

7-3 国際宇宙ステーション搭載サブミリ波サウンダ II : データ処理アルゴリズム開発と SMILES シミュレータの構築

7-3 *Super-conductive Submillimeter-Wave Limb Emission Sounder onboard International Space Station II : Algorithm Development of for the Data Processing*

笠井康子 落合 啓

KASAI Yasuko and OCHIAI Satoshi

要旨

NICT では、1998 年より、国際宇宙ステーション (ISS : International Space Station) 搭載予定の超伝導サブミリ波サウンダ (SMILES : Superconducting Submillimeter-Wave Limb Emission Sounder) の開発を JAXA と共同で進めてきた。SMILES は国際宇宙ステーションのばく露部にある日本の実験モジュール (JEM : Japanese Experiment Module) に2009 年に取り付けられる予定である。JEM/SMILES は地球大気中に存在する微量成分の超高感度観測を目的としたセンサで、地球大気中存在する塩素系や水素系の人為的な大気公害物質をはじめ、水蒸気や氷雲など地球温暖化に重要な物質からの熱放射を高感度で受信し、分光スペクトルを観測する。ここでは、NICT において遂行したデータ処理アルゴリズムの開発とデータ処理システム基本設計開発検討等のために作成した SMILES シミュレータについて述べる。

We have developed the Superconducting Submillimeter-Wave Limb Emission Sounder (SMILES) planned to onboard International Space Station (ISS) from 1998 in NICT on the collabolation with JAXA. The purpose of the JEM/SMILES instrument is “super sensitive observation” of the minor constituent in the Earth’s atmosphere, such as ClOx, HOx, water vapor and ice cloud. We described the algorithm development to obtain the molecular abundance in the atmosphere from the SMILES spectrum and its data simulation system.

[キーワード]

サブミリ波, SMILES, 国際宇宙ステーション, 成層圏, 微量成分, 汚染物質, 大気化学
Submillimeter-wave, SMILES, International Space Station, Stratosphere, Minor constituents, Pollution, Atmospheric chemistry

1 まえがき

NICT の電磁波計測研究センターでは、国際宇宙ステーション (ISS : International Space Station) 搭載予定の超伝導サブミリ波サウンダ (SMILES : Superconducting Submillimeter-Wave Limb Emission Sounder) の開発を 1998 年より JAXA と共同で進めてきた。SMILES は国際宇宙ステーションのばく露部にある日本の実験モジュール

(JEM : Japanese Experiment Module) に 2009 年に取り付けられる予定である。JEM/SMILES は地球大気中に存在する微量成分の超高感度観測を目的としたセンサで、地球大気中存在する塩素系や水素系の人為的な大気公害物質をはじめ、水蒸気や氷雲などからの熱放射を高感度で受信し、分光スペクトルを観測する。

JEM/SMILES は超高感度を実現するために 4 K 級の機械式冷凍機と超伝導受信機 (SIS mixer :

superconductor-insulator-superconductor mixer)を採用した。周波数帯はサブミリ波領域で、三つの観測周波数バンド(Band A: 624.3 ~ 625.5 GHz, Band B: 625.1 ~ 626.3 GHz, Band C: 649.1 ~ 650.3 GHz)から構成される。観測高度は 10 km ~ 60 km、観測高度分解能 3-5 km 程度が想定されている。観測領域は北緯 65° ~ 南緯 38° 程度の中緯度域及び北極域である。

JEM/SMILES の詳細については、情報通信研究機構季報中層・上層大気観測技術特集号 (Vol.53 Nos.1/2) “超伝導サブミリ波リム放射サウンダ (SMILES) の開発と地上試験”(落合啓ら)などを参考にされたい。ここでは SMILES などのミリ波サブミリ波リム放射サウンダ分光観測データ解析アルゴリズム開発と、SMILES データ処理シミュレータについて述べる。

SMILES シミュレータ開発の目的は以下の三つである。(1) 適切なデータ処理アルゴリズム開発を行うための感度実験を行うこと。(2) 誤差解析を行い、SMILES 観測感度の限界を知りつつ、最適なアルゴリズムを開発すること。(3) データ処理システム基本設計開発検討を行うこと。NICTでは、JEM/SMILES シミュレータを用いてデータ処理基本設計の検討も行った。

2 データ解析アルゴリズムと SMILES シミュレータ内における計算手法：スペクトル反転解析—最大事後確率解(Maximum a Posteriori Probability (MAP) Solution)—

SMILES 観測スペクトルから温度や大気物質存在量などを導出するアルゴリズムについて簡単に述べる。もし観測視線全域にわたって地球大気圧と温度が一定であれば、ランバート・ベールの法則を用いてスペクトルから視線全カラムに含まれる分子の存在量が一意に求まる。しかし、現実の大気は高度により圧力と温度が異なる。さらに我々が求めたいのは全カラム量ではなく、各高度における分子の存在量(存在量高度分布)である。

数学的には分子存在量高度分布からスペクトルを計算するのが順問題となり、観測スペクトルか

ら分子存在量高度分布を求めるのは逆問題になる。スペクトルから存在量分布を求める作業は数学的に ill-posed であり、安定した解が得られない。さらに解が一つではない。これらを解決するために、一般に大気分光リモセン観測では MAP を用いた反転解析を行って大気中の各高度における分子の存在量を推定する。ミリ波サブミリ波スペクトル観測では、MAP 解析の一つの方法であるロジャーズの最適法を用いてスペクトル解析を行うことが多い。これらは、観測スペクトルをシミュレートしたり、その重み関数を計算するフォワードモデル部と、スペクトル反転解析を行うリトリバル部に分類される。また、非線形問題に対応するために、Levenberg-Marquardt iteration スキームを採用している。

2.1 フォワードモデル I : 大気放射伝達式

微量分子から放出される放射の大気中における伝達は以下のとおりである [1]

・吸収係数

分子 a の吸収係数 α_ν は、分子遷移を j とすると、

$$\alpha_a = \sum_j \nu I_{saj} e^{E_{aj} \left(1 - \frac{300}{T}\right)} \left(1 - e^{\frac{-\Delta E_{aj}}{T}}\right) f \quad (1)$$

と書くことができる。ここで ν は周波数、 T は温度、 I_{saj} は遷移強度、 E_{aj} は基底状態のエネルギー及び ΔE_{aj} は順位間エネルギー差である。SMILES ではこれらの分光パラメータは主として JPL カタログの値を使用している。

上式の f は線形近似関数である [2]。線形近似関数は次の三つの領域に分けて計算している。主に低高度の領域に対しては、Lorentzian profile を、高高度の領域に対しては、Gaussian profile を使用し、その中間の領域には Voigt profile を使用する。この判定は Doppler 係数 $\otimes \nu_D$ と Lorentzian 係数 $\Delta \nu$ の比で判定するが、おおよそ以下のような範囲である。

$\Delta \nu / \otimes \nu_D > 2.0$: Lorentzian profile
$\otimes \nu / \otimes \nu_D < 0.01$: Gaussian profile
上記以外	: Voigt profile

各々の線形近似関数は周波数を ν [Hz]、line の中心周波数を ν_0 [Hz]、温度を T [K]、圧力を P [Pa]

とすると、以下のような関数で記述する。

Lorentzian profile :

$$f_p = \frac{\Delta\nu}{\pi\{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu^2\}} \quad (2)$$

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0 P\left(\frac{296}{T}\right)^n$$

ここで $\Delta\nu_0 = 2 \sim 3$ MHz/hPa、 $n = 0.62 \sim 0.85$ 程度である。

Gaussian profile :

$$f_D = \frac{\sqrt{\ln 2/\pi} \exp\{-\ln 2\{(\nu - \nu_0)/\Delta\nu_d\}^2\}}{\Delta\nu_d} \quad (3)$$

$$\Delta\nu_d = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}}$$

ここで、 k はボルツマン定数、 c は光速そして m は分子の質量とする。

上記の Lorentzian profile f_p 及び Gaussian profile f_D を用いて Voigt profile は以下のように書ける。

Voigt profile :

$$f_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} f_D(\nu - \nu') f_p(\nu') d\nu' \quad (4)$$

・大気と大気中水蒸気による連続吸収

サブミリ波領域では、大気と大気中水蒸気による連続吸収が存在する。SMILES では Liebe の MPM[3] (millimetre-wave propagation model) を採用している。

・減衰係数

最終的に減衰係数 k_ν は各分子について得られた吸収係数と、Liebe の MPM による大気中連続吸収を足し合わせたものである。

$$k_\nu = \sum_i \alpha_i \frac{x_i P}{kT} + k_{air} \quad (5)$$

ここで k_{air} は大気中の連続吸収による項である。

・ペンシルビームに対する輝度温度の導出

前節の吸収係数 α を用いると、ペンシルビームに対する放射伝達式 $T_{\delta\nu}$ は次のように書ける。

$$T_{\delta\nu}(s_{near}) = T_{\delta\nu}(s_{far}) \exp\left\{-\int_{s_{far}}^{s_{near}} k_\nu(s) ds\right\} + \int_{s_{far}}^{s_{near}} k_\nu(s) T_e(s) \exp\left\{-\int_s^{s_{near}} k_\nu(s) ds\right\} ds \quad (6)$$

また、 k_ν は前述の減衰係数であり、

$$k_\nu(s_i) = \sum_a \frac{x_a(s_i) P(s_i)}{kT(s_i)} \alpha_\nu^a(s_i) + k_{air}(s_i) \quad (7)$$

と表すことができる。

ここで s は径路積分の積分変数とし、 s_{far} , s_{near} はそれぞれ大気のアナテナから最も遠い点と最も近い点である。 x_i は分子 i の濃度、 τ は光学的厚さ、 T_e は、Reyleigh 近似を拡張した時に黒体放射の放射電力を輝度温度で表したものであり、

$$\tau = \int_s^{s_{near}} \sum_{ij} \alpha_{ij} \frac{x_i P}{kT} ds', \quad (8)$$

$$T_e = \frac{h\nu/k}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

で表せる。ここで、 h はプランク定数であり、添字 i , j はそれぞれ分子及び遷移量子数に対応している。

・ペンシルビームの輝度温度の高速化

式 (6) の放射伝達式の積分計算をそのまま行うと計算時間が膨大となり、現実的に処理ができない。そのため式 (6) を次のような漸化式の形に変形する。

$$T_{\delta\nu}(s_{i+1}) = T_{\delta\nu}(s_i) \eta_\nu(s_i, s_{i+1}) + \bar{T}_e(s_i) [1 - \eta_\nu(s_i, s_{i+1})] \quad (9)$$

ここで $\eta_\nu(s_i, s_{i+1})$, $\bar{T}_e(s_i)$ は以下のように区間内で平均をとったものと定義する。

$$\eta_\nu(s_i, s_{i+1}) = \exp\left[-\Delta s_i \frac{k_\nu(s_i) + k_\nu(s_{i+1})}{2}\right] \quad (10)$$

$$\bar{T}_e(s_i) = \frac{T_e(s_i) + T_e(s_{i+1})}{2}$$

図 1 で示すように、式 (9) をアナテナに最も遠い点 (s_{far}) から順にアナテナに最も近い点 (s_{near}) まで計算を行う。

図 1 のような径路をとる場合 (径路が地球にかからない場合) には、初期値としては宇宙の背景放射 3 [K] を用いる。しかし、この温度はサブミリ波周波数帯ではほとんど 0 [K] に近いので、現状では初期値は 0 [K] として計算している。

・刻み幅について

我々の計算では、Limb 方向の刻み幅 Δs_i を一定としている。なぜなら、図 2 のように Δs_i を一

定とおいた場合、高度に置き換えた時に最も重要である接線高度付近の高度刻みが細かくなり、Limb 方向の計算では理想的となる。

・アンテナ積分

実際に信号はアンテナで受信するため、ペンシルビームはアンテナ幅で積分する。今、アンテナ温度を T_A とし、 G をアンテナの仰角方向指向性による高度方向の weighting function とすると T_A は次の式で与えられる。

$$T_A = \int_{z_l}^{z_u} G(z_0, z_T) \cdot T_\delta(z_T) dz_T \quad (11)$$

ここで、 z_u, z_l はアンテナのビームの上限と下限を示す。この G は規格化されているものとし、アンテナのプロファイルの測定値を各接線高度に投影して用いる。この際には屈折も考慮に入れる。

・屈折

実際に大気中を伝達してくるミリ波サブミリ波放射は、大気中において直進するのではなく屈折する。特に圧力の高い低高度の観測では屈折による効果が大きくなる。ここでは、屈折を考慮した径路計算について述べる。

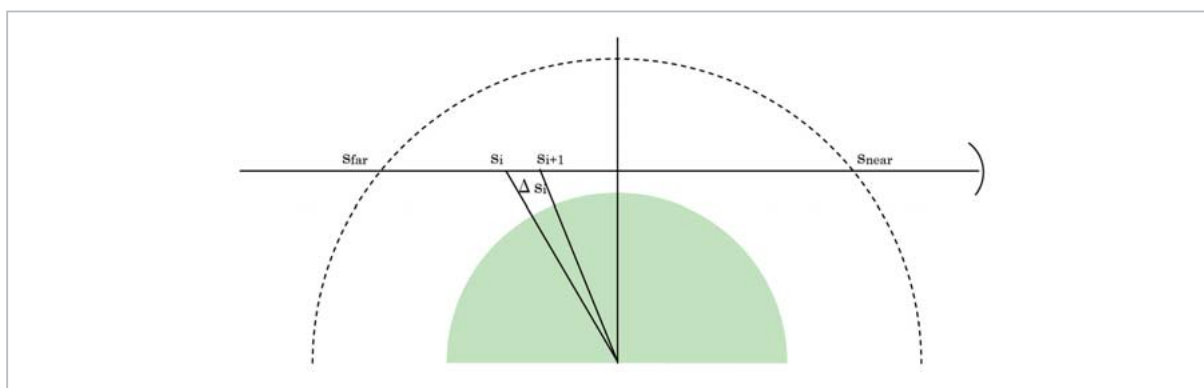


図1 径路(屈折を考えない場合)

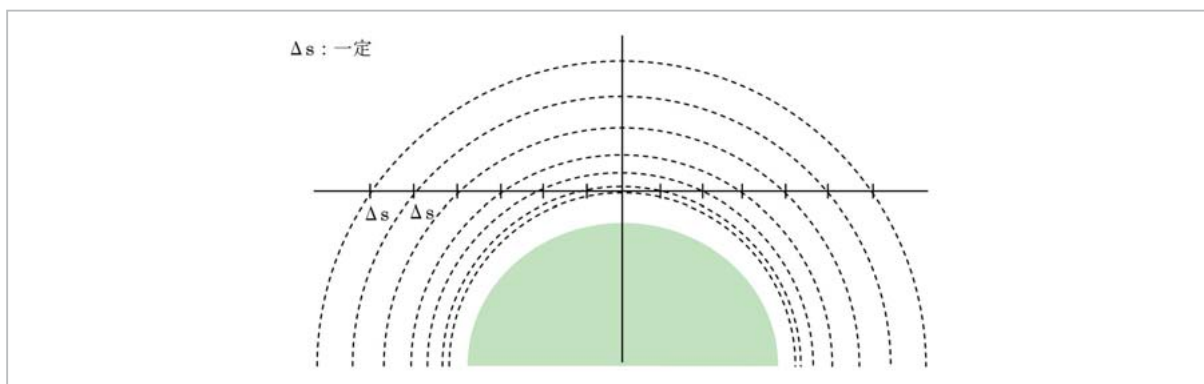


図2 Limb 方向の刻み幅と高度方向の刻み幅の関係

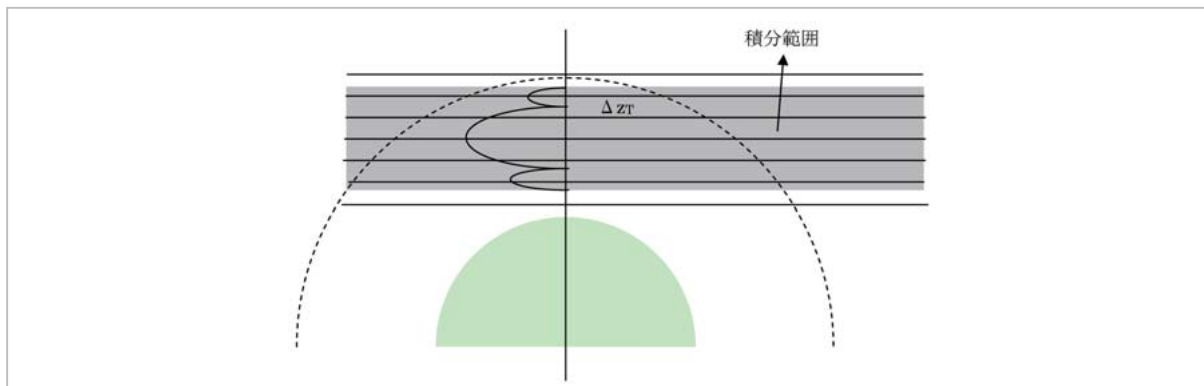


図3 アンテナ積分

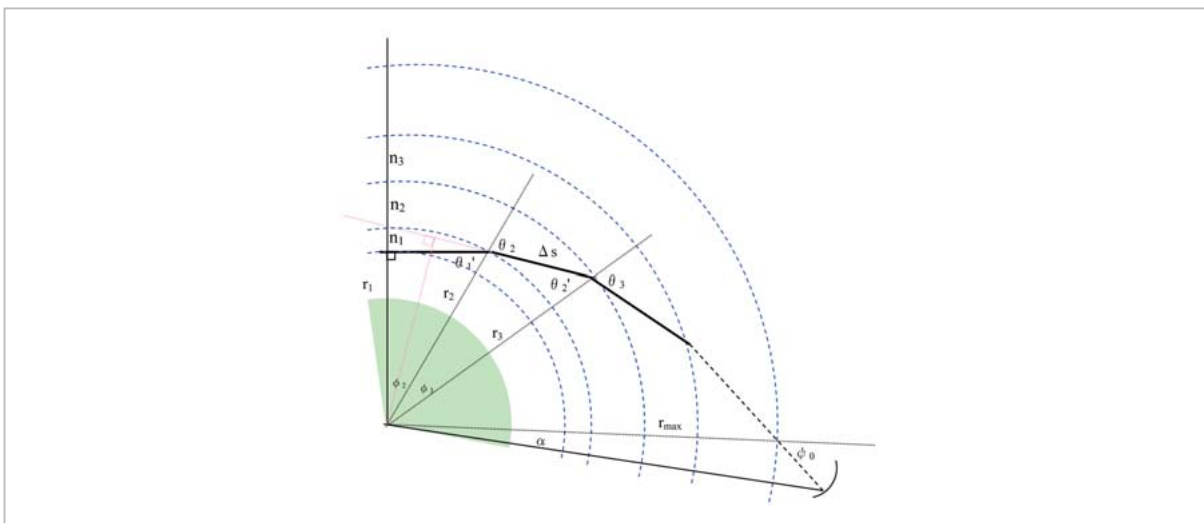


図4 屈折を考慮した径路 (地球を見ない時)

Snell の法則より

$$n_3 \sin \theta_3 = n_2 \sin \theta_2' \quad (12)$$

が成り立ち、幾何学的な観点から

$$r_2 \sin \theta_2 = r_3 \sin \theta_2' \quad (13)$$

が成り立つ。(12) 及び (13) 式より

$$r_{\max} \cdot 1 \cdot \sin \psi_0 = \dots = r_i n_i \sin \theta_i = \dots = r_3 n_3 \sin \theta_3 = r_2 n_2 \sin \theta_2 = \text{cons.}$$

の関係が成立する。

次にこの *cons.* の値を求めるため、 $\theta_i = 90^\circ$ の時、すなわち接線高度 (z_T) の時を考えると

$$\text{cons.} = r_1 n_1 = (R_e + z_T) n(z_T)$$

となる。よって $\sin \theta_i = \frac{r_1 n_1}{r_i n_i}$ となる。

また、近似的に、

$$r_{i+1} - r_i \approx \Delta s \cos \theta_i$$

が成り立つものとする。

〈軌道の求め方〉

i	r_i	n_i	θ_i	ϕ_i
1	$z_T + R_e$	$n(z_T)$	90°	—
2	$\sqrt{r_1^2 + \Delta s^2}$	$n(r_2 - R_e)$	$\sin^{-1}\left(\frac{r_1 n_1}{r_2 n_2}\right)$	$\tan^{-1}\left(\frac{\Delta s}{r_1}\right)$
3	$r_2 + \Delta s \sqrt{1 - \left(\frac{r_1 n_1}{r_2 n_2}\right)^2}$	$n(r_3 - R_e)$	$\sin^{-1}\left(\frac{r_1 n_1}{r_3 n_3}\right)$	$\sin^{-1}\left(\frac{\Delta s r_1 n_1}{r_3 r_2 n_2}\right)$
⋮				
i	$r_{i-1} + \Delta s \sqrt{1 - \left(\frac{r_1 n_1}{r_{i-1} n_{i-1}}\right)^2}$	$n(r_i - R_e)$	$\sin^{-1}\left(\frac{r_1 n_1}{r_i n_i}\right)$	$\sin^{-1}\left(\frac{\Delta s r_1 n_1}{r_i r_{i-1} n_{i-1}}\right)$
⋮	$n_i > r_{\max}$ となるまで続ける。			

また、軌道は地球を完全な球であると仮定しているので tangent point を中心に左右対称である。最後に、

$$\psi_0 = \sin^{-1} \frac{r_1 n_1}{r_{\max}}$$

$$\alpha = \psi_0 - \sin^{-1} \frac{r_{\max} \sin \psi_0}{r_{ISS}}$$

$$= \sin^{-1} \frac{r_1 n_1}{r_{\max}} - \sin^{-1} \frac{r_1 n_1}{r_{ISS}}$$

である。

よって、ISS から tangent point までの角度は、

$$\alpha + \sum_{i=2}^{i_{\max}} \phi_i$$

となる。これは、水平方向に非一様な場合を考える時の領域の判定に使用する。

ここで用いている屈折率 $n(z)$ には

$$n(z) = 315 \exp(-z/7.35) \times 10^{-6} + 1$$

を使用している。

2.2 フォワードモデル II : 装置関数

フォワードモデル II ではアンテナで得られる放射に装置関数を通し、実際に観測で得られるスペクトルを実現する [4]。

・ SMILES 装置概略

SMILES 装置概略を図 5 に示す。

以下に装置関数計算部分のフローを示す。

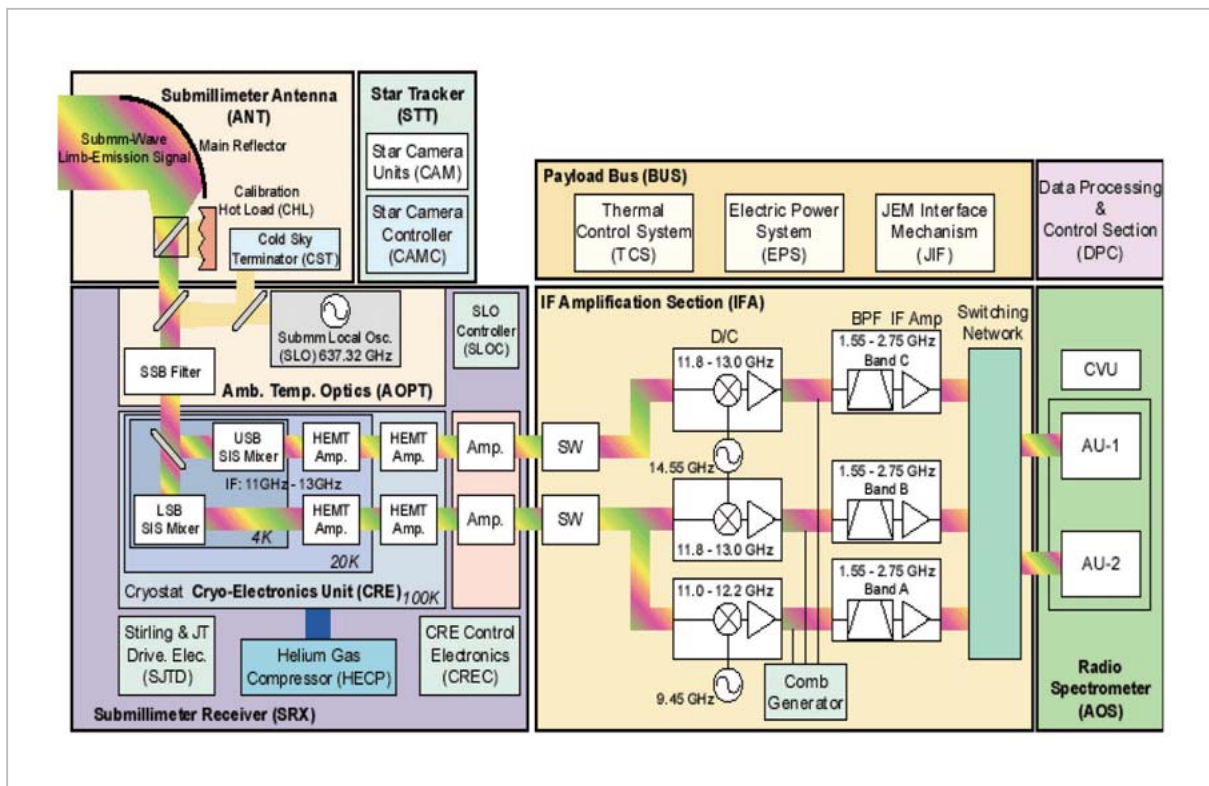


図5 SMILES 装置 (SMILES Mission Plan より)

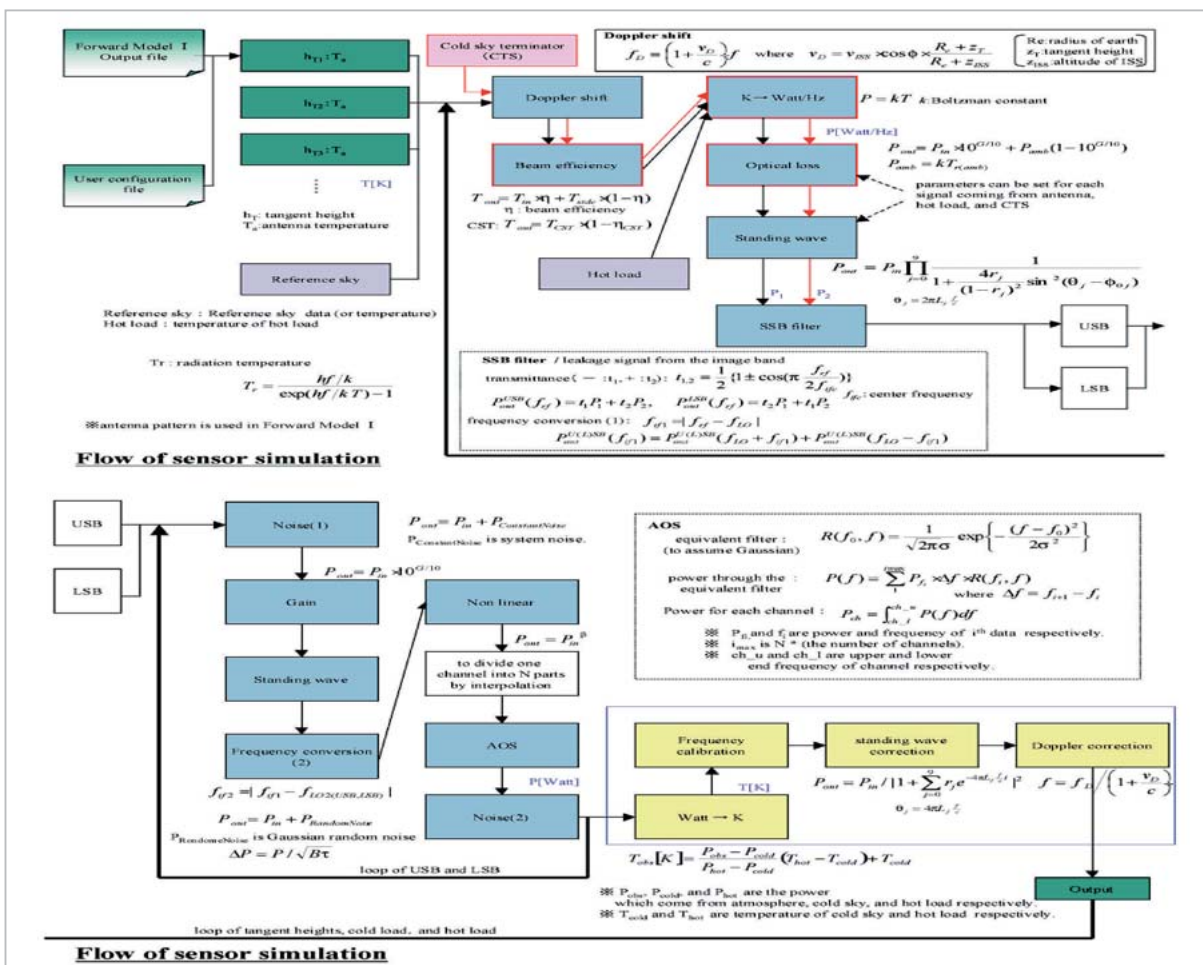


図6 装置部分フロー

枚数の制限から、ここではこれら装置部のうち、AOS 分光計計算部分のみを示す。

- AOS (Acousto-Optic Spectrometer)
SMILES では AOS 分光計を採用している。
まず、アンテナから入ってきた信号は、

transducer に通され結晶内を音波 (疎密波) となつて進む。その結晶に、ダイオードレーザーからの光 (780 nm) を当てると、その光は Bragg 回折を起こす。その 1 次回折光を CCD カメラでとらえる。この際、入射信号に複数の周波数成分が含ま

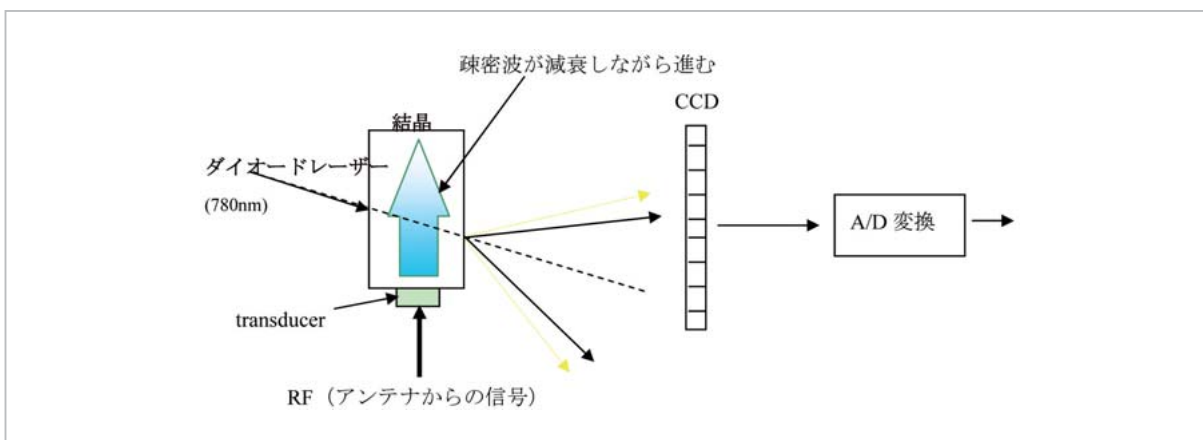


図7 AOS

れているとそれぞれの回折角が異なるので、1 次回折光の進行方向が異なり、別々の CCD カメラに信号が入る。それによって入射信号の周波数分解を行っている。

ただし、AOS には特有のチャンネル応答があり、単一周波数を入射させた場合でも広がりを持った信号になってしまう。その効果についてのシミュレータでの扱いについて次に述べる。

○ 入力信号が単一周波数の時

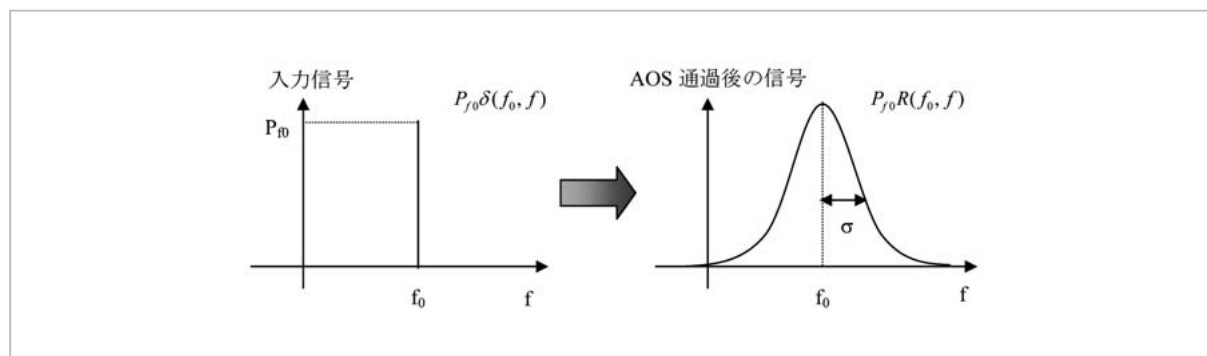


図8 チャンネル応答関数

ここで δ は

$$\delta = \begin{cases} 1 & f = f_0 \\ 0 & f \neq f_0 \end{cases} \quad (14)$$

R は規格化された関数とする。

(例) Gaussian の場合

$$R(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(f-f_0)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (15)$$

○ 入力周波数が連続の時

$P(f')\delta(f', f) \rightarrow$ (離散的に書くと)

$$\rightarrow \sum_{i_{\min}}^{i_{\max}} P_{f_i} \delta(f_i, f)$$

↓ AOS を通した時

$$\sum_{i_{\min}}^{i_{\max}} P_{f_i} R(f_i, f)$$

次に、CCD カメラからの出力時の操作のシミュレータでの扱いについて説明する。AOS1 台に対し、CCD カメラは約 1500 個設置されている。CCD カメラの 1 チャンネルの周波数範囲は 0.8 MHz に相当する。そこで、1 チャンネル幅 0.8 MHz の Data を積分する。

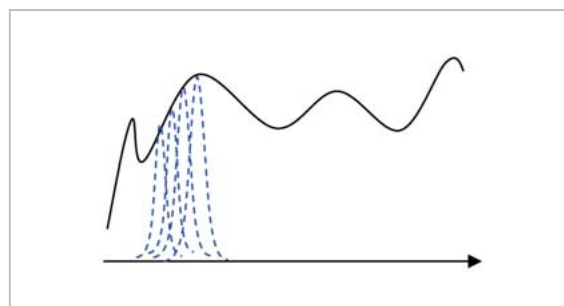


図9 連続の場合

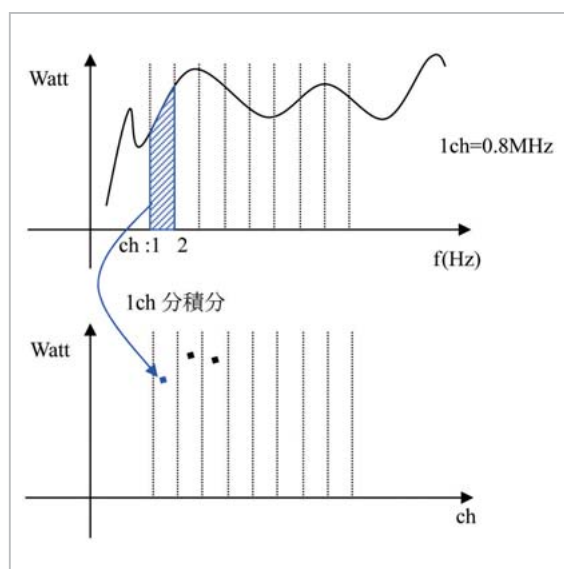


図10 channel ごとのデータに変換

2.3 フォワードモデル III : 重み関数 (weighting function : WF)

・大気分子導出のための WF

輝度温度の計算は、

$$T_{\delta\nu}(s_{i+1}) = T_{\delta\nu}(s_i)\eta_\nu(s_i, s_{i+1}) + \bar{T}_e(s_i)[1 - \eta_\nu(s_i, s_{i+1})] \quad (16)$$

$$\eta_\nu(s_i, s_{i+1}) = \exp\left[-\Delta s_i \frac{k_\nu(s_i) + k_\nu(s_{i+1})}{2}\right] \quad (17)$$

$$\bar{T}_e(s_i) = \frac{T_e(s_i) + T_e(s_{i+1})}{2}$$

である。

line of site (LOS) の WF は

$$K_{hT}(\nu, s_i) = \frac{\partial T_\nu(s_N)}{\partial k_\nu(s_i)} \cdot \frac{\partial k_\nu(s_i)}{\partial x_a(s_i)} \quad (18)$$

と定義できる。

これらの項はそれぞれ、

$$\frac{\partial k_\nu(s_i)}{\partial x_a(s_i)} = \frac{P(s_i)}{kT(s_i)} \alpha_\nu^a(s_i) \quad (19)$$

と、

$$\frac{\partial T_\nu(s_N)}{\partial k_\nu(s_0)} = -\frac{\Delta s}{2} [T_\nu(s_0) - \bar{T}_e(s_0)] \eta(s_0, s_N)$$

$$\frac{\partial T_\nu(s_N)}{\partial k_\nu(s_i)} = -\frac{\Delta s}{2} [2(T_\nu(s_{i-1}) - \bar{T}_e(s_{i-1}))\eta(s_{i-1}, s_i) + T_\nu(s_i) - \bar{T}_e(s_{i-1}))\eta(s_i, s_N)] \quad (20)$$

$$\frac{\partial T_\nu(s_N)}{\partial k_\nu(s_N)} = -\frac{\Delta s}{2} [T_\nu(s_{N-1}) - \bar{T}_e(s_{N-1})] \eta(s_{N-1}, s_N)$$

である。

ここで、

$$\eta(s_i, s_N) = \eta(s_i, s_{i+1})\eta(s_{i+1}, s_{i+2}) \cdots \eta(s_{N-1}, s_N) \quad (21)$$

としている。

次にこの LOS の WF を高度の WF に直す。

高度方向の WF は

$$K_{hT}(\nu, z_i) = \sum_j \frac{\partial T_\nu(s_N)}{\partial k_\nu(s_j)} \cdot \frac{\partial k_\nu(s_j)}{\partial k_\nu(z_i)} \cdot \frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial x_a(z_i)} \quad (22)$$

と表せる。

ここで、

$$\frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial x_a(z_i)} = \frac{P(z_i)}{kT(z_i)} \alpha_\nu^a(z_i) \quad (23)$$

であり、 $\frac{\partial T_\nu(s_N)}{\partial k_\nu(s_j)}$ は (20) 式で示されているとおりである。

よって、(22) 式の中央の項 $\frac{\partial k_\nu(s_i)}{\partial k_\nu(z_i)}$ を求めれば、高度の WF を求めることができる。

そこで、

$$k_\nu(z) = \sum_i k_\nu(z_i) \phi_i(z) \quad (24)$$

とおく。

ここでは線形補間を仮定すると、 ϕ は

$$\phi_i(z) = \begin{cases} 0 & (z < z_{i-1}, z_{i+1} < z) \\ \frac{z - z_{i-1}}{z_i - z_{i-1}} & (z_{i-1} < z < z_i) \\ \frac{z_{i+1} - z}{z_{i+1} - z_i} & (z_i < z < z_{i+1}) \end{cases} \quad (25)$$

となり、

$$\frac{\partial k_\nu(s_i)}{\partial k_\nu(z_i)} = \phi_i(z) \quad (26)$$

となる。よって

$$K_{hT}(\nu, z_i) = \sum_j \frac{\partial T_\nu(s_N)}{\partial k_\nu(s_j)} \cdot \phi_i(z(s_j)) \cdot \frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial x_a(z_i)} \quad (27)$$

となる (図 12)。

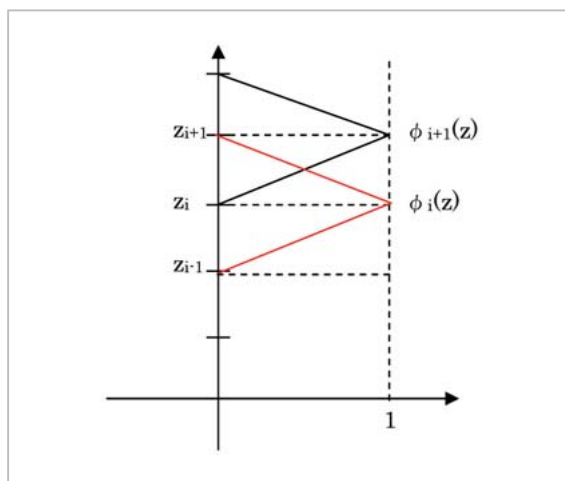


図 11 ϕ の取り方

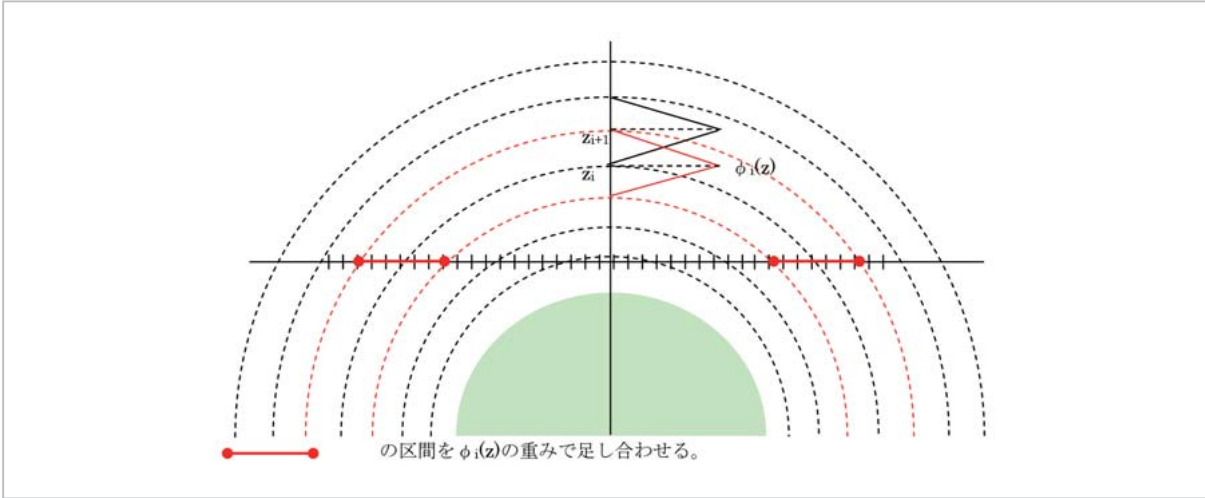


図12 高度方向のWFの求め方

・温度導出のための WF

温度の WF は式 (23) の変数変換を用いて

$$K_T(\nu, z_i) \equiv \frac{\partial T_\nu(s_{near})}{\partial T(z_i)} \quad (28)$$

$$= \sum_j \frac{\partial T_\nu(s_{near})}{\partial k_\nu(s_j)} \cdot \frac{\partial k_\nu(s_j)}{\partial k_\nu(z_i)} \cdot \frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial T(z_i)}$$

と表すことができる。

最初の項、

$$\sum_j \frac{\partial T_\nu(s_{near})}{\partial k_\nu(s_j)} \cdot \frac{\partial k_\nu(s_j)}{\partial k_\nu(z_i)}$$

は、分子濃度の WF の計算と同じである。温度の WF の場合には分子濃度の場合の $\frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial x(z_i)}$ を計算するかわりに、高度ごとに $\frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial T(z_i)}$ の計算を行う。

Lorentzian の場合：

$$\frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial T(z_i)} = \sum_a \frac{x_a(z_i)P(z_i)}{kT(z_i)} \sum_{u,l} \left\{ \frac{300[K] \cdot E}{T(z_i)^2} + \frac{\Delta E \cdot e^{\frac{\Delta E}{T}}}{T(z_i)^2 \left(1 - e^{\frac{\Delta E}{T}}\right)} - \frac{n}{T} (1 - 2\pi f_L \gamma_L) - \frac{1}{T} \right\} \cdot S_{a,ul}(T(z_i)) \cdot F_a(\nu, \nu_{ul}) \quad (29)$$

Gaussian の場合：

$$\frac{\partial k_\nu(z_i)}{\partial T(z_i)} = \sum_a \frac{P(z_i)}{kT(z_i)} \sum_{u,l} \left\{ \frac{300[K] \cdot E}{T(z_i)^2} + \frac{\Delta E \cdot e^{\frac{\Delta E}{T}}}{T(z_i)^2 \left(1 - e^{\frac{\Delta E}{T}}\right)} + \left\{ \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\gamma_D^2 T(z_i)} - \frac{1}{2T(z_i)} \right\} - \frac{1}{T(z_i)} \right\} \cdot S_{a,ul}(T(z_i)) \cdot F_a(\nu, \nu_{ul}) \quad (30)$$

2.4 反転解析

ロジャーズの最適法について簡単に説明を行う [5] - [7]。

観測値 \mathbf{y} は

$$\mathbf{y} = \mathbf{F}(\mathbf{x}) + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (31)$$

と書ける。ここで、 \mathbf{y} は観測ベクトルであり、 \mathbf{x} は分子存在量高度分布などの未知数のベクトル、 $\boldsymbol{\varepsilon}$ は観測誤差のベクトル、 \mathbf{F} はフォワードモデルである。

(31) 式を a priori \mathbf{x}_a を用いて線形近似式で表すと、

$$\mathbf{y} = \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{x}} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_a) + \boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{K} \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_a) + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (32)$$

となる。ここで \mathbf{K} は濃度や温度などの重み関

数 (WF) である。各々の成分を書き下すと以下のようになる。

$$\mathbf{y} = \begin{pmatrix} y_{11} \\ y_{12} \\ y_{13} \\ y_{21} \\ y_{22} \\ y_{23} \\ y_{31} \\ \vdots \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K_{11}^1(z_1)K_{11}^1(z_2) & K_{11}^2(z_1)K_{11}^2(z_2) & & & K_{b11}^1 \\ K_{12}^1(z_1)K_{12}^1(z_2) & K_{12}^2(z_1)K_{12}^2(z_2) & & & K_{b12}^1 \\ K_{13}^1(z_1)K_{13}^1(z_2) & \dots & K_{13}^2(z_1)K_{13}^2(z_2) & \dots & K_{b13}^1 \\ K_{21}^1(z_1)K_{21}^1(z_2) & & K_{21}^2(z_1)K_{21}^2(z_2) & \dots & K_{b21}^1 \\ K_{22}^1(z_1)K_{22}^1(z_2) & & K_{22}^2(z_1)K_{22}^2(z_2) & & K_{b22}^1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} x^1(z_1) \\ x^1(z_2) \\ \vdots \\ x^2(z_1) \\ \vdots \\ b_1 \\ \vdots \end{pmatrix}, \quad \mathbf{x}_a = \begin{pmatrix} x^1_a(z_1) \\ x^1_a(z_2) \\ \vdots \\ x^2_a(z_1) \\ \vdots \\ b_1 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

y_{ij} 、 K_{ij} の添字 ij は接線高度 h_i 、周波数 ν_j に対応しており、 z_1, z_2, \dots は高度刻みである。

求められる未知数ベクトル ($\hat{\mathbf{x}}$) は、

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}_a + \mathbf{D} \cdot (\mathbf{y} - \mathbf{y}_a) \quad (33)$$

と書ける。ここで、 \mathbf{y}_a は a priori の高度プロファイル \mathbf{x}_a を用いて計算した輝度温度スペクトル、 \mathbf{K}_a は \mathbf{x}_a から計算した重み関数 WF である。

参考文献

- 1 Ochiai, S., MAES, The proceedings of the forward model workshop, Bremen, Apr. 1999.
- 2 M. Kuntz, "A new implementation of the humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function", JQSRT, Vol.57, No6, pp.819-824, 1997.
- 3 Liebe, H. J. and G. A. Hufford, Modeling millimeter-wave propagation effects in the atmosphere, AGARD CP-454, 18, NATO, 1989.
- 4 T. Manabe, Effects of Atmospheric Refraction on Limb Sounding from JEM/SMILES, available at <http://www.crl.go.jp/ck/ck321/smiles/refrac/refrac.pdf>.
- 5 Rodgers, C. D., "Characterization and error analysis of profiles retrieved from remote sounding measurements", J. Geophys. Res, Vol.95, No.FD5, pp.5587-5595, 1990.

(33) 式の D は

$$\mathbf{D} = (\mathbf{K}^T \mathbf{S}_y^{-1} \mathbf{K} + \mathbf{S}_a^{-1})^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{S}_y^{-1} \quad (34)$$

\mathbf{S}_y : 観測データの分散共分散行列

\mathbf{S}_a : a priori の分散共分散行列

さらに、 $\mathbf{A} = \mathbf{D} \cdot \mathbf{K}$ とおくと

$$\hat{\mathbf{x}} = (\mathbf{I} - \mathbf{A}) \cdot \mathbf{x}_a + \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} \quad (35)$$

となる。ここで \mathbf{A} を Averaging kernel と呼ぶ。Averaging kernel の行方向の成分を見ることによってリトリバル結果の高度方向の分解能が分かる。

解析結果に対する誤差の分散 \mathbf{S} は以下のように与えられる

$$\mathbf{S} = (\mathbf{I} - \mathbf{A}) \cdot \mathbf{S}_a \quad (36)$$

3 むすび

JEM/SMILES 開発におけるスペクトルデータ処理アルゴリズムとシミュレータについて述べた。現在、これらの研究結果を元にデータ処理システム詳細設計が JAXA にて行われている。

謝辞

シミュレータの作成に関して、コーディングなど多大な貢献を行った富士通 FIP 株式会社の高橋千賀子氏に心からの感謝の意を表す。

- 6 Rodgers, C. D., "Retrieval of atmospheric temperature and composition from remote measurements of thermal radiation", Rev. Geophysics and space Physics, 14(4), 609-624, 1976.
- 7 Stefan Buhler, Patrick Eriksson, ARTS USER GUIDE, Jun. 17, 2000, ARTS Version 2000.

かき 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

さし けい
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