

7-5 MATRAS : 雲散乱を考慮したケース

7-5 The MATRAS Scattering Module

メンドロック ヤナ バロン フィリップ 笠井康子

Jana Mendrok, Philippe Baron, and KASAI Yasuko

要旨

地球気候変動問題や温暖化問題にとり、大気中における氷雲の状況把握と理解は緊急の課題である。雲シミュレーション解析に対応可能な散乱を考慮したテラヘルツ大気放射伝達モデル (MATRAS) について紹介する。これは NICT のテラヘルツプロジェクトにおいて開発されたものである。これらは Atmospheric Radiative Transfer (SARTre) モデルを基に開発されたものであるが、特に、テラヘルツのスペクトル領域に対する新たな開発点について、重点的に述べる。晴天下 MATRAS のモデルアプローチとの違いを説明し、今後の計画を示す。

We introduce the cloud case version of the Model for Atmospheric Terahertz Radiation Analysis and Simulation (MATRAS) that has been developed in the framework of the NICT Terahertz project. The current status of the cloudy atmosphere modules, that have a strong heritage from the [Approximate] Spherical Atmospheric Radiative Transfer (SARTre) model, is described with a focus on new developments for the Terahertz spectral region. Deviations of model approaches from clear-sky MATRAS are discussed and future plans are pointed out.

[キーワード]

大気放射伝達, 散乱, テラヘルツ, 遠赤外, 氷晶雲

Atmospheric radiative transfer, Scattering, Terahertz, Far-Infrared, Ice clouds

1 はじめに

電磁波スペクトルにおけるテラヘルツ (THz) 又は遠赤外 (FIR) の領域 ($0.1 \sim 20 \text{ THz} \approx 30 \sim 670 \text{ cm}^{-1} \approx 300 \sim 15 \mu\text{m}$) は、地球惑星大気科学分野においてこれまであまり研究されてこなかったスペクトル領域である。その理由は、この領域が電波と光の中間域にあって、測定技術の開発が遅れていることによる。

大気測定はあまり存在しないものの、しかしながら、大気過程とその観測及び全地球的なエネルギー収支や地球の気候に関して、テラヘルツ帯が重要でないということではない。地表面からの外向きの長波放射 (OLR) の 50%、大気中における OLR 75% はこのスペクトル領域に含まれる。さらに、巻雲などの長波の雲放射強制力の主要成分は、テラヘルツ領域に含まれることが知られている。テラヘルツスペクトル領域が地球-大気系におい

て果たしている重要な役割について指摘はされてきたものの、正確な知識もなければ、絶対的な値に関する全体的な見通しも持っていなかった[16]。

さらに、テラヘルツ帯は、氷雲の観測やモニタリングに関しても、非常に興味深い領域である。氷雲は、放射収支のみならず、地球の水循環においても、重要な役割を果たしている。氷雲モニタリングは、近年、米国が中心になって進めている A-train 衛星群に搭載される幾つかの測定器 (特に CloudSat) による観測により、近年大きな進歩を遂げた。しかし、測定手法にはいまだに様々な限界があり、氷雲量測定の正確さは、200%程度にとどまっている。テラヘルツ帯は、波長が氷の粒と同程度であることから、雲氷の影響を極めて受けやすい。大半の氷が集中するサイズ (約 $50 \sim 200 \mu\text{m}$) の影響を多く受ける上、多周波を利用することで粒径分布の「スキニング」(微物理情報の導出) が可能になる。以上のことから、これま

で観測が難しかった幾つかの重要な氷雲特性の測定を改善する上で、テラヘルツ観測は極めて有望である。

テラヘルツ帯における観測能力の向上に伴い、測定値のシミュレーションや解析ができるように、放射伝達モデルを修正・改良する必要性が生じている。本稿では、テラヘルツ領域を対象とした放射伝達モデルの、最近の開発状況について述べる。NICTのテラヘルツプロジェクトにおいて開発された、テラヘルツ大気放射伝達モデル(MATRAS)を紹介する。Baronら[1]が晴天下における大気分子や温度/圧力に対するテラヘルツ放射伝達計算を記述しているのに対し、本稿では、大気粒子(例えば大気中に存在する雲の水滴や氷粒子)を含む大気を扱う、MATRAS散乱モジュールに焦点を当てる。これらのモジュールは放射と吸収に加え、放射源ないし放射吸収体として散乱を考慮するものである。

散乱を考慮した放射伝達(RT)の原理と、MATRASの開発状況を2で紹介する。3と4では、放射伝達の散乱部計算で重要なパラメータとなる、大気粒子の光学特性を得るためのMATRASの方法について論じる。特に、対流圏界面などの高高度に存在する氷雲粒子の散乱吸収特性の推定について取り上げる。5はまとめである。

2 MATRAS 散乱モジュール

MATRASは、Moliere[20]とSARTre[12]のモデルにおける経験を生かす形で開発している。例えば分子の吸収係数と加重関数の計算などはMoliereの経験を継承し、大気粒子の光学特性や散乱に関するモデルは、SARTreを基に開発したものである。

両モデルはいずれ完全に統合する計画であるが、現時点ではとりあえず独立に近い形で併存させ、外部ルーチンを用いてデータのやりとりを行っている。例えば放射伝達方程式の計算手法は、晴天下の場合と「雲存在下」ケースとでアプローチが全く異なる。テラヘルツのスペクトル領域における放射伝達の計算には、MoliereとSARTreによる両系統のMATRASモジュールを使用してきた。しかし、MATRASモジュールのなかでも、

加重関数計算やリトリバル解析を実施するものに対しては、晴天下に対しては対応するが、「雲存在下」の散乱を考慮したケースに対しては対応されない。

本節では、現時点においてMATRASで使用している、「雲存在下」の散乱を考慮した放射伝達アルゴリズムについて説明する。特に、テラヘルツ帯の計算のためにSARTreに対してインテグレーションした内容に焦点を当てる。テラヘルツ帯への拡張にあたり大気粒子の光学特性の導出に重点を置いた。放射伝達方程式には大きな変更点はない。

2.1 放射伝達方程式

雲対応版MATRASでは、源泉関数を積分する方法を用いている。放射伝達方程式、

$$I(\nu) = I_b(\nu)e^{-\tau(\nu)} + \int_0^{\tau(\nu)} J(\tau', \nu)e^{-\tau'(\nu)} d\tau' \quad (1)$$

では、ベールの法則に従って放射源 J が測者の視線(LOS)に沿って積分され、測定機器に到達する。ここで、 $I(\nu)$ は波数 ν における強度、 I_b は背景放射(例えば地表面や宇宙背景輻射)、(は観測者を基点とし、視線上の光学的厚みである。

晴天下版MATRASモジュールでは、LOSに沿った格子点間で均質な層を仮定している(Baronら[1]の式(3)と比較されたい)のに対し、雲対応版のMATRASでは、各光路セグメント内において放射源 J_n の項を線形に展開している。LOSを N 個の光路セグメントに分割すると、式(1)は次のように書き直すことができる。

$$I = I_b e^{-\sum_{n=1}^N \Delta\tau_n} + \sum_{n=1}^N \left(e^{-\sum_{m=1}^{n-1} \Delta\tau_m} \int_0^{\Delta\tau_n} J_n e^{-\Delta\tau'} d\Delta\tau' \right) \quad (2)$$

ここに、 $\Delta\tau_n$ はセグメント n の光学的厚みである。各光路セグメントからの寄与 J_n は、離散的な光路格子点における放射源の項と、光路セグメントの光学的厚さに依存する係数を用いて次のように表現できる。

$$\int_0^{\Delta\tau_n} J_n e^{-\Delta\tau'} d\Delta\tau' = a_{1,n} J_n(0) + a_{2,n} J_n(\Delta\tau_n) \quad (3)$$

ここに、

$$a_{1,n} = \int_0^{\Delta\tau_n} \frac{\Delta\tau_n - \Delta\tau'}{\Delta\tau_n} e^{-\Delta\tau'} d\Delta\tau'$$

及び

$$a_{2,n} = \int_0^{\Delta\tau_n} \frac{\Delta\tau'}{\Delta\tau_n} J_n(\Delta\tau_n) e^{-\Delta\tau'} d\Delta\tau'. \quad (4)$$

である。各光路セグメントにおいて J の線形性を仮定すると、この方程式は解析的に解くことができる。さらに、以下の定義をすれば、

$$a_{0,n} = e^{-\sum_{m=1}^{n-1} \Delta\tau_m} \quad (5)$$

式(2)は最終的に次のように書くことができる。

$$I = I_b a_{0,N} + \sum_{n=1}^N a_{0,n} (a_{1,n} J_n(0) + a_{2,n} J_n(\Delta\tau_n)). \quad (6)$$

積分した値の正確さを考えると、線形性の仮定が成り立つように、LOS の光路セグメントを十分に薄く分割することが必要である。

2.2 球形大気における光路の光学的厚さ

式(2)～(6)において、 $\Delta\tau$ は、ある光路セグメントに沿って積分した減衰(消散)を示し、これは分子による吸収放射及び粒子による散乱と吸収の足し合わせによる結果である。Moliere から受け継いだ MATRAS モジュールによって与えられる気体物質の光学特性(詳細は Baron ら[1]を参照)と、粒子の光学特性とは別々に扱うことができ、 $\Delta\tau$ は次のように書くことができる。

$$\Delta\tau = \Delta\tau^{\text{mol}} + \Delta\tau^{\text{par}}, \quad (7)$$

ここに、 $\Delta\tau^{\text{mol}}$ は気体物質の光学的厚さ、 $\Delta\tau^{\text{par}}$ は粒子の光学的厚さを表す。分子と粒子の消散係数は共に高度 z に対して与えられ、それを基に光路セグメントに沿った光学的厚さ $\Delta\tau_s$ を導く必要がある。球形大気の場合、光路セグメントの高さ Δz と光路長 Δs は、一般には解析的に評価することができない。チャップマン関数[9]によって互いに関係付けることができる。よく使われる近似[例えば3]は $\Delta\tau_s = \Delta\tau_z \cdot \Delta s / \Delta z$ であるが、これには正確さを欠くという短所がある。特に、リ

ム方向の LOS の接線付近において天頂角が大きくなる場合に、その傾向がある。MATRAS の雲対応モジュールでは、光路上の位置と消散係数との関係について、次の2次多項式を仮定している。

$$\beta_e(\Delta s) = a \cdot \Delta s^2 + b \cdot \Delta s + c. \quad (8)$$

係数 a 、 b 、 c は、各光路セグメントにおいて、各セグメントの境界及び平均セグメント高度における第3番目の点の消散係数から導かれる。 $\tau = \int \beta_e$ 及び式(8)から、次に示す関係が得られる。

$$\Delta\tau_s = \frac{a}{3} \cdot \Delta s^3 + \frac{b}{2} \cdot \Delta s^2 + c \cdot \Delta s. \quad (9)$$

2.3 放射源の項

$J = J_B + J_{MS}$ の式には、熱放射による放射源の項(J_B)と多重散乱による放射源の項(J_{MS})があり、それぞれ次のように書くことができる。

$$J_B = (1 - \omega_0) B(T) \quad (10)$$

$$J_{MS} = \omega_0 \frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} P(\Theta) I(\Omega') d\Omega', \quad (11)$$

ここに、 $B(T)$ はプランク放射(黒体放射)、 $P(\Theta)$ は散乱角に依存する位相関数、 $I(\Omega')$ は入射方向によって決まる入射放射場である。 ω_0 は、LOS に沿った「混合」大気の散乱アルベドを表す。これは分子及び粒子の光学特性から、以下のように計算される。

$$\omega_0 = \frac{\beta_s^{\text{par}}}{\beta_s^{\text{par}} + \beta_a^{\text{par}} + \beta_a^{\text{mol}}}, \quad (12)$$

ここに、 β_s と β_a はそれぞれ散乱係数と吸収係数であり、上付きの「mol」と「par」はそれがそれぞれ、分子と粒子の特性であることを表す。

J_B が球形地球-大気系で計算されるのに対し、多重散乱による放射源 J_{MS} を知るには、入射放射場 $I(\Omega')$ の概念が必要になる。地球と大気が局所的に平面であると仮定すると、図1に示すように、 $I(\Omega')$ は面平行大気の区域内において放射伝達パッケージ DISORT[19]を用いて導出する。この点を除けば、放射源 J_{MS} は球形大気のとくと同様

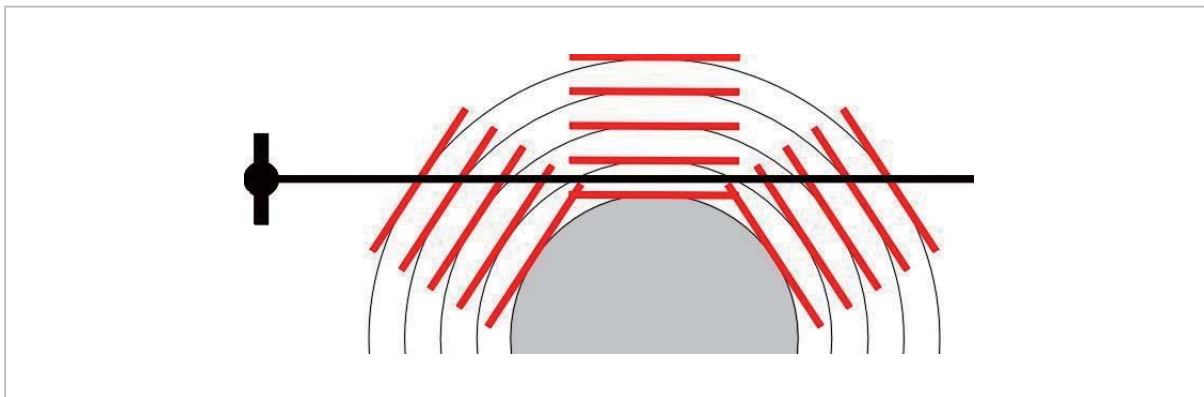


図1 球形大気の局所平面仮定

LOSに沿った格子点での入射放射場は、赤で示した局所的な面平行大気に対して導出される。

に扱われる。言い換えると、多重散乱による寄与は、球形大気の中で LOS 上の各格子点に与えられる局所的なパラメータ値 (例えば局所方向 Ω) として計算する。この方法は、2次元大気に基づく独立したピクセル近似を、若干手直しするだけで適用できるという利点がある。

DISORT モジュールは、1次元の面平行大気について放射伝達問題を解く。このとき、大気は屈折率が一定の、厚い単一層と考える。しかし、この厚い層を垂直光学的厚さが $\Delta\tau_z$ の、複数の均質層に分割すれば、垂直方向の不均質性が考慮される。この値は、単一散乱アルベドの定数 ω_0^{DIS} と、散乱位相関数 $P(\Theta)$ によって特徴付けられる。 $\Delta\tau_z$ は、分子及び粒子の散乱・吸収係数もしくは仮定される単層内の指数関数的変化を、それぞれ解析的に積分することによって計算される。分子の吸収係数は離散的な高度において定義されるため、式 (12) で得られる単一散乱アルベド ω_0 は、各層内において必ずしも定数である必要はない。DISORT の場合、各層における代表的な平均の単一散乱アルベドは、次式によって計算される。

$$\begin{aligned} \omega_0^{\text{DIS}} &= \frac{\Delta\tau_s^{\text{par}}}{\Delta\tau^{\text{mol}} + \Delta\tau^{\text{par}}} \\ &= \frac{\int_{z_{\min}}^{z_{\max}} N(z) \sigma_s^{\text{par}} dz}{\int_{z_{\min}}^{z_{\max}} N(z) (\sigma_s^{\text{par}} + \sigma_a^{\text{par}}) dz + \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \beta_a^{\text{mol}} dz}, \end{aligned} \quad (13)$$

ここに、 $\Delta\tau_s^{\text{par}}$ は粒子の散乱による光学的厚さ、 $\Delta\tau^{\text{mol}}$ 及び $\Delta\tau^{\text{par}}$ は、各層における分子と粒子の全光学的厚さである。

3 雲の光学特性

大気中の粒子状物質には、エアロゾルのほかに雲の中の大気水象 (水滴や氷粒子など) や降水 (雨、雪、雪あられ、ひょうなど) がある。テラヘルツ帯ではエアロゾルの放射効果は無視できるが、大気水象は関与する粒子の大きさや形に応じて、放射の一部を放出、吸収、散乱する。こうした現象に関与する粒子は、テラヘルツ帯の最低周波数付近において、大気中の放射伝達を変化させることが知られているが、MATRAS ではまだこれを扱うことができない。液体水及び氷晶雲の粒子については、その光学特性を導出する幾つかの方法が MATRAS に実装されている。

MATRAS 中では大気層中の各粒子の各光学的特性は平均化したものを取り扱う。すなわち、光学特性は該当する層全体で水平及び垂直方向にわたって、一定であることが前提である。この仮定を満たすには、大気のうち垂直方向に不均質な部分を、均質と見なせる十分に薄い複数の層に分割することが必要である。大気中において粒子の大きさは常にある範囲を持つ上、形状や組成も異なる。データベースでは特定の大きさ、形状、組成を持つ 1 種類の粒子に対する光学特性を与えるため、この単一粒子の光学特性はバルク中の粒子の大きさ、形状、組成の分布を記述する関数によって畳み込み積分を行う。各粒子の散乱は独立していると仮定する。すなわち、ある粒子による散乱は、他の粒子による散乱と干渉しないと仮定する。これにより、個々の散乱波の位相に関係なく、散乱強度を加算する。こうして、単一粒子特性の重

み付け平均によって、バルク光学特性が得られる。

雲の場合、粒子は通常、純水(すなわち単一物質)から形成されると見なされる。大気中の氷粒子は形状が実に様々であり、多様な形状分布を持つことが知られている。そのためモデルにおいて適切に表現することが難しい。したがって形状分布は大幅に単純化されるのが一般的であり、単一形状のみが仮定される。分布は、例えば温度や雲の種類などに関係する。

粒径分布は、周辺温度や氷雲の雲水量など、幾つかのパラメータの関数 $n(a)$ によって表現されることが多い。このとき、粒子の消散係数は次式で与えられる。

$$\beta_e = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n(a) \sigma_e(a) da \quad (14)$$

ここに、 a_{\min} と a_{\max} は、分布における最小粒径と最大粒径、 $\sigma_e(a)$ は大きさ a の粒子の吸収断面積である。多分散の位相関数は、下記に従って導出される。

$$\beta_s P(\Theta) = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} n(a) \sigma_s(a) P(\Theta, a) da. \quad (15)$$

MATRAS には現時点において、Liou[11] と Shettle[18] から取った対流圏氷晶雲の粒径分布を実装している。Liou[11] の粒径分布は、Heymsfield と Platt[5] のデータを基に雲水量 (IWC) を周辺温度についてパラメータ表現したものである。Shettle[18] には、「巻雲」と「薄い巻雲」について固定した分布が与えられている。図2にそれらの分布を示す。今後の研究では、各種の水雲に対する粒径分布も作成する予定である。MODTRAN[2] 放射伝達モデルに使用される粒径分布を提供している Shettle[18] 以外に、我々は OPAC[4] を用いて粒径分布を抽出する予定で開発を進めている。OPAC では単分散のみならず、氷雲、水雲及びエアロゾルのそれぞれの多分散特性と混合物の多分散特性に対して単一散乱特性を与える。ただし、その波長は $10 \mu\text{m}$ 以下に限定されている。

単分散光学特性の導出には、粒子の球形性を仮定した上でローレンツ-ミー理論が適用できる。これは降水していない水滴に対しては十分な近似であり、氷粒子を低周波数域で観測するときにもよく使用される。MATRAS には、Wiscombe[22]

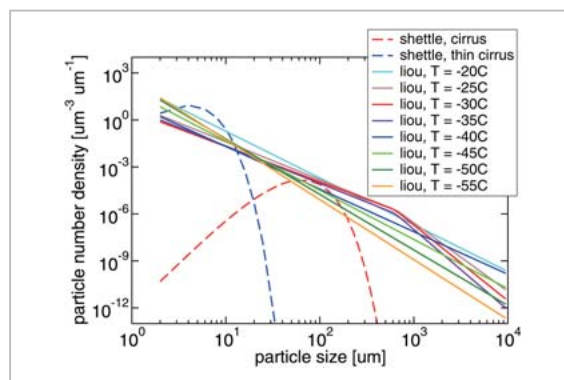


図2 MATRAS の現時点での実装機能による氷晶雲の粒径分布

オリジナルは Shettle [18](破線)と Liou [11](実線)。後者についてはパラメータとなる幾つかの温度に対して、所定範囲にわたってプロットした。比較の便宜のため、すべての分布をある一定の雲水量にそろえてある。

によるアルゴリズムを参考にした。これは、吸収・散乱効率を含む単散乱の光学特性及び散乱位相関数を与えるが、粒子物質の複素屈折率と粒子の粒径パラメータ及び粒径と波長の関係が入力として必要になる。なお、テラヘルツ帯において適切な複素屈折率を与えることは、純粋な液体水や氷水に対してでき、容易でない点に留意したい。これは、適切な光源及び受信器が存在せず、このスペクトル領域の測定がほとんど実施されていないことによる。この点については後述する。

このほか MATRAS では、Yang ら[23] のデータベースが使用可能である。このデータベースには、無秩序に配列した非球形の粒子 (45 の粒径サイズに区切られた 6 種類の異なる形状) の単一散乱特性が含まれている。これらの粒子のアスペクト比は、十分な数の実験室データにより統計値を与えたものである。分光光学特性には吸光度と吸収効率が含まれる。これは紫外域から $100 \mu\text{m}$ (= 3 THz) のテラヘルツ帯の領域において、約 500 の離散点を取り、非常に微細な角度分解能の位相関数が与えられているものである。

今後は、非球形で均質、かつ回転対称な粒子に対応している、Mishchenko ら[14] の T マトリックスコードを実装する予定である。さらに、Rother ら[17] のデータベースに対するインターフェースも持たせる計画である。このデータベースには、ある範囲の粒径パラメータ、アスペクト比及び屈折率に対する非球形粒子の特性が含まれている。既

にインタフェースを備えた Yang ら^[23]の応用版データベースに加え、ミリ波領域やサブミリ波領域への拡張を、新たなデータ[例えば6]が入手でき次第、引き続き実装したいと考えている。

4 氷の誘電特性

粒子の単一散乱特性の計算を行うためには構成物質の誘電特性(例えばスペクトルに依存する複素屈折率など)の知識が必要になる。私たちは対象を地球大気中の雲に限定し、MATRAS では現時点において、純粋な液体水や氷水のみを考慮に入れる予定である。氷水については幾つかのモデルで様々な計算が可能で(これについては後述する)、液体水の誘電特性は現在、開発を進めている段階である。

上述のように、テラヘルツ帯において適切な複素屈折率を与えることは、純粋な液体水や氷水に対してでさえ、容易な作業ではない。テラヘルツ帯は電波と光の中間領域にあって、光源及び受信器の技術の進展は乏しく、このスペクトル領域の測定はわずかしか実施されていない。また測定データの多くは温度条件が室温で、地球大気中における氷雲の生成温度のものはない。2 THz 程度より高い周波数では、屈折率は温度依存性が小さいので、テラヘルツ帯のうち高周波側では重大な問題にはならない。しかし2 THz より下では、特に屈折率の虚部の温度依存性が大きくなる。言い換えると、測定値の外挿によって得られる極低

温での大気の屈折率は信頼性が低下する。

MATRAS では、屈折率(RI)又は誘電率について、5種類のモデルを実装した。その特性を表1にまとめる。これらのモデルのうち Warren^[21]は、リモートセンシングに用いる電磁スペクトルの全域について離散格子点に対する複素値を与えており、これが標準になっている。このモデルの値は、電磁スペクトルの様々な領域における屈折率の虚部の各種測定値をまとめたものである。屈折率の実部は、分光分析で得た屈折率の虚部を基に、クラマース-クローニヒの関係式から導いた。これ以外の四つのモデルは、それぞれパラメータ化計算したもので、あるスペクトル領域と温度範囲の測定値から経験的に導いた式で与えている。3 THz までの周波数を対象に作成された Jiang と Wu^[8]を除き、前記パラメータ化モデルは1 THz までの周波数帯で使用できるように作成した。しかしながら、Zhang ら^[24]以外のものは、多かれ少なかれ低周波側(200 GHz 以下)又は極低温の測定値がベースになっている^[15]。Warren^[21]は遠赤外域の測定値について考慮していないが、その領域における不確かさと不適切な温度範囲について報告している。

図3と図4は、現在実装している5種類の屈折率モデルすべてに対して、周波数(図3)と温度(図4)による変化の様子を、1 THz までの周波数及び対流圏温度について示したものである。温度と周波数の両方について、2タイプのモデルがあることが分かる。一つは各パラメータとの関係が

表1 MATRASに実装した氷の屈折率モデルの特性

name & reference	domain		m or ϵ^1	m'/ϵ' given?	Origin	Parameterization Formula
	freq.[GHz]	T [°C]				
Warren [18]	UV-MM	-60..-1	m	yes	other m.	— ³
Zhang et al. [20]	250-1000	-35..-10	m^4	yes	own m.	$m'' = A(m') \cdot f^{-1} + B(T) \cdot f$
Hufford [22]	0-1000	-40..0	ϵ	yes	other m.	$\epsilon'' = A(T) \cdot f^{-1} + B(T) \cdot f$
Jiang and Wu [19]	0-3000	-40..0	ϵ	yes	[22]&[21]	$\epsilon'' = A(T) \cdot f^{-1} + B(T) \cdot f + C \cdot f^3$
Mishima et al. [21]	240-750	-150..-70	m^5	no	own m.	$m'' = A(T) \cdot f + B \cdot f^3$

UV-MMは紫外域からマイクロ波、Perm.は誘電率、m.は測定値をそれぞれ表す。¹この欄は、誘電特性が複素誘電率 $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ で与えられるか、複素屈折率 $m = m' - im''$ で与えられるかを示す。両者には $\epsilon = m^2$ の関係がある。²この欄は、誘電特性を示す変数の実部が与えられるかどうかを示す。³Warren^[21]ではパラメータ化した式ではなく、スペクトル及び温度の離散的な格子を用いる。⁴1種類の温度かつ少数の周波数に対して、一定でない離散的な値が表形式で与えられており、温度の依存性については示されていない。上から4けた目の数字のみに違いがあるため、すべての周波数及び温度に対する平均値を使用する。⁵オリジナルの文献では消散係数が測定され、パラメータ表現されている。ここでは $\alpha = 4\pi/\lambda \cdot m''$ を用いて虚数屈折率に変換した。

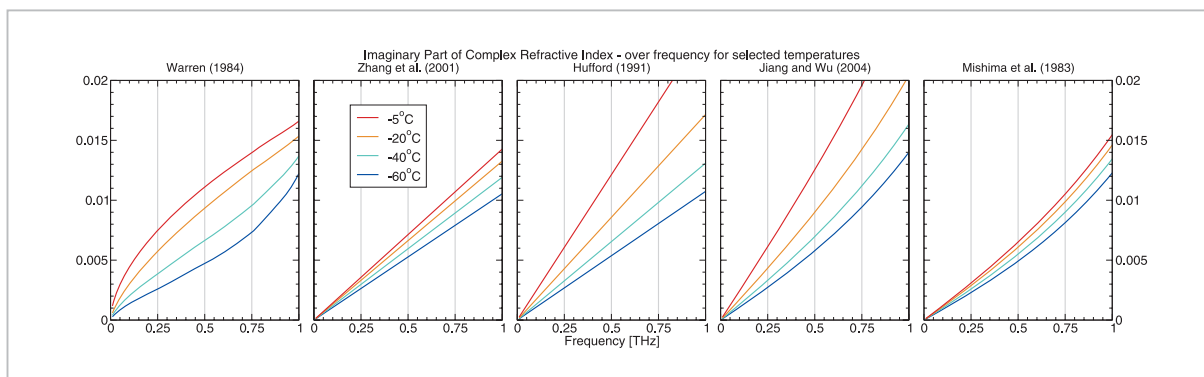


図3 選択した氷温度における複素屈折率の虚部と周波数(1 THz以下)との関係を、MATRAS に実装した屈折率モデルごとにプロットしたグラフ(モデル名は各グラフの見出しを参照)

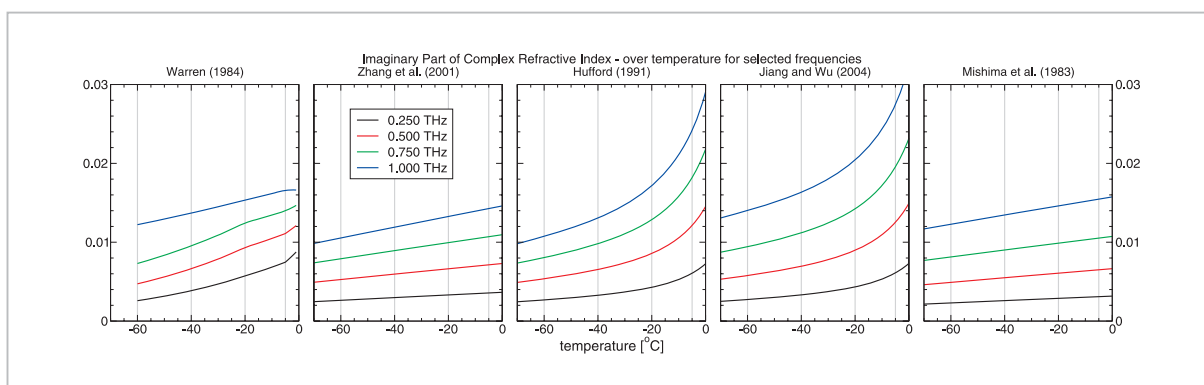


図4 選択した周波数における複素屈折率の虚部と氷温度との関係を、MATRAS に実装した屈折率モデルごとにプロットしたグラフ(モデル名は各グラフの見出しを参照)

線形で、もう一つは2次以上の関数で表現できるものである。Warren[21]のモデルは、周波数と温度の変化に伴い、片方のモードからもう片方のモードに滑らかに移行する(温度については高温側の依存性が更に小さい、図3の -5°C の曲線を比較されたい)。モデル間の比較では(ここではWarren[21]を基準とした)、周波数と温度の全域を見ると、最大60%に達する大きな差が見られた(図5参照)。

屈折率の虚部(以下、虚数屈折率)と図6に屈折率の実部(以下、実数屈折率)を示す。モデル間の差は上記よりはるかに小さく(1%未満)、温度依存性も上記ほどではない。ただし、Warren[21]では実数屈折率をクラマース-クローニヒの関係式によって得ている。真値に対し、実数屈折率[24]又は実数誘電率[7][8]について測定に基づく一定値を仮定しており、値の不確かさは周波数及び温度に伴う変化よりも大きい。Mishimaら[15]には実数屈折率に関する記述が全くないが、光学特性の計算には必要であるため、私たちの実装のデ

フォルト値には文献[24]の値を使用した(これは両モデルが虚数屈折率を与えているのに対し、他の二つのパラメータ表現が誘電率を与えているためである)。

要約すると、テラヘルツ帯のうち低周波側を対象に含んだモデルが幾つか存在し、測定値もある程度存在する。しかし、モデル値や測定値の差(これについては、各モデルの文献を参照いただきたい)はかなり大きい。テラヘルツ帯の高周波側についてはデータが極めて少なく、3 THzより上の周波数に対して使用できるのは、わずかにWarren[21]のみである。しかし、およそ3~10 THzの領域では使用に適した正確な測定値がないため、現存しているモデルではWarren[21]のモデルが最良のデータであるが、信頼性はあまり高くない。

我々はさらに、サブミリ波やテラヘルツ波センサによる雲氷の測定が、氷の誘電特性の不確かさによってどれだけの影響を受けるかを調べる感度解析実験を行った[13]。その結果、検証したモデ

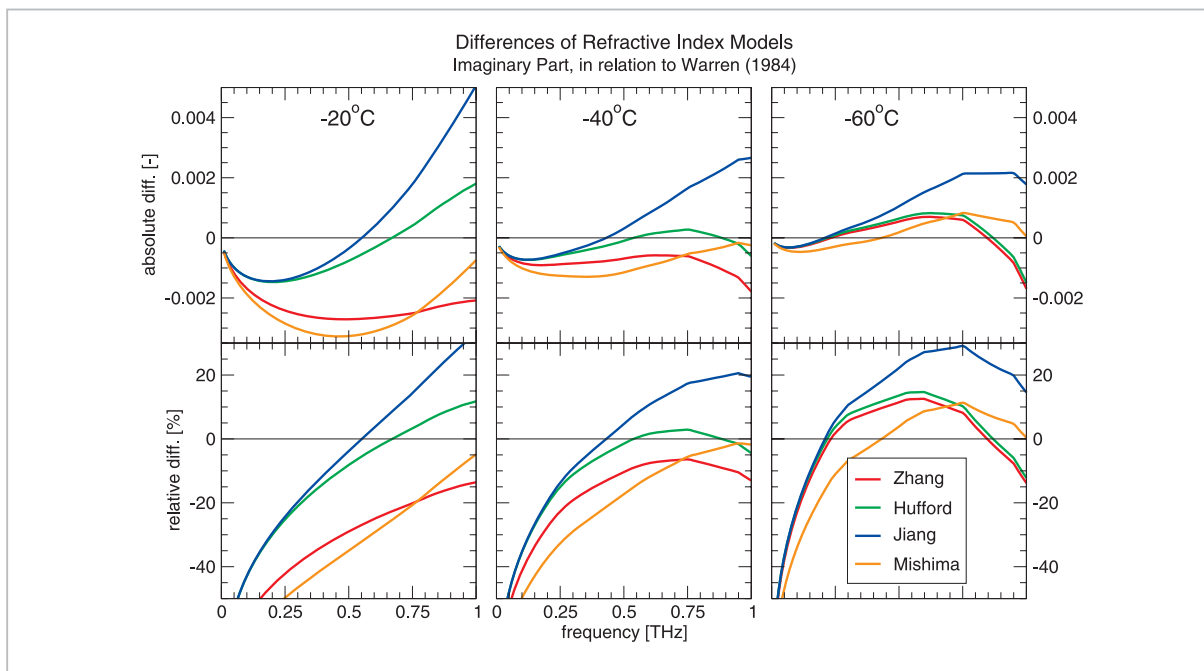


図5 MATRAS に実装した屈折率モデルの違いを、Warren [21]モデルを基準にして表した図

上の図は絶対差と周波数の関係を選択温度ごとに示したものの。下の図では相対差を示す。

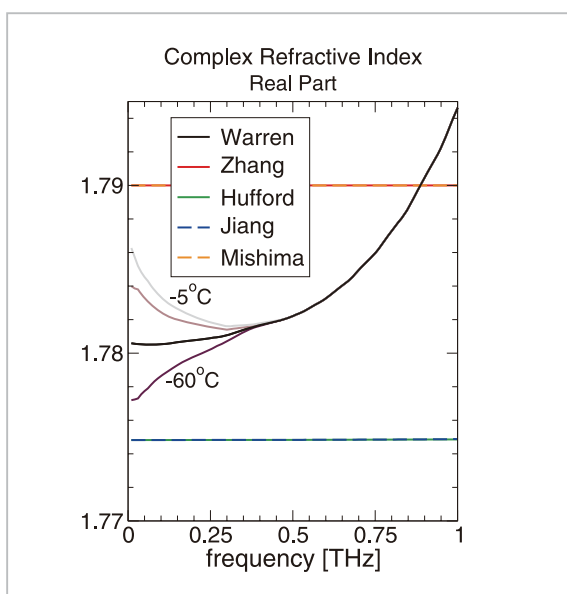


図6 複素屈折率の実部と周波数との関係を、実装したモデルと選択した温度について示す

ルに見られる程度の、大きい虚数屈折率の不確かさは、1 THz 以下だとそれほど重大ではないこと、一方、実数屈折率が少し違うだけで、雲氷推定値に大きな差が生じることが明らかになった。しかし、実数屈折率を得る一般的でかつおそらく最も正確な方法は、Warren [21] が実施したように、広

いスペクトル範囲にわたって虚数屈折率を測定し、それにクラマース-クローニヒの関係式を適用することである。まとめると、基本的に有望なこのスペクトル領域において雲氷測定値の信頼性を上げるには、これまであまり使用されてこなかったこの周波数範囲において、誘電特性を実験室で測定することが大いに役立つと考えられる。テラヘルツ技術に関する最近の進歩は目覚ましいため、近い将来において改善が期待できる。

5 まとめ

MATRAS 放射伝達モデルにおいて粒子状物質、特に雲粒子を考慮に入れた場合について述べた。本稿では、Baron ら [1] が記述した手法に含まれない部分に重点を置いた。またテラヘルツのスペクトル領域の必要条件に合わせて、放射伝達アルゴリズムを開発した部分について詳しく説明した。今後の計画についても示した。テラヘルツ帯における入手可能な複素屈折率データについて重点的に取り上げた。これは、単分散における単一散乱特性の計算及びそれを基にしたバルク光学特性の導出にとって重要なパラメータとなる。それらは、放射伝達モデル構築に重要な情報である。

屈折率の虚部は、データによって大きな差があった。そして導出された氷雲測定値の大きな違いは、屈折率の実部の小さな不確かさによる。ただし、両者は互いにリンクしており、クラマース-クローニヒの関係式によって、スペクトル範囲の広い変数の測定値からもう一方の値を算出していることから、虚数屈折率のより正確な測定値を統計的に得ることにより、実数屈折率の正確さを向上させられると考える。テラヘルツ帯を対象にした、

現在開発中の(例えば NICT のテラヘルツプロジェクトの)新しい光源及び受信器を使用すれば、必要な実験をするためのツールを近い将来、手にすることができる。そうなれば、テラヘルツ波センサの可能性をフルに活用する道が開かれ、気候モデリングや水循環[10]において、いまだに大きな不確定性の一つである雲氷測定値の改善につながることを期待される。

参考文献

- 1 M. G. Mlynczak, D. Johnson, H. Latvakoski, K. Jucks, M. Watson, D. P. Kratz, G. Bingham, W. A. Traub, S. J. Wellard, C. R. Hyde, and X. Liu, "First light from the Far-Infrared Spectroscopy of the Troposphere (FIRST) instrument", *Geophys. Res. Lett.*, 33, 2006. doi: 10.1029/2005GL025114.
- 2 P. Baron, J. Mendrok, Y. Kasai, S. Ochiai, T. Seta, K. Sagi, K. Suzuki, H. Sagawa, and J. Urban, "MATRAS: A Model for Atmospheric TeraHertz Radiation Analysis and Simulation", Review of the National Institute of Information and Communications Technology, page submitted, 2008.
- 3 J. Urban, P. Baron, N. Lauté, N. Schneider, K. Dassas, P. Ricaud, and J. De La Noë, "Moliere (v5): a versatile forward- and inversion model for the millimeter and sub-millimeter wavelength range", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 83:529-554, 2004.
- 4 J. Mendrok, The SARTre Model for Radiative Transfer in Spherical Atmospheres and its Application to the Derivation of Cirrus Cloud Properties. PhD thesis, Freie Universität Berlin, Germany, 2006.
- 5 A. Kylling, K. Stamnes, and S.-C. Tsay. "A reliable and efficient two-stream algorithm for spherical radiative transfer: Documentation of accuracy in realistic layered media", *J. Atmos. Chem.*, 21:115-150, 1995.
- 6 A. Dahlback and K. Stamnes, "A new spherical model for computing the radiation field available for photolysis and heating at twilight", *Planet. Space Sci.*, 39(5): 671-683, 1991.
- 7 K. Stamnes, S-Chee Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, "Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media", *Applied Optics*, 27: 2502-2509, 1988.
- 8 K.-N. Liou, *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*, Oxford University Press, New York, 1992.
- 9 E. P. Shettle, "Models of aerosols, clouds and precipitation for atmospheric propagation studies", In *Atmospheric Propagation in the UV, Visible, IR and MM-Wave Region and related Systems Aspects*. AGARD Conference Proceedings CP-454, 1990.
- 10 A. J. Heymsfield and C.M.R. Platt, "A Parameterization of the Particle Size Spectrum of Ice Clouds in Terms of the Ambient Temperature and the Ice Water Content", *J. Atmos. Sci.*, 41(5):846-855, 1984.
- 11 A. Berk, L. S. Bernstein, and D. C. Robertson, "MODTRAN: A Moderate Resolution Model for LOWTRAN 7", Tech. Rep. GL-TR-89-0122, Air Force Geophys.Lab., Hanscom Air Force Base, MA, 1989.
- 12 M. Hess, P. Koepke, and I. Schult, "Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC", *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79: 831-844, 1998.
- 13 W. J. Wiscombe, "Improved mie scattering algorithms", *Appl. Opt.*, 19: 1505-1509, 1980.

- 14 P. Yang, H. Wei, H.-L. Huang, B. A. Baum, Y. X. Hu, G. W. Kattawar, M. I. Mishchenko, and Q. Fu, "Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near-through far-infrared spectral region", *Appl. Opt.*, 44(26): 5512-5523, 2005.
- 15 M. I. Mishchenko, L. D. Travis, and A. A. Lacis, *Scattering, Absorption, and Emission of Light by Small Particles*, Cambridge University Press, 2002.
- 16 T. Rother, T. Ernst, J. Wauer, F. Schreier, U. Böttger, and K. Schmidt, "Virtual lab for light scattering and radiative transfer analysis" In 12th International Workshop on Lidar Multiple Scattering Experiments, volume 5059 of *Proceedings of the SPIE*, pp.86-94, 2003. doi: 10.1117/12.512340.
- 17 G. Hong, "Radar backscattering properties of nonspherical ice crystals at 94 GHz", *J. Geophys. Res.*, 112: D22203, 2007. doi: 10.1029/2007 JD008839.
- 18 S. G. Warren, "Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave", *Appl. Opt.*, 23(8): 1206-1225, 6, 1984.
- 19 J. H. Jiang and D. L. Wu, "Ice and water permittivities for millimeter and sub-millimeter remote sensing applications", *Atmos. Sci. Lett.*, 5:146-151, 2004. doi: 10.1002/asl.77.
- 20 C. Zhang, K.-S. Lee, X.-C. Zhang, X. Wei, and Y. R. Shen, "Optical constants of ice Ih crystal at terahertz frequencies", *Appl. Phys. Lett.*, 79(4):491-493, 2001. doi: 10.1063/1.1386401.
- 21 O. Mishima, D. D. Klug, and E. Whalley, "The farinfrared spectrum of ice Ih in the range 8-25 cm⁻¹. Sound waves and difference bands, with application to Saturn's rings", *J. Chem. Phys.*, 78(11): 6399-6404, 1983.
- 22 G. Hufford, "A model for the complex permittivity of ice at frequencies below 1 THz", *Int. J. IR MM Waves*, 12(7):677-682, 1991.
- 23 J. Mendrok, P. Baron, and Y. Kasai. Terahertz Remote Sensing of Ice Clouds Sensitivity on Ice Dielectric Properties. In *Eos Trans. AGU*, vol.88(52), Abstract A41B-0444 of Fall Meet. Suppl. AGU, 2007.
- 24 F. Li, D. Waliser, J. Bacmeister, J. Chern, T. del Genio, J. Jiang, M. Kharitondov, K. Liou, H. Meng, P. Minnis, B. Rossow, G. Stephens and S. Sun-Mack, W. Tao, D. Vane, C. Woods, A. Tompkin, and D. Wu, "Cloud Ice: A Climate Model Challenge With Signs and Expectations of Progress", In *Eos Trans. AGU*, vol.88(52), Abstract A42C-04 of Fall Meet. Suppl. AGU, 2007.



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

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・リトリバルモデルの開発

かさい やすこ
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