

JAERI - M

87-045

レーザー誘起蛍光法による水素原子密度測定の
ための設計・検討

1987年3月

山内 俊彦・小川 宏明・山田 禮司・福田 武司

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1987

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷株

レーザー誘起蛍光法による水素原子密度測定のための設計・検討

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部
山内俊彦・小川宏明・山田禮司・福田武司⁺

(1987年2月18日受理)

水素原子の $1S - 2P$ 準位間 (L_{α} 線: $\lambda = 1215 \text{ \AA}$), あるいは $2P - 3S$, あるいは $2P - 3D$ 準位間 (H_{α} 線: $\lambda = 6563 \text{ \AA}$) でレーザー誘起蛍光法 (LIFM) を用いて共鳴励起し, その蛍光を測定するための設計・検討を行った。ここでは特にトカマクプラズマのプラズマパラメータ ($n_e = 10^{12} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 及び $T_e = 10 \text{ eV} \sim 1 \text{ KeV}$) における信号対雑音比 (S/N) の評価を行った。また, トカマクプラズマへの適用として JFT-2M 及び JT-60 トカマクにおける測定系が提案された。

⁺ 臨界プラズマ研究部

Design Study for Measurement of Neutral
Hydrogen Atom Density by Laser Induced
Fluorescence Method

Toshihiko YAMAUCHI, Hiroaki OGAWA, Reiji YAMADA
and Takeshi FUKUDA⁺

Department of Thermonuclear Fusion Research,
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 18, 1987)

It is designed to measure the fluorescence light emitted from the transitions 1S - 2P of L_α line ($\lambda = 1215 \text{ \AA}$) or 2P - 3S or 2P - 3D of H_α line ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$), excited by the laser induced fluorescence method. The signal-to-noise ratio (S/N) is evaluated at the measurement in the parameter ($\bar{n}_e = 10^{12} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ eV} - 1 \text{ KeV}$) of tokamak plasma. The light paths in JFT-2M and JT-60 tokamaks are proposed.

Keywords: Neutral Hydrogen, H_α Line, L_α Line, Laser Induced Fluorescence Method, Signal to Noise Ratio, Tokamak, JFT-2M, JT-60, Plasma Boundary, Plasma Core

⁺ Department of Large Tokamak Research

目 次

1. 序 文.....	1
2. $n = 2 \rightarrow 3$ 準位への励起と蛍光測定.....	2
2.1 概 論.....	2
2.2 基本微分方程式.....	2
2.3 トカマクプラズマでの信号対雑音比 (S/N)	7
1) プラズマ境界部に於ける S/N	7
2) プラズマ内部に於ける S/N	7
3) 較正方法.....	8
3. レーザー光励起による L_α 線蛍光測定.....	10
4. $n = 1 \rightarrow 2$ 準位へ共鳴励起する事により得られる H_α 線蛍光測定.....	13
5. トカマクプラズマへの適用.....	14
5.1 プラズマ境界部に於ける H_α 線蛍光測定.....	14
5.2 プラズマ内部に於ける H_α 線蛍光測定.....	14
5.3 L_α 線蛍光測定.....	17
5.4 L_α 線および H_α 線の波長で発振するレーザー光による同時励起時の H_α 線蛍光測定.....	17
6. 結 言.....	18
謝 辞.....	18
参照文献.....	19
付録A トカマクプラズマに於ける背景光 (L_α 線及び H_α 線) 強度の概算.....	20
付録B ゼーマン効果と偏光	21

Contents

1. Introduction	1
2. Fluorescence from neutral hydrogen excited by dye laser into $n = 2 \rightarrow 3$ level	2
2.1 General	2
2.2 Fundamental formulas	2
2.3 Signal to noise ratio (S/N) in tokamak plasma	7
1) S/N in the boundary layer	7
2) S/N in the plasma core	7
3) Calibration method	8
3. L_α line fluorescence from neutral hydrogen excited by dye laser	10
4. H_α line fluorescence obtained by resonant excitation into $n = 1 \rightarrow 2$ level	13
5. Application to tokamak plasma	14
5.1 H_α line fluorescence in plasma boundary	14
5.2 H_α line fluorescence in plasma core	14
5.3 L_α line fluorescence	17
5.4 H_α line fluorescence from neutral hydrogen excited simultaneously by dye lasers with H_α or L_α lines	17
6. Conclusion	18
Acknowledgement	18
References	19
Appendix A : Intensity estimation of background light in tokamak plasma	20
Appendix B : Zeeman effect and polarization	21

1. 序 文

プラズマ中の水素原子密度を測定することは、水素原子の流入束や流出束がHモードに関係があると考えられるばかりでなく、炉への燃料補給効率や燃焼の割合を算出する上で重要と考えられる。^{1,2)}この水素原子密度分布を求める方法には、それ自身から放出される H_{α} 線あるいは L_{α} 線等の放出光をホトダイオードや光電子増倍管で測定する方法がある。この方法は時間的に連続の測定ではあるが、空間的な分布及び絶対値を精度よく算出するのが難しい。それはアーベル変換を使って分布を算出する時、プラズマ周辺の形状及び周辺の測定精度に大きく影響されること、および水素原子密度が中心と周辺で $10^6 \sim 7 \text{ cm}^{-3}$ も差がある為中心の密度を求める事ができない等があるからである。さらにこの方法では流入束及び流出束の測定ができない。この他の方法にプラズマからでてくる中性粒子を荷電交換中性粒子分析器で測定する方法がある。この方法は中性粒子の空間分布を仮定し、さらにプラズマパラメータを使って水素原子密度を算出するのである。上述の欠点を持たず時間的に連続測定ができる要素も兼備えた方法としてレーザー誘起蛍光法(LIFM)がある。この方法はまず水素原子のある準位間のエネルギー幅に対応する波長のレーザー光をプラズマ中に入射する。次にこのレーザー光により励起された原子は光を放出するので、その放出光の変化を測定し水素原子密度を算出するのである。

本論文の目的は、 H_{α} 線遷移 ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) あるいは L_{α} 線遷移 ($\lambda = 1215 \text{ \AA}$) を使い、レーザー誘起蛍光法により水素原子密度測定を行う時に重要な要素となる信号対雑音比 (S/N) を実際のトカマクプラズマに適用した場合について、検討し議論することである。これまでD-IIIでは 10^{12} m^{-3} の重水素原子密度 (n_D) を測定しているが、³⁾ ASDEXのダイバータ中の水素原子密度測定では多くの努力を要した。⁴⁾ また日本でも九大を中心に研究が進められ、⁵⁾ LIFMはトカマクへ適用されつつある。

ここでは次の3件が議論されている。1) レーザー光により $n = 2$ 準位に励起された水素原子の影響を受けて放出される H_{α} 線蛍光、2) 同様な方法による L_{α} 線蛍光、及び3) レーザー光により $n = 3$ 準位に励起された水素原子から放出される H_{α} 線蛍光。これらの場合について S/N を検討するために、まず蛍光量を算出するための基本微分方程式について述べ、次に現在ある装置や物理量、即ちレーザー光、検出器、フィルターおよびその他の光学部品、更にプラズマパラメータを与えた。最後に測定装置の較正方法や磁界が与える影響について検討した。

2. $n = 2 \rightarrow 3$ 準位への励起と蛍光測定

2.1 概論

多数の水素原子がプラズマ中の電子との衝突により、 $n = 2$ から $n = 3$ 準位に励起され短時間に低いエネルギー準位に戻る時、光を放射する。この放射光（次から蛍光と呼ぶ）を出している体積内での電子温度及び電子密度が求められている時、この H_{α} 線蛍光測定により水素原子密度を決定することができる。この方法による基礎実験が Burakov らによりおこなわれた。^{6,7)} その後小型トカマク装置で Hackmann らが⁸⁾、ダブレットⅢで Muller ら³⁾が水素原子密度を測定している。

2.2 基本微分方程式

この方法を理解する上で重要な基本方程式について述べる。まず、次の仮定をする。：基底状態から $n = 2$ 準位及び $n = 3$ 準位への励起は 2 種類 ($1 \rightarrow 2$ 及び $1 \rightarrow 3$) のみとする。 $(2 \rightarrow 3)$ は $1 \rightarrow 3$ に比べ微少量なので無視する。また H_{α} 線 (6563\AA) の入射レーザー光のエネルギー密度を u_{ν} とする。更に入射レーザー光と蛍光の偏光は小さいので無視する。（付録B 参照）

準位 1 から準位 2 及び 3 への単位時間当たりの励起割合 R_{12} ， R_{13} は

$$R_{12} = n_e \langle \sigma_{12} v_e \rangle, \quad R_{13} = n_e \langle \sigma_{13} v_e \rangle \quad 1)$$

である。それぞれの励起準位の微分方程式は

$$dn_2/dt = R_{12} n_1 + A_{32} n_3 + B_{32} \rho(\nu) n_2 - A_{21} n_2 \quad 2)$$

$$dn_3/dt = R_{13} n_1 - (A_{31} + A_{32}) n_3 - B_{32} \rho(\nu) n_3 + B_{23} \rho(\nu) n_2 \quad 3)$$

となる。ここで $B_{23} \rho(\nu)$ 及び $B_{32} \rho(\nu)$ はそれぞれレーザー光による誘導励起及び誘導放出割合である。その他の文字の説明は表 1 に示す。又 2) 式、及び 3) 式のエネルギー間の励起・放射過程を第 1 図に示す。2) 式、及び 3) 式は平衡状態において $dn/dt = 0$ であり、以下の 2 つの場合について考察する。

i) $R_{13} = 0$ の時

3) 式から

$$\begin{aligned} n_3/n_2 &= B_{23} \rho(\nu) / (A_{32} + A_{31} + B_{32} \rho(\nu)) \\ &= \frac{g_3 \rho(\nu)}{g_2 X \rho(\nu_0)} \times \left\{ 1 + \frac{\rho(\nu)}{X \rho(\nu_0)} \right\} = \frac{g_3}{g_2} \frac{S^*}{1 + S^*} \end{aligned} \quad 4)$$

表 1 文字の説明

Aik	: i 準位から k 準位への自然放射割合 ($A_{32} = 4.3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ 衝突 = $5.4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ 無衝突 $A_{31} = 5.5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ 衝突 = 0 s^{-1} 無衝突 $A_{21} = 4.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ 衝突 = $6.3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ 無衝突)
-----	---

$\rho(\nu)Bik$: i 準位から k 準位への誘導放射割合

$\rho(\nu)Bki$: k 準位から i 準位への誘導吸収割合

Wik : 誘導放射(吸収)割合, $\rho(\nu) Bik + Aik$

$\rho(\nu)$: 単位周波数当りのレーザーエネルギー密度
, $8\pi h\nu^3/C^3/(e^{h\nu/kT}-1)$

g_i : 準位 i の統計的重率

$$(g_1 = 6 \\ g_2 = 4 \\ g_3 = 9)$$

σ_{ik} : 電子による i 準位から k 準位への励起断面積

v_e : 電子の速度

v_g : 原子の速度

R_{ik} : i 準位から k 準位への励起割合

m_e : 電子の質量

n_i : レーザー照射時の i 準位の原子数 atoms·cm⁻³

n_{io} : レーザー照射しない時の i 準位の原子数

n_e : 電子密度

λ : 波長 (λ_0 : レーザー光入射波長)

ϕ : レーザー照射出力密度 J·cm⁻² s⁻¹

I : レーザー照射出力密度 J·cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹ sr⁻¹

f_{ik} : i 準位から k 準位への遷移に対する振動子強度

$\Delta\Omega$: 立体角

Tr : 観測系の透過率

η : 量子効率

ν : 周波数

ν_0 : レーザー光の周波数

C : 光速

M : 水素原子の質量

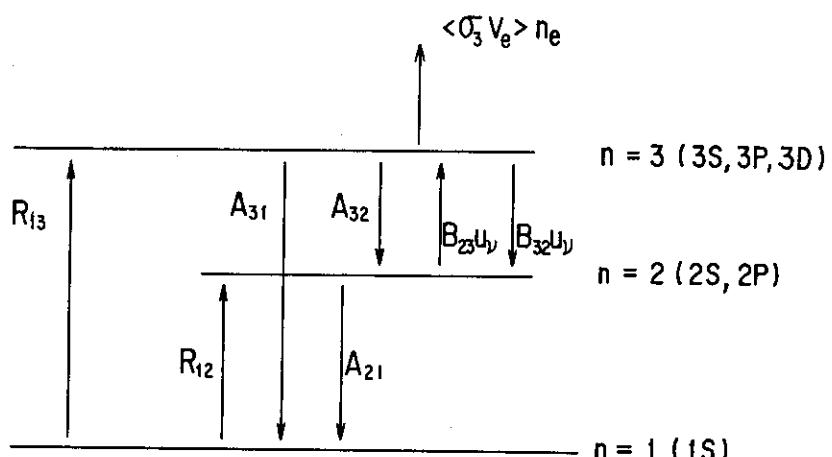
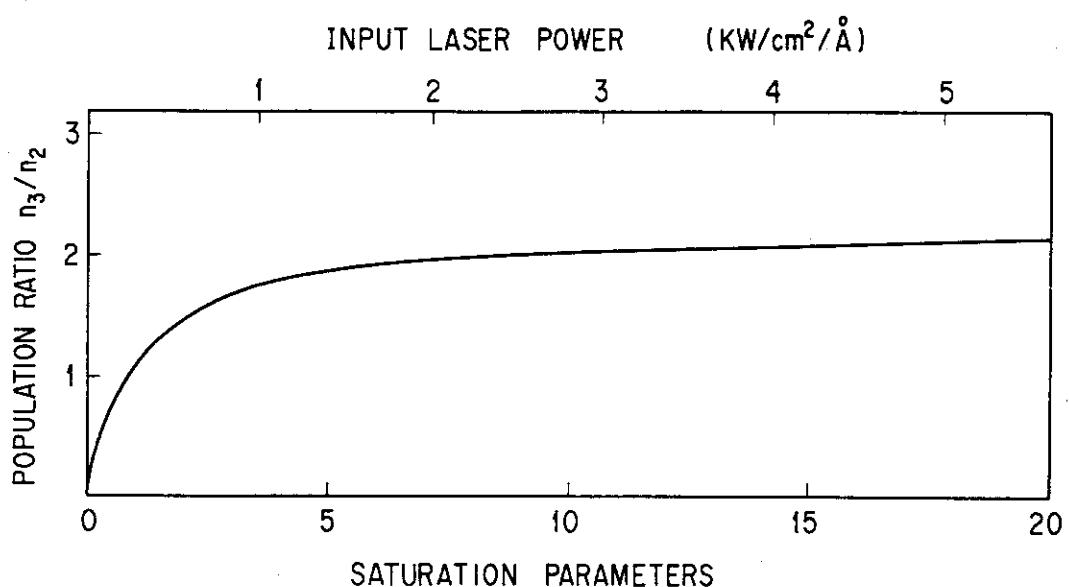
Tg : 水素原子気体の温度

となる。ここで $B_{23} = B_{32} g_3 / g_2$, $A_{32} = B_{32} = 8 \pi h v^3 / c^3 = \rho(v_0) \text{ erg} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1}$, $\phi_0 = \rho(v_0) v^2$ である。また

$$X = (A_{32} + A_{31}) / A_{32},$$

$$S^* = \phi(\lambda) / (X \phi_0(\lambda)) = \rho(v) / (X \rho(v_0)) = \text{飽和パラメータ} \quad 5)$$

$\phi_0(\lambda) = 8 \pi h c^2 / \lambda^5 = 123 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1}$ = 鮑和に必要なレーザー出力である。H_α線強度は飽和パラメータで表された 4) 式に依存する。この飽和パラメータに対する n_3/n_2 を第 2 図に示す。同図から 63 % になる S^* は 1.7 である。また X は衝突が支配的な時 (3S, 3P 及び 3D 準位間で熱平衡である) 2.27 であり、そうでない時 1 である。これ等の値に対し $1 \text{ KW} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1}$ のレーザーパワーを入射した時、 n_3/n_2 の比は 0.8 - 0.9 となる。

第 1 図 L_α 線及び H_α 線放射時の水素原子の励起・放射過程

第 2 図 鮑和パラメータに対する励起粒子数

ii) $S^* \gg 1$ の時

本条件の時、4) 式から

$$n_3/n_2 = g_3/g_2 \quad 6)$$

となる。レーザー光を入射した時、 $n = 1$ 準位において電子による衝突励起と放射減衰が平衡関係にある事から

$$n_{10} R_{12} + n_{10} R_{13} = n_2 A_{21} + n_3 A_{31}$$

となり、 n_3/n_{10} は

$$n_3/n_{10} = (R_{12} + R_{13}) / (g_2/g_3 \cdot A_{21} + A_{31}) \quad 7)$$

となる。レーザーを入射しない時、3) 式で $d/dt = 0$ として

$$n_{30}/n_{10} = R_{13}/(R_{31} + R_{32}) \quad 8)$$

となる。 $n = 3$ 準位に於いてレーザー光を入射した時としない時の粒子数の比は、7) 式と 8) 式から

$$\frac{n_3}{n_{30}} = \frac{(R_{12} + R_{13})(A_{31} + A_{32})}{R_{13}(g_2/g_3 \cdot A_{21} + A_{31})} \quad 9)$$

となる。次にプラズマ内部では、電子による 3 準位からの衝突励起による損失項 $\langle \sigma_3 v_e \rangle n_e$ を 8) 式と 9) 式に含める必要がある。それを考えた時、8) 式と 9) 式は

$$\frac{n_{30}}{n_{10}} = \frac{R_{13}}{A_{31} + A_{32} + \langle \sigma_3 v_e \rangle n_e} \quad 8a)$$

$$\frac{n_3}{n_{30}} = \frac{(R_{12} + R_{13})(A_{31} + A_{32} + \langle \sigma_3 v_e \rangle n_e)}{R_{13}(g_2/g_3 \cdot A_{21} + A_{31} + \langle \sigma_3 v_e \rangle n_e)} \quad 9a)$$

となる。 $\langle \sigma_3 v_e \rangle n_e$ は文献 9) を使って算出すると表 2 となる。ここで電子温度 100 eV から 1000 eV の範囲でプラズマ中の R_{13}/R_{12} は約 0.18 である。¹⁰⁾ $n = 3$ 準位に於ける水素原子密度の増分は、

$$\Delta n_3 = n_3 - n_{30} = (n_3/n_{30} - 1) n_{30} \quad 10)$$

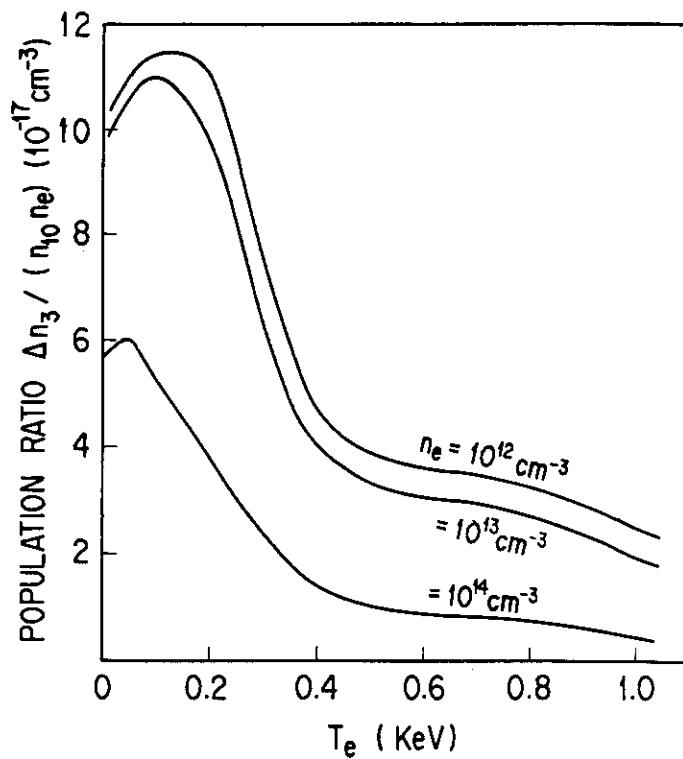
であり、8 a) 式及び 9 a) 式を使い Δn_3 と n_{10} の関係を求めると

$$\begin{aligned} \Delta n_3 &= \left\{ \frac{(1 + R_{13}/R_{12})(A_{31} + A_{32} + \langle \sigma_3 v_e \rangle n_e)}{(R_{13}/R_{12})(g_2/g_3 \cdot A_{21} + A_{31} + \langle \sigma_3 v_e \rangle n_e)} - 1 \right\} \\ &\quad \cdot \frac{R_{13} n_{10}}{A_{31} + A_{32} + \langle \sigma_3 v_e \rangle n_e} \end{aligned} \quad 11)$$

となる。 $n_{10} = 10^7 - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の範囲に於いて n_e をパラメータとして T_e に対する $\Delta n_3 / n_{10} n_e$ の変化量を第3図に示す。同図から $T_e > 0.4 \text{ KeV}$ に於いて、 $\Delta n_3 / n_{10} n_e \approx \text{一定}$ である事が分かる。

表2 衝突過程による3準位からの励起割合
($\langle \sigma_3 v_e \rangle n_e$)

T_e	n_e	10^{12} cm^{-3}	10^{13} cm^{-3}	10^{14} cm^{-3}
50 eV		$3.7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	$3.7 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	$3.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
100	5.2	5.2	5.2	5.2
200	7.4	7.4	7.4	7.4
400	10.4	10.4	10.4	10.4
600	12.7	12.7	12.7	12.7
800	14.8	14.8	14.8	14.8
1000	16.5	16.5	16.5	16.5



第3図 電子温度に対する励起粒子数

$$(n_{10} = 10^7 - 10^{14} \text{ cm}^{-3})$$

2.3 トカマクプラズマでの信号対雑音比 (S/N)

JFT-2M及びJT-60プラズマのパラメータに対して考察する。背景光に対しては付録Aに述べた。

1) プラズマ境界部に於けるS/N

プラズマパラメータとして次の範囲を考える。

$$\begin{aligned} n_{10} &= 10^{10-14} \text{ cm}^{-3}, & n_e &= 10^{12-13} \text{ cm}^{-3}, & T_e &= 10 - 50 \text{ eV}, \\ V &= 10 \text{ cm}^3, & \Delta\Omega &= 8 \cdot 10^{-3} \text{ sr}, & \delta &= 0.5 \end{aligned}$$

ところでVは蛍光放射体積、 $\Delta\Omega$ は観測立体角、及び δ はH_α線に対するフィルターの透過率である。例えば、平均的な値 $n_{10} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ eV}$ に対して、 Δn_3 は11)式または第3図から $2.0 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ となる。その蛍光のうち検出器に入る蛍光の数は

$$\begin{aligned} N_p / \tau &= (\Delta n_3 A_{32}) \Delta\Omega \cdot \delta / 4\pi \\ &= 3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \quad (12)$$

となる。ここでレーザー発振時間を $\tau = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ 、及び検出器の量子効率を $\eta = 5\%$ とした時、レーザー光1パルス当たりの光電子数は

$$N_{pe} = 7.5 \cdot 10^4 \text{ 個} \quad (13)$$

となる。また1パルス当たりの時間内に入る背景光の光電子数は

$$N_{bpe} = 8 \cdot 10^5 \text{ 個} \quad (14)$$

となる。故に信号と雑音の比は

$$\begin{aligned} S/N &= N_{pe} / \sqrt{N_{pe} + 2N_{bpe}} \\ &= 58 \end{aligned} \quad (15)$$

となる。故に背景光に線放射光強度を考慮していない等の不確定性があるけれども、測定上問題はない。しかしS/Nを更に上げる方法として次の事が考えられる。

1. 光電子増倍管の量子効率がもっと高い製品を選択する。
2. 真空容器内壁から離れるにつれS/Nは上昇する。(n_eとT_eの上昇に対してn₁₀の減少が少ない。)

2) プラズマ内部に於けるS/N

トカマクプラズマ内部に於いて水素原子密度 $n_{10} = 10^{6-10} \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 10^{13-14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1-10 \text{ KeV}$ を考える。そのうちここでは目安として $n_{10} = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 及び $T_e = 1 \text{ KeV}$ のプラズマを考える。その時 $\Delta n_3 = 6500 \text{ cm}^{-3}$ となる。すると光電子数

は $N_{pe} = 220$ 個となる。背景光は 14) 式と同じとして

$$S/N = 0.2 \quad (16)$$

となる。上式から、このようなプラズマ中心部における蛍光測定は限界以下であるが、測定点をプラズマ中心部からはずすことにより n_{10} が増加し測定可能になる。

$S/N > 1$ に上げる方法として以下の事が考えられる。

1. レーザー光の直径 S_0 を太くする、又は観測長を長くして蛍光の観測体積を 10 倍ぐらいにする。
2. レーザー光 1 パルス当たりでなく、高繰返しレーザー発振器 (100 Hz) を使用し時間的な平均化処理 (スムージング) を行う。
3. 背景光は主に周辺の T_e の低い場所から放射されており中心部のものと波長がずれている。それでフィルターを使用し背景光を遮蔽する。その減衰量は 1/3 程度である。

もし 2 の平均化処理を 100 ms に渡って行えば S/N は

$$S/N = 34 \quad (17)$$

となる。この S/N はプラズマ中心部に於いて、水素原子密度の測定が十分可能である事を示す。

3) 較正方法¹¹⁾

Ar 気体又は N₂ 気体等によるレーリー散乱が較正方法として考えられる。封入気体の密度 n_0 、レーザー光の入射光子数 $I_0 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ の時、レーリー散乱により得られる光子数は

$$\phi_R = n_0 \sigma_R I_0 V A Q / 4 \pi \quad (18)$$

で与えられる。n = 3 準位に励起された水素原子密度の増分 Δn_3 の時、蛍光の光子数 ϕ_F は

$$\phi_F = \Delta n_3 A_{32} I_0 V A Q / 4 \pi \cdot \tau S_0 \quad (19)$$

で与えられる。18) 式と 19) 式から

$$\phi_F / \phi_R = \Delta n_3 A_{32} / (n_0 \sigma_R) \cdot \tau S_0 \quad (20)$$

となる。ここでレーザー光パルス幅が 10 ns 程度の時、19) 式の I_0 を $I_s \sqrt{I_0 / I_s}$ に変えるならば¹²⁾

$$K = n_0 \sigma_R / (\phi_R A_{32} \sqrt{I_0 / I_s} \tau S_0) \quad (21)$$

とおけば Δn_3 は

$$\Delta n_3 = K \sqrt{I_0} \phi_F \quad (22)$$

となる。本方法の長所及び短所として以下の事が上げられる。

長所

1. 空間分解能が良く、明確にプラズマ端の水素原子密度を測定出来る。

2. 高繰返しで十分なレーザー出力とパルス幅を持つレーザー発振装置が開発された結果、時間的に連続に蛍光の変化を観測できる。

短所

1. H_{α} 線蛍光測定の他に T_e と n_e を測定しなければならない。
2. プラズマ光中の H_{α} 線背景光の大きさが S/N を決定する。
3. H_{α} 線背景光の非熱的雑音成分が重要であるが、不明確である。
4. レーザー光の迷光除去にビューティングダンプが必要である。

3. レーザー光励起による L_{α} 線蛍光測定

L_{α} 線の波長で発振するレーザー光は、 3645 \AA で発振するレーザー光をクリプトンまたはベリリウム気体を使ってTHG（3倍高調波）に変換する事により得られる。^{3, 4, 13-15)} このためのレーザー発振装置として Xe C I エキシマレーザー励起 TMI 色素レーザー発振装置がある。この装置の特徴は、パルス当たりの出力エネルギー $E = 1.5 \mu \text{J}$ ($P_0 = 10^{12} \text{ 個/パルス}$), $\tau = 5 \mu\text{s}$, パンド幅 $\Delta \lambda = 10^{-2} \text{ \AA}$, 及び繰返し数 20Hz 程度である。¹⁵⁾ さて、レーザー光束 P_0 のレーザー光を光学的に薄い気体に入射した時、そこに吸収されるパワーは

$$\begin{aligned} -dI/dt &= (n_1 W_{12} - n_2 W_{21}) c h \nu \\ &= (n_1 \cdot g_2/g_1 - n_2) c^3 g(\nu - \nu_0) P_0 / (8 \pi \nu^2 t_{\text{spont}}) \quad (23) \end{aligned}$$

ここで W_{12} 及び W_{21} はレーザー光による誘導励起及び誘導放出割合で

$$\begin{aligned} W_{12} &= (g_2/g_1) W_{21} \\ W_{21} &= c^2 P_0 g(\nu - \nu_0) / (8 \pi h \nu^3 t_{\text{spont}}) \end{aligned}$$

で与えられる。実際の放出スペクトル線はガウス形かローレンツ形で表される。この L_{α} 線の放出光は粒子が速度分布を持つ事によりドップラーシフトしている。気体が平衡状態にある時、粒子の速度分布はマックスウェル分布であり、それからの放出光の周波数分布はガウス形 $g(\nu - \nu_0)$ となる。つまり

$$\begin{aligned} g(\nu - \nu_0) &= 2 \sqrt{\ln 2} / \sqrt{\pi} \Delta \nu_D \\ &\cdot \exp \left\{ -4(\ln 2)(\nu - \nu_0)^2 / (\Delta \nu_D)^2 \right\} \quad (24) \end{aligned}$$

となる。ここで $\Delta \nu_D$ はスペクトル分布の半値全幅である。即ち

$$\Delta \nu_D = 2 \nu_0 \sqrt{2 k T_g \ln 2 / M c^2} \quad (25)$$

で与えられる。これがドップラー幅である。粒子の速度と周波数の関係は

$$\Delta \nu_D = \nu - \nu_0 = v/c \cdot \nu_0 \quad (26)$$

であり、スペクトルの広がり $\Delta \nu_D$ を測定する事により、測定点の粒子速度 v が決定される。ここではこれ以上の詳しい粒子速度の議論は避ける。ところで t_{spont} は振動子強度 f_{21} に関係し

$$t_{\text{spont}} = m_e c^3 / (8 \pi^2 e^2 v^2 f_{21}) \quad (27)$$

で与えられる。 $T_g = 4 \cdot 10^5 \text{ K}$ の時 $\Delta \lambda_D = -\lambda^2/c \cdot \Delta \nu_D$ を使ってドップラー幅は $\Delta \lambda_D = 0.55 \text{ \AA}$ となる。²⁵⁻²⁷⁾ 式を使い $n_1 \gg n_2$ を考えると 23) 式は

$$\frac{dI}{dz} = (8.3 \cdot 10^{-13} n_1 f_{21} \lambda_0^2 g_2 P_0 / 4 \lambda_D g_1) \cdot \exp \left\{ -4 (\ln 2) (\nu - \nu_0)^2 / (4 \nu_D)^2 \right\} \quad (28)$$

となる。ここで $c dt = dz$ である。故に光電子数は、 $f_{21} = 0.42$, $n_1 dz = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, $4 \lambda_D = 0.55 \text{ \AA}$, $4Q = 10^{-2} \text{ sr.}$, 光学系の全透過率 $Tr = 0.12$ 及び量子効率 $\eta = 0.15$ を使い、レーザー光の吸収パワーが蛍光量の増分として考えられるから、(28) 式を使いスペクトル分布の中心 (ν_0) では

$$N_{pe} = 1800 \text{ 個} \quad (29)$$

となる。一方、背景光の光電子数は $S_0 = 1 \text{ cm}^2$, $Tr = 0.25$, 及び $\tau = 5 \mu\text{s}$ の間に 3750 個を得る。故に S/N は

$$S/N = 19 \quad (30)$$

となる。ところで、(28) 式から分かるように信号量は n_1 に比例し、 S/N は $\sqrt{n_1}$ に比例している。また、較正は前述のレーリー散乱を使用できる。

本方法の長所及び短所として以下の事が考えられる。

長所

1. 水素原子の速度分布関数がスペクトル分布測定によりえられる。
2. 測定結果が n_e , T_e に無関係である。

短所

1. 最高のレーザー装置を使用する必要がある。ここで、LIFM 用レーザー発振装置の現状について表 3 に示す。

表3 LIF用レーザー発振装置の現状

種類	励起用レーザー発振装置	出力エネルギー	色素レーザー	波長	パルス幅	最大繰返し数
固体	YAGレーザー	700 mJ	○	可視	8~9 ns	100 Hz
液体	→	200 mJ (色素レーザー出力)	○	可視	1~5 μs	20 Hz
気体	エキシマレーザー	400 mJ	○	可視	15 ns	250 Hz
	N ₂ レーザー	4~10 mJ	○	可視	50 ps~ 10 ns	50 Hz
	Ar(クリプトン) レーザー	18 W	○	可視	→	cw
	Ar ₂ [*] (又は ArF [*]) レーザー	300 mJ	→	紫外	開発中	~100 Hz

注： 可視光はSHG（2倍高調波発生）用結晶又はTHG（3倍高調波発生）用気体により紫外光に
変換できる。

4. $n = 1 \rightarrow 2$ 準位へ共鳴励起する事により得られる H_{α} 線蛍光測定

L_{α} 線で発振するレーザー光を用いて $n = 1 \rightarrow 2$ 準位へ励起した時、 $n = 3 \rightarrow 2$ 準位の遷移により放射される H_{α} 線スペクトルの蛍光を測定する。レーザー光の吸収パワーは既に(23)式で表されている。レーザー光を吸収している時、1秒当たりの間に放射される H_{α} 線光子の個数は、2)式から導かれ

$$\Delta n_3 A_{32} = R_{12} n_1 / (g_2 / g_3 + A_{21} / A_{32} + 1) \quad (31)$$

となる。ここで $n_2 = -g_2 / g_3 \cdot n_3 \exp(h\nu / kT_g)$ 、及び $h\nu \ll kT_g$ である。また、 $n = 3S, 3P, 3D$ 準位に関して電子は統計的な分布をしており、たとえ $3S$ と $3D$ 準位のみが励起されている時でも 31) 式からのずれは無視できる。¹⁶⁾ 31) 式の $R_{12} n_1$ は L_{α} 線の波長で発振するレーザー光入射により放射される L_{α} 線の蛍光量に等しい。31) 式から H_{α} 線スペクトルの光子数は L_{α} 線の光子数より $(g_2 / g_3 + A_{21} / A_{32} + 1)^{-1} = 0.17$ 倍少ない。また検出器の量子効率は L_{α} 線の時 $\eta = 0.15$ のに対し H_{α} 線の時 $\eta = 0.1$ である。しかし、観測系の透過率は H_{α} 線の波長に対する方が 2 倍高い。それゆえ、検出される H_{α} 線光子の数は前述の 1800 個に対し 400 個になる。同様にして背景光の光電子数は 860 個となり、 S/N は

$$S/N = 9 \quad (32)$$

となる。故に本方法で測定可能である。本方法の長所として以下の事が考えられる。

1. H_{α} 線の光は L_{α} 線の光より光学部品に対する影響が少ないため長い光路がとれ、そのため磁気シールドが簡単になる。

5. トカマクプラズマへの適用

日本原子力研究所のトカマク装置 JFT-2M 及び JT-60 にレーザー誘起蛍光法を適用した時の問題点を議論する。

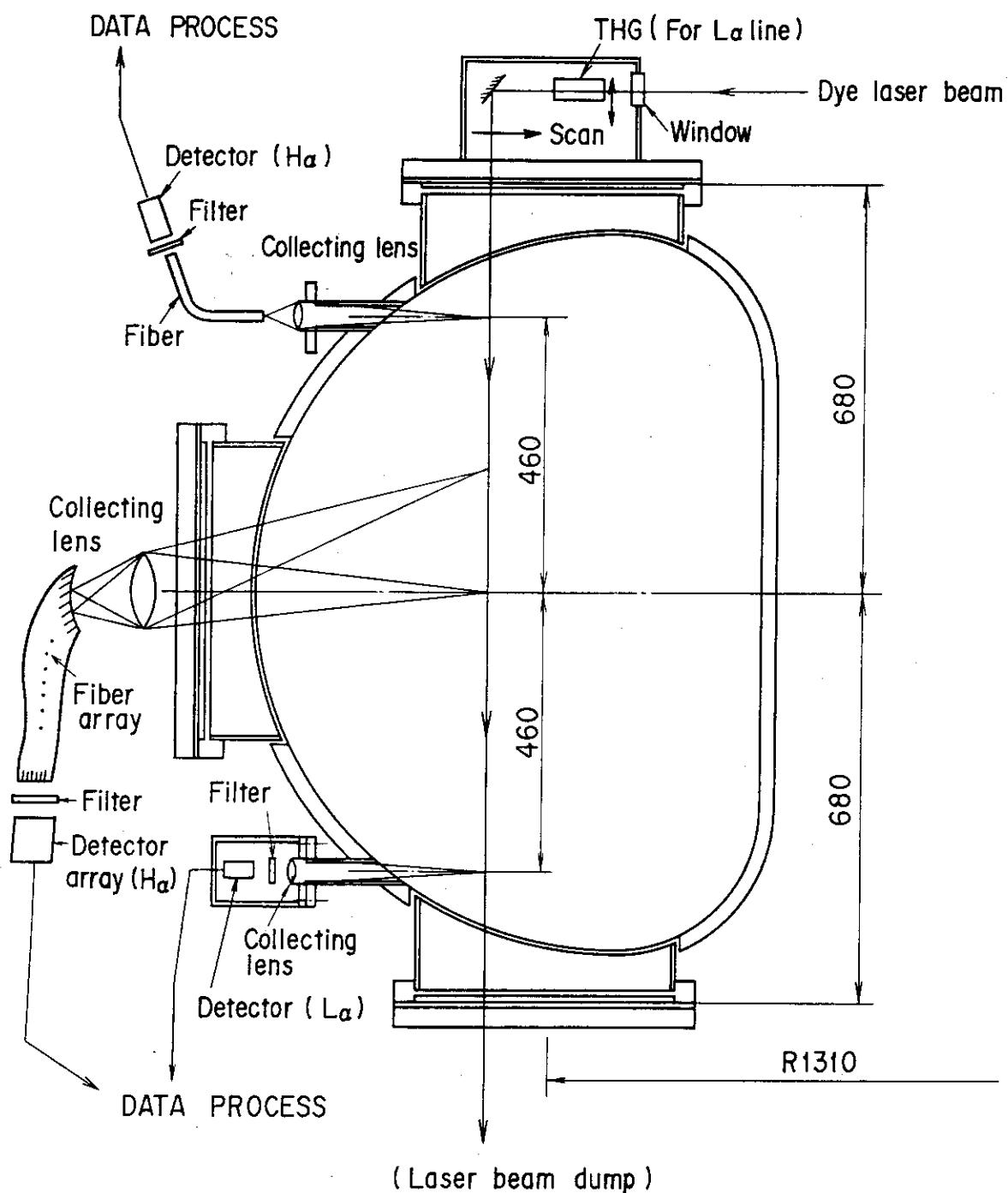
5.1 プラズマ境界部における H_{α} 線蛍光測定

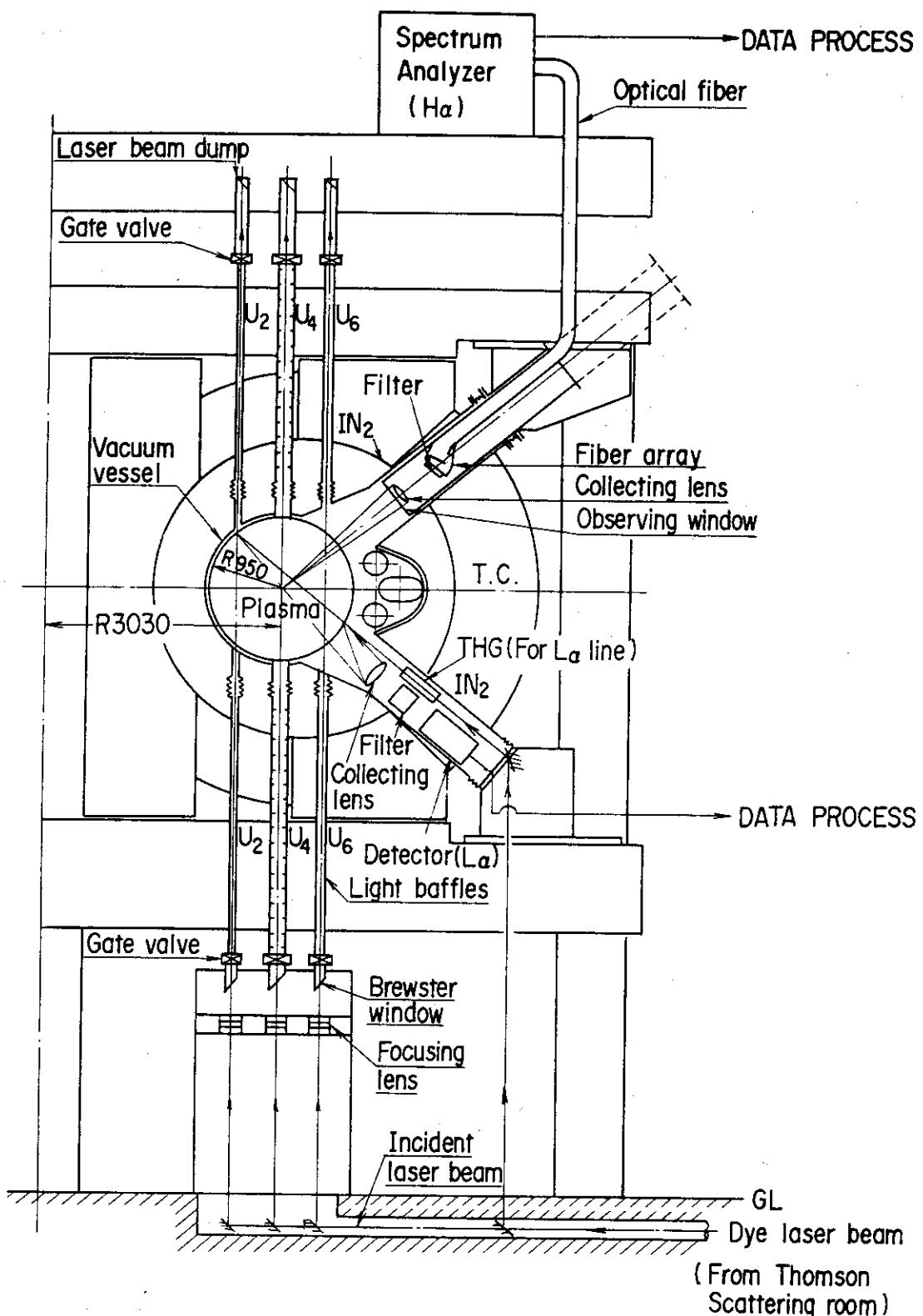
H_{α} 線蛍光測定により水素原子密度を求める時、同一体積内で電子温度及び密度を測定する必要がある。これらのデータを得る計測器としてトムソン散乱測定装置やプローブ測定装置があり、これらは確立した計測器であり通常の実験において問題はない。では、次に JFT-2M および JT-60 における H_{α} 線スペクトルの測定が出来る配置を第 4 図(a) 及び(b) に示す。同図には L_{α} 線スペクトルの測定配置図も示してある。第 4 図(a) では THG を下に下げる入射レーザー光の光路からはずし、同図(b) ではレーザー光が下方から上方に向かう光路を採用する。受光系は H_{α} と記した光学系を使用する。

まずレーザー発振装置の出口ビーム径 $5 \times 5 \text{ mm}^2$ を、焦点距離 $f = 120 \text{ cm}$ のレンズで 4 倍の $20 \times 20 \text{ mm}^2$ の大きさにする。迷光を減らすためにレンズの焦点位置にピンホールを入れる。トカマク装置の上部又は下部ポート入口でレーザー光の直径を約 3 cm にする。蛍光の観測体積は約 10 cm^3 で横方向から測定する。（同一方向での測定は興味はある多くの検討を要す為今後にゆずる。）また迷光を減らすためにビューライジングダンプおよびレーザー光ダンプを取付ける。これらの良し悪しが S/N に大きな影響を与えるが、トムソン散乱で採用されている確立した技術である。¹⁷⁾ S/N を上げるために集光レンズをプラズマにできるだけ近づけ観測立体角を大きくする。この時、レンズまたはミラーの直径として 20 cm 程度が望ましい。このレンズで H_{α} 線の蛍光をフィルター（バンド幅：約 20 \AA ）上に集光し、光ファイバーを使って光電子増倍管に導く。（フィルターと光ファイバーは逆でも良い）光電子増倍管はトカマク装置から離すと共に、磁界の影響を受けないように十分に磁気シールドを行う必要がある。この技術も既にトムソン散乱装置で確立している。¹⁶⁾ 一例として、本測定に適したレーザー光の特性は、 $\tau = 5 \mu\text{s}$ ， $P = 5 \text{ kW}/\text{\AA}$ ， $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ ， $E = 250 \text{ mJ}/\text{パルス}$ ，及び繰返し数は 10 Hz 以上である。

5.2 プラズマ内部における H_{α} 線の蛍光測定

プラズマ内部の水素原子密度が約 10^7 cm^{-3} 以上ならば、本蛍光測定により n_1 が決定できる。光学系は 5.1 と同じである。一例として、本測定に適したレーザー光の特性は、 $\tau = 5 \mu\text{s}$ ， $P = 50 \text{ kW}/\text{\AA}$ ， $\Delta\lambda > 20 \text{ \AA}$ ， $E = 5 \text{ J}/\text{パルス}$ ，及び繰返し数は 10 Hz 以上である。この様なレーザー発振装置は、現在最高級に属する装置である。

第4図 (a) JET-2MにおけるH _{α} 及びL _{α} 線蛍光測定のための光路図

(b) JT-60におけるH _{α} 及びL _{α} 線蛍光測定のための光路図

5.3 L_α 線蛍光測定

L_α 線の蛍光測定から水素原子密度を決定する時、電子温度および密度の測定値は不要である。ところで、光学装置関係では、レーザー発振装置、窓、レンズ、フィルター、及び検出器以外は、H_α 線蛍光測定時と同じである。レーザー光 (3235 Å) の集光レンズや入射窓の製作可能な直径は、LiF または MgF₂ のガラス材料を用いた時 3 cm 程度である。その入射レーザー光を容器内で 3 倍高調波発生 (THG) 用ガスセル (クリプトンガスセル等) を用い 3 倍高調波 (1215 Å) に変換する。その光学系の例を第 4 図(a) 及び(b) に示す。同図(b) では IN₂ ポートに入った光学系を使用する。同図(a) 及び(b) とも受光系は L_α と記した光学系を使用する。ここでの重点課題は観測光学系である。つまり立体角 10⁻² sr. 程度を採用した時、それを満足する LiF 製レンズの製作が可能かと言う点である。またレンズばかりでなくミラーによる反射光学系も考えられ、これらの検討は開発的な要素を含むため今後に譲る。

さて光電子増倍管には CsI (1950 Å 以下で使用) 及び KBr (1700 Å 以下で使用) をカソード面に持つ製品があり、また容器内で光電子増倍管の前面に酸素の吸着が考えられる。これは L_α 線蛍光のフィルターとしての役割をはたす。通常、酸素吸収セルをフィルターとして取付ける。現在、エキシマ励起色素レーザー発振装置は基本波出力 (3647 Å) で 35 mJ/パルスであり、Kr-Ar 混合気体を通過後の 3 倍高調波出力 (1215 Å) で 10¹² 個 (1.6 • 10⁻³ mJ) の光子が得られている。

5.4 L_α 線および H_α 線の波長で発振するレーザー光による同時励起時の H_α 線蛍光測定

上述したような L_α 線の蛍光測定時に観測系で起こる問題点を無くすために、L_α 線および H_α 線の波長で発振するレーザー光を使って水素原子を同時励起する事が考えられる。H_α 線のレーザー光と L_α 線のレーザー光は同軸光学系でトカマク装置に入射する必要がある。これはレーザー装置の整合を取らねばならない為、複雑さがある。しかし、検出器をトカマク装置から離す必要がある時、採用されるべき測定系の 1 つである。

6. 結 言

通常のトカマクプラズマに H_{α} 線の共鳴励起による蛍光測定法を使い水素原子密度を求める事が可能である。この方法は H_{α} 線の自然放射光測定法と比較して空間分解が非常に優れているという特徴がある。しかし水素原子密度を算出する時、電子温度 T_e 、電子密度 n_e の値が必要であり、その精度が重要となる。 $n_e = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 以下ではプラズマ中心の水素原子密度や速度分布は測定が困難である。

L_{α} 線蛍光測定では、使用出来る光学部品が小さいため、比較的近いリミッタの影における水素原子密度や速度分布の測定は精度よくできる。しかしながら真空中で光路を長くとる事は受光立体角や光学部品の自己吸収の関係から避けるべきである。だが L_{α} 線と H_{α} 線レーザー光による同時共鳴励起はその問題を解決する。

謝 辞

本設計研究を行うに当たり分光学的観点から議論していただいた河西敏副主任研究員、横溝英明副主任研究員（臨界プラズマ計測開発室）、及び的場徹主任研究員に感謝致します。また、本研究を行うきっかけとなった西独ユーリッヒ KFA 研究所に滞在中、心暖まる議論をしていただいた E. Hintz 教授、P. Bogen 博士、及び H. Schweer 博士に感謝致します。さらに、本研究に関して絶え間ぬ御支援をいただきましたプラズマ実験研究室船橋昭昌室長、臨界プラズマ計測開発室鈴木康夫室長、核融合研究部田中正俊部長、JT-60 試験部飯島勉部長、臨界プラズマ研究部吉川允二部長、那珂研究所苦米地顕所長および森茂副理事長に深く感謝の意を表します。

6. 結 言

通常のトカマクプラズマに H_{α} 線の共鳴励起による蛍光測定法を使い水素原子密度を求める事が可能である。この方法は H_{α} 線の自然放射光測定法と比較して空間分解が非常に優れているという特徴がある。しかし水素原子密度を算出する時、電子温度 T_e 、電子密度 n_e の値が必要であり、その精度が重要となる。 $n_e = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ 以下ではプラズマ中心の水素原子密度や速度分布は測定が困難である。

L_{α} 線蛍光測定では、使用出来る光学部品が小さいため、比較的近いリミッタの影における水素原子密度や速度分布の測定は精度よくできる。しかしながら真空中で光路を長くとる事は受光立体角や光学部品の自己吸収の関係から避けるべきである。だが L_{α} 線と H_{α} 線レーザー光による同時共鳴励起はその問題を解決する。

謝 辞

本設計研究を行うに当り分光学的観点から議論していただいた河西敏副主任研究員、横溝英明副主任研究員（臨界プラズマ計測開発室）、及び的場徹主任研究員に感謝致します。また、本研究を行うきっかけとなった西独ユーリッヒ KFA 研究所に滞在中、心暖まる議論をしていただいた E. Hintz 教授、P. Bogen 博士、及び H. Schweer 博士に感謝致します。さらに、本研究に関して絶え間ぬ御支援をいただきましたプラズマ実験研究室船橋昭昌室長、臨界プラズマ計測開発室鈴木康夫室長、核融合研究部田中正俊部長、JT-60 試験部飯島勉部長、臨界プラズマ研究部吉川允二部長、那珂研究所苦米地顯所長および森茂副理事長に深く感謝の意を表します。

参考文献

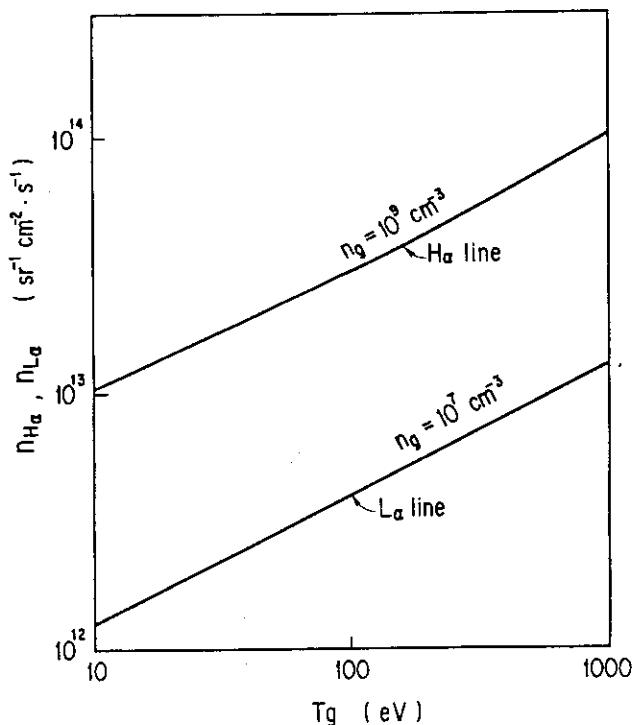
- 1) Becker, G., D. Campbell, A. Eberhagen, O. Gehre, J. Bernhardt, et al. ; Nucl. Fusion 23, 1293 (1983).
T. Ohkawa and F. L. Hinton ; private communication (1986).
- 2) Amenda, W., Lang, R. S. ; Proc. 12th Symp. on Fus. Tech., Aachen 1501 (1982).
- 3) C. H. Muller, III, D. R. Eames, K. H. Burrell and S. C. Bates ; GA-Report GA-A 16736.
- 4) P. Bogen, R. W. Dreyfus and Y. T. Lie ; J. Nucl. Mater. 111 & 112, 75 (1982).
- 5) 松岡, 前田 ; 物理学会誌 36, 679 (1981).
- 6) V. S. Burakov, et al. ; JETP Lett. 26, 547 (1977).
- 7) G. T. Razdobarin, U. V. Semenov, L. V. Sokolava, I. P. Folomkin, V. S. Burakov, P. Ya. Misakov, S. V. Nechaev ; Nucl. Fusion 19, 1439 (1979).
- 8) J. Hackmann, C. Gillet, G. Reinhold, G. Ritter and J. Uhlenbusch ; J. Nucl. Mater. 111 & 112, 221 (1982).
- 9) L. C. Johnson and E. Hinno ; PPL-MATT-909 (1972) and E. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 13, 333 (1973).
- 10) Johnson, L. C. ; Astrophys. J. 174, 227 (1972).
- 11) R. R. Rudder and D. R. Bach ; J. Opt. Soc. Am. 58, 1260 (1968).
- 12) H. -B. Schweer ; private communication (1985).
- 13) D. Cotter ; Opt. Comm. 31, 397 (1979).
- 14) R. Wallenstein ; Opt. Comm. 33, 119 (1980).
- 15) H. Langer ; Dissertation Munchen (1980).
- 16) P. Bogen and Y. T. Lie ; J. Nucl. Mater. 93 & 94, 363 (1980).
- 17) T. Yamauchi, K. Sano, H. Kawashima, K. Kumagai and T. Matoba ; Jpn. J. Appl. Phys. 21, 347 (1982).

付録A トカマクプラズマに於ける背景光 (L_α 線及び H_α 線) 強度の概算

水素原子を測定する時雑音成分となる背景光は、主にプラズマ周辺の水素原子からの放出光である。その周辺の水素原子の速度分布はマックスウェル分布をしている。分布の遅い速度成分は $T_g = 1\text{ eV}$ 、速い成分は $T_g = 30\text{ eV}$ を持ち、ほぼガウス形に近い。プラズマ中に入る粒子を速い成分でのみ考えた時、プラズマの内側へ向かう粒子の平均速度は

$$\bar{v}_g = 2/\sqrt{\pi} v_0 \int_0^\infty v_g \exp \left\{ - (v_g/v_0)^2 \right\} dv \\ = \sqrt{2/\pi} \sqrt{k T_g/M} = 4 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

となる。ここで M は水素原子の質量である。例えば水素原子密度 $n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ の時、プラズマ中へ半分入り残り半分は内壁へ戻ると考える。その時プラズマ中に入る粒子束は $n_0 \bar{v}_g / 2 = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ となる。この粒子束のうちイオン化されたり、それが荷電交換再結合によりプラズマ中から内壁に向かうものが生ずる。この係数を 2 とすれば、プラズマ中でイオン化され閉込められる粒子束は $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ となる。水素原子の励起割合とイオン化割合は比例しており、 L_α 線放射強度に対して 0.8、 H_α 線放射強度に対して 10 である。水平方向での観測にたいし背景光は全領域 4π 空間に放射されている。それ故に背景光放射強度は H_α 線の放射光で $1.6 \cdot 10^{14} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となり、 L_α 線の放射光で $2 \cdot 10^{15} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となる。ここで H_α 線および L_α 線の放射光子数 n_{H_α} および n_{L_α} の T_g に対する変化を第 5 図に示す。



第 5 図 水素原子温度に対する H_α 及び L_α 線放射光の光子数
(n_{H_α} 及び n_{L_α} は n_g に比例する。)

付録B ゼーマン効果と偏光

電子の合成スピン量子数 $S = 0$ である電子を含む原子を磁界の中に入れて発光させる。その時この原子のスペクトルは磁界の影響を受けて変化する。ゼーマン効果によるスペクトル線は、原子内の電子の総角運動量 J の違った二つの準位間に遷移が生じた時に放出される光であり、その周波数は磁界 H のない時の周波数より両側に $\Delta\nu$ だけずれる。ここに

$$\Delta\nu = \pm g \mu_B H / h$$

ここで g はランデの因子および μ_B はボーアの磁子である。

トカマクプラズマの外側境界で磁界は 2.5 T より弱いとする。この 2.5 T の磁界による蛍光線のスプリットは正常ゼーマン効果 σ 成分のスプリットに起因するものであり、それは L_α 線の蛍光に対し $\pm 0.017 \text{ \AA}$ および H_α 線の蛍光に対し $\pm 0.5 \text{ \AA}$ である。この σ 成分のスプリット間隔は、 H_α 線では $T_g = 4 \text{ eV}$ および L_α 線では $T_g = 0.13 \text{ eV}$ の時に観測されるドブラーひろがり $\Delta\lambda_D$ に等しい。一方、 π 成分が偏光したレーザー光により励起されている時それによるスプリット量は微少である。その量は H_α 線では約 0.15 \AA および L_α 線では約 0.0054 \AA である。故にいずれの場合も L_α 線の蛍光に対するスプリット量は微少であり、スペクトル分布の測定結果に与える影響は小さく無視できる。

その他にゼーマン効果は蛍光の偏光特性および放射の角度分布に影響を与える。磁界が 2.5 T で $S \ll 1$ の時、 L_α 線の蛍光の偏光は正常ゼーマン三重準位に対する偏光と近似的に等しい。即ち、プラズマ中に π 偏光と同一方向のレーザー光を入射した時、蛍光は π 偏光している。またレーザー光の偏光面に対し 90° の π 成分が観測される時、そこでの蛍光は他の場合に比べ 1.5 倍強くなる。これは水素原子が磁界の方向に放射しない為である。

しかし H_α 線の蛍光には少し偏光が見られるので注意を必要とする。ところが $S \gg 1$ の時、水素原子の蛍光は等方的に放射され偏光特性はなくなる。