

## 気象放射学入門\*

関 原 彊\*\*

## 1. 一般的背景

地球は一般の惑星の如く太陽放射をエネルギー源として吸収し、同時にそれ自身の温度に相当する熱放射を射出して居り、その結果平均的には一定温度を保ち、従って熱の収支は差引きバランスしているとみられる。その入射する放射エネルギーがどのように変るかという問題は広義に解釈すると電離層から気象力学までを含む地球物理そのものになってしまう。そのうち放射の基礎過程である吸収、散乱、熱放射の現象をあつかうのが気象放射学の主要問題である。

地球に対する太陽エネルギーの照射は平均距離で  $2.0 \text{ Cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$  で地球表面全体について平均するとその4分の1の  $0.5 \text{ Cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$  となる。この入射エネルギーのうち35%は大気(雲を含む)により反射され、50%は地表面に直接または散乱光として到達し、45%は地面に吸収される。地球の射出と入射の放射エネルギーの比をアルベドと呼んでいるが地球のアルベドは約0.4従って  $0.5 \times 0.6 = 0.3 \text{ Cal}^{-2} \text{ cm}^{-1} \text{ min}^{-1}$  のエネルギーが大気を暖めるのに用いられているわけである。この太陽エネルギーが放射と力学の過程で再配分され最後に虚空へ放出されるすじ道を明らかにすることは気象学そのものの中心問題であり、主として大気の大部分の重心が存在する対流圏と下部成層圏でこれが行なわれる。これに対し上層の比較的希薄な大気においては紫外線の吸収とかこれともなう光化学現象等別種の興味ある問題が介在してくる。

地球が黒体として赤外放射を射出すると仮定すれば地球の平均温度が次のようにして算出される、すなわち地

球の受熱量は

$$f\pi r^2(1-a) \quad (1)$$

ここに  $f$ : 太陽常数 ( $2 \text{ Cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ ) $r$ : 地球の半径 $a$ : アルベド (0.4)

また地球から射出される放射エネルギーは

$$4\pi r^2 \theta_e^4 \quad (2)$$

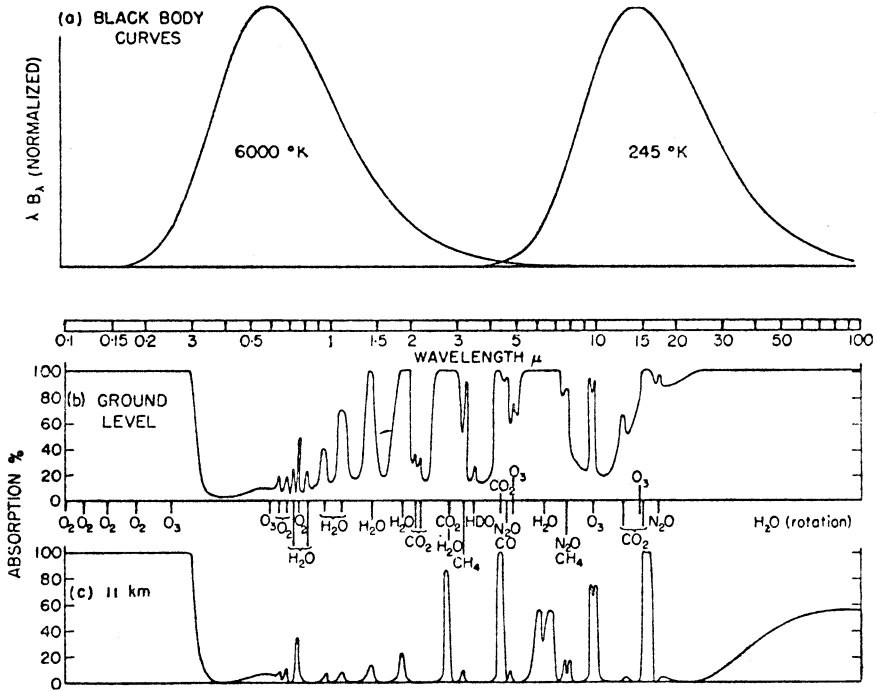
ここに  $\theta_e$  は Stefan Boltzman の常数 $\theta_e$  地球の相当温度 (黒体としての)

(1)と(2)とを等しいとおくと  $\theta_e$  として  $246.5^\circ \text{K}$  が得られる。この温度は地表面の温度というよりもっと低く大気温度と一致する。つまり地球外に於いて地球からくる赤外放射を測定したとすればその赤外放射は主として大気そのものからやってくると考えた方がよいという結論になる。ところで  $246.5^\circ \text{K}$  の黒体から放出される赤外放射は  $4\mu$  よりみじかい波長の成分は非常に少なく、一方太陽からくる放射エネルギーは  $4\mu$  より長い波長の成分が非常に少ない。そこでこの辺を境にして前者を長波、後者を短波の領域として區別して考えるのが便利である。大気組成の主成分をなす窒素、酸素、アルゴンは長波の領域では全く透明で、従って長波伝播の問題には直接関係しない。ここでの立役者は水蒸気、炭酸ガス、オゾン、メタン、一酸化炭素、酸化窒素などの大気中の物質としては微量成分 (minor element) の多原子分子である。雲と塵埃はこの領域で大きな寄与をするもう一つの要素である。これらに関して第1図に太陽と地球の放射の波長領域と大気の吸収の模様を図示してある。又主要な大気組成の成分につき第1表にあげておいた。主要成分の垂直分布について先ず水蒸気は対流圏中では雲の存在の有無で大きく変動するが大体において相対湿度50%位、すなわち  $278^\circ \text{K}$  の地面温度で蒸気圧約  $8 \text{ mb}$  である。15 km 以上では急激におちて1%程度になってしまう。露点と気温の実測例を第2図にかかげ

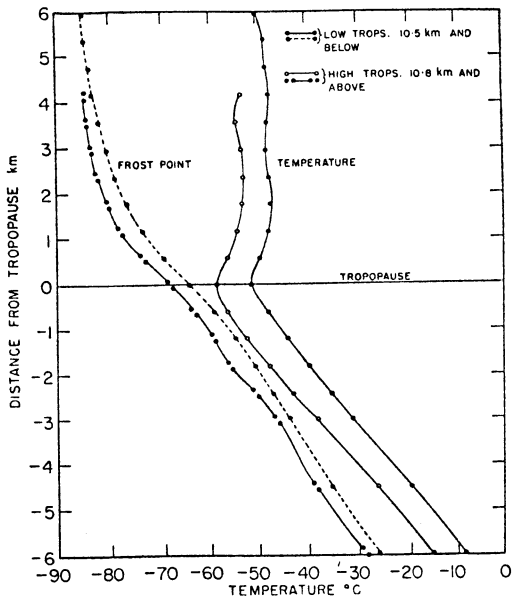
\* Introduction to Atmospheric Radiation

\*\* Kyo Sekihara, 気象研究所 高層物理研究部

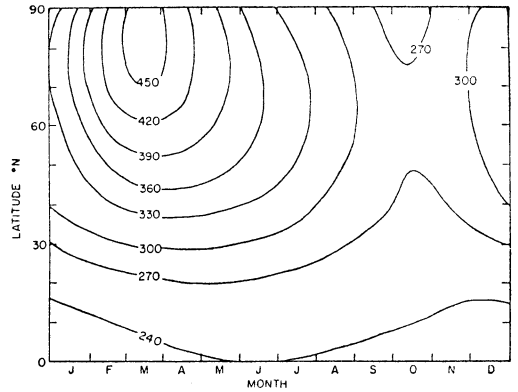
—1966年4月15日受理—



第1図 (a)は 6000°K と 245°K の黒体放射曲線。(b)は地上に到達する太陽放射に対する大気吸収スペクトル。(c)は同じく中緯度圏界面における吸収スペクトル。(a)の縦軸は面積がエネルギーになるようにとってある。吸収曲線の太陽高度は 40° 位の条件である。



第2図 気温と露点温度の垂直分布 (英国 Murgatroyd による)



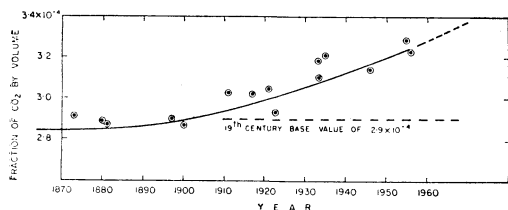
第3図 オゾン全量 ( $10^{-8}$ cm. S.T.P.) の季節及び緯度変化

る。オゾンについては 35km 以上の高さで光化学によりつくられることはよく知られている。大気の上限から下限まで積算した全オゾン量は 1 気圧で平均 0.3cm 程度であるが地球上の分布とその季節変化の模様については第3図に示す通りである。炭酸ガスについてはその成因は主として地上の生物活動にあるとされている、地上

第1表 大気組成の表

成分	体積組成 (対流圏)	註
N <sub>2</sub>	7.8084×10 <sup>-1</sup>	電離層の上部で光化学解離 低層では混合
O <sub>2</sub>	2.0946×10 <sup>-1</sup>	95km 以上で光化学解離 低層では混合
A	9.34×10 <sup>-3</sup>	110kmまで混合, それ以上 では分子拡散による分離
CO <sub>2</sub>	3.3×10 <sup>-4</sup>	多少変動. 110 km まで混 合, それ以上で光化学解離
Ne	1.818×10 <sup>-5</sup>	110 km まで混合. それ以 上では分子拡散による分離
He	5.24×10 <sup>-6</sup>	110 km まで混合. それ以 上では分子拡散による分離
CH <sub>4</sub>	1.6×10 <sup>-6</sup>	対流圏で混合. 成層圏で酸 化. 中間圏で解離
Kr	1.14×10 <sup>-6</sup>	110 km まで混合, それ以 上では分子拡散による分離
H <sub>2</sub>	5×10 <sup>-7</sup>	対流圏, 成層圏で混合. そ れ以上で解離
N <sub>2</sub> O	3.5×10 <sup>-7</sup>	地表で多少変動, 成層圏. 中間圏で次第に解離
CO	7×10 <sup>-8</sup>	地上の燃焼が源, 変動する
O <sub>3</sub>	~10 <sup>-8</sup>	非常に変動, 光化学的起源
NO <sub>2</sub> NO}	0~2×10 <sup>-8</sup>	対流圏では工業活動が起源 中間圏, 電離層では光化学 的起源

以上 Goody, "Atmospheric Radiation" より



第4図 自由大気中の CO<sub>2</sub> 量  
(北太平洋上 Callender による)

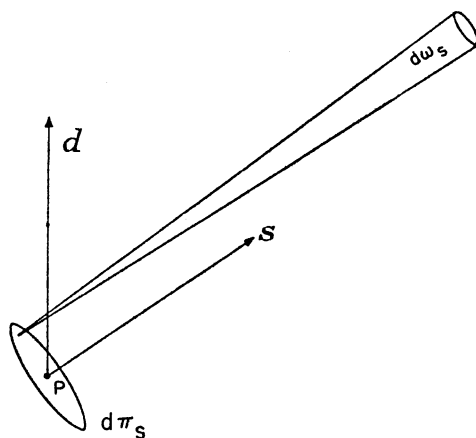
では割合で  $3 \times 10^{-4}$  程度, 成層圏で  $2.6 \times 10^{-4}$  程度が知られている。これは人間の産業活動などで最近数10年増加しつつあることが報告されている。(第4図参照)メタン, 亜酸化窒素も地上に原因があるとされている。

2. 放射伝達の理論

放射と大気との相互作用のうち  $3000\text{\AA}$  より短かい紫外線との問題は一つ一つの光子が大気組成を変化させる光化学現象を伴う点で特殊である。それより長波長の放射については一般に前節で述べたような短波長域と長波長域の区別が成立つ, 短波長域での放射伝達機構は

主として空気及びエアロゾルによる散乱現象で, これにわずかな吸収現象が加わるのが実状である, これに対し長波長域では大気中の多原子分子及び雲粒とその他の粒子による吸収と温度放射が主要な伝達過程となる, これら両者共に以下に示すような類似の数学的とり扱いかい出来るのであるが, 内容はかなり異なっている。例えば短波長域の問題では地上の紫外線強度からオゾンの垂直分布を求めるとか地上での日射の減衰からエアロゾルの分布とか水蒸気量とかを求めるとかをいう様に日射の測定を大気物質測定に利用しようとする問題が多い。これは一つには大気と放射の相互作用がこの領域では比較的少なく, 従って解析的にとり扱いかい易い面があるという事情による。これに対し長波長域では大気の放射によるエネルギーの受授という気象学の目的とつながっているため古来多くの人々の研究がなされているのであるが, 問題が複雑で解析的な統一などは考えずに数値計算に入るのが現状である, 水蒸気による日射の吸収と大気加熱の問題は短波長の領域であるがこれは同時に長波長の領域に関係する。

放射伝達の一般式は次のようにして出される, 先ず強度 (intensity) はある P 点を通り, ある方向 S のむきに, 単位垂直断面積  $\pi_s$  を通過し, 単位立体角  $\omega_s$  に射出する単位波長 (又は振動数) 単位時間のエネルギーとして定義される。式でかかげ



第5図 放射エネルギー強度の説明

$$E_\nu = L_\nu(P, S) d\pi_s d\omega_s d\nu dt \quad (3)$$

である。ここに  $\nu$  は放射の振動数,  $t$  は時間である。伝達の式をたてるためにこの S 方向の微小体積内での放射の増減を考えて見る。減衰の原因と考えられるものは散

乱と吸収であるが、この量は現在の所媒体（大気物質）の量に比例すると考えてよい、つまり

$$dI_v(\text{減衰}) = -e_v I_v da \quad (4)$$

ここに  $e_v$  は減衰係数であり、 $da$  はこの微小体積内の物質の量である。逆にエネルギーの射出の方を考えるとこれは温度放射とか散乱とかが考えられるが(4)式に対応して形式的に

$$dI_v(\text{射出}) = +e_v J_v da \quad (5)$$

とかくことが出来る、この  $J_v$  を通常 source function と呼んでいる。ここで光学的な厚さとして

$$d\tau_v = e_v da \quad (6)$$

の量を導入すれば

$$dI_v(P, S) = dI_v(\text{減衰}) + dI_v(\text{射出}) \\ = d\tau_v \{I_v(P, S) - J_v(P, S)\}$$

従って、

$$\frac{dI_v(P, S)}{d\tau_v} = I_v I(P, S) - J_v(P, S) \quad (7)$$

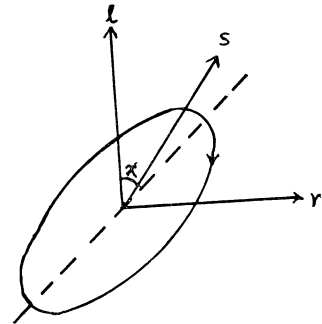
という、伝達の微分方程式が得られる、この微分方程式は  $P$  点における  $S$  方向への微分係数に関するものであることは前述の通りである。さてこの式は Schwarzschild がはじめて導き出したという歴史的なものであるが実際には  $\tau$  と  $J$  とかが波長の複雑な函数であり、特に吸収と温度放射を問題とする長波領域では  $\nu$  を固定した単一波長での取扱いが不可能で、このために上式は見かけ程の実際の効能を示さない。但し問題の物理的内容は  $J_v$  の形の中に示すことが出来る。物質と放射の相互作用としては大別して入射した放射エネルギーがそのままの波長で再射出される単純な散乱と、一旦熱エネルギーに転換し、他の波長の熱放射として再射出される熱力学的過程とに分けられる。前者は主として短波長域に属し、後者は長波長域に属する。但し短波長域でも放射が吸収されて熱エネルギーに変る過程はあるがこれが同じ短波長域で再射出されることは地球大気に関しては通常考慮しない。また散乱は方向性について大きな特性をもっており、その考慮は重要であるが、熱放射は方向に対して一様、従って等方性と考えられる、そこで夫々について(7)式の source function  $J_v(P, S)$  が具体的にどのような形になるかを考えて見よう。

i) 単純な散乱の場合

光には強度の他に偏光度とか偏光面の方向とか時には位相とかの量が附随しており、物質による散乱を受けた後にこれらがどう変るかについては必ずしも単純に法則化は出来ない。所がこの先の諸性質を記述するのに直接に上記の4つの量でなく以下に説明すをよな多少の

工夫をした4つの量をとると光は丁度4つの成分をもったベクトル量で表わされ、散乱現象はこのベクトルに作用するマトリクスで表わされる。このことを見出したのは19世紀の数理物理学者 Stokes であるが、これを利用して大気中の散乱による放射伝達の式の解法の基礎をきずいたのは天文学者 Chandrasekhar である。

今光の進行方向  $s$  に対して直角方向の相互に垂直な単位ベクトルの方向を夫々  $l, r$  とし、光の  $l$  方向及び  $r$  方向への偏光成分を夫々  $L_v^{(l)}, L_v^{(r)}$  とする。すると



第6図 s 方向へ進行する楕円偏光のベクトル図

$$L_v = L_v^{(l)} + L_v^{(r)} \quad (8)$$

$$Q_v = L_v^{(l)} - L_v^{(r)} \quad (9)$$

において  $I_v$  は光の強度、 $Q_v/L_v$  が丁度偏光度になる。更に光の楕円偏光の楕円の長軸と短軸の比を  $\beta$ 、楕円の長軸と  $l$  方向との間の角を  $\chi$  とすれば

$$U_v = Q_v \tan 2\chi \quad (10)$$

$$V_v = Q_v \tan 2\beta \sec 2\chi \quad (11)$$

という関係式により  $U_v, V_v$  という新たな量が定義され、光は  $(I_v, Q_v, U_v, V_v)$  又は  $(I_v^{(l)}, I_v^{(r)}, U_v, V_v)$  という夫々強度の次元をもった4つの成分を有するベクトル量として表わすことが出来る。この様になると伝達の式としては(7)式の  $I$  の所に夫々の4つの成分を代入して各々別々に求めれば問題がとけることになる、光学的厚さでは各成分につき同一のものをを用いてよい。source function  $J_v$  としては射出がすべて散乱光の寄与によることを考えればあらゆる方向からの放射に基く散乱光を集計すればよいわけである。入射光と散乱光との方向と相互の強度の関係については上記の4つの成分に作用するマトリクス  $P_{ij}$  として与えられる。特に Rayleigh 散乱の場合はこのマトリクスは比較的簡単な対角線マトリクスとなる。一般に  $d$  方向(第5図参照)への

発光の寄与として

$$J_{\nu}^{(j)}(d) = \sum_{i=1}^4 \int P_{ij}(s, d) L_{\nu}^{(i)}(s) \frac{dw_s}{4\pi} \quad (12)$$

(j=1, 2, 3, 4)

と表わされる, (i), (j) は各成分の意味である.

ii) 熱放射の場合

前節の散乱の場合は分子的に云えば光が入射して分子の電子レベルを上げ, その状態がもとのレベルに戻るときに射出する光を問題にすることになるが分子の有するエネルギーはこの他に振動エネルギー, 回転エネルギー, 並進運動エネルギーがあり光の射出の前に分子の衝突のためにこれらのエネルギー準位相互間に影響があることがある. 極端な場合はエネルギーがこれらのすべての運動の型に均等に配分される場合である, この場合が熱力学的平衡の場合であり, このとき射出される放射エネルギーはその物質の温度と物質の放射率により決まる. 地球大気の場合は散乱光で問題にされる電子エネルギーの領域と分子の熱運動のエネルギーとの間の開きが大きいためにその相互作用は殆ど問題にされない, 従って熱放射は熱放射で独立に取扱われる.

今二種の物質 (A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>) が相互に放射のやりとりで平衡状態にあると考える, それぞれの物質の吸収率, 放射率を a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub> 及び e<sub>1</sub>, e<sub>2</sub> としてみる, つまり夫々が入射した放射量のうち a<sub>1</sub> だけを吸収し (1-a<sub>1</sub>) は相手へはねかへす状態を考える, こうして A<sub>1</sub>→A<sub>2</sub> に送り込まれるエネルギーを計算してみると

$$a_2 e_1 + a_2 (1-a_2) (1-a_1) e_1 + a_2 (1-a_1)^2 (1-a_2)^2 e_1 + \dots = a_2 e_1 / \{1 - (1-a_1)(1-a_2)\}$$

となる. 逆に A<sub>2</sub>→A<sub>1</sub> については

$$a_1 e_2 / \{1 - (1-a_1)(1-a_2)\}$$

で, 平衡状態では両者は等しいから,

$$\frac{a_2 e_1}{1 - (1-a_1)(1-a_2)} = \frac{a_1 e_2}{1 - (1-a_1)(1-a_2)}$$

従って  $\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2}$  (13)

かくして物質の放射率と吸収率の比は等しく吸収率 1 の場合最大でこれが黒体放射, 又は空洞放射である, というキルヒホフの法則が導き出される. 黒体の放射率は温度(θ), 振動数(ν), 光速(c), のみの関数でプランクの公式

$$B_{\nu}(\theta) = \frac{2h\nu^3}{C^2 \left( e^{\frac{h\nu}{k\theta}} - 1 \right)} \quad (14)$$

そして

$$B_{\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda\theta}} - 1} \quad (15)$$

(ここで  $C_1 = 2\pi hc^2$   
 $C_2 = hc/k$ )

と表わされる. h, k は夫々プランク, ボルツマンの定数である.

通常大気の熱放射においては熱力学的平衡の仮定に従いがい上記キルヒホフ及びプランクの法則により熱線の射出が行なわれ, 従って伝達方程式 (7) において source function J<sub>ν</sub> としてはプランクの関数 B<sub>ν</sub> が用いられている.

しかし仔細に物質による放射機構を考えると赤外部の放射といっても完全な平衡状態で射出されるものとはかぎらず, まわりからの放射を受けることにより射出されるものも考えられ, この辺の事は正確には熱力学というよりも統計力学で考えなければならない.

一般に分子の内部エネルギーは並進運動エネルギー, 電子エネルギー, 振動エネルギー, 回転エネルギーの 4 つの型に分類される. そのうち後の 3 者は量子化され, 放射と直接の相互作用がある, これら 4 つのエネルギーの型は相互に独立に存在して, お互の作用は分子衝突を通じて行なわれると考えられる. 一つの型から他の型へ衝突によりエネルギーを移すに要する時間を relaxation time (η) と呼び, 単位時間の衝突回数に逆数に比例する. そうして熱力学的平衡状態とは実際にはこれらの夫々の内部エネルギーの型あるいはそれらのうちの二つとか三つの型のエネルギー状態間に平衡関係が成立しているかどうかということが問題になる. この場合平衡関係を規定するものは二つのエネルギー状態 E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub> と夫々の状態の分子数密度 n(E<sub>1</sub>), n(E<sub>2</sub>) 及び夫々の統計的体重み g<sub>1</sub>, g<sub>2</sub> につき

$$\frac{n(E_1)}{n(E_2)} = \frac{g_1}{g_2} e^{(E_1 - E_2)/k\theta} \quad (16)$$

というボルツマン則が成立しているかどうかである.

(16) 式が成立しているとき θ が二つの状態に共通な温度ということになる. この法則を並進運動エネルギーにのみあてはめるとマクスウエルの分布則と通常分子運動エネルギーと温度との関係

$$\bar{E}_i = \frac{3}{2} uk\theta \quad (17)$$

が得られる.  $\bar{E}_i$  は並進運動の熱力学的平衡状態におけるエネルギーという意味である. このときの温度 θ は並進運動の温度又は kinetic temperature といわれる.

一般に二つのエネルギー状態について (16) 式から

$$\theta_{12} = \frac{E_2 - E_1}{k \cdot \ln \{n(E_2)g_1 / n(E_1)g_2\}} \quad (18)$$

の関係の共通の温度  $\theta_{12}$  が定義されるとき、夫々が熱力学的平衡関係にあり、夫々場合により rotational temperature, vibrational temperature, electronic temperature などと呼ばれる。地球大気の場合は通常並進運動と回転運動は問題なしに熱力学的平衡状態にあり、振動状態も大部分は平衡状態にある。高空に行くと熱力学的平衡状態がくずれてキルヒホフの法則が成立たなくなるというのは振動状態に関する話である。この平衡関係を左右するのは振動状態から衝突により他の運動状態にうつるに要する時間  $\eta$  (relaxation time) と振動スペクトルの励起状態にある時間すなわち、平均寿命 (これを  $\phi$  と記す) とのかねあいである。途中の計算は略して、ある振動波長域  $i$  の source function は

$$J_i = B_i + \frac{\eta_i}{\phi_i} h_i \quad (19)$$

(但し  $h_i$  は加熱率)

の形にける。通常は  $\eta_i/\phi_i$  は小さいのであるが上空へ行くと  $\eta_i$  が大きくなり  $J_i$  として  $B_i$  で代表させ得なくなるのである。例えば水蒸気の  $\nu_2$  振動 ( $1595\text{cm}^{-1}$ ) では 1 気圧,  $220^\circ\text{K}$  で  $\eta_i = 1.5 \times 10^{-5}\text{sec}$  で、これはほぼ気圧に逆比例する。これに対する  $\phi_i$  は 0.12 sec. 従って地上では  $\eta_i/\phi_i$  は  $10^{-4}$  の程度、 $\eta_i/\phi_i$  が 1 になるのは 70km 位の高さになる。

### 3. 放射束と加熱冷却率の計算

気象放射学の大きな命題として大気中の放射物質の分布と温度の分布が分ったものとしてその大気中の放射束と加熱冷却の分布を計算し、力学との関連を求めるものがある。力学との関連はしばらくおくとして、加熱と冷却を求める問題は通常大気中を流れる放射エネルギー束を求め、或る高さに於けるその差し引きから加熱・冷却を求め、層状構造を仮定すれば夫々の高さの微分係数から求めるわけである、放射束を求めるのは或る境界条件のもとに (7) 式をとくことになるわけであるが、気象学における実際問題としては放射の原因となる物質の垂直分布、温度の垂直分布が実測から分っているものとして、プランク、キルヒホフの放射則を仮定して、積分により放射束を求めるのである。その場合でも、或る点の加熱冷却に寄与する放射は収放射の行なわれる全波長の積算値により行なわれ、方向についても全方向からの放射の積算であり、放射物質の量と温度気圧もまた場所により異なりこれらの積算が必要となることを考えれば問題は大変複雑である。

先づ吸収係数あるいは透過関数を全波長について求め

ることは問題の基本である。或る特定の単一波長だけについての議論ならば問題は簡単で通常の指数関数的な減衰と透過を考えればよい。またある一本の吸収線についてならば吸収線の形、圧力、温度の影響などまで理論的にくわしく研究されている。全波長にわたる吸収の場合でも吸収物質が均等に存在するならば線が等間隔の場合は Elsasser モデル、線が全く不均等間隔ならば Goody モデルなどと数学的にうまい取扱いが考えられていて、物質量と放射吸収の間に比較的簡単な取扱いが出来る。

実際問題としては場所的に吸収物質が不均一に存在し、且つ温度、圧力が同様に不均一な媒質中を透過する放射の吸収を如何に平均的な物質量  $\bar{a}$ 、平均的な温度  $\bar{\theta}$ 、平均的な気圧  $\bar{p}$  で表わすかということである。これだけでも原理的にかなり飛躍した単純化であるが通常我々は更に  $\bar{\theta}$ 、 $\bar{p}$  を固定して  $\bar{a}$  だけを変数として扱おうとするのである。これを scaling approximation と呼んでいる。その一般的な表現を説明すると次の様になる。

吸収係数  $k_\nu(p, \theta)$  は夫々振動数、圧力、温度の関数として積の形に表わされると仮定して

$$k_\nu(\theta) = S(\theta)P(p)\psi(\nu) \quad (20)$$

そうすると光学路程  $\tau_\nu$  の式として

$$\begin{aligned} \tau_\nu &= \int k_\nu da \\ &= \int S(\theta)P(p)\psi(\nu) da \\ &= \psi(\nu) \int S(\theta)P(p) da \\ &= k_\nu(\bar{p}, \bar{\theta}) \int \frac{S(\theta)P(p)}{S(\bar{\theta})P(\bar{p})} da \\ &= k_\nu(\bar{p}, \bar{\theta}) \bar{a} \end{aligned} \quad (21)$$

ここで実際的に圧力効果についての形が分っているのでこれを入れて

$$\bar{a} = \int \frac{S(\theta)P^n}{S(\bar{\theta})F^n} da \quad (22)$$

実験的研究によれば強い吸収線では  $n=1$  で弱い吸収線では  $n=0$ 、中間では  $n=\frac{1}{2}$  位とされている。ここで注意しなくてはならないのは通常のローレンツ型のスペクトル線では (20) の仮定は或立たないということである。この種の近似にはどうしても限界があるということである。

この近似をもっとよくしようという試みとしては平均的な温度  $\bar{\theta}$  のもとに  $\bar{a}$  ばかりでなく  $\bar{p}$  までもパラメータとして変化させる Curtis-Godson approximation とい

うのが有効である、結論的な形としてはスペクトル線の平均強度  $\bar{\delta}$  を媒介として

$$\bar{P} = \frac{\int p\bar{\delta}da}{\int \bar{\delta}da} \quad (23)$$

及び  $\bar{a} = \frac{\int \bar{\delta}da}{6}$  (24)

という形で表わされ、現在これがより進んだ方法として広く用いられている。第7図は夫々オゾン (A曲線)、水

及び

$$h = -\nabla \cdot F = -\frac{dF}{pZ} = \rho \cdot g \frac{dF}{dp} \quad (26)$$

を求めることになる。(25)式は結局各高さ  $z'$  における source function ( $J_\nu$ ) を上下の各方向からのものにつき夫々の光学路程  $\tau_\nu$  を通じて寄与されるものを積算しているもので  $E_3$  は第3次の指数積分函数でこれは各天頂角の積分の際現われる。そしてこの値は平均的に真上又は真下からの値の何倍かという表現が可能で Elsasser は 1.66 という値を提案し現在ひろく用いられている。(26)式は放射束の収支からの加熱率で意味は明白である。

さて(25)式で source function としてプランクの関数  $B(\theta)$  を用い、 $d^2E_3(\tau, (z, z'))$  のかわりに透過関数  $\bar{T}(z, z'; \cos(z, z'))$  を用い、更にこれが単一パラメータ  $\bar{a}$  の 1.66 倍の関数であると仮定すると、この式は

$$F = \sum_i F_i = \pm \sum_i \int_{\bar{a}=\infty}^{\bar{a}=0} \pi B_i(\theta) \Delta \nu_i d\bar{T}_i (1.66\bar{a}) \quad (27)$$

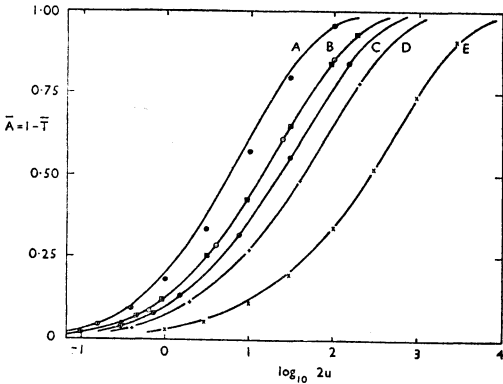
とかけることになる。但し波長の積分はここで或る適当な波長中の寄せ集めとして表わされる。(積分の限界が  $\infty$  になっているのは計算上の便宜的手段である。) (27)式は種々の現用のふく射図のもとになる式を与えている。

ここで(27)式中の  $\bar{T}_i$  というのはある限られたバンド中についての平均の透過関数で

$$\bar{T}_i(z, z'; \cos(z, z')) = \int_i e^{-\tau_\nu(z, z')/\cos(z, z')} d\nu \quad (28)$$

(但し  $\tau_\nu$  は光学路程)と表わされるものである、問題は全波長を取扱かうとき(27)式をどのように取扱かうかにある。そこでこの式につき部分積分を行ない、(簡単のため正符号の上向きのフラックスを取扱う)

$$\begin{aligned} F &= \sum_i \pi B_i(\theta) \Delta \nu_i \bar{T}_i(1.66\bar{a}) \Big|_{\bar{a}=\infty}^{\bar{a}=0} \\ &= \sum_i \int_{\bar{a}=\infty}^{\bar{a}=0} \Delta \nu_i \bar{T}_i(1.66\bar{a}) d(\pi B_i(\theta)) \\ &= \pi B(\bar{a}=0) - \sum_i \int_{\bar{a}=\infty}^{\bar{a}=0} \Delta \nu_i \bar{T}_i(1.66\bar{a}) \frac{d(\pi B_i(\theta))}{d\theta} d\theta \\ &= \pi B(\bar{a}=0) - \int_{\bar{a}=\infty}^{\bar{a}=0} \bar{T}(1.66\bar{a}, \theta) d(\pi B(\theta)) \end{aligned} \quad (29)$$



第7図 透過関数 ( $\bar{T}$ ) 又は吸収関数 (A) の数値計算と Curtis-Godson 近似計算との比較  
 A-曲線  $0.9, 6\mu$  の  $P=0.05\text{atm}$ . 吸収帯.  $\otimes$   $1/9$  が  $0.25\text{atm}$ ,  $8/9$  が  $0.025\text{atm}$  の二層モデルの計算  
 B-曲線、水蒸気,  $0.9\text{atm}$ ,  $\oplus$  e:1 の一定混合比,  $\bar{P}=0.9\text{atm}$  の計算値.  
 C-曲線、水蒸気.  $0.7\text{atm}$ .  $\oplus$ 混合比, Pに比例,  $\bar{P}=0.07\text{atm}$ .  
 DとE-曲線夫々水蒸気の  $P=0.5\text{atm}$  及び  $P=0.2\text{atm}$  のもの

蒸気 (B, C, D, E) の仮想的なモデルにつき、数値計算による吸収率の値と Curtis-Godson 近似による曲線との比較である、オゾンの場合のように低圧部に吸収物質の大部分が集まっている場合以外ではこの近似曲線は実際をよく表わしている。

高さにおける放射束  $F$  を求めその収支から加熱冷却率を求めることは式で表わせば

$$\begin{aligned} F(z) &= \int_0^\infty F_\nu(z) d\nu \\ &= \pm \int_0^\infty d\nu \int^{z'=z} \pi J_\nu(z') d^2E_3(\tau_\nu(z, z')) \end{aligned} \quad (25)$$

ここで  $\bar{T}_i$  の波長についての平均値  $\bar{T}$  を求めるときに重価関数として  $dB/d\theta$  がかかっていることに注目する必要がある。これは部分積分を行なったために現われたのであるが実際の図式積分を行なうときに (27) 式を直接に行なうより  $a=0$  附近の計算における困難を避けている利点がある。(29) 式は山本チャートの基本式で現在世界的に最も広く用いられるものの一つである。尚  $\bar{T}$  の  $\theta$  による変化は  $200^\circ \sim 310^\circ \text{K}$  ではわずかである。

(29) 式を用い実際に図式積分を行なうことは別の報告にゆずり、ここでは現在の所これを電子計算機を利用して容易に行なえるようにプログラミングがなされている(防衛庁技研, 笹森氏) ことを附記するにとどめる。この種の問題の今後の方向としては熱力学的平衡と関係ある  $B$  を source function として用いていることの限界、透過関数の変化を物質量のみをパラメータとして圧力効果を未だ取り入れていない点、の吟味などが興味ある所である。

#### 4. 上層の問題

上層 6~70km では熱力学的平衡がやぶれるばかりでなく光化学のために物質組成が変り、これが放射のエネルギー収支に影響を与え、それらの量が力学的エネルギーと同程度になることがこの辺の研究の特徴で最近この方面の研究がとみに盛になってきているのは特筆に値する。

その方法は通常の運動方程式の加熱項に放射冷却と加熱及び光化学による加熱の項を入れ、この項を媒介として力学式と放射、光化学の式とを連立させるのである。

ここでは細部にわたり記述するのは省く。Leovy は電子計算機により詳細な計算を行ない夏半球から冬半球へ流れる中間層の風系と冬季極地方の中間層の高温を説明している。Lindzen と Goody は比較的単純なモデルによりオゾン層の周期的な加熱と力学系の相互作用に注目して、赤道地方の成層圏に存在する風系の26箇月周期を説明しようと試みている。この辺の問題は気象学の尖端的課題として興味深い所である。

あとがき: この稿をかくにあたっては最近出版された Goody の名著 "Atmospheric Radiation" を大いに参考にしたのであるがどうも消化不良の点が多く筆者がその任でなかった点を取じている、末尾に思いつくままに参考文献をあげておくがこれにより気象放射学へ進む人の指針となれた筆者の意図はみたまされる。

またこの稿につき意外に時日を費やして編集の方々に御迷惑をおかけしたことをお詫びする。

#### 参考文献

- 1) R.M. Goody: Atmospheric Radiation (1964), Oxford. 短波の問題も扱っているが主として長波伝達と力学との関連に方向を持った理論的名著である。
- 2) S. Chandrasekhar, Radiative Transfer (1950), Oxford, 主として短波の伝達の問題を扱った今では古典の一つに数えられる本である。
- 3) H.C Van de Hulst, Light Scattering by Small Particles (1957) John Wiley  
エアゾルによる光の散乱 (Mie 散乱) の問題につきくわしく数学的取扱いがのべてある。
- 4) 山本義一: 大気輻射学. 岩波書店 (1954)  
邦文唯一の長波伝達問題の教科書であるが現在絶版のようである。
- 5) 山本義一: 気象輻射学. 地人書館 (1956) 気象学講座. 第4巻. これには測定器械の問題も記述している. 総会報告.
- 6) 山本義一: 大気輻射. 空気調和. 衛生工学. 第38巻. 第4号. 昭和39年4月. p. 229-247  
観測と測器の問題については(5)以外にあまりまとまつたものが見あたらない. 気象庁測候課. 藤本文彦氏かまとめられているが部内回覧程度のようなものである.(1)の続篇として Robinson が観測の問題につき書く予定だそうであるがまだ実現しない.  
最近の研究については内外の気象専門誌や光学関係の雑誌に活発に論文がのつている。