激光XII号によるXUVレーザー実験 I
 — Na XI H α 線の利得測定 —」
 応用物理学会 富山大学 1988. 10
- (7) 「ガラスレーザー激光XII号を用いた
 バルマー α 線XUVレーザーの短波長化 IV」
 — X線分光によるプラズマ状態の評価 —
 物理学会 東海大学 1989. 3
- (8) 「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究 IV」
 応用物理学会 千葉大学 1989. 4
- (9) 「炭酸ガスレーザー生成再結合励起プラズマレーザー」
 物理学会 鹿児島大学 1989. 10
- (10) 「炭酸ガスレーザー生成炭素バルマー α 線XUVレーザー」
 物理学会 岐阜大学 1990. 10

国際会議報告

- (1) "Study on XUV Laser produced by a CO₂ Laser", H.Daido, E.Miura, Y.Kitagawa, Y.Kato, K.Nishihara, K.Sawai, S.Nakai, and C.Yamanaka, in Techniacal Digest, Conference on Lasers and Electro-Optics (Optical Socceity of America, Wahington, DC, 1988), paper, THM20.

(2) "Extension of Recombining Plasma Laser with Balmer- α Transition to Shorter Wavelengths", Y.Kato, M.H.Key, M.Yamanaka, H.Daido, T.Tachi, H.Nishimura, H.Shiraga, G.Tallents, P.R.Herman, E.Miura, S.J.Rose, H.Takabe, T.Jitsuno, M.Takagi, S.Nakai, and C.Yamanaka, 16th International Quantum Electronics Conference, 18-21 July 1988, Tokyo, WE2.

(3) "Observation of Amplification of XUV Radiations near Water Window", H.Shiraga, Y.Kato, M.H.Key, M.Yamanaka, H.Daido, T.Tachi, H.Nishimura, G.Tallents, P.R.Herman, E.Miura, S.J.Rose, H.Takabe, T.Jitsuno, M.Takagi, S.Nakai, and C.Yamanaka, Annual Meeting Division of Plasma Physics, Oct31-Nov 4, 1988.

(4) "Experimental Study on Shell Confined Long-Life Plasmas Produced by Lasers", H.Daido, K.Nishihara, R.Ishizaki, E.Miura, K.Mima, M.Yamanaka, S.Nakai, C.Yamanaka, and A.Hasegawa, 16th International Quantum Electronics Conference, 18-21 July 1988, Tokyo, MP20.

(5) "Plasma Soft X-ray Lasers Produced by an Intense CO_2 Laser", H.Daido, E.Miura, K.Sawai, K.Nishihara, Y.Kato, Y.Kitagawa, S.Nakai, T.Ohtsuki, Y.Tsunawaki, and C.Yamanaka, Quantum Electronics and Laser Science Conference (Optical Society of America, Washington, DC, 1989).

研究会・セミナー報告

(1) 「炭酸ガスレーザーを用いたXUVレーザーの研究」
ガスフローレーザー及び化学レーザーシンポジウム
長岡技術科学大学 1987. 11

(2) 「 CO_2 レーザー生成軟X線レーザー」
「X線レーザーの基礎過程に関する研究」研究会
瑞宝園 1989. 1

(3) 「CO₂ レーザー生成炭素XUVレーザー」

「X線レーザーの基礎過程に関する研究」研究会

プラージ大阪商工会議所賢島研修センター 1990. 2

正誤表

頁	行・図・式	誤	正
4	11行目	を用いる	を必要とする
6	図1-4説明	中における	における
6	式(1-6)	mc^3	$m_e c^3$
8	18行目	式(1-7)～	式(1-8)～
9	6行目	式(1-8)	式(1-9)
19	式(2-13)	$G(v)$	G
21	図2-3説明	炭素イオンの	炭素の各イオンの
22	22行目	$n=3$	$n=3$ の準位
26	式(2-18)	λ_{21}	λ_{12}
37	5行目	断面方向からの	断面方向の
37	25行目	反転分布は	反転分布を
41	10行目	実験結果及び考察	実験結果
41	20行目	示した波長に	示したように、波長に
45	10行目	ます	まず
45	22行目	軸方向に	軸方向のスペクトルに
51	10行目	Hortsmark	Holtsmark
58	1行目	自然放出光	自然放出光の強度
61	11行目	1mm内の領域で	1mmの領域内で
63	19行目	電子密度の	電子温度の
65	11行目	図3-23(b)より	図3-23(a)より
67	式(3-22)	$\exp(kt)$	$\exp(-kt)$
71	23行目	領域において	領域内において
75	1行目	式(4-1)より	式(4-2)より
84	14行目	した利得係数の測定	した利得係数
88	図4-7説明	軸／断面の	軸方向と断面方向の
105	27行目	ns	ナノ秒
108	12行目	submitted to J.Appl.Phys.	J.Appl.Phys. Apr.15.1991 issue