

7-4 MATRAS (テラヘルツ大気放射伝達モデル)

7-4 MATRAS (Model for Atmospheric TeraHertz Radiation Analysis and Simulation)

バロン フィリップ メンドロック ヤナ 笠井康子 落合 啓

瀬田孝将 鷺 和俊 鈴木広大 佐川英夫 ウルバン ヨアヒム

Philippe Baron, Jana Mendrok, KASAI Yasuko, OCHIAI Satoshi, SETA Takamasa,
SAGI Kazutoshi, SUZUKI Kodai, SAGAWA Hideo, and Joachim Urban

要旨

NICT のテラヘルツプロジェクトで開発中の、MATRAS (テラヘルツ大気放射伝達モデル) の現状について報告する。MATRAS は、テラヘルツ周波数帯が大気リモートセンシングや通信システムにもたらすメリット及び地球のエネルギー収支におけるテラヘルツ波大気熱放射の影響を解析するために使用される。本稿では、モデル開発の第1段階として散乱がなく水平方向に均質な大気、例えば地球物理学的パラメータが高度にのみ依存するようなケースについて論じる。現在開発中の散乱モジュールについては、本号の別稿で取り上げる。本モデルは、Microwave Observation Line Estimation and REtrieval (MOLIERE) のコードがベースになっている。対象周波数をサブミリ波長域から近赤外領域に拡張するために、吸収係数モジュールを改良した。また複数の光路及び任意の受信器位置を扱うことのできる、新しい放射伝達モジュールを実現した。MATRAS には、オリジナルの MOLIERE 計測器シミュレータと、リトリーバル用コードが備わっている。検証の方法について説明したあと、現在の応用例を幾つか提示する。最後に、大気中の水平方向に不均一な場合のモデル化を含め、次の開発ステップについて説明する。

We describe the current status of the Model for Atmospheric TeraHertz Radiation Analysis and Simulation (MATRAS) that is being developed in the framework of the NICT THz project. This code aims to be used for studying the interest of the THz frequency region for atmospheric remote sensing, communication systems and estimate the impact of the THz thermal atmospheric emission in the Earth energy budget. This paper presents the first stage of the model development that concerns a non scattering and a horizontally homogeneous atmosphere, e.g., the geophysical parameters are only altitude dependent. A scattering module is being developed but it is presented in an other paper in this issue. The model is based on the Microwave Observation and Lines Estimation and REtrieval code (MOLIERE). The absorption coefficient module has been modified in order to extend the frequency coverage from the sub-millimeter wavelength to the near InfraRed region. A new radiative transfer module has been implemented that can handle the different types of optical paths and any location for the receiver. MATRAS includes the original MOLIERE instrument simulator and retrieval codes. The validation methodology is discussed and some examples of the current applications are given. The next steps of the development are presented in the conclusion including the modelling of the horizontal inhomogeneties in the atmopshere.

【キーワード】

MATRAS, 放射伝達, テラヘルツ, 大気伝搬, 大気リモートセンシング

MATRAS, Radiative Transfer, Terahertz, Atmospheric propagation, Atmospheric remote sensing

1 はじめに

地球の熱放射スペクトルを観測することにより、大気の化学組成、温度及び力学、さらには雲の微視的・巨視的特性に関する情報が得られる。(1)気候とその将来の展開及び(2)汚染とバイオマス燃焼が大気組成に与える影響を理解するには、下記に示すように自由対流圏(境界層より上の領域)と下部成層圏に特に注目する必要がある。

(1)水蒸気(H₂O)、オゾン(O₃)及び氷晶雲によって生じるテラヘルツ帯スペクトルレンジにおける上部対流圏の放射は、地球の放射収支に大きく寄与する[1]。しかし、この寄与については、いまだに詳しいことが分かっていない。それは現在の計測装置が限られること及び上部対流圏の状態が極めて変化に富むことによる[2]–[4]。

(2)汚染とバイオマス燃焼は、大気化学成分の重要な発生源である[5]。長寿命の化学種は地表で生成され、自由対流圏及び下部成層圏へと運ばれる[6][7]。汚染物質は空気中のクオリティを劣化させ、その酸化能力を低下させる。

直下方向(ナディア方向)及び大気周縁方向(リム方向)の衛星搭載サウンダは、現在のところサブミリ波より長波長の領域[8]–[10]もしくは遠赤外(650 cm⁻¹)より短波長の領域[11][12]で運用されている。100～500 cm⁻¹のテラヘルツ帯スペクトル領域(遠赤外領域ともいう)の観測は、まだ実現されていない。この領域は大気の透過率が大きく変化する点の特徴であり、ナディア方向サウンディングが、下部対流圏まで可能になる窓領域が存在する(後掲の図を参照)。大気熱放射のスペクトルは、最強のH₂Oのスペクトル線が卓越している。またテラヘルツ波の観測は、赤外波長での観測に比べて対流圏の雲に対する感度が低く、かつ感度の傾向が異なると考えられる。さらに、この領域には、微量気体によるスペクトル線が多数存在する。

Far-InfraRed Spectroscopy of the Troposphere (FIRST)の測定器によって示されたように[13]、テラヘルツ帯を含む全赤外領域をカバーする衛星搭載センサが、新技術によって開発可能となっている。そのため近い将来における応用可能性という観点で、テラヘルツ帯サウンダの能力を予測することが一つの興味深いテーマになる。

情報通信研究機構(NICT)では、テラヘルツプロジェクトの一環として、MATRAS(テラヘルツ大気放射伝達モデル)の開発を行っている[14]。テラヘルツプロジェクトの目的は、様々な応用分野、例えば通信や大気科学などを対象にテラヘルツ技術を開発することにある。本稿では大気科学分野、より具体的には地球の大気リモートセンシングについて論じる。ただし、MATRASはこのほかにも、テラヘルツ帯の大気熱放射が地球のエネルギー収支に与える影響の予測や、金星や火星など他の惑星大気の観測にも使用される。大気リモートセンシングの場合、MATRASは測定装置の概念設計、その性能の定量化及び観測結果の処理に用いられ、最終的に地球物理学的パラメータの推定が行われる。

MATRASは、Microwave Observation Line Estimation and REtrieval (MOLIERE)のコードをベースとする[15]。このコードは、フランス・ボルドー天文台で開発され、Odin衛星に搭載された、サブミリ波放射計(SMR)によるミリ波及びサブミリ波の観測値処理を目的としている[16]。MOLIEREは、ミリ波及びサブミリ波の波長域を対象とするクリアスカイ放射伝達モデルを備えるほか、受信器シミュレータとインバージョンコードを備えている。このコードは、衛星、地上設置観測器[17]又は下方観測の気球や航空機に搭載されるサウンダに対して使用できる。しかし、直上方向と直下方向の両方の観測形態を考慮する必要がある場合、受信器が大気中(例えば気球ないし航空機)に存在するときには、さらにリム方向の観測も考慮する必要があるが、このような時は、このコードを使用することができない。これをMATRASでは、吸収係数モジュールの能力を近赤外領域まで拡張したほか、複数のジオメトリの光路及びあらゆる受信器位置が一つの関数で扱えるよう、より一般的な放射伝達モジュールを開発した。放射伝達における雲の影響を考慮に入れた散乱モジュールについても、現在開発中である。なお、MATRASの周波数域では、分子のレイリー散乱が無視できる点に留意したい。

本稿では、MATRASのうちMOLIEREに加えられた変更点に焦点を当てて説明することにする。受信器シミュレータとインバージョンコードは変更がないため、本稿では取り上げない。これ

らのモジュールについては、文献[15]を参照していただきたい。また散乱モデルは、本号の別稿にて論じている[18]。

2では、MATRASの理解及び使用に必要な基礎的事項を簡単に紹介する。具体的には、吸収係数と放射伝達アルゴリズムについて説明する。3では、放射伝達の新しい計算法について説明する。光路に沿った透過率と放射輝度(ラディアン)の計算及び地球物理学的パラメータの荷重関数の計算についても、幾つか取り上げる。MATRASの検証と現在の応用については、4で論じる。最後の5において、本モデルの今後の発展に言及し、まとめとする。

2 MATRASの基礎

2.1 クリアスカイ放射伝達モジュール

MATRASのクリアスカイ放射伝達モジュールは、以下に示す積分形式の非散乱放射伝達方程式を計算する[19]。

$$I_\nu(s_r) = I_\nu(s_e) e^{-\int_{s_e}^{s_r} \alpha_\nu(s) ds} \quad (1)$$

$$+ \int_{s_e}^{s_r} B_\nu(T) \alpha_\nu(s) e^{-\int_s^{s_r} \alpha_\nu(s') ds'} ds \quad (2)$$

($\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$).

この式は、ある決まった光路(s_e, s_r)上の位置 s における、大気の放射と吸収の様子を示している。 $I_\nu(s_e)$ は周波数 ν で光路に入射する背景放射輝度であり、 $I_\nu(s_r)$ はサウンダによって観測される出射放射輝度である。上式に使用される物理変数と

物理定数の定義を、表1に示す。背景放射は、3Kの宇宙背景放射か地表面放射のいずれかである。雲又はエアロゾルが無視できる(波長と同程度以上の粒径を持つ粒子が存在しない)と仮定すれば、散乱効果は無視できる。発生源関数が吸収係数 α_ν と等しくなるよう、上式では大気が局所的な熱力学的平衡状態にあると仮定している。この前提条件は、サブミリ波より長波長域では上部中間圏まで、また赤外領域では中部成層圏まで確認されている。大気中を通過すると、視線は屈折して地表方向に曲げられる。この効果については、文献[15]に記載・説明されている。吸収係数については次節で取り上げる。

私たちは不透明度を $\tau_\nu(s, s_r) = \int_s^{s_r} \alpha_\nu(s) ds$ 、透過率を $\eta_{s, s_r} = e^{-\tau_\nu(s, s_r)}$ と定義する。

光路が一定温度 T の媒体中を通過する特別なケースにおいて、式2は次のように簡単になる。

$$I_\nu(s_r) = I_\nu(s_e) \eta_{s_e, s_r} + B_\nu(T)(1 - \eta_{s_e, s_r}) \quad (3)$$

背景放射 $I_\nu(s_e)$ は透過率 η_{s_e, s_r} と等しい比率で吸収される一方、媒体からは放射輝度 $B_\nu(T)(1 - \eta_{s_e, s_r})$ が放出される。出射放射は、 $I_\nu(s_e)$ と $B_\nu(T)$ の範囲内となる。正味の収支は、 $B_\nu(T) < I_\nu(s_e)$ であれば放射吸収であり、逆であれば放出である。

光学的に薄い媒体、すなわち $\tau_{s_e, s_r} \approx 0$ のとき、背景放射の項は $I_\nu(s_e)(1 - \tau_{s_e, s_r})$ 、また放出放射輝度の項は $B_\nu(T) \tau_{s_e, s_r}$ となる。不透明度が少しの増加(光学的に薄い近似が成立する程度の小さい増加)を示す場合、背景放射部分に対する影響は

表1 MATRASで使用される物理変数と物理定数の表記及び定義

Notations	Definitions	Values	Units SI
c	speed of light	$2.9979 \cdot 10^8$	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
h	Planck constant	$6.6261 \cdot 10^{-34}$	J.s
k_b	Boltzmann constant	$1.3807 \cdot 10^{-23}$	J.K ⁻¹
N	Avogadro number	$6.02 \cdot 10^{23}$	mol ⁻¹
R	Perfect gaz constant ($k_b \times N$)	8.314	J.K ⁻¹
R_T	Earth radius	$6378 \cdot 10^3$	m
$B(T)$	Planck function		$\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$
$\alpha_\nu(s)$	absorption coefficient at the frequency ν		m^{-1}
I_ν	radiance at the frequency ν		$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$

無視できるが、放出放射輝度は線形に増加する。

光学的に厚い媒体、すなわち $\tau_{se, sr} \gg 0$ のとき、透過率はゼロになり、出射放射は単純に $B(T)$ になる。不透明度が少し変化する程度では、出射放射の値は変化しない。

両者の中間のケースでは、不透明度が少し増加すると背景放射部分は減少し、放出放射部分は増加する。出射放射は $B(T)$ に近づき、差分 $I_{sr} - I_{se}$ が増加する。

2.2 吸収係数

2.2.1 ラインバイラインモデル

ラインバイラインモデルでは、光路に沿った吸収係数 $\alpha_\nu(s)$ をスペクトル遷移と大気成分について積算する。 $\alpha_\nu(s)$ の計算式は下記のようになる。

$$\alpha(s, \nu) = \sum_p \sum_q \rho^p(s) I_{\nu_q}^q(T) \frac{\nu}{\nu_q} f^{p,q}(\nu, \nu_q) \quad (4)$$

(m^{-1})

ここに、

$\rho^p(s)$: 分子 p の密度 (m^{-3})

ν_q : 遷移 q の周波数 (Hz)

I_{ν_q} : 遷移 q の線強度 ($\text{Hz} \cdot \text{m}^2$)

$f^{p,q}$: 分子 p 及び

遷移 q に対する線形状 (Hz^{-1})

である。

遷移周波数 ν_q は圧力 P によって若干シフトする。これは次式のように計算される。

$$\nu_q = \nu_q^0 + \delta_\nu^q P \left(\frac{T_0}{T} \right)^{0.25+1.5n_a}$$

ここに、 ν_q^0 はシフトがゼロのときの遷移周波数、 δ_ν^q は温度 T_0 における圧力周波数シフト係数、 n_a は温度依存係数である。

線強度は、ある分子がスペクトル遷移の上側のエネルギー準位から下側のエネルギー準位に遷移する確率である。これは両準位のポピュレーションの差に依存する。したがって大気が熱平衡状態にあると仮定するならば、温度に依存することになる。温度 T_0 における線強度が与えられたとき、温度 T における値は次式で与えられる [20]。

$$I_{\nu_q}(T) = I_{\nu_q}(T_0) \frac{e^{-E_q/k_b T}}{e^{-E_q/k_b T_0}} \left(\frac{1 - e^{-h\nu_q/k_b T}}{1 - e^{-h\nu_q/k_b T_0}} \right) \quad (5)$$

$\frac{Q^p(T_0)}{Q^p(T)}$ ($\text{Hz} \cdot \text{m}^2$)

ここに、 E_q は遷移 q の 2 状態のうちの低いほうのエネルギー、 Q_p は大気成分 p の分配関数である。

線形状は、分子同士の衝突によるスペクトル線の広がり、熱による無秩序な分子速度を原因とする見かけ上のスペクトル線の広がり (すなわちドップラー広がり [ドップラー効果によるスペクトル線の広がり]) である。このドップラー広がりによる線形状は、半値半幅 (HWHM) $\Delta\nu_d$ におけるガウス関数 f_d によって与えられる。

$$f_d(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\Delta\nu_d} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_d} \right)^2} \quad (6)$$

(Hz^{-1})

$$\Delta\nu_d = \frac{\nu_q}{c} \left(\frac{2RT \ln 2}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

(Hz)

ここに、 T は温度、 M は分子質量である。

衝突による線形状 f_c は、Van Vleck and Weisskopf (V VW) 分布によって与えられる [21]。

$$f_c(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\nu}{\nu_q} \left(\frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_c^2 + (\nu - \nu_q)^2} + \frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_c^2 + (\nu + \nu_q)^2} \right) \quad (8)$$

(Hz^{-1})

$$\Delta\nu_c = \gamma_{\text{air}} P (1 - \text{vmr}) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{n_a} + \gamma_{\text{self}} P \text{vmr} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{n_s} \quad (9)$$

(Hz)

ここに、 $\Delta\nu_c$ は半値半幅、 γ_{air} と γ_{self} はそれぞれ温度 T_0 における空気広がり係数と自己広がり係数、 P 及び T は大気圧と大気温度、 n_a 及び n_s は空気広がり係数と自己広がり係数の温度依存性である。

ドップラー線幅の高度依存性は、温度のみによって決まる。そのためこの線幅の値は、全高度において同じオーダーである。一方、衝突による線幅は、圧力に比例し高度とともに指数関数的に減少する。線幅は、低高度では衝突の効果が卓越し、高高度ではドップラー広がりの方が卓越する。中間域では両者の効果が共存し、その線形状は次式

表2 MOLIERE のスペクトル線カタログに含まれる主要パラメータの定義

Notations	Definitions	Position (format ¹)
<i>SPEISO</i>	molecular tag ²	1-3 (i3)
<i>FRE</i>	Frequency of the transition [MHz]	4-16 (f13.4)
<i>FSH</i>	Frequency shift parameter at 296 K [Torr/hpa]	24-32 (f8.3)
<i>STG</i>	Log10 of the line strength at 300 K [MHz/nm ²]	33-40 (f8.4)
<i>ELO</i>	Energy of the lowest transition level [cm ⁻¹]	41-50 (f10.4)
<i>AGA</i>	air-collisional broadening parameter [Torr/hPa]	51-55 (f5.2)
<i>SGA</i>	self-collisional broadening parameter [Torr/hPa]	56-60 (f5.2)
<i>N</i>	air broadening temperature dependence parameter [-]	61-64 (f4.2)
<i>NS</i>	self broadening temperature dependence parameter [-]	65-68 (f4.2)

1 FORTRAN 言語でのフォーマット定義

2 HITRAN のタグ付を踏襲 (例: H₂¹⁸O は12)

表3 HITRAN パラメータから MATRAS パラメータへの変換

Parameter	HITRAN unit	conversion formula
<i>FRE</i>	cm ⁻¹	HITRAN_VALUE × c × 10 ⁻⁴
<i>FSH</i>	cm ⁻¹ /atm ⁻¹ at 296 K	HITRAN_VALUE × c × 10 ⁻⁴ /760.
<i>STG</i>	cm ⁻¹ /cm ² at 296 K*	log ₁₀ (HITRAN_VALUE × c × 10 ¹² /Γ _{iso})
<i>AGA</i>	cm ⁻¹ /atm ⁻¹	HITRAN_VALUE × c × 10 ⁻⁴ /760.

* 線強度は 300 K として計算する (式 5)。

に示す Voigt 分布となる。

$$f_v(\nu, \nu_q) = \int_{-\infty}^{\infty} f_d(\nu, \nu_q) f_c(\nu - \nu', \nu_q) d\nu' \quad (10)$$

(Hz⁻¹).

たたみ込みの計算アルゴリズムは幾つか存在するが、MATRAS では Kuntz [22] のものを使用している。

2.2.2 連続吸収帯

ラインバイライン計算法だけでは、吸収係数の観測値と一致させることができない。一つめの理由は、VW の線形状がスペクトル線分布の遠い裾を正確に表さないことである。対流圏では H₂O の (及びそれより程度は劣るが CO₂ の) 遠い裾が、吸収係数の計算値に大きな誤差を生じさせる。

二つめの理由は、大気分子 (N₂, O₂, H₂O, CO₂) の衝突による非共鳴性の吸収によって、連続吸収帯が発生することである。これは下部及び中部対流圏において重要である。衝突による連続吸収帯の理論的定式化は、モデル化可能である [23] - [25]。

MATRAS では線形状の遠い裾をゼロとにおいて、O₂, N₂, CO₂, 及び H₂O の連続吸収帯を扱うために MT_CKD モデル [26] を使用している。こ

のモデルは全赤外領域をカバーする。MOLIERE に使用されたこれ以外の連続吸収帯モデルも備わっている [27][28]。しかし、これらのモデルを使えるのは、1 THz までである。惑星大気の研究では、文献 [25] の CO₂-CO₂ 連続吸収帯モデルが使用されている。

2.3 分光学データベース

MATRAS は、MOLIERE と同じカタログから分光パラメータを読み出している。該当するフィールドを表 2 にまとめる。スペクトル線ファイルの作成には、HITRAN という分光学データベース [29] が用いられる。カタログ間の変換則を表 3 に示す。

3 放射伝達方程式の計算と荷重関数の導出

3.1 透過率と出射放射輝度

大気を幾つかの温度一定の層に分割することによって、放射伝達方程式 (式 2) を離散化する。各層の厚さは、各層の光路長が等しくなるように定義する。層 *i* から層 *j* (ただし層 *j* は含まない) ま

での離散化透過率を、 $\eta [i : j]$ と表記する。最初と最後の層の番号は、それぞれ「0」と「n」である。受信器は「n+1」の番号で表す。このとき放射伝達方程式は次のようになる（周波数の変数は省略した）。

$$I[n+1] = I[0] \times \eta [1 : n+1] \quad (11)$$

$$+ \sum_{i=1}^{n-1} \{B[i] \times (\eta [i+1 : n+1] - \eta [i : n+1])\} \quad (12)$$

$$+ B[n] \times (1 - \eta [n : n+1]), \quad (13)$$

ただし、 $\eta [i : j] = \prod_{k=i}^{j-1} \eta [k]$ である。層 i によって放射され、受信器に到達する放射輝度は次式となる。

$$I[i] = B_i (1 - \eta [i : i+1]) \eta [i+1 : n+1]. \quad (14)$$

式 14 において $B_i (1 - \eta [i : i+1])$ の部分は層 i によって放射される放射輝度（式 3）、また $\eta [i+1 : n+1]$ は層 i から受信器までの透過率（すなわち吸収のレベル）である。

前節で既に指摘したように、光学的に厚い大気

では $\eta [1 : n+1] \approx 0$ かつ $\sum_i^n \eta [i+1 : n+1] - \eta [i : n+1] = 1 - \eta [i : n+1] \approx 1$ となり、出射放射輝度 $I[n+1]$ は各層 i のプランク放射輝度 B_i の加重平均となる。放射輝度が輝度温度で表現されるとき、出射放射輝度は寄与の大きい層の平均温度となる（図 1 参照）。寄与の分布は、高度に伴う不透明度の変化に依存する。

3.2 VMR 荷重関数

離散化した放射伝達方程式を、ある大気成分の層 l における体積混合比 (VMR) $\times [l]$ で微分すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} K[l] &= \frac{\partial I[n+1]}{\partial x[l]} \\ &= -\bar{\alpha}[l] \times \Delta[l] \times (\\ &+ I[0] \times \eta [1 : n+1] \\ &+ \sum_{i=1}^{l-1} B[i] \times (\eta [i+1 : n+1] - \eta [i : n+1]) \\ &+ -B[l] \times \eta [l : n+1] \\ &) \end{aligned}$$

上の式を導くにあたって以下を使用した。

$$\frac{\partial \eta [j : n+1]}{\partial x[l]} = \begin{cases} -\bar{\alpha}[l] \times \Delta[l] \eta [j : n+1], & l \in [j, n] \text{ のとき} \\ 0, & l \neq [j, n] \text{ のとき} \end{cases}$$

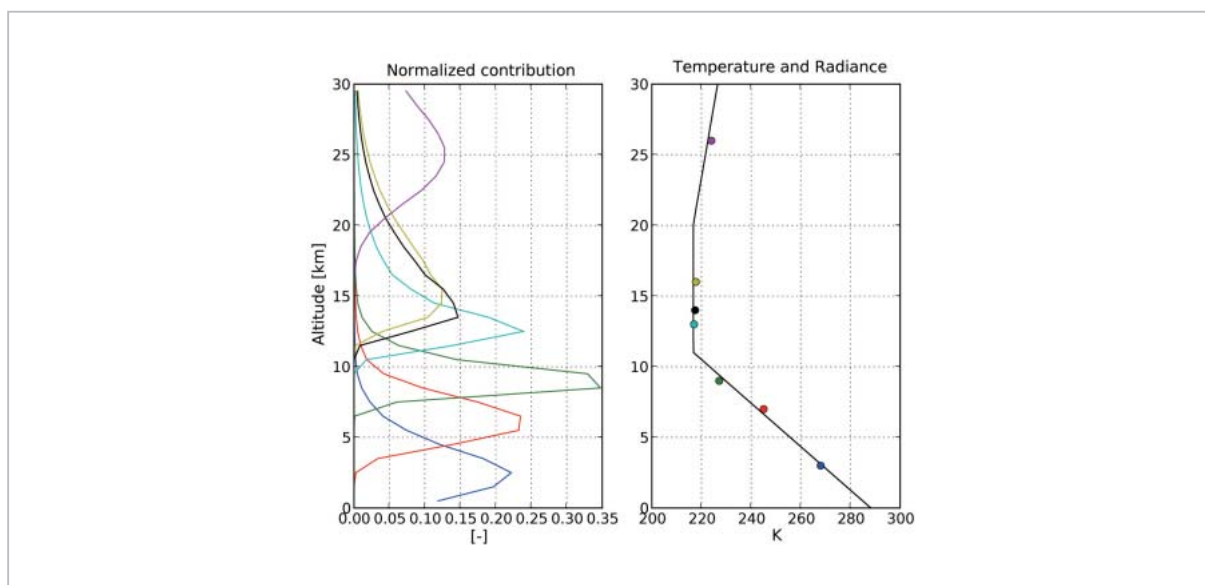


図 1 (左) 大気の不透明度が 4 (青)、40 (赤)、 17×10^3 (緑)、 18×10^4 (水色)、 28.6×10^4 (黒)、 28.7×10^4 (黄)、 28.8×10^4 (紫) のケースについて、正規化した各大気層の寄与度（式 14）を示した。不透明度は 0.1 ~ 7 THz の周波数について計算した。
 (右) 大気温度（黒い曲線）を輝度温度（丸印）とともに示した。輝度温度は左図と同じ不透明度に対応する。点は寄与関数最大の高度と出射放射の輝度温度の両方を表す。

及び

$$\bar{\alpha}[l] = \frac{\partial \alpha[l]}{\partial x[l]} = \rho[l] k[l],$$

ここに、 $\rho[l]$ は密度、 $k[l]$ は吸収断面積である。

式 13 との共通項に着目すると、放射輝度の計算と合わせて計算することで、荷重関数を高速に計算するアルゴリズムを実現できる。

3.3 温度荷重関数

VMR 荷重関数と同様、離散化形式の放射伝達方程式を層 l の温度で微分することができる。

$$\begin{aligned} K^T[l] &= \frac{\partial I[n+1]}{\partial T[l]} \\ &= -\frac{\partial \alpha[l]}{\partial T[l]} \times \Delta[l] \times (\\ &\quad + I[0] \times \eta[1:n+1] \\ &\quad + \sum_{i=1}^{l-1} B[i] \times (\eta[i+1:n+1] - \eta[i:n+1]) \\ &\quad + -B_f[l] \times \eta_f[l:n+1] \\ &\quad) \\ &\quad + \frac{\partial B_f[l]}{\partial T[l]} \times (\eta[i+1:n+1] - \eta[i:n+1]) \end{aligned}$$

$\frac{\partial \alpha[l]}{\partial T[l]}$ の項は摂動法によって計算する。

3.4 発生源関数の荷重関数

式 13 においてプランク関数 $B[i]$ を発生源関数に置き換えると次式になる。

$$S[i] = \beta[i] \times B[i] + \epsilon[i].$$

式 13 を $\beta[i]$ で微分すると、

$$\begin{aligned} K^s[l] &= \frac{\partial I[n+1]}{\partial \beta[l]} \\ &= B[l] \times (\eta[l+1:n+1] - \eta[l:n+1]). \end{aligned}$$

になる。

$K^s[l]$ が $I[l]$ (式 14) であるというのは興味深い。これは出射放射輝度 $I[n+1]$ に対する層 l の寄与である。

式 13 を $\epsilon[l]$ で微分すると次式を得る。

$$K^e[l] = \eta[l+1:n+1] - \eta[l:n+1]$$

4 モデルの検証と現在の応用分野

モデルの検証は 2 段階で行う。第 1 段階ではコードを他のアルゴリズムと比較し、実現の正しさと数値の正確さを確認する。このとき吸収係数と放射伝達の計算に対して、特に注意が払われる。MOLIERE コードはミリ波及びサブミリ波の領域において、既に幾つかのモデルと比較されている [30]。改良版 MATRAS については、変更を実施するたびに、可能な限り MOLIERE と比較してきた。特に、直上、直下及びリム方向の観測において、新しい放射伝達の計算値と MOLIERE との違いが 1% 未満であることをチェックした。

第 2 段階では実測値を用いてモデルの検証を行い、アルゴリズムの仮定が正しいかどうかをチェックする。

次節では、MATRAS によるラインバイライン計算と MIRART コードとの結果比較について簡単に紹介する [31]。比較にあたっては、MATRAS の吸収係数を用いて LIDAR の観測値から CO₂ 濃度を推定するという方法を取った。LIDAR システムによる濃度測定値は、現場での測定値と一致している。

さらに、Far-InfraRed Spectroscopy of the Troposphere (FIRST) の気球観測値から地球物理学的パラメータを推定するための解析について取り上げる。これは、テラヘルツ帯を含む全赤外領域 (2000 cm⁻¹ まで) で大気の出射放射スペクトルについて初めて得た観測値である [13]。

現在このコードは、本稿で論じなかった研究にも使用されている。Odin 衛星に搭載された、サブミリ波放射計 (SMR) の観測値を基にした成層圏及び中間圏の HO₂ 濃度の推定 [9] [32] 並びに 2009 年の打ち上げが予定される、国際宇宙ステーションの日本実験棟「きぼう」(JEM) に搭載予定の、超伝導サブミリ波リム放射サウンダ (SMILES) の処理チェーンに関する改良研究 [33] がなされていることをここで紹介しておく。MATRAS は金星大気の研究にも使用されている。

4.1 CO₂断面積に関するMIRARTモデルとの比較

1013.25、50 及び 10⁻⁴ hPa という 3 種類の圧力値について MATRAS と MIRART による CO₂

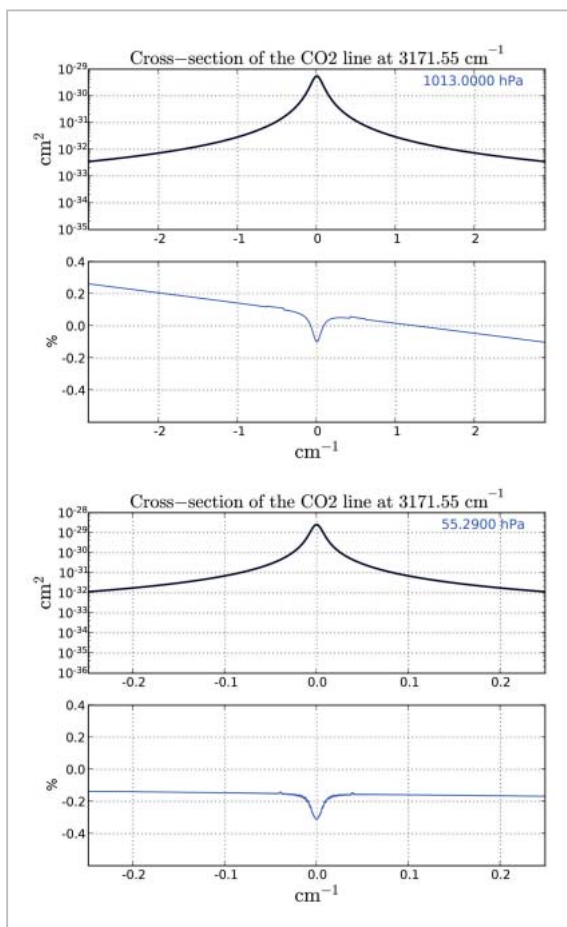


図2 (上) MIRART (青い太線)とMATRAS (黒い破線)を用いて計算した、1013.25 hPa及び3171.55cm⁻¹におけるCO₂吸収断面積。下側のグラフは両計算値の相対差を示す。(下) 圧力値が50 hPaである点を除いて左の図と同じ。

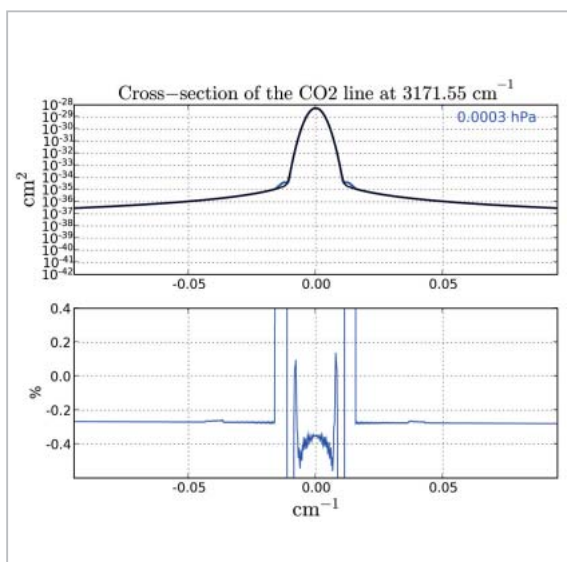


図3 圧力値が10⁻⁴hPaである点を除いて図2と同じである。

断面積の計算結果を比較した。スペクトル線が広がる要因は、1013.25 hPaのときに衝突、10⁻⁴ hPaがドップラー広がり、そして50 hPaではその両方であると考えられる。違いの原因には、モデルそのもののほか、Voigt アルゴリズム、分配関数及び同位体比がある。今回のMIRARTの計算では、自己衝突による広がり効果を盛り込んでいないが、結果に与える影響が無視できることを、私たちはMATRASを用いて確認している。比較作業では、HITRAN カタログから得られる3171.55 cm⁻¹のスペクトル線1本のみを使用する。MIRART コードがこのカタログを直接使用するのに対し、MATRASではHITRANのパラメータを、MATRASのスペクトル線ファイルフォーマット及び単位に変換しなければならない。両コードの比較作業では、HITRANをMATRASのスペクトル線ファイルに変換する手続きの検証も行う。

1013.25と50 hPaの圧力では良好な一致が得られ、両モデルの差は0.5%より小さかった。10⁻⁴ hPaの圧力では、0.01cm⁻¹以内において線形状はドップラーによるガウス関数であるが、この領域において、両モデルは非常によく一致した(0.5%未満)。この領域の外側での線形状は、衝突型の線形状に従う。二つの領域の移行区間においてMIRARTは左右対称の二つの極大を示したが、それはMATRASでは見られなかった。しかし断面積の値は極めて小さく、この効果は無視できる。

以上より、MATRASのラインバイラインのアルゴリズムとMIRARTは、比較作業において良好な一致を示すと結論できる。

4.2 FIRSTによる気球観測

FIRSTの測定器はマイケルソン干渉計であり、10及び100～1000cm⁻¹のスペクトル領域を0.625 cm⁻¹の分解能で測定することができる(アポダイゼーションは行わない)。測定器は高高度の気球に搭載され、ナディア方向の地球射出である長波放射を、ほぼすべての赤外域において初めて観測した。上部対流圏の湿度を宇宙から推定するにあたり、この測定器の使用によって中赤外域にテラヘルツ帯を加えるメリットを、MATRASを用いて実証したい。

FIRST の測定器の観測をシミュレートするために、MATRAS の設定を行った。測定によって得られる、理論上かつアポダイゼーションなしの線形状(式 15)を使用し、これを 12 cm^{-1} のスペクトル範囲にわたって 0.1 cm^{-1} の分解能でモデル化した。

$$f(\nu) = \frac{\sin(\pi\nu/d\nu)}{(\pi\nu/d\nu)}, \quad (15)$$

ここに、 $d\nu = 0.625 \text{ cm}^{-1}$ である。

FIRST のスペクトルと MATRAS のシミュレーションの比較を、図 4 に示す。対流圏メタン (CH_4) のリトリーバルの検討も、並行して実施した。図 5 は選択した周波数範囲における FIRST のスペクトルである。 CH_4 のスペクトル線があるときとないときの、2 種類の MATRAS 計算についても示してある。

大気が気候値に近い状態になることもあると考え、FIRST の観測値と MATRAS による全波長域のシミュレーションは良好な一致を示すと考えられる。 CH_4 のスペクトル線がないときのシミュレーション結果から、 CH_4 のスペクトル線が判別できる。これは CH_4 のリトリーバルに用いることができる。それ以外のスペクトル線は、 H_2O と N_2O のものである。

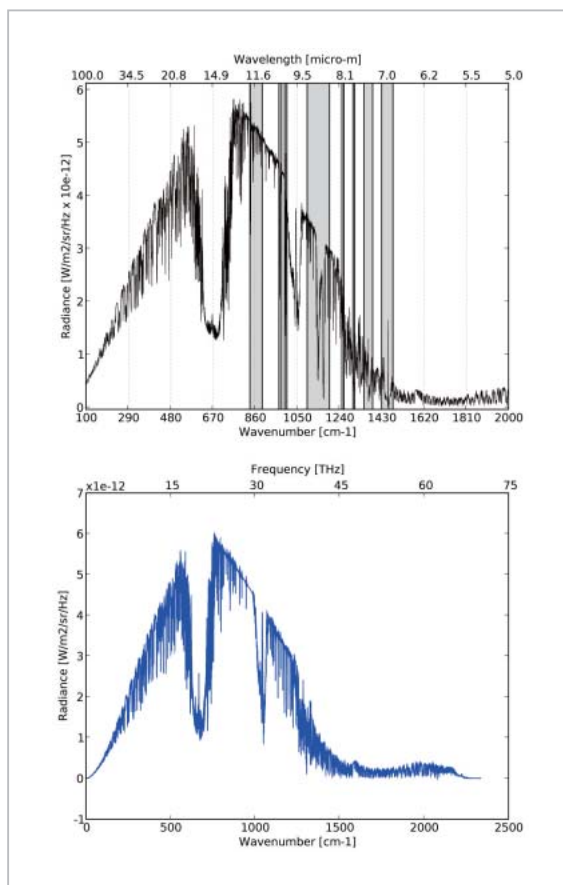


図4 (上) 2005年6月7日午後7時11分から8時50分にかけてFIRSTによって観測された平均スペクトル。(下) シミュレーションによる出射長波の放射輝度。放射輝度は、中緯度気候及び理論上の測定器の線形状を用いて算出した。

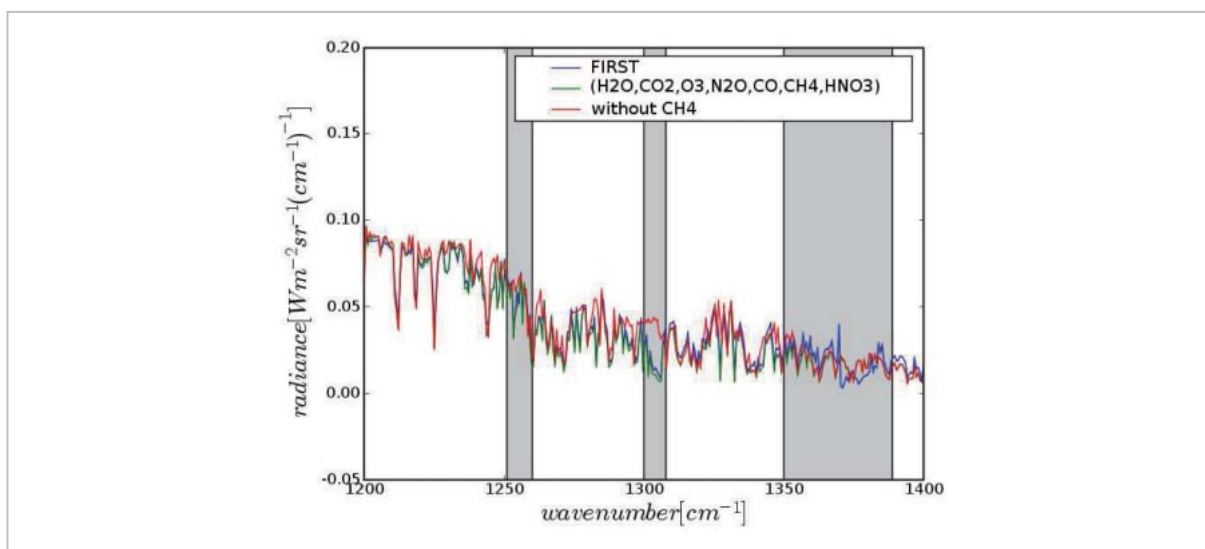


図5 赤外域の CH_4 吸収帯における FIRST の平均スペクトル(青い線)と2種類の MATRAS 計算値。一つめの計算値(緑の線)は主要な吸収線を含むが、二つめの計算値(赤い線)では CH_4 の吸収線が除外されている。放射輝度は、中緯度気候値及び理論上の測定器の線形状を用いて算出した。

5 まとめ

本稿では、テラヘルツ放射の解析と、シミュレーションを行う MATRAS モデルについて論じた。このモデルは、既に幾つかの研究で使用できるレベルに達している。しかし、更なる改良が必要である。

今後は、現在開発中の散乱モジュールを完全統合する予定である。光路に沿った水平方向の気不均質を扱う機能についても盛り込んでいく。線形状の遠い裾は、VW 分布と異なる分布型を用いることによって改善する必要がある。15 μm の

窓において近接する CO₂ のスペクトル線同士が干渉する現象(ラインミキシング)を、考慮に入れることが必要である。これと並行して、本稿で論じた方法に従って、諸アルゴリズムを十分に検証する必要がある。

謝辞

Marty Mlynyczak 博士と David Johnson 博士 (NASA ラングレー研究所) には FIRST のデータを提供していただいた。ここに感謝の意を申し述べたい。

参考文献

- 1 J. E. Harries, J. E. Russell, and co authors, "The Geostationary Earth Radiation Budget (GERB) experiment", Bull. Amer. Met. Soc., 86:945-960, 2005.
- 2 SPARC. Assessment of upper tropospheric and lower stratospheric water vapour, 2000.
- 3 H. K. Roscoe, "A review of stratospheric H₂O and NO₂", Advances in Space Research, 34(8):1747-1754, 2004.
- 4 IPCC. Climate change 2001: The scientific basis, 2001.
- 5 M. O. Andreae, Artaxo P., Fischer H., Freitas S. R., Grégoire J.-M., Hansel A., Hoor P., Kormann R., Krejci R., Lange L., Lelieveld J., Lindinger W., Longo K., Peters W., de Reus M., Scheeren B., Silva Dias M. A. F., Ström J., van Velthoven P. F. J., and Williams J., "Transport of biomass burning smoke to the upper troposphere by deep convection in the equatorial region", Geophys. Res. Lett., 28:951-954, Mar. 2001.
- 6 B. N. Duncan, S. E. Strahan, Y. Yoshida, S. D. Steenrod, and N. Livesey, "Model study of the cross-tropopause transport of biomass burning pollution", Atmos. Chem. Phys., 7:3713-3736, 2007.
- 7 A. Stohl, Forster C., Eckhardt S., Spichtinger N., Huntrieser H., J. Heland, Schlager H., Wilhelm S., Arnold F., and Cooper O, "A backward modeling study of intercontinental pollution transport using aircraft measurements", J. Geophys. Res., 108(D12), 2003.
- 8 P. W. Rosenkranz, "Retrieval of temperature and moisture profiles from AMSU-A and AMSU-B measurements", 39:2429-2435, 2001.
- 9 D. P. Murtagh, U. Frisk, F. Merino, M. Ridal, A. Jonsson, J. Stegman, G. Witt, P. Eriksson, C. Jiménez, G. Mégie, J. de La Noë, P. Ricaud, P. Baron, J. R. Pardo, A. Hauchecorne, E. J. Llewellyn, D. A. Degenstein, R. L. Gattinger, N. D. Lloyd, W. F. J. Evans, I. C. McDade, C. S. Haley, C. Sioris, C. von Savigny, B. H. Solheim, J. C. McConnell, K. Strong, E. H. Richardson, G. W. Leppelmeier, E. Kyrölä, H. Auvinen, and L. Oikarinen, "An overview of the Odin atmospheric mission", Can. J. Phys., 80(4): 309-318, 2002.

- 10 J. W. Waters, L. Froidevaux, R. S. Harwood, R. F. Jarnot, H. M. Pickett, W. G. Read, P. H. Siegel, R. E. Cofield, M. J. Filipiak, D. A. Flower, J. R. Holden, G. K. Lau, N. J. Livesey, G. L. Manney, H. C. Pumphrey, M. L. Santee, D. L. Wu, D. T. Cuddy, R. R. Lay, M. S. Loo, V. S. Perun, M. J. Schwartz, P. C. Stek, R. P. Thurstans, M. A. Boyles, S. Chandra, M. C. Chavez, G-S. Chen, B. V. Chudasama, R. Dodge, R. A. Fuller, M. A. Girard, J. H. Jiang, Y. Jiang, B. W. Knosp, R. C. LaBelle, K. A. Lee, D. Miller, J. E. Oswald, N. C. Patel, D. M. Pukala, O. Quintero, D. M. Scaff, W. V. Snyder, M. C. Tope, P. A. Wagner, and M. J. Walc.
- 11 A. Chedin, M. T. Chahine, and N. A. Scott, editors, "High Spectral Resolution Infrared Remote Sensing for the Earth's Weather and Climate Studies", NATO ASI Series, Vol.19, Springer, 1993.
- 12 H. Fischer and H. Oelhaf, "Remote sensing of vertical profiles of atmospheric trace constituents with MIPAS limb-emission spectrometers", 35:2787-2796, 1996.
- 13 Mlynyczak M. G., Johnson D. G., Latvakosky H., Watson M., Kratz D. P., Traub W. A., Bingham G. E., Wellard S. J., Hyde C. R., and X. Liu, "First light from the far-infrared spectroscopy of the troposphere (first) instrument", GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS, 33:L07704, 2006.
- 14 I. Hosako, N. Sekine, M. Patrashin, S. Saito, K. Fukunaga, Y. Kasai, P. Baron, T. Seta, J. Mendrok, S. Ochiai, and H. Yasuda, "At the dawn of a new era in terahertz technology", Vol.95 (8), pp.1611-1623, 2007.
- 15 J. Urban, P. Baron, N. Lauté, N. Schneider, K. Dassas, P. Ricaud, and J. De La Noë, "Moliere (v 5): a versatile forward- and inversion model for the millimeter and sub-millimeter wavelength range", JQSRT, 83:529-554, 2004.
- 16 P. Baron, «Developpement et validation du code MOLIERE: Chaîne de traitement des mesures micro-ondes du satellite Odin», PhD thesis, Université Bordeaux I, Jun. 1999.
- 17 P. Ricaud, P. Baron, and J. de La Noë, "Quality assessment of ground-based microwave measurements of chlorine monoxide, ozone, and nitrogen dioxide from the ndsc radiometer at the plateau de bure", Annales Geophysicae, 22:1903-1915, 2004.
- 18 J. Mendrok et al., "7-5 The MATRAS Scattering Module", This Special Issue of NICT Journal.
- 19 Chandrasekhar S. Radiative Transfer. Dover Publications, Inc., New-York, 1960.
- 20 R. L. Poynter and H. Pickett, "Submillimeter, millimeter, and microwave spectral line catalog", Applied Optics, 23:2235-2240, 1985.
- 21 J. H. Van Vleck and V. F. Weisskopf, "On the shape pf collision-broadened lines", Review of modern physics, 17(2 and 3):227-236, 1945.
- 22 M. Kuntz. "A new implementation of the humlicek algorithm for the calculation of the voigt profile function", J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 57(6), 1997.
- 23 A. Borysow and L. Frommhold, "collision induced rototranslational absorption spectra of n2-n2 pairs for temperatures from 50 to 300K", Astrophysical Journal, 311, 1986.
<http://www.astro.ku.dk/~aborysow/programs/index.html>.
- 24 J. Boisssoles, C. Boulet, R. H. Tipping, A. Brown, and Q. Ma, "Theoretical calculation of the translation-rotation collision-induced absorption in n2-n2, o2-o2, and n2-o2 pairs", J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 82:505-516, 2003.
- 25 M. Gruszka and A. Borysow, "Roto-translational collision-induced absorption of CO₂ for the atmosphere of Venus at frequencies from 0 to 250 cm⁻¹ and at temperature from 200K to 800K", Icarus, 129:172-177, 1997.
- 26 E. J. Mlawer, S. C. Clough, and D. C. Tobin, "Mt-ckd model", version 1.2, from
<http://www.rtwab.aer.com/main.html>. 2004.

- 27 Liebe HJ, "Propagation modeling of moist air and suspended. water/ice particles at frequencies below. 1000 GHz", In Proceedings of the AGARD 52nd specialists meeting electromagnetic propagation panel.
- 28 Pardo J. R., Serabyn E., Wiedner M. C., and Cernicharo J, "Measured telluric continuum-like opacity beyond 1 THz", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 2005.
- 29 L. S. Rothman, D. Jacquemart, A. Barbe, D. C. Benner, M. Birk, L. R. Brown, M. R. Carleer, Jr. C. Chackerian, K. Chance, L. Coudert, V. Dana, V. M. Devi J. M. Flaud R. R. Gamache, A. Goldman, J. M. Hartmann, K. W. Jucks, A. G. Maki, J. Y. Mandin, S. T. Massie, J. Orphal, A. Perrin, C. P. Rinsland, M. A. H. Smith, J. Tennyson, R. N. Tolchenov, R. A. Toth, J. Vander Auwera, P. Varanasi, and G. Wagner, "The hitran 2004 molecular spectroscopic database", *JQSRT*, 96:1747-1754, 2005.
- 30 C. Melsheimer, C. Verdes, S. Bühler, C. Emde, P. Eriksson, S. Ichizawa, V. O. John, Y. Kasai, G. Kopp, N. Koulev, T. Kuhn, O. Lemke, S. Ochiai, F. Schreier, T. R. Sreerexha, C. Takahashi, S. Tsujimaru, and J. Urban, "Intercomparison of general purpose clear-sky atmospheric radiative transfer models for the millimeter and sub-millimeter spectral range", *Radio Science*, 40:RS1007, 2005.
- 31 F. Schreier and U. Böttger, "MIRART, a line-by-line code for infrared atmospheric radiation computations incl. derivatives", *Atmos. & Oceanic Optics*, 16:262-268, 2003.
- 32 P. Baron, Y. Kasai, D. P. Murtagh, J. Urban, P. Erickson, and M. Olberg, "HO₂ measurement in the stratosphere and the mesosphere from the sub-millimeter limb sounder Odin/SMR", *Advances in Geosciences 2006 (Atmospheric Science)*, 06, 2007.
- 33 Shiotani M., Masuko H., and the SMILES Science Team and the SMILES Mission Team. JEM/SMILES mission plan. NASDA Rep. Version 2.1, National Space Development Agency (NASDA), Communications Research Laboratory (CRL), Koganei, Tokyo, 184-8795, Japan, Nov.15 2002. <http://smiles.tksc.nasda.go.jp/indexe.shtml>.

Philippe Baron

電磁波計測研究センター環境情報センシング・ネットワークグループ特別研究員 Ph.D.
大気リモートセンシングのためのフォワード・リトリバーモデルの開発



Jana Mendrok

電磁波計測研究センター環境情報センシング・ネットワークグループ専攻研究員 Ph.D.
放射伝達モデルと雲のリモートセンシング

笠井康子

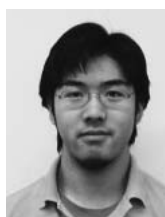
電磁波計測研究センター環境情報センシング・ネットワークグループ主任研究員 博士(理学)
大気分光リモートセンシング

落谷 啓

電磁波計測研究センター環境情報センシング・ネットワークグループ主任研究員
マイクロ波リモートセンシング

瀬田孝将

新世代ネットワーク研究センター光波量子・ミリ波 ICT グループ専攻研究員 工学博士
物理化学、分光学、化学反応論、大気化学



鷲 和俊

茨城大学理学部地球生命環境科学科学学生
地球惑星科学



鈴木 広大

東京学芸大学教育学部自然環境科学科学学生
地球惑星科学



佐川 英夫

ドイツ・マックスプランク研究所 博士(理学)
惑星大気のリモートセンシング

Joachim Urban

チャルマス工科大学
地球惑星科学