

高速波数掃引方式レーザー吸収分光分析法の 耐シンチレーション性能の検討

香川直己* 今田 隆† 嘉村博文*^a 安藤智一*^b 和田修己* 古賀隆治*

A Study on Anti-scintillation performance of a Quick Scanning
Laser Absorption Spectrometry

Naoki KAGAWA, Takasi IMADA, Hirofumi KAMURA, Tomokazu ANDO, Osami WADA, Ryuji KOGA

ABSTRACT

The laser absorption spectrometry (LAS) is useful to probe the trace gases, which include the greenhouse effect gases. It has been well studied as a system with the multi-pass absorption cell. Sampling gas to the cell, however, limits the response speed and the measurable area of the system. To solve these problems and be more noninvasive than the conventional ones, we have developed a LAS system which has not employed the multi-pass cell but measured in the open atmosphere. Since a dominant noise of our system might be the scintillation due to atmospheric turbulence because of monitoring in the open atmosphere, we proposed and constructed a quick scanning LAS system.

In this paper we describe some results of experiments with the LAS system showing the anti-scintillation performance of our method.

キーワード：吸収分光分析法，半導体レーザー，高速波数掃引，シンチレーション，ガス濃度
Keywords: absorption-spectrometry, diode laser, quick scanning, scintillation, gas density

1. まえがき

レーザー吸収分光分析法(Laser absorption spectrometry: LAS)は被測定ガスに対して無侵襲であるという特長を持つため、大気中微量ガスの計測に有効である。特に半導体レーザーを光源として用いるLASシステムは半導体レーザーの持つ特徴から、即応性に優れ、システムの小型・軽量化が図れるという利点を持つため、多くの研究、開発が行われているが、それらの多くは、ガスの測定枝にHerriott Cell, White Cellに代表される多重反射セルを用い、光学的厚み(optical thickness)を稼ぐことにより測定精度の向上を図っている[1-3]。

多重反射セルを用いる場合、セル内に被測定大気を採り入れる、いわゆるサンプリングが必要となり、これにより、ガス濃度の瞬時計測における時間分解能が規定され、また、自然大気中における本来のガスの分布状態を損なわせる可能性がある。

これに対し、筆者らは光源に波長 $7\mu\text{m}$ で発振する可同調半導体レーザーを用い、開放光路を測定枝としたLASの研究を行っている[4]。このシステムの特長は、多重反射セルへのガスのサンプリング時間が無いため測定の実時間性が高くなることと、比較的広範囲のガ

ス濃度を高い無侵襲性を以って測定できる点である。

しかし、その反面、大気伝播したレーザー光線は、大気擾乱の影響を受け、シンチレーションノイズと呼ばれる受信光強度の時間的な揺らぎを生じ、測定精度が劣化する。我々は、このシンチレーションノイズの低減法として、シンチレーションの変動周期よりも十分早くレーザーの発振波数を掃引させ、吸収スペクトル信号とシンチレーションノイズを時間フィルタ処理で分離する手法を提案し、それをLASシステムに適用し原理の妥当性をシミュレーション実験で検証した[5]。

また、同時に、開放大気を測定枝とした簡便なLASシステムの開発と先のシンチレーションノイズ低減法の確立を図るための基礎的な研究を行うために、波長 $1.3\mu\text{m}$ 帯で発振する分布帰還型(distributed feedback: DFB)半導体レーザーを光源とした高速波数掃引方式のLASシステムを設計試作し、大気中の水蒸気の吸収スペクトルを数ミリ秒オーダーで取得できることを示した[6]。

本報告では、高速波数掃引によるシンチレーションノイズの低減効果を実験的に検証するために、先に試作したLASシステム[6]により屋内実験を行い、大気中に含まれる水蒸気を測定対象として絶対吸収量の測定を行ったのでその結果について報告する。

*電子・電気工学科 †大学院電子・電気工学専攻 a現(株)ベンチャーセーフネット b現(株)アビック ‡岡山大学

2. システムの概要

試作したレーザ吸収分光分析装置システム（以下LASシステム）は、大気中を透過するレーザ光の波数を掃引し水の吸収スペクトルを直接検出する直接検波方式である。本システムの概略を図1に示す[6]。光源には1.3 μm帯の分布帰還形（DFB）半導体レーザ（FU-427SDF：三菱電機）を使用している。レーザの発振波数はモジュール温度及びレーザの駆動電流で制御する[6]。レーザ光線はレンズ系でコリメートされた後にビームスプリッタで二分割される。そのうち一方の光軸は大気中に放射され、大気中を一往復した後、集光され受光素子に入射される。これが測定枝となり、後に述べる透過光パワ P_T に対応する電圧信号を検出する。光軸の折り返しにはコーナーキューブ鏡を用いる。測定枝の長さはコーナーキューブ鏡の設置位置で変わるが、このシステムは100m以内での測定を目的に設計されている。もう一方の光軸は大気の影響を受けないように短い距離を伝播した後、別の受光素子に集光される。これにより、レーザの出射光パワ P_0 に対応する電圧信号観測する。

半導体レーザは出射光の波数を掃引するために図1中に示す鋸歯状の繰り返し電流で駆動する。電流は任意に設定する最大値 I_{max} からレーザのしきい値電流 I_{th} まで減少させる。吸収スペクトルの取得はこの区間で行い、これに要する時間が掃引時間となる。掃引区間においてレーザ光は時間経過に従い短波長（高波数）側に推移する。また、電流波形の繰り返し周期が濃度測定の最短間

隔となる。

掃引時間はシステム雑音が最小になるように設定する必要がある。これについて次章で述べる。

3. 濃度算出の原理と波数掃引時間の設定

レーザ出射光の最適な波数掃引時間はシンチレーションノイズと電気系白色雑音を考慮して決定している。ここでは、システムの測定原理に触れつつ、試作システムの最適掃引時間の設定根拠について述べる。

吸収分光分析法は Lambert-Beer の法則

$$P_T(\nu) = P_0(\nu) \exp[-\chi(\nu)] \dots \dots \dots (1)$$

に基づく。ここで $P_T(\nu)$ は受信光パワ[W], $P_0(\nu)$ はレーザ出射光パワ[W], $\chi(\nu)$ は絶対吸収量である。これらは、全て波数 (ν [cm⁻¹]) の関数である。絶対吸収量 $\chi(\nu)$ はガス種に固有の吸収係数 $\alpha(\nu)$ [(ppm・m)⁻¹], 伝搬光路長 L [m], 及びガスの濃度 C [ppm] にからなり、

$$\chi(\nu) = \alpha(\nu)CL \dots \dots \dots (2)$$

である。濃度算出には $\chi(\nu)$ を陽にする必要があり、本システムでは、受信光パワ $P_T(\nu)$ を出射光パワ $P_0(\nu)$ で除した後、両辺の対数をとる。これにより、

$$-\ln\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = \chi(\nu) \dots \dots \dots (3)$$

となる。

ここで、式(3)がシンチレーションノイズと電気系

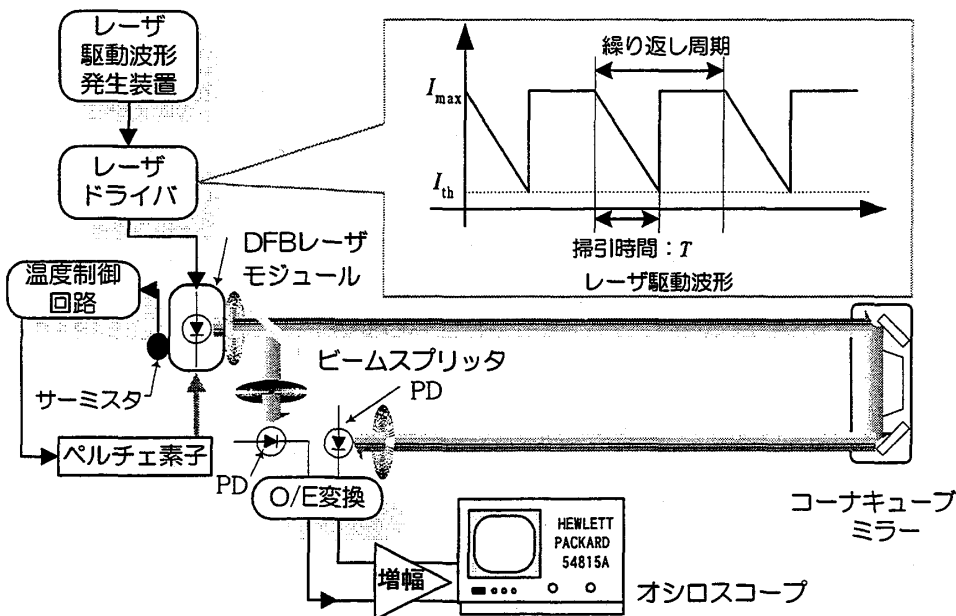


図1 半導体レーザ吸収分光分析システムとレーザ駆動電流波形の概略
Fig.1 Schematic diagram of a diode laser absorption spectrometry system and a waveform of the injection current to the laser module.

白色雑音の影響を受けたと仮定し、その状況を、絶対吸収量換算を行った後において考察するために、信号 $\chi(\nu)$ のパワ S_x とシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値のパワ N_s 、電気系白色雑音の絶対吸収量換算値のパワ N_e の和で表現し、

$$S = S_x + N_s + N_e \dots \dots \dots (4)$$

とする。以下、各項について考察する。

まず、 S_x について考える。式 (3) で得られる信号成分 $\chi(\nu)$ は波数 ν の関数であるが、半導体レーザーの掃引波数は時刻 t と線形に対応するように設計しているため、時間関数として扱うことができる。その形状はローレンツ・プロファイル、

$$\chi(t) = \begin{cases} \frac{\chi_{\max} \Gamma^2}{(t - T/2)^2 + \Gamma^2} & (0 < t < T) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \dots \dots (5)$$

と仮定できる。これより、そのパワ S_x は、

$$S_x = \frac{1}{T} \int_0^T [\chi(t)]^2 dt = \frac{2\chi_{\max}^2 \Gamma}{T} \left(\frac{\theta}{2} + \frac{1}{4} \sin 2\theta \right) \Bigg|_{\theta = \tan^{-1} \left(\frac{T}{2\Gamma} \right)} \dots \dots (6)$$

となる。この式において、 T は 1 回の掃引時間に相当する。また、 Γ は信号の半値半幅を掃引する時間、 χ_{\max} は波高値、即ち、絶対吸収量の最大値である。

次にシンチレーションノイズに起因する N_s について考える。これはシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値のパワスペクトル密度関数 (PSDF) : $w_s(f)$ から求める。 $w_s(f)$ は、

$$w_s(f) = \begin{cases} \Omega & (f \leq f_{sc}) \\ \Omega \left(\frac{f}{f_{sc}} \right)^{-\frac{8}{3}} & (f > f_{sc}) \end{cases} \dots \dots (7)$$

と表される [7]。 Ω は PSDF のフラットレベルを表し、大気の乱れ方、波長 λ [m]、伝搬光路長 L [m]、平均風速 v_{\perp} [m/s] に依存し、

$$\Omega = 0.85 C_n^2 \left(\frac{1}{v_{\perp}} \right) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{\frac{2}{3}} L^{\frac{7}{3}} \dots \dots \dots (8)$$

となる。ここで、 C_n^2 は屈折率構造パラメータと呼ばれる大気の乱れ具合を示す要素であり、地表付近においては $10^{-14} \sim 10^{-13}$ 程度である。この場合、 Ω は $10^{-5} \sim 10^{-4}$ 程度となる。また、 f_{sc} は遮断周波数 [Hz] を表し、

$$f_{sc} = \frac{0.57 v_{\perp}}{\sqrt{\lambda L}} \dots \dots \dots (9)$$

となる [7]。これは、静穏な自然大気において、数 Hz ~ 数 10 Hz 程度となる [8]。以上より、

$$N_s = \int_{1/T}^{f_{\max}} W_s(f) df \dots \dots \dots (10)$$

となる。ここで、 f_{\max} は信号の持つ周波数成分をすべて含む最高周波数であり、掃引時間に依存する。

電気系白色雑音に起因する N_e に関しては、NEP (noise equivalent power) のスペクトル密度を用いて評価する。NEP とは雑音等価光パワのことである。これは、電気的雑音の実効値 [V] を受光部の感度 [V/W] で除して受光器への入射光パワとみなしたもので、W (ワット) オーダーを持つ。NEP のスペクトル密度は電気的雑音のパワ密度 [W/Hz] を電圧換算した値 [VHz^{-1/2}] を受光器の感度で除したもので、WHz^{-1/2} のオーダーを持つ。これを NEP* と表現すると、システムで発生する電気系白色雑音の雑音パワ P_e はシンチレーションノイズの場合と同様にシステムの周波数帯域幅を考慮して

$$P_e = \int_{1/T}^{f_{\max}} (NEP^*)^2 df \dots \dots \dots (11)$$

となる。ここで、 P_e が十分小さいと仮定すると、その絶対吸収量換算値は

$$\ln \left(1 + \frac{P_e}{P_0} \right) \approx \frac{P_e}{P_0} \dots \dots \dots (12)$$

となる。これより N_e は、

$$N_e = \left(\frac{P_e}{P_0} \right)^2 \dots \dots \dots (13)$$

となる。

以上の考察に基づき掃引周波数に対する S_x 、 N_s 、 N_e の関係を示したものを図 2 に示す。計算に際しては、図中

に記載するパラメータを用いた。これらのパラメータは本システムの仕様と実験環境で生じると推測される典型的な値である。

また、最高周波数 f_{max} はデータ取得におけるサンプリング周波数で規定した。本システムでは掃引周波数の40倍である。なお、図中に示す信号成分のパワ S_x は、後述する実験において測定対象とした水の吸収線が示す絶対吸収量0.2を用いて計算している。

この図より、シンチレーションノイズの影響は掃引周波数を高くすることで減少して行くことが判る。しかし、システムの周波数帯域幅が広がることにより、電気系白色雑音の影響が増加する。これより、図において、シンチレーションに起因する N_s と電気系白色雑音に起因する N_e が交わる箇所が最適な掃引周波数となる。

以降に述べる実験においては、考えられる最も大きなシンチレーションノイズ ($\Omega=10^{-4}$) を想定し、掃引周波数を200Hzとした。即ち掃引時間は5msである。この場合、 N_s および N_e は等しく 1.7×10^{-5} である。一方、 S_x は0.016となり、SN比は約30dBとなる。

4. 測定実験

4.1 実験方法

屋内に往復60mの測定光路を設定し、被測定大気に含まれる水の絶対吸収量の変動を測定した。

測定場所は3号館(電子・電気工学科棟)3階廊下(長

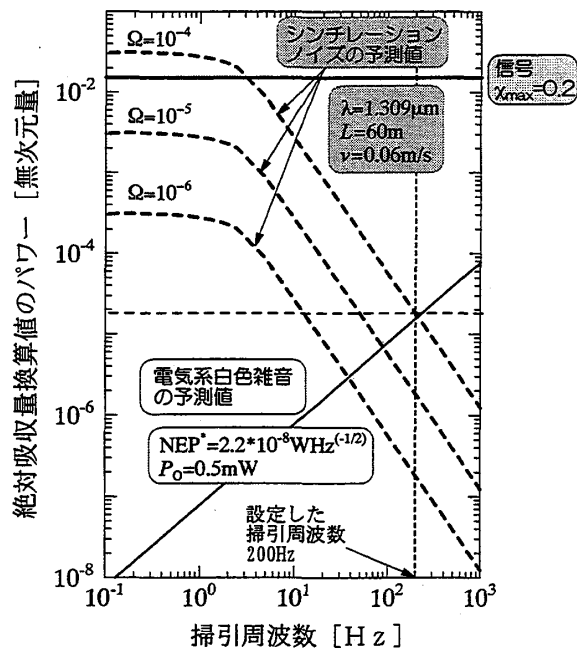


図2 掃引周波数と信号、雑音の絶対吸収量換算値のワの関係

Fig.2 Log-amplitude power of signal and noises versus sweeping frequency.

さ30m)とし、光軸は1mの高さで床面に対して平行になるように設定した。また、送信端から15mの場所の光軸と同じ高さに、超音波風速計を設置し、場の平均風速を測定した。

データの取得は、デジタルオシロスコープ(54815A:HP)を用いて行い、 P_o 、 P_T に対応する出力信号と超音波風速計の風速絶対値出力をモニターした。

レーザの駆動電流波形は繰り返し周期を10msとし、10ms毎に絶対吸収量をモニターした。また、測定時間は2.5秒間とした。これは、最高周波数50Hzまでの絶対吸収量の変動を0.4Hzの周波数分解能で分析できる設定である。

使用したレーザの連続可同調範囲には、大小約8本の吸収線が存在するが[6]、吸収線幅と電流掃引の関係から、吸収線全体を走査することができるものは、1309.0377nm、1309.2170nmに中心を持つ2本である。実験では、1309.0377nmに中心波長を持つ吸収線を測定対象とした。

実験は1時間毎に行い、各々2.5秒間の計測を10回ずつ施行した。

なお、電気系白色雑音などの大きさを確認するために、各計測の直前に出射光を遮断した状態で、2.5秒間のデータを取得した。

4.2 データ処理

シンチレーションノイズの抑圧効果を検証するために、以下に示す手順により、取得した時系列データから、水の絶対吸収量とシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値の双方の変動成分を抽出した。

図3は取得した2.5秒間の時系列データに対して、式(3)に示した絶対吸収量換算処理を施した後の35ms間について示したものであり、5msで吸収線を1回掃引している。スペクトルの掃引区間では、水の吸収と、大気擾乱そして電気系雑音の絶対吸収量換算値を含む信号成分が測定される。一方、スペクトル掃引の前後の各5ms間はレーザの波数は一定であり、この波数は吸収の影響を受けない。したがって、この区間では、大気擾乱と電気系雑音の絶対吸収量換算値の影響を受けた信号を得ることができる。

シンチレーションノイズの絶対吸収量換算成分は、各無掃引区間のデータの平均値を求め、吸収スペクトルを挟む前後2区間の平均値を更に平均することにより求めた。一方、水の絶対吸収量は吸収スペクトルの最大値から先に求めたシンチレーションノイズ絶対吸収量換算値の平均値を差し引くことにより求めた。

また、電気系白色雑音の絶対換算値データは遮光状態で取得した時系列データを10ms毎に間引きしたものを P_T と見なし、式(3)から求めた。

以上の操作により、各絶対吸収量換算値について2.5

秒間 250 ポイントの時系列データが作られる。ただし、シンチレーションノイズの絶対吸収量換算値に関しては、平均処理の効果による平滑化が生じる。

以上の計算処理から次節に示す各変動成分のパワスペクトル密度の計算までの一連の演算処理はデータ取得の後オフラインで行った。

4.3 実験結果および検討

異なる時刻および大気条件で測定したデータに対し、前節で述べた信号処理を行い抽出した水の絶対吸収量とシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値の2.5秒間の変動データを図4～図6に示す。各図における、実線は水の絶対吸収量、破線はシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値を示している。前節で述べたようにシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値は平均の効果により滑らかになっている。図4および図5は同じ日の異なる時刻に測定したものであり、大気は自然状態である。一方、図6は実験日が異なり、更に、電熱ヒータにより大気擾乱を促進させた状態で測定した結果である。

これらの図より、シンチレーションの変動に比べて水の絶対吸収量は、同一日の測定である図4と図5で0.20程度、図6で0.25程度に安定しており、高速波数掃引方式によるシンチレーションノイズの抑圧効果を定性的に示しているといえる。

更に、本システムのシンチレーションノイズの抑圧効果を定量的に検証するために、図4～図6に示した時系列データに対してFFT処理を施し、変動成分のパワスペクトル密度関数 (PSDF) を求めた。その結果を図7～図9に示す。ただし、これらのPSDFは各測定時刻に取得した10回のデータから計算したPSDFを平均したものであり、図4～図6の時系列データに対するPSDFはそれぞれ、図7～図9に含まれている。

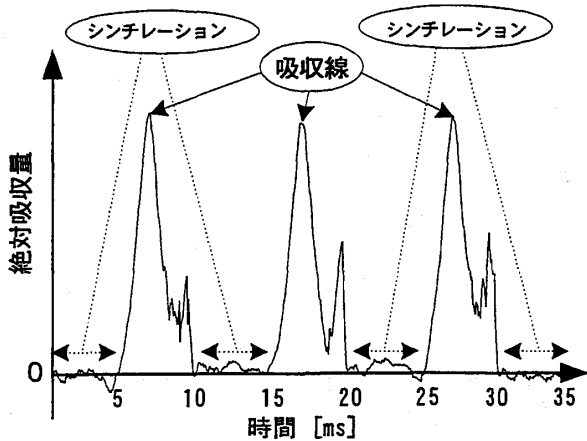


図3 絶対吸収量換算処理後の時系列データ
Fig.3 A part of the sequential data after the log-amplitude normalization.

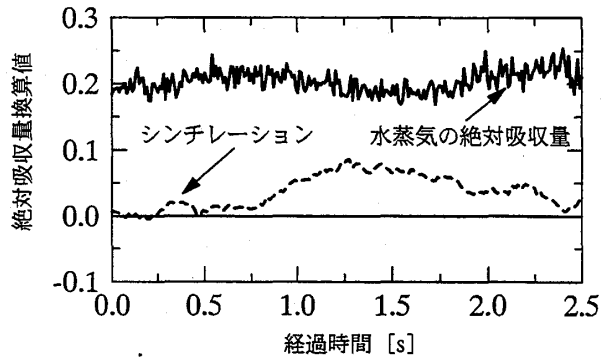


図4 水の絶対吸収量とシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値の2.5秒間の変動
Fig.4 A temporal data of the absolute absorption of water vapor and log-amplitude scintillation noise.

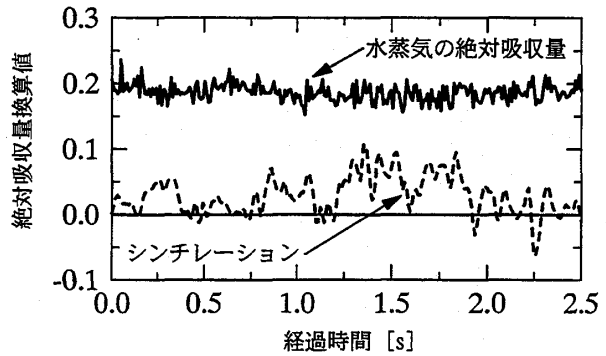


図5 異なる時刻における水の絶対吸収量とシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値の変動
Fig.5 Another data of the absolute absorption of water vapor and log-amplitude scintillation noise.

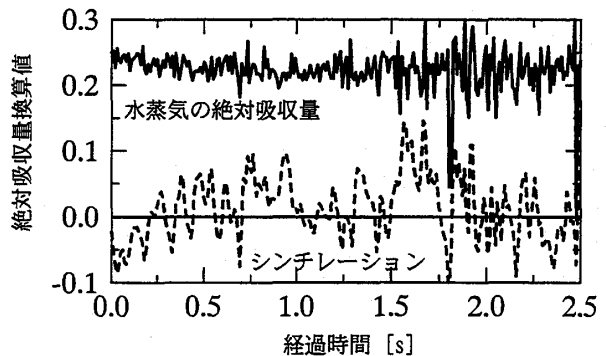


図6 大気擾乱を促進させた環境における水の絶対吸収量とシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値の変動
Fig.6 A temporal data of the absolute absorption of water vapor and log-amplitude scintillation noise in the agitated atmosphere.

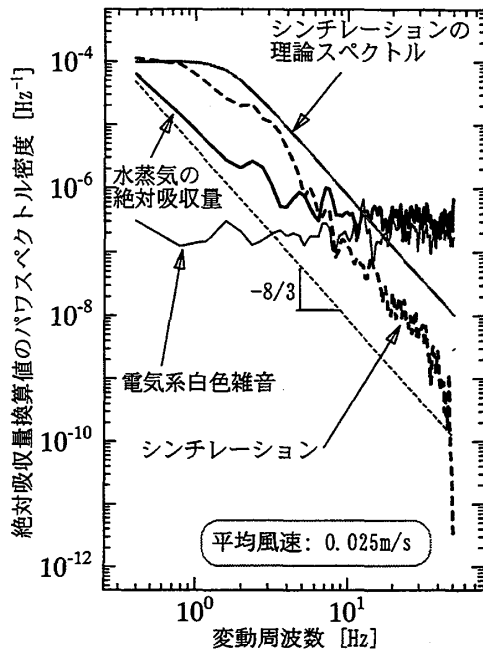


図7 水の絶対吸収量，シンチレーションノイズの絶対吸収量換算値と電気系白色雑音の絶対吸収量換算値のワースペクトル密度関数

Fig.7 Power spectral density function (PSDF) of the absolute absorption of water vapor and log-amplitude scintillation noise and electrical noise.

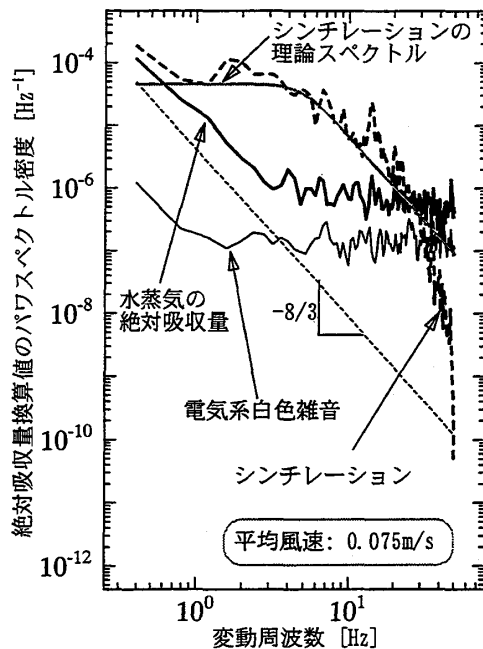


図8 異なる時刻における水の絶対吸収量とシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値と電気系白色雑音の絶対吸収量換算値のPSDF

Fig.8 Another PSDF of the absolute absorption of water vapor and log-amplitude scintillation noise and electrical noise.

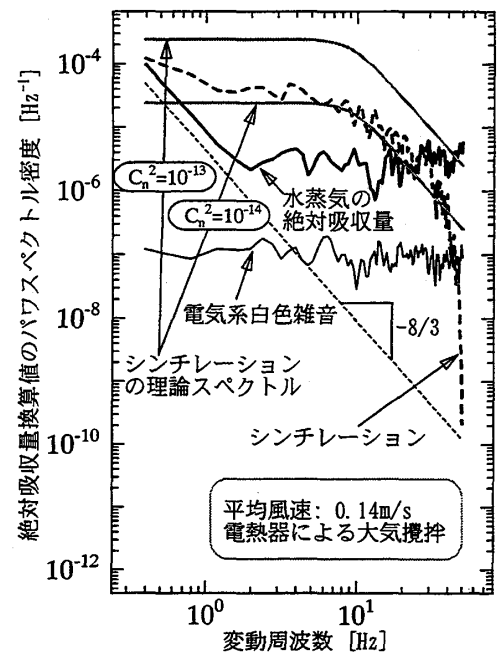


図9 大気擾乱を促進させた環境における水の絶対吸収量とシンチレーションノイズ，電気系白色雑音の絶対吸収量換算値のPSDF

Fig.9 PSDF of absolute absorption of water vapor and log-amplitude scintillation noise and electrical noise obtained in the agitated atmosphere .

各図とも実線が水の絶対吸収量，破線がシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値，そして，細実線が電気系白色雑音の絶対吸収量換算値のPSDFを示している。また，各図中に(7)式，(8)式，(9)式から計算したシンチレーションノイズの理論PSDFを描いている。理論PSDFの計算に際しては，超音波風速計で計測した被測定空間の平均風速を用い，また，地表付近の静穏な大気状態を仮定して，経験的に屈折率構造パラメータ C_n^2 を 10^{-14} としている，但し，図9に関しては，大気擾乱を促進させたことを考慮して， $C_n^2=10^{-13}$ とした場合のものも描いた。式(7)より，理論PSDFは遮断周波数より高い周波数領域では $-8/3$ の傾きで減少する。

どの図においても，実測したシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値のPSDFと理論PSDFは概ね一致しており，図4～図6の測定結果はシンチレーションノイズの絶対吸収量換算値の変動を捉えていると見させる。但し，高い周波数領域においてスペクトルレベルが急激に減少し，理論PSDFとの不一致が生じているが，これは，計算処理における10ms間の平均による50Hz以上の変動成分に対する帯域遮断効果によるものである。

水の絶対吸収量のPSDFは低い周波数で傾きを持ち，ある周波数から一定レベルになっている。図中に示す細破線は $-8/3$ の傾きを表しており，低い周波数での傾き

は概ね $-8/3$ であることが判る。ガスの吸収を受ける波長の光はシンチレーションと吸収物質濃度の変動の両方の影響を受けるが、吸収による受光パワの変動量の対数振幅 (log-amplitude) の理論 PSDF は以下の式で表現される [7]:

$$W_s(f) = 4.38C_{ni}^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left(\frac{2\pi f}{v_{\perp}} \right)^{-\frac{8}{3}} \dots \dots (14)$$

ここで、 C_{ni}^2 は虚屈折率構造パラメータと呼ばれ、吸収物質の濃度の乱れ具合に依存する値である。式(14)も式(7)同様に変動周波数に対して、 $-8/3$ の傾きを持つことが判る。受光パワの変動量の対数振幅は絶対吸収量換算と等価であり、受光パワの変動がガスの吸収に依る場合、その対数振幅演算の結果はガスの絶対吸収量の変動に他ならない。

このように、図7~図9において、水の絶対吸収量のPSDFとみなしているスペクトルが $-8/3$ の傾きを持つことと、加えて、シンチレーションノイズの絶対吸収量換算値のPSDFとのレベルを比較して、シンチレーションノイズの絶対吸収量換算値のPSDFが包含している部分は、本来、シンチレーションノイズに埋もれて観測できない変動成分であるということを考慮すると、本手法はシンチレーションノイズを抑圧し、水の絶対吸収量の変動成分を抽出しているといえる。

水の絶対吸収量のPSDFが一定レベルになる周波数領域は、シンチレーションノイズが小さい図7の場合は、電気系白色雑音の絶対吸収量換算値のレベルとほぼ一致しているが、図8さらには図9の様に、シンチレーションノイズが大きくなるにつれて、電気系白色雑音のレベルより大きくなってきている。このことから、この原因は、図7では電気系白色雑音の影響が支配的であり、図8と図9では絶対吸収量の抽出演算で行った単純な間引きによるシンチレーションノイズのエリアジグが支配的になっていると推測している。従って、絶対吸収量換算において、適切なフィルタリングを行うことにより、更に高い周波数領域までの絶対吸収量の変動成分を抽出することができると思われる。

5. むすび

大気擾乱に起因して発生するシンチレーションノイズに耐性を持つレーザー吸収分光分析法として提案している高速波数掃引方式の有効性を検証するために、実験用に開発した $1.3\mu\text{m}$ 帯半導体レーザーを光源とするLASシステムを用いた屋内実験の結果について報告した。

検証実験では、屋内に設けた開放光路を測定枝として、大気中に含まれる水蒸気の絶対吸収量の変動を測定した。実験の結果は、定性的、定量的に本方式がシンチレーションノイズのレベルを下回る水の絶対吸収量の変動成分を抽出している可能性を示すものとなった。これは、大気の動態を反映するシンチレーションとガス濃度の変動を分離し、かつ両者を同時に観測できることも示唆し、レーザー吸収分光分析装置が本質的に備えている即応性、無侵襲性そして可搬性を加味すると、大気の流れ依存すると考えられる大気含有ガスの振る舞いを把握する上での有意性を示すものと云える。従って、本手法は、定量的評価が必要とされている温室効果ガスの測定法として有効であると考えられる。

本文中に触れたように、今後は信号処理の最適化を図り、装置の精度を向上させると共に、屋外での測定を行い実環境での性能検証を行う予定である。

参考文献

- [1] R.T.Ku, E.D.Hinkley and J.O.Sample: Long-path Monitoring of Atmospheric Carbon Monoxide with Tunable Diode Laser System, *Appl. Opt.*, **14**, 854-861(1975).
- [2] J.Roths, et al.: Four-laser airborne infrared spectrometer for atmospheric trace gas measurements, *Appl. Opt.*, **35**, 7075-7084(1996).
- [3] F. G. Wienhold, H. Fischer, G.W. Harris: "Fast response tunable diode laser spectroscopy for trace gas flux measurements", *Infrared Physics and Technology*, **37**, 67-74(1996).
- [4] N.Kagawa, et al.: In Situ and Real-Time Measurement of Methane Concentration in Rice Paddy Field at Okayama University Using Tunable Diode Laser Absorption Spectrometry, *Jpn.J.Appl.Phys.*, **32**, 244-245(1993).
- [5] 平岡孝之, 香川直己, 王明, 和田修己, 古賀隆治: 大気中微量ガス濃度測定のための高速波数掃引方式TDLASシステムの開発, 電気学会論文誌. 117-C, 1670-1676, (1997).
- [6] 香川直己: $1.3\mu\text{m}$ 帯分布帰還型レーザーを光源とした高速波数掃引方式LASシステムによる水蒸気の吸収スペクトル測定, 福山大学工学部紀要. **22**, 1-6, (1998).
- [7] F.C.Medeiros Filho, D.A.R. Jayasuriya, et al.: Spectral Density of Millimeter Wave Amplitude Scintillations in an Absorption Region, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **AP-31**, 672-676(1983).
- [8] 香川, 古賀, 他: 波長 $7\mu\text{m}$ 帯における水平方向のシンチレーション測定, 信学技報, OQE 91-151.