

# 火星ダストの放射の性質

惑星大気物理学研究室 修士課程 2 年  
小杉田 圭之

2001 年 6 月 27 日

## 目次

1	このゼミの目的	2
2	ダストの光学的性質	2
2.1	光学的深さ $\tau$ . . . . .	2
2.2	単一散乱アルベド $\tilde{\omega}_0$ . . . . .	2
2.3	散乱非対称因子 $\langle \cos \theta \rangle$ . . . . .	3
2.4	消散効率 $Q_e$ . . . . .	3
3	観測から得られる性質	3
4	計算に必要な性質	7
5	Appendix	7
5.1	ミー散乱 . . . . .	7

## 1 このゼミの目的

1. 将来的に放射や散乱を使う可能性が無いわけではない。  
→ 放射や散乱をこできちんと理解したい。
2. 火星の気象学はダストの気象学と言っても良いほどダストというのは重要なものである。  
→ 火星大気のパラメータについて一つでも理解したい。

⇒ 修士では一次元放射対流モデルを作るための勉強をする。今日はモデルを作る際に必要となる火星ダストの光学的な性質について Pollack et al., 1979b を中心に勉強する。

## 2 ダストの光学的性質

### 2.1 光学的深さ $\tau$

大気中で放射の射出がない場合を考えると、放射伝達方程式は、

$$\frac{dI}{\beta_e ds} = -I \quad (1)$$

となる。 $\beta_e$  は単位体積当たりの消散係数である。この式を積分して  $s = 0$  で気柱に入射する放射輝度を  $I_0$  とすれば、 $s = s$  における放射輝度は

$$I(s) = I_0 \exp\left(-\int_0^s \beta_e ds\right) \quad (2)$$

となる。大気中を通過する放射輝度は光路の長さに比例して指数関数的に減衰を受けるということである。大気上端からの光学的深さを定義すると、

$$\tau(z) = \int_z^\infty \beta_e dz \quad (3)$$

### 2.2 単一散乱アルベド $\tilde{\omega}_0$

単一散乱において散乱された光と消散された光の比。単位体積当たりの散乱係数と消散係数を用いて

$$\tilde{\omega}_0 = \frac{\beta_s}{\beta_e} \quad (4)$$

と表す。個々の物体の集合からの散乱は単一散乱の和で近似されるので、粒径分布 (半径  $r$  から  $r + dr$  の間に存在する単位体積当たりの粒子の個数) を  $dn(r)/dr$  とすると単位体積当たりの散乱係数と消散係数は散乱断面積と吸収断面積を用いて

$$\beta_s = \int \sigma_s(r) \frac{dn(r)}{dr} dr \quad \beta_e = \int \sigma_e(r) \frac{dn(r)}{dr} dr \quad (5)$$

$$(6)$$

と表される。

### 2.3 散乱非対称因子 $\langle \cos \theta \rangle$

前方と後方の半球に単一散乱された光の量の違いの尺度. (等方散乱では 0 で全部が前方散乱では 1)

$$\langle \cos \theta \rangle = \int P(\cos \theta) \cos \theta d\omega / 4\pi \quad (7)$$

### 2.4 消散効率 $Q_e$

幾何学的断面積に対する消散断面積の比

$$Q_e = \frac{\sigma_e}{\pi r^2} \quad (8)$$

## 3 観測から得られる性質

- 太陽光の観測

光学的深さ (図 1)

- 空の明るさの観測

平均粒径 太陽に近い空を観測することで得られた輝度の角度変化は平均粒径を表す.(図 2 , 図 3)

形 太陽から遠く離れた空を観測することで得られた輝度の角度変化は粒子の形を表す. (図 4)

屈折率の虚部 ある波長で空を観測したときの明るさから得られる. また波長依存性を調べるために幾つかの波長で調べる. 実数部は珪酸塩と同じ 1.5 とする. (図 5, 図 6)

光学特性を算出するには屈折率と粒径分布を使って以下の手順で行う.

1. ミー散乱の公式を使って一つのダストの散乱断面積, 消散断面積, 位相関数を半径の関数として求める.

散乱断面積

$$\sigma_s = \pi r^2 Q_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(a_n a_n^* + b_n b_n^*) \quad (9)$$

消散断面積

$$\sigma_e = \pi r^2 Q_e = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \Re[a_n + b_n] \quad (10)$$

位相関数

$$P(\theta) = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} [S_1(\theta) S_1(\theta)^* + S_2(\theta) S_2(\theta)^*] \quad (11)$$

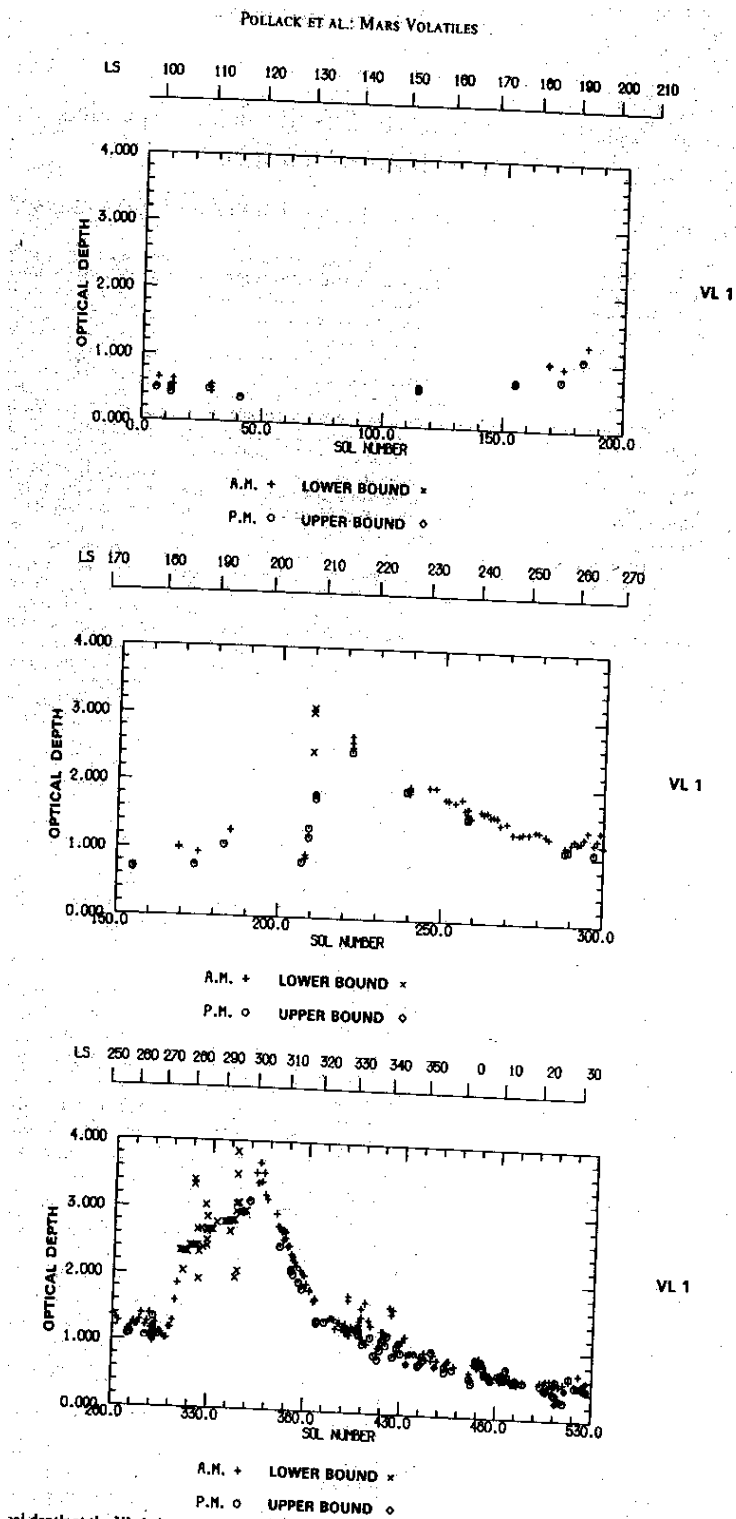


図 1: バイキング 1 号着陸船の位置での光学的深さ

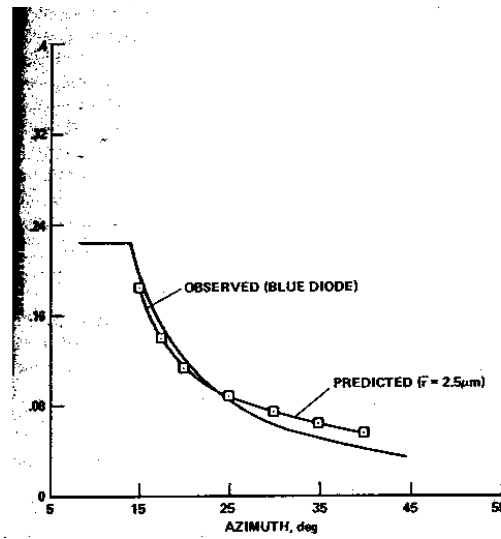


図 2: 空の明るさの角度変化を  $0.49 \mu\text{m}$  の光で観測したものとモデルの比較

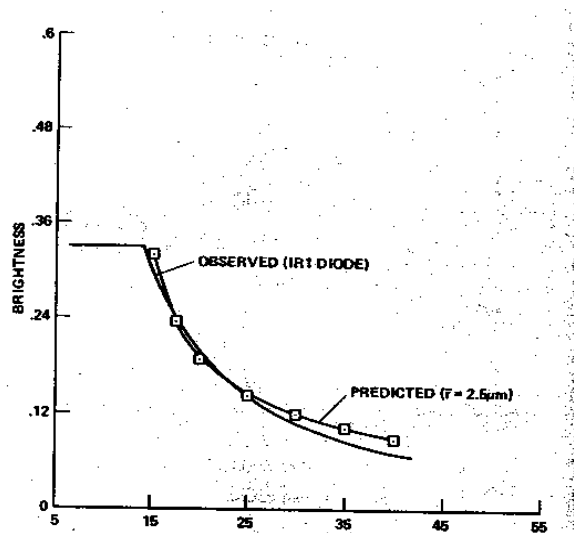


図 3: 空の明るさの角度変化を  $0.87 \mu\text{m}$  の光で観測したものとモデルの比較

2. これらに粒径分布を掛けて半径で積分して単位体積当たりの消散係数, 散乱係数, 位相関数を求める.

散乱係数

$$\beta_s = \int \sigma_s(r) \frac{dn(r)}{dr} dr \quad (12)$$

消散係数

$$\beta_e = \int \sigma_e(r) \frac{dn(r)}{dr} dr \quad (13)$$

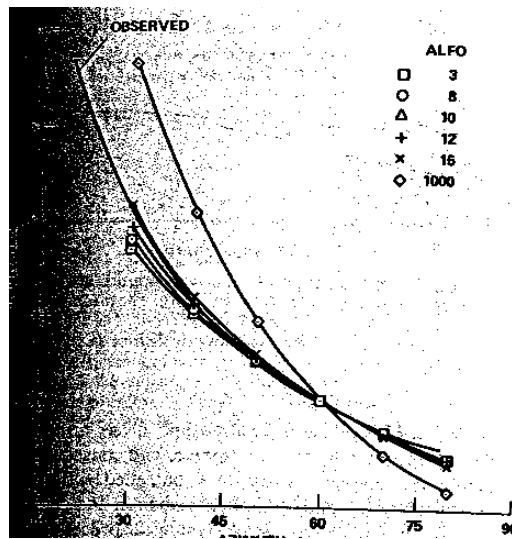


図 4: 空の明るさの角度変化を  $0.67 \mu\text{m}$  の光で観測したものと粒子の形のパラメータを変えたモデルの比較

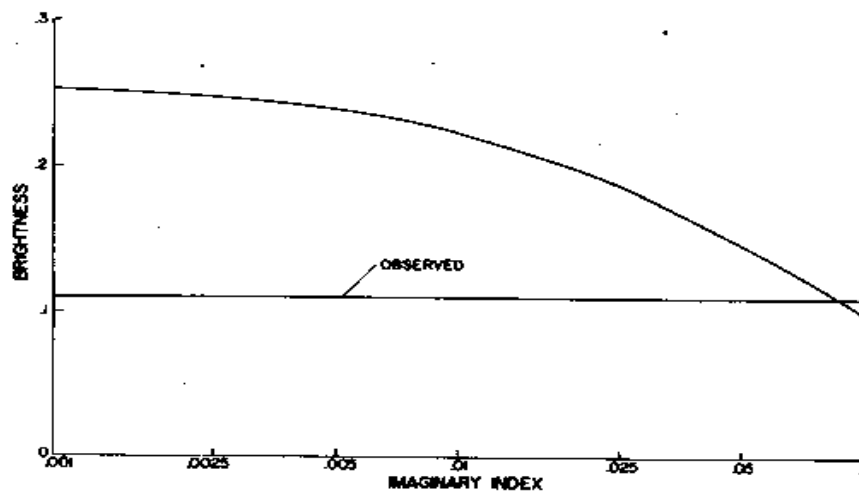


図 5: 屈折率の虚数部を青い光で観測したものとモデルとの比較. Pollack et al. 1977

位相関数

$$P(\theta) = \frac{1}{\beta_s} \int \sigma_s(r) P(r, \theta) \frac{dn(r)}{dr} dr \quad (14)$$

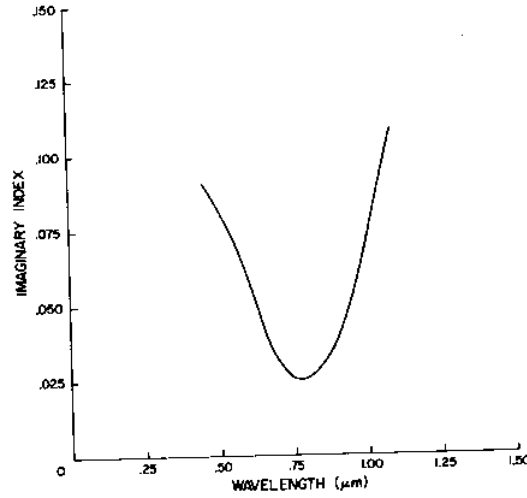


図 6: 屈折率の虚数部の波長依存性. Pollack et al. 1977

## 4 計算に必要な性質

詳細な導出は次回以降になるが例として赤外放射の場合を考える. 均一な平面平行大気に単色光が入射して来たときの放射輸送方程式は

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau, \mu, \varphi)}{d\tau} = I_\nu(\tau, \mu, \varphi) - J_\nu(\tau, \mu, \varphi) \quad (15)$$

であるが, 計算をやすくするために上向きと下向きに分ける.

$$(1/3^{1/2})dI_+/d\tau = I_+ - \left( \frac{1}{2}\bar{\omega}_0(1 + \langle \cos \theta \rangle)I_+ + \frac{1}{2}\bar{\omega}_0(1 - \langle \cos \theta \rangle)I_- + (1 - \bar{\omega}_0)B(\tau) \right) \quad (16)$$

$$-(1/3^{1/2})dI_-/d\tau = I_- - \left( \frac{1}{2}\bar{\omega}_0(1 + \langle \cos \theta \rangle)I_- + \frac{1}{2}\bar{\omega}_0(1 - \langle \cos \theta \rangle)I_+ + (1 - \bar{\omega}_0)B(\tau) \right) \quad (17)$$

この式に上で求めた単一散乱アルベドや散乱非対称因子を代入する.

## 5 Appendix

### 5.1 単一散乱

散乱断面積, 消散断面積における係数は

$$a_n = \frac{u_n(kr)u'_n(mkr) - mu_n(mkr)u'(kr)}{w_n(kr)u'_n(mkr) - mu_n(mkr)w'_n(kr)} \quad (18)$$

$$b_n = \frac{mu_n(kr)u'_n(mkr) - u_n(mkr)u'(kr)}{mw_n(kr)u'_n(mkr) - u_n(mkr)w'_n(kr)} \quad (19)$$

ここで  $m$  が分かれば  $k, r$  の関数になる. また太陽スペクトルで平均するので  $k$  も消えて半径の関数になる.