

## 4 大気ガスの共鳴吸収と赤外レーザービームの伝播揺らぎ Scintillation of Infrared Laser Beam due to Atmospheric Gas Absorption

古賀 隆治 香川 直己\*  
Ryuji KOGA Naoki KAGAWA

岡山大学 工学部 電気電子工学科  
〒700 岡山市 津島中 3-1-1  
Oka-yama Univ., Faculty of Eng., Department of Electrical and Electronic Eng.  
3-1-1 Tsushima-naka, Oka-yama 700 JAPAN  
Tel: 086-251-8135, Fax: 086-251-8136  
E-mail: koga@elsys.elec.okayama-u.ac.jp

\*福山大学 工学部 電子・電気工学科  
〒729-02 広島県 福山市 学園町 1番地 三蔵  
Fukuyama Univ., Faculty of Eng., Department of Electronic and Electrical Eng.  
1 Gakuen-cho, Fukuyama, Hiroshima 729-02 JAPAN  
Tel: 0849-36-2111 ext. 4142, Fax: 0849-36-2023 (Admin. Office)  
E-mail: kagawa@fuee.fukuyama-u.ac.jp

### ABSTRACT

Scintillation for a laser beam of  $7\mu\text{m}$  band is described. Power spectral density function (PSDF) of the log-amplitude scintillation was experimentally obtained and an enhancement of the spectral level in the lower frequency were found. Fluctuation for the laser beams of wavelengths on and off an absorption line were recorded, and the PSDF for each record were calculated, and the co-spectrum of the two records as well. Footprints of transportation of the absorbing gas were found in the frequency region less than  $10^{-1}\text{Hz}$  in both spectra.

### 1. まえがき

擾乱大気中を電磁波が伝搬すると、その電磁波の振幅、位相が揺らぎ、受信端における強度の時間的・空間的変動：シンチレーションが生じる。このシンチレーションに関する研究は、数多く成されているが、そのうち、可視光線のシンチレーションに関しては、Tatarskiiの研究がよく知られている。彼は、Kolmogorov乱流による屈折率の変動を考慮して大気中を伝搬する光波に対する波動方程式を空間波数領域で解き、空間領域の (spatial) パワースペクトル密度関数 (Power Spectral Density Function: PSDF) の形でシンチレーションの性質を示した<sup>1)</sup>。さらに、大気の流れが等方性であると仮定し、(Tylorの“frozen turbulence”)空間領域のPSDFを時間領域の (temporal) PSDFを表わした<sup>2)</sup>。

他方、マイクロ波、ミリ波のシンチレーションの研究は、マイクロ波・ミリ波を利用した見直し内通信の研究が盛んになるに従い、多くの報告がされている。マイクロ波・ミリ波は酸素・水蒸気等の大気中に含まれるガスにより共鳴吸収されるため、その影響を考慮したシンチレーションの解析が必要となり、先のTatarskiiのPSDFを利用することができない。Gurvichは、

大気屈折率を複素数として水蒸気の共鳴吸収を受ける電磁波のシンチレーションの空間領域のPSDFを導出した<sup>3)</sup>。Filhoらは、この空間PSDFに先のTylorの仮説を適用し、時間領域のPSDFに変換した。さらに、酸素分子の共鳴吸収の影響を受ける55.5 GHzのミリ波のシンチレーションの時間領域PSDFを理論的、実験的にもとめ、解析の妥当性を示している<sup>4)</sup>。

我々は、以前から開発している大気中含有微量ガス濃度検出のための、レーザー分光分析装置 (LAS) の測定精度向上のための基本データとするため、波長  $7\mu\text{m}$  帯の中赤外レーザー光線のシンチレーションのPSDFを理論的、実験的に求めてきた<sup>5-9)</sup>。この光源は先のLASに用いられている鉛塩 (PbSnTe) 可同調半導体レーザー (Tunable Diode Laser: TDL) であり、このレーザーの発振波長帯域にはメタン ( $\text{CH}_4$ )、亜酸化窒素 ( $\text{N}_2\text{O}$ )、および水蒸気 ( $\text{H}_2\text{O}$ ) 分子の吸収線が数多く存在している。大気圧下では各吸収線の幅が広がることから、複数の吸収線が重なり合い、透過光線に対する影響も複雑になることが予想される。そこで本稿では、筆者らが今まで測定してきた波長  $7\mu\text{m}$  帯レーザー光線のシンチレーションの時間領域PSDFの中で特に興味深いものを示す。

## 2. 理論的背景

### 2-1 Filho の理論PSDF

Gurvichは吸収波長帯域の対数振幅シンチレーションの空間波数領域PSDFを導出するにあたり、大気ガスの吸収を考慮して大気屈折率を複素数とし、揺らぎの2次元空間波数スペクトルを

$$F_x(K) = \pi k^2 L [f_R(K)\Phi_R(K) + f_I(K)\Phi_I(K) - f_{RI}(K)\Phi_{RI}(K)] \quad (1)$$

と表わした<sup>3)</sup>. ここで、 $k(=2\pi/\lambda)$  は伝搬する光の波数 [ $\text{m}^{-1}$ ],  $L$  は伝搬光路長 [ $\text{m}$ ] である. また、

$$\Phi_R(K) = 0.033C_{nR}^2\varphi(K) \quad (2)$$

$$\Phi_I(K) = 0.033C_{nI}^2\varphi(K) \quad (3)$$

$$\Phi_{RI}(K) = 0.033C_{nRI}\varphi(K) \quad (4)$$

であり、それぞれ屈折率の実部、虚部および実部と虚部の相互作用の揺らぎの空間波数スペクトル、 $\varphi(K)$ は大気の乱流スペクトルの形状であり、インナースケールおよびアウトースケールを無視したKolmogorovモデルの場合  $K^{-11/3}$  である. また、 $f_R(K)$ ,  $f_I(K)$ , および  $f_{RI}(K)$  はそれぞれ屈折率の実部、虚部および相互作用の空間波数スペクトルに対するフィルタ関数であり、

$$f_R(K) = 1 - \frac{\sin\left(\frac{K^2L}{k}\right)}{\frac{K^2L}{k}} \quad (5)$$

$$f_I(K) = 1 + \frac{\sin\left(\frac{K^2L}{k}\right)}{\frac{K^2L}{k}} \quad (6)$$

$$f_{RI}(K) = \frac{2\left[1 - \cos\left(\frac{K^2L}{k}\right)\right]}{\frac{K^2L}{k}} \quad (7)$$

である. この2次元の空間PSDFに、大気の乱れが等方性であること、およびTylorの仮説を適用することにより時間領域のPSDFに変換することができる. すなわち、

$$W_x(f) = 8\pi \frac{2\pi f}{u^2} \int_1^\infty \frac{x}{\sqrt{x^2-1}} F_x\left(\frac{2\pi f}{u}x\right) dx \quad (8)$$

となる<sup>4)</sup>. ここで  $x = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}/K_x$  であり、光の伝搬方向に対して垂直な面内を  $x$  軸に沿って流れる風の平均風速を  $u$  とすると、 $K_x = 2\pi f/u$  の関係が成り立っている. 式(8)に(1)を代入し、 $(2\pi f/u)\sqrt{L/k} < 1$  の領域および  $(2\pi f/u)\sqrt{L/k} > 1$  の領域に分けて積分を実行するとそれぞれ、

$$W_x^L(f) = W_R \left[ 1 + 5.15 \frac{C_{nI}^2}{C_{nR}^2} \left(\frac{k}{K}\right)^3 \left(\frac{2\pi f}{u}\right)^{-\frac{8}{3}} \right] \quad (9)$$

$$W_x^H(f) = 2.19 \frac{L}{u} k^2 (C_{nR}^2 + C_{nI}^2) \left(\frac{2\pi f}{u}\right)^{\frac{8}{3}} \quad (10)$$

となる. 式(9)中の  $W_R$  は

$$W_R = 0.85C_{nR}^2 \frac{L}{u} k^2 \left(\frac{L}{k}\right)^{\frac{4}{3}} \quad (11)$$

である<sup>4)</sup>. また、 $W_x^L(f) = 2W_R$  となる周波数を低域遮断周波数  $f_{c1}$  と定義すると、 $f_{c1}$  は、

$$f_{c1} = 0.74 \left[ \frac{C_{nI}^2}{C_{nR}^2} \right] \frac{u}{\sqrt{\lambda L}} \quad (12)$$

となる.

### 2-2 $C_{nR}^2$ と $C_{nI}^2$ に対する吸収線の寄与

屈折率の実部および虚部の構造パラメータ  $C_{nR}^2$  と  $C_{nI}^2$  は気温と水蒸気圧の変動だけを考慮するとそれぞれ

$$C_{nR}^2 = C_T^2 \left(\frac{\partial n_R}{\partial T}\right)^2 + C_Q^2 \left(\frac{\partial n_R}{\partial Q}\right)^2 + 2C_{TQ} \left(\frac{\partial n_R}{\partial T}\right) \left(\frac{\partial n_R}{\partial Q}\right) \quad (13)$$

$$C_{nI}^2 = C_T^2 \left(\frac{\partial n_I}{\partial T}\right)^2 + C_Q^2 \left(\frac{\partial n_I}{\partial Q}\right)^2 + 2C_{TQ} \left(\frac{\partial n_I}{\partial T}\right) \left(\frac{\partial n_I}{\partial Q}\right) \quad (14)$$

と書ける. ここで、 $C_T^2$  は温度構造パラメータ、 $C_Q^2$  は水蒸気圧構造パラメータ、 $C_{TQ}$  は温度-水蒸気圧構造パラメータである. また、 $n_R$  は屈折率の実部、 $n_I$  は屈折率の虚部であり、それぞれ

$$n_R = 1 + \left[ N_d + N_w + \sum_i N_{ai} \right] \times 10^{-6} \quad (15)$$

$$n_i = \sum_i n_{ii} \quad (16)$$

と表記できる<sup>10)</sup>. 第(15)式の $N_d$ は乾燥大気の屈折指数(refractivity : N Unit)であり, 大気圧, 気温および光の波長 $\lambda$  [ $\mu\text{m}$ ]との間に

$$N_d = 0.3789 \times \frac{P}{T} \left[ 64.328 + \frac{29498.1}{146 - (1/\lambda)^2} + \frac{255.4}{41 - (1/\lambda)^2} \right] \quad (17)$$

の関係がある. また,  $N_w$ は水蒸気による分散を示し,

$$N_w = -1.765 \times 10^{-18} Q \quad (18)$$

と近似できる<sup>10)</sup>. ここで,  $Q$ は水蒸気密度 [分子/ $\text{cm}^3$ ] である. (15)式の鍵括弧内の第3項はガスの吸収による異常分散の寄与を表わしており, 個々の吸収線の総和が寄与することを示している. 第 $i$ 番目の吸収線の影響による異常分散は, ガスの密度 $D$  [分子/ $\text{cm}^3$ ], ガスの遷移強度 $S_i$  [cm/分子], 吸収線の中心波数 $\nu_i (= 1/\lambda)$  [ $\text{cm}^{-1}$ ], および吸収線の半値半幅 $\alpha_i$  [ $\text{cm}^{-1}$ ]を用いて

$$N_{ai} = \frac{D}{4\pi^2 \nu_i} S_i \frac{\nu_i - \nu}{(\nu_i - \nu)^2 - \alpha_i^2} \times 10^6 \quad (19)$$

と表わすことができる.

次に, 第(16)式の屈折率の虚部 $n_i$ は, 異常分散と同様に個々の吸収線の吸収の総和として表わされており, 第 $i$ 番目の吸収線による吸収の寄与は

$$n_{ii} = \frac{1}{4\pi^2 \nu} \frac{DS_i \alpha_i}{(\nu_i - \nu)^2 + \alpha_i^2} \quad (20)$$

となる.

式(19)及び(20)に現れる, 遷移強度 $S_i$ および半

値半幅 $\alpha_i$ はそれぞれ

$$S_i = S_{0i} \left( \frac{296}{T} \right)^\beta \exp \left[ -\frac{E_i^L}{C} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{296} \right) \right] \frac{1 - \exp \left( \frac{-\nu_i}{TC} \right)}{1 - \exp \left( \frac{-\nu_i}{296C} \right)} \quad (21)$$

$$\alpha_i = b_{Li} \left( \frac{P}{760} \right) \left( \frac{296}{T} \right)^\gamma \quad (22)$$

となる. ここで,  $E_i^L$ は下位順位エネルギー,  $S_{0i}$ および $b_{Li}$ は760 Torr, 296 Kの気象条件下における標準遷移強度, 標準半値半幅であり, AFGL (The Air Force Geophysics Laboratory) 発行の1982年版吸収線パラメータデータベース<sup>11)</sup>に記載されている.  $\beta$ の値は,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ のような非直線型分子の場合1.5,  $\text{N}_2\text{O}$ のような直線型分子の場合は1.0となる.  $\gamma$ の値は,  $\text{H}_2\text{O}$ で0.64,  $\text{CH}_4$ で0.63~1.00,  $\text{N}_2\text{O}$ で0.64~0.82の値をとる. また,  $C$ は定数で0.695008 [ $\text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]である.

実験は, 強い水の吸収線付近の波長を用いて行った. 従って, 伝搬する光は水蒸気吸収の影響が支配的であると仮定して,  $D=Q$ としてPSDFの理論曲線を計算した.

実験に使用したTDLの波長帯に存在する吸収線のパラメータを表1に掲載する. また, これらのパラメータから式(19)および(20)に基づいて計算した実験波長領域の異常分散および吸収係数を図1, 図2に示す.

### 3: 7 $\mu\text{m}$ 帯赤外レーザー光線の大気伝搬実験

#### 3-1 低域遮断周波数以上のシンチレーション

まず低域遮断周波数以上の周波数成分を持つシンチレーションを対象とした実験について述べる.

表1 実験波長領域に含まれる吸収線のパラメータ

中心波長 [nm]	7570.76	7570.76	7575.43	7859.49	7859.51	7902.80	7902.88	7953.42	7954.88	7954.88
標準遷移強度 : $S_{0i}$ $\times 10^{-22}$ [cm/分子]	2.18	6.540	14.4	6.520	2.170	276	0.869	734	0.0262	0.0789
半値半幅 : $b_{Li}$ [ $\text{cm}^{-1}/760\text{Torr}$ ]	0.0282	0.0278	0.0861	0.0372	0.0374	0.0570	0.0842	0.0765	0.0336	0.0337
下位準位エネルギー : $E_i^L$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	1789	1789	602.7	2254	2254	293.1	610.1	415.5	2740	2740
ガスの種類	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{CH}_4$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{N}_2\text{O}$	$\text{H}_2\text{O}$	$\text{H}_2\text{O}$

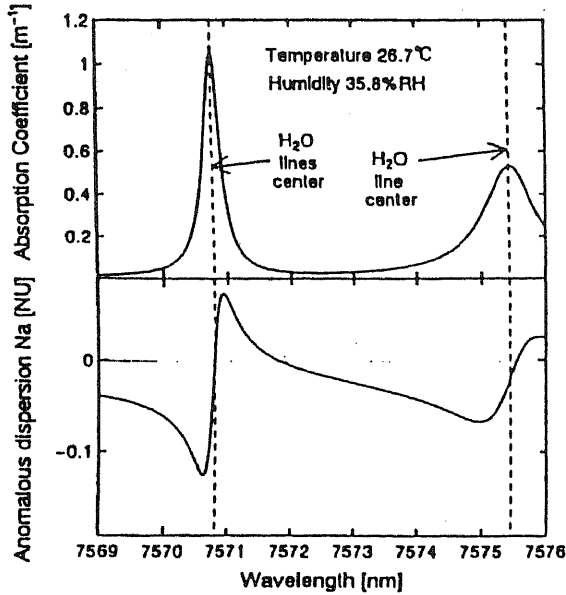


図1 異常分散と吸収係数 (7569~7576nm)

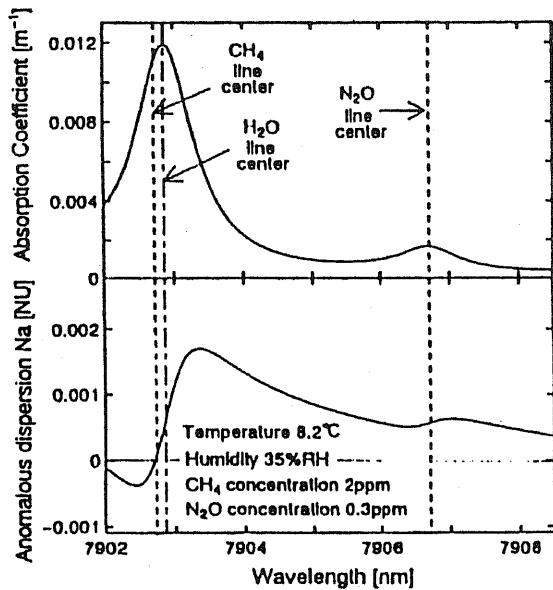


図2 異常分散と吸収係数 (7902~7908.5nm)

図3に実験装置の光学系の概略を示す。図の左側が送信端、右が受信端である。送信端には、中赤外線光源であるMütek社製のPbSnTe半導体レーザ (TDL) と可視光源の波長670nmのAlGaInP半導体レーザ (VDL) がマウントされている。TDLは液体窒素により深冷却されているが、ヒータにより0.01Kの精度で温度調節が可能である。これらの2光線は、240mmの間隔を持って50m先の受信端へ平行に出射される。いずれのレーザ光線も直径40mmの軸外し放物面鏡でコリメートしており、コリメート後の光束径は5mmである。各レーザビームの出射端に設けてあるアパチャーはスポットダンシングを抑えるためのものであり、受信端が遠方領域になるようにフレ

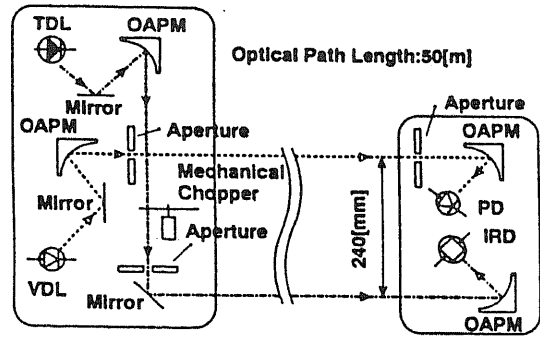


図3 実験光学系

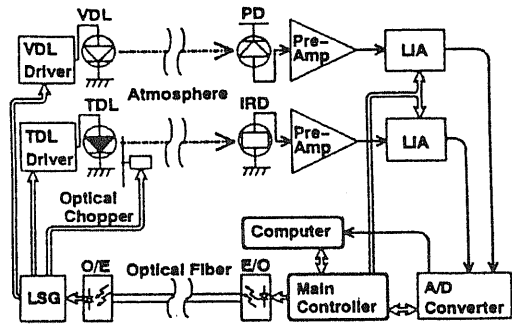


図4 電気系の構成

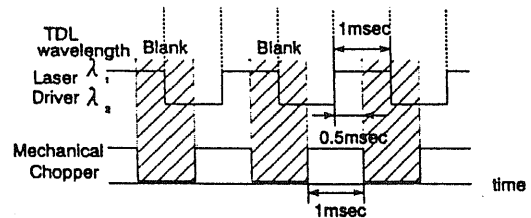


図5 レーザ制御のタイミングチャート

ネル数  $N = \left( \frac{2b_0}{\lambda} \right)^2$  ( $b_0$  は出射ビームの半径)

が  $N \ll 1$  を満たす径の出射アパチャーを設けた。各径はTDL用を5mm, VDL用を3mmとした。機械式チョッパは受光強度変動の同期検波のために用いている。これらの光学素子は専用三脚上に置かれた40mm厚のジュラルミン定盤上に固定されている。

受信光学系定盤にはHgCdTe赤外線検出器 (IRD) とフォトダイオード (PD) ならびに集光用の軸外し放物面鏡が固定されている。VDLの受信系に置かれているアパチャーは集光用軸外し放物面鏡によるTDL光線のアパチャー平均効果によるシンチレーションに対する重み付けとを等価にするために設けた。

図4に電気系のブロック図を、図5に測定タイミングチャートを示す。TDLの受信光強度, VDLの受信光強度ともにロックインアンプ (LIA) による同期検波により検出する。光のチョッピング

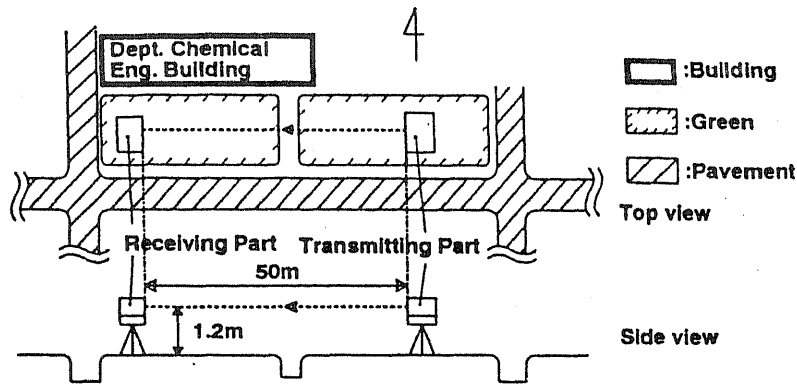


図6 屋外実験の概略

はTDLは機械式チョッパ，VDLは駆動電流の制御により行った。TDLの発振波長は駆動電流により制御し，2波長を交互に測定できるようにした。TDLの2波長の測定時間差は0.5msであり，この時間内では同一大気中を伝搬しているとみなせる。送受信光学系間の各制御信号の通信は光ファイバを用いて行った。各受信信号は同期検波された後，デジタル信号としてホストコンピュータ(PC-386 BOOK L: EPSON)に取り込まれる。

実験は比較的静穏な大気状態である屋内と，自然状況下のデータを得るための屋外で行った。屋外測定は，気象条件が顕著に異なる冬期と夏期に行った。

屋内測定は廊下を利用し，また，屋外測定は図6に示す環境で行った。光線高度は地上1.2mに設定し，光路長は50mとした。屋内測定と，冬期の実験ではTDLの発振波長はメタンと水の吸収線に近い7902.80nmと吸収線から離れた7904.70nmの2波長を用いた。夏期の屋外実験では7954.88nmと7953.42nmに変更した。この理由はTDLの経年劣化により，冬期の実験で使用した波長の安定発振ができなくなったためである。夏期の実験で使用した波長には表1に示すように，強いH<sub>2</sub>Oの吸収線とN<sub>2</sub>Oの吸収線が存在している。

図7に屋内実験結果により得られた受光強度変動データから求めた対数振幅のPSDFを示す。PSDFはFFTを用いて計算している。記号群は実験より得られたPSDFであり，破線は理論PSDFであるが，測定PSDFはよく一致している。可視光線のPSDFの傾きが高周波で急峻になっているが，これはインナースケールの影響である。

図8に冬期の屋外測定により得られた一連のPSDFを示す。実験より得られたPSDFはほぼFilhoの理論PSDFに沿う形状をしており，とくに遮断周波数以降の傾きが-8/3となっていることがわかる。図7に比べて肩の部分不明瞭になっているが，これは，屋内実験に比べて変動成分の自由度が大きいためであると考えられる。

以上の結果を踏まえて，図9に示す夏期の屋外測定結果をみると明らかにTDLのPSDFの振る舞いが異なっていることがわかる。これらの図ではTDLのPSDFのレベルが非常に大きくなり，図中の左の2枚のPSDFではVDLのPSDFに匹敵していることがわかる。図7，図8ではTDLとVDLのPSDFのレベル差が明瞭であり，光波の大気の乱れに対する感度が波長に依存することが明確であった。興味深いことは，最も遅い時刻に実験した右端のPSDFはTDLのPSDFのレベルが低下し，屋内および冬期の測定結果と同様にVDLのPSDFレベルとの格差が明瞭になっている。特に，水の吸収線上の波長はレベルの変化が著しいことがわかる。荒い見積りとして，測定時間中の湿度変動の標準偏差を測定時間中の平均湿度で規格化したものを図9の測定結果について比較すると右端のものが一番小さくなり，湿度変動の大きさに因って，TDLのPSDFレベルが変化していることがわかった。このことから，TDLのシ

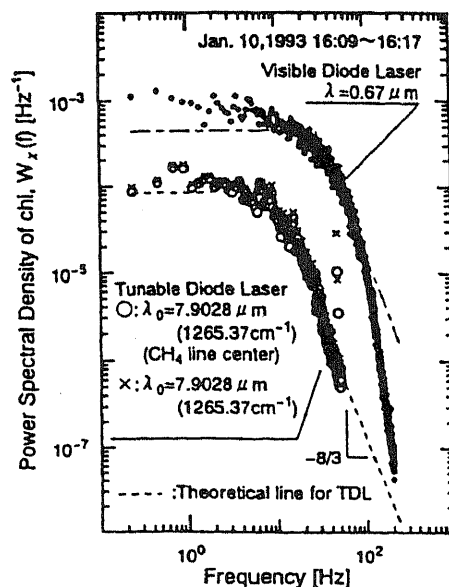


図7 屋内実験より得た受信光揺らぎのPSDF

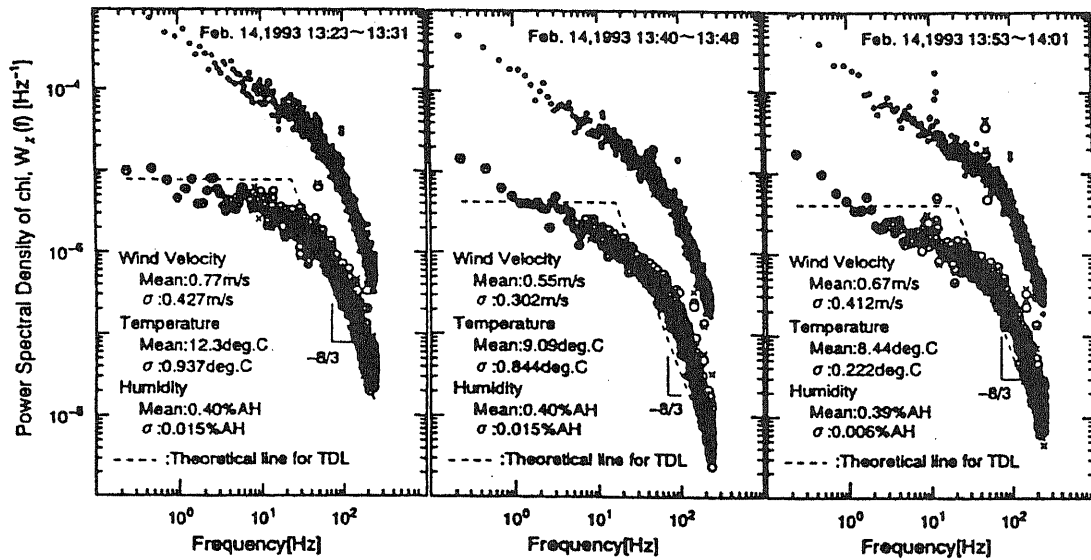


図8 冬期の屋外測定により得られたPSDF: ●:可視光、○:H<sub>2</sub>O吸収線上、×:吸収線外

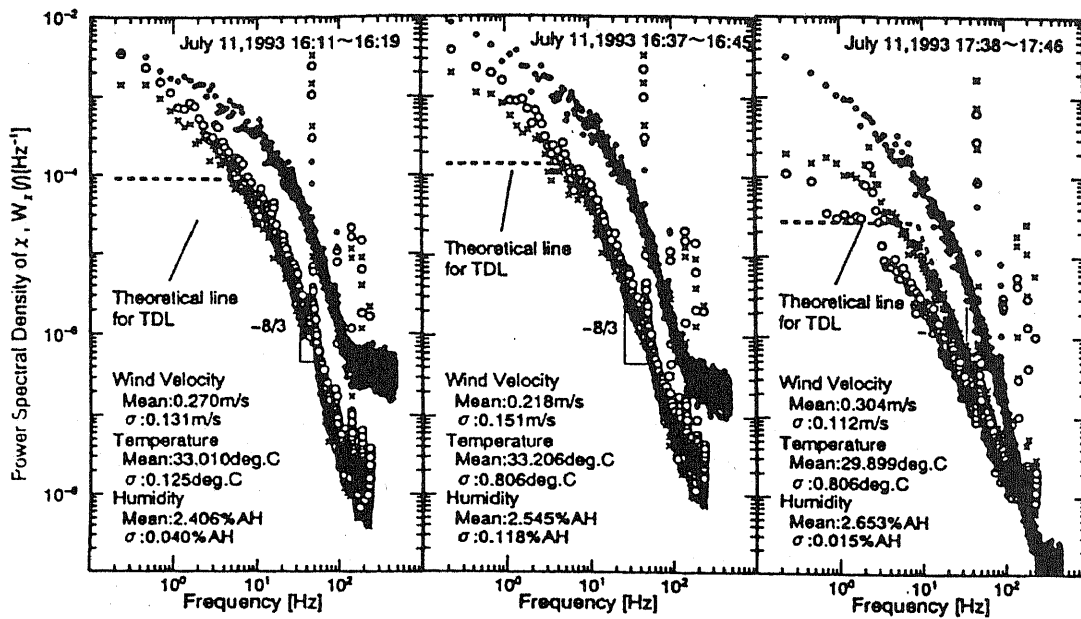


図9 夏期の屋外測定で得られたPSDF: ●:可視光、○:H<sub>2</sub>O吸収線上、×:N<sub>2</sub>O吸収線上

ンチレーションの強さは水蒸気つまり湿度との相関が大きいこといえ、従って、湿度変動が大きい大気状態では赤外光線のシンチレーションの大きさは、可視光線のシンチレーションと同程度となる。

### 3-2 シンチレーションの低周波成分

次に、低域遮断周波数以下のシンチレーションに関する実験結果を示す。電気系の構成および光学系の基本的な構成は先の実験と同じであるが、この実験では、実験光路を140mの往復光

路とした。レーザービームの反射には、コーナークューブ鏡を用いた。また、測定時間窓を広くし、周波数帯域を下げた。

図10および図11に測定結果より計算したPSDFを示す。図10は冬期実験、図11は夏期の実験により得られたものである。これらの結果より、冬期の実験結果は高域遮断周波数から低域にいたるまで平坦な形状であるが、夏期の場合10<sup>-2</sup>Hz以下でスペクトルレベルの顕著な上昇が見られ、理論PSDFによく一致している。理論PSDFの形状から冬期のPSDFもさらに低域で上昇する可能性があるといえる。

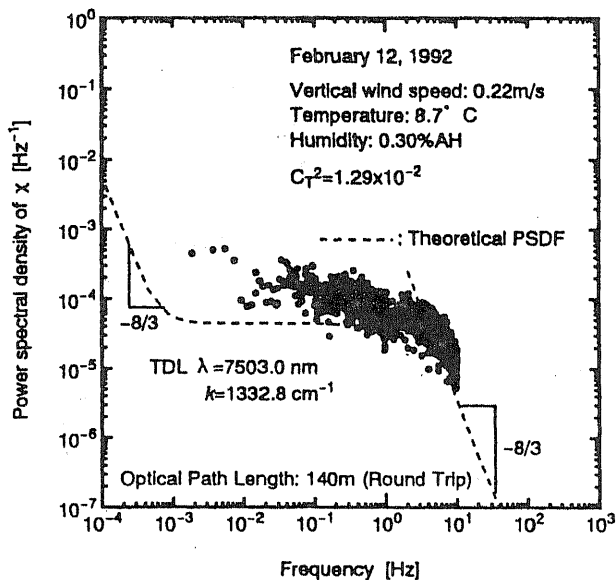


図10 冬期の低周波領域のPSDF

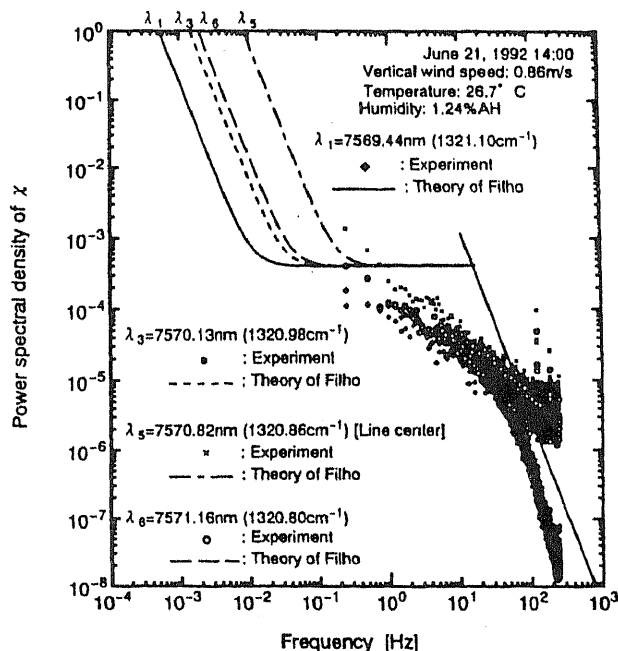


図12 異なる波長に対する受信光揺らぎのPSDF

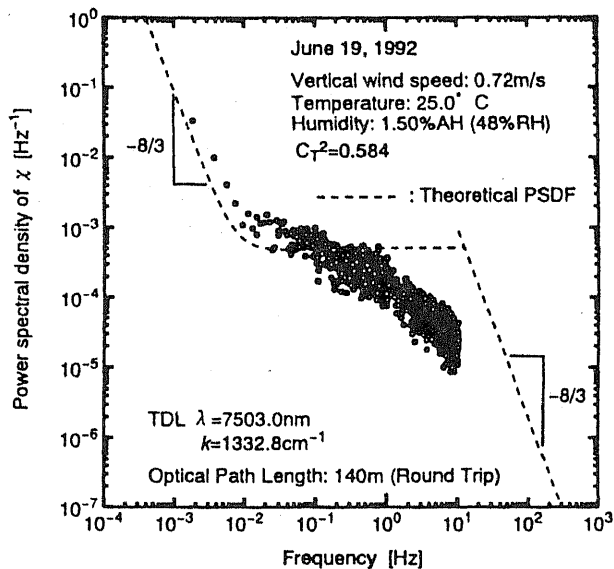


図11 夏期の低周波領域PSDF

この実験より、湿度変動の大きい夏期の大気状態では、低域遮断周波数が高い周波数に移動し、低域遮断周波数と高域遮断周波数の差が小さくなるという結果を得た。この結果を考慮に入れると、湿度変動が激しくなると最終的に低域遮断周波数と高域遮断周波数に挟まれた平坦部分が無くなり、 $-8/3$ の傾きを持つ直線的なPSDFになることが予想される。図9に示した夏期の屋外実験では、この現象が現れたものと考えられる。

### 3-3 シンチレーションの波長依存性

ここでは、吸収線による伝播揺らぎの波長依存性について述べる。実験装置はこれまでの測定で用いたものと同じであるが、TDLの発振波長を、階段状の駆動電流により制御することにより、多波長の切り替えを行った。

図12は強い $H_2O$ 吸収線の周りの4つの波長に対するPSDFである。使用した波長は7569.44 nm, 7570.13 nm, 7570.82 nm, および7571.16 nmである。このうち、7570.82nmが強い $H_2O$ 吸収線の中心に最も近い波長である。

図中の曲線群は、表1の吸収線パラメータに基づいて計算した理論PSDFである。理論PSDFの低域遮断周波数は光の波長が吸収線の中心に近づくにつれて高い周波数に移動する。実験より得られたPSDFは測定周波数帯域が低域遮断周波数より高かったため低域におけるスペクトルレベルの上昇が明確ではないが、理論PSDFにみられる傾向が現れている。

この現象を詳しく調べるために、受信光の揺らぎ成分を広帯域で観測できるように測定系の改良を行い、室内におけるシミュレーション実験をおこなった<sup>12)</sup>。この実験では、図5で示したように、TDLを連続パルス電流で駆動し、2つの波長を交互に発振させた。

出射・受信光学系は、三脚に固定されたアルミ合金製の定盤上に固定し、これを廊下的一方

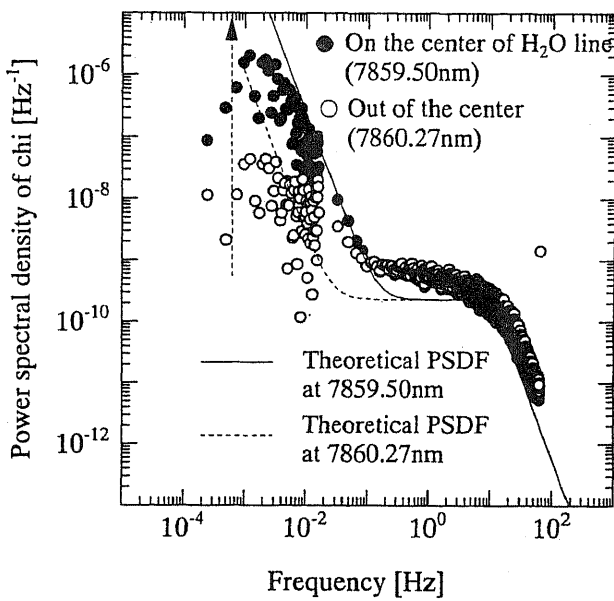


図 13 水の吸収線周りの異なる 2 波長の受信光揺らぎの PSDF

に置いた。他方にコーナーキューブ鏡を置き、往復光線が廊下の中央線上を床に対して平行に伝搬するように調整した。光学定盤とコーナーキューブ鏡の距離は12mで伝搬距離は24m、光軸高度は床上1mである。また、往路・復路の光路は光軸間距離0.24mで分離してある。出射光線のビーム径は5mmである。

光軸直下に、電気ヒーターと、水の入った銅をかけたカセットガスコンロを置き、更に、大型扇風機を用いて被測定大気を乱流状態にした。測定場の風速、気温および相対湿度は、光軸の中央で2秒間隔で測定した。

レーザの発振波長は、水の吸収線の中心波長に極めて近い7.85950 $\mu\text{m}$  (1272.344 $\text{cm}^{-1}$ )と、中心波長から離れた7.86027 $\mu\text{m}$  (1272.220 $\text{cm}^{-1}$ )の2波長を選択した。波長の切替えは2ms毎とし、各波長に対してサンプリング周期8msでA/D変換を行い、70分間測定した。従って、測定可能帯域は $2.5 \times 10^{-4}$ Hzから63Hzである。

取得した時系列データの対数振幅 $\chi$ を求め、そのパワースペクトル密度関数を求めたものを図13に示す。黒丸は水の吸収線の中心波長極近傍の波長7.85950 $\mu\text{m}$ の光の変動スペクトルであり、白丸は吸収線の中心波長から離れた波長である7.86027 $\mu\text{m}$ の光の変動スペクトルである。また、実線および破線で示したスペクトルは、大気条件から計算した、それぞれの波長に対応する理論スペクトルである。

いずれの波長においても $10^{-3}$ Hz付近より高い周

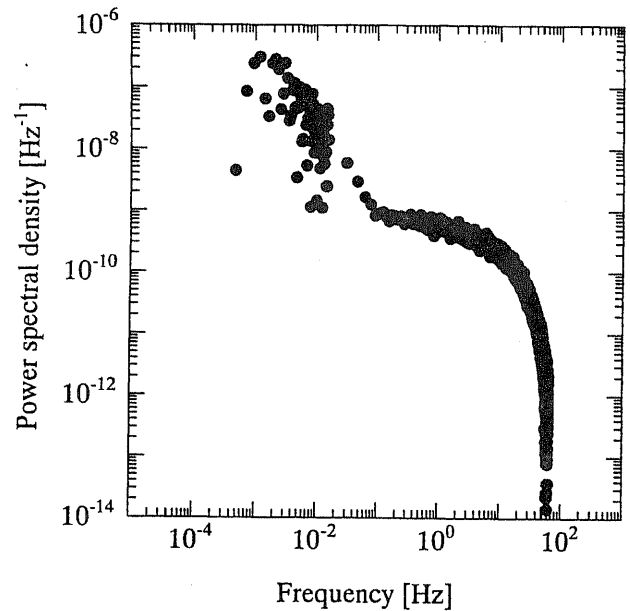


図 14 水の吸収線周りの異なる 2 波長の受信光揺らぎのコスペクトル

波数領域で実験結果は理論とほぼ一致した。この実験では、同一光路を透過するTDL光の発振波長を切り替えているので、各波長に対する大気の状態は統計的にはほぼ等しいとみなせる。従って、低域遮断周波数の波長による変化は、吸収係数の違いに依存しているといえる。

#### 4. レーザビームの伝播揺らぎとガスの輸送量の関係

図13の実測スペクトルは $10^{-3}$ Hzにピークが現れている。これは最大の乱流エネルギーを保有する渦の規模である積分スケールの寄与であると考えられる。このスケールは、空間的なエネルギーの輸送に大きく寄与する<sup>13)</sup>。

これまでの実験結果より、低周波領域のレベル上昇には吸収が寄与することを示した。このことより、図13のピークには水蒸気の輸送現象が反映されていると考えられる。

水の吸収線からの寄与が異なる2波長の変動成分間の相関を調べるために、同じ測定データからコスペクトルを求めた。これは相互相関関数のフーリエ変換である。結果を図14に示す。

この図より、パワースペクトルのレベルが上昇する $10^{-1}$ Hz以下の周波数付近の変動成分の相関が強く、逆に10Hz以上の変動成分の相関が急激に弱まっている。これより、図13のパワースペクトルの上では、いずれの波長とも相違なかった



10Hz以上の変動が、独立した変動をしていることを示しており、この周波数領域では乱流エネルギーの消散が生じているといえる。逆に、積分スケールを下限とする $10^{-1}$ Hz以下の低周波の相関が強く、この領域がエネルギー保有域に対応すると考えられる。従って、本実験の気象条件では $10^{-1}$ Hz以下の変動に水蒸気の輸送量の情報があると言える。実験では水を測定対象としたが、他の吸収性ガスについても同様な結果が得られることが予想される。

## 5. むすび

本稿では、大気ガスの共鳴吸収、特に水蒸気吸収を受けた $7\mu\text{m}$ 帯赤外レーザービームの伝播揺らぎの特長を時間領域PSDFの形で示してきた。これらの実験結果より、水蒸気吸収線付近の波長では湿度変動の大きい場合、(1)受信光強度変動のPSDFレベルが上昇し、可視光線のそれに匹敵すること。(2)この現象はPSDFの低域の上昇に起因すること。また(3)低域遮断周波数は吸収係数および湿度と関係があることがわかってきた。また、風速から算出した積分スケールを考慮に入れることにより、伝播揺らぎに吸収線の影響が現れる揺らぎの低周波領域に大気中に含まれるガスの輸送量の情報が含まれる可能性があることを示した。

以上のように、ガスの吸収を受ける波長の光線の伝播揺らぎには、吸収、分散、大気のスケール、風速などの情報が含まれている。これらの情報を個々に抽出することができれば大気計測への応用の可能性が広がると考えている。

## 謝辞

本実験を遂行するにあたっては、小島能成氏をはじめとする岡山大学電子機器学研究室の学生諸氏の多大な協力を得ました。ここに謹んで謝意を表します。

## 参考文献

- (1) V.I.Tatarskii, The effect of the turbulent, atmosphere on wave propagation, P.218, Israel Program for Scientific Translation Ltd. (1971).
- (2) *ibid.* P.259
- (3) S.Gruvich, Radio Eng. Electron Phys., **13**, 1987(1968).
- (4) F.C.Medeiros Filho, D.A.R.Jayasuriya, R.S.Cole and C.G.Helmis, IEEE Trans. Antennas and Propagat., **AP-31**, 672(1983).
- (5) 香川直己, 古賀隆治, 和田修己, 佐野博也, 信学技報, **OQE91-151**, 1(1992).

- (6) 神出健児, 香川直己, 和田修己, 古賀隆治, 佐野博也, 信学技報, **OQE92-167**, 7(1993).
- (7) N.Kagawa, O.Wada, and R.Koga, Wave in Random Media, **3**, 317(1993).
- (8) N.Kagawa, O.Wada, and R.Koga, Atmospheric Propagation and Remote Sensing III, SPIE Proc., **2222**, 906(1994).
- (9) N.Kagawa, S.Ohkura, O.Wada, and R.Koga, Proc. of 17th International Laser Conference, 303(1994).
- (10) R.J.Hill, S.F.Clifford and R.S.Lawrence, J.Opt.Coc.Am., **70**, 1192(1980).
- (11) L.S.Rothman, *et al.*, Appl.Opt., **12**, 2247(1983).
- (12) N.Kagawa, O.Wada, and R.Koga, Optical Radiation Measurement III, SPIE Proc., **2815**, (in printing).
- (13) 島貫陸: 乱流と気象, 東京堂出版, pp.146-164 (1982).