なる。低氣壓が接近するようなときは朝ぐもりの時刻がおくれ、午前中に雲量の極大があらわれ、正午の頃最も少くなる。風が強いときは雲量の極大は6時頃、12時頃、18時頃、24時頃、と4回あらわれ、いわゆる晴たり曇たりの天気となる。層雲又は霧の場合には日中雲が少くなり、夜多くなる。

このように大きな氣象状況で雲量の日變化が違ふことは從來も日々の天気豫報に多少は考慮されていたが、今後短時間の豫報には、もつと重視しなければならないであろう。またこのように雲量の日變化が氣象状況によつて違ふことは當然考えられることであるが、その機巧については今後の問題に残されたところが多い。

たとえば正午の極大がどうしておこるかはよくわからない。これらの點について諸賢の御意見をうかがいたいと思う。

第 7 圖

(昭和 24 年 6 月 30 日受理)

近赤外域に於ける水蒸氣の吸収係數*

山 本 義 一**, 大 西 外 史***

§ 1. 緒 言

先に我々は地球大氣中の輻射による熱の傳播を調べる目的で 5μ 以上の遠赤外域の水蒸氣の吸収

* G. Yamamoto and G. Onishi: Absorption Coefficient of Water Vapour in the Near Infra-red Region.

, * 東北大學理學部地球物理學教室。

係数を求めた⁽¹⁾。しかし太陽輻射の地球大氣による吸収を考えると、遠赤外域では輻射強度其物が弱いためにその吸収は比較的少く、もつと波長の短い部分による吸収がより重要となる。この論文では 1.2μ より 3.3μ までに含まれる吸収帯について解析する。よく知られているように更に短い波長の方にも 1.13μ , 0.93μ , 0.81μ を中心とする吸収帯及び可視部の數箇の吸収帯が存在して、太陽輻射の吸収を論ずる場合に無視できない。しかし我々の探つた解析方法をそれ等の吸収帯にまで適用しようとするると誤差が非常に大きくなるので一應 1.2μ までに打切つた。

この區間には三つの吸収帯があり、それぞれ 1.4μ , 1.8μ 附近及び 2.5μ と 3.3μ 間に存在し、吸収帯の中間は透明帯となつてゐる。これ等の吸収係数の研究は古くより行われ、例えば Paschen², Hettner³, Fowle⁴ 及び Albrecht⁵ をあげることが出来る。しかし之等の測定は今日からみると正確とはいへないことは遠赤外線吸収係数の場合と同様である。それで我々は前論文と同様な方法でこれ等の吸収帯の吸収係数を求めようとするのであるが、それには先づ吸収帯の構造からしらべなければならぬが之は歴史的には Sleator⁶, Sleator & Phelps⁷ 及び Phylar & Sleator⁸ の研究がある。最近 Nielsen⁹ は之の區間を殆んど完全に解析した。彼は高分解能の分光計を用いて各吸収帯の中の吸収線の位置と強度を測定したがそれは彼の理論と満足すべき一致を示した。

さて最強の 2.7μ 帯 (即ち 2.5μ より 3.3μ の間) は實は三つの吸収帯 ν_3 , ν_1 及び $2\nu_2$ が重なつてゐる。Nielsen は之等についてエネルギー準位として $J=6$ までしか解析しなかつたが強い吸収線はそれで盡されている。

弱い 1.8μ 帯と 1.4μ 帯はそれぞれ主に $\nu_2+\nu_3$ 帯及び $\nu_1+\nu_3$ 帯から成る。しかし Mohler, Benedict 及び Nelson¹⁰ によれば之等の吸収帯は共に強い主吸収帯の他に弱いいくつかの副吸収帯が重なつてゐる。残念ながら彼等の研究は未發表のため利用出来なかつたので、ここでは主吸収帯のみを用いた。

§ 2. 吸 收 帯

水蒸氣分子には三つの基本振動があり、 ν_1 , ν_2 及び ν_3 と名ずける。更に之等の倍振動及び結合振動が存在するが、強いのは ν_2 の倍振動 $2\nu_2$ と $\nu_2+\nu_3$ 及び $\nu_1+\nu_3$ 振動である。Nielsen は以上の6箇の状態につきエネルギー準位を $J=6$ まで求めた。

各吸収線は基礎状態の廻轉状態より各振動状態の廻轉状態に轉移するときに生ずる。之等の轉移則は已にのべられてゐるので (例えば Dennison¹¹) 各状態のエネルギー準位から Dennison¹¹ 及び Nielsen⁹ の研究を用いて吸収線の位置を求めることが出来る。

状態 a より状態 b に轉移するときの吸収線の強さは

$$\alpha = \frac{8\pi^3 N e^{-W_{a|kT}} \cdot R^2}{3h \sum_a g_a e^{-W_{a|kT}}} F \frac{\nu}{c} (A_b^a)^2 \quad (1)$$

であたえられる。(例えば Randall, Dennison, Ginsburg & Weber¹²⁾) ここに N は 1cc 中の水蒸氣分子の數, F は初期状態の廻轉状態に従つて 3 或は 1 の値をとる. (A_0'') は電氣能率の方向餘弦の廻轉に関するマトリックス成分で King, Hainer 及び Cross¹³⁾ により正確に求められるようになつた. $\sum_{\alpha} g_{\alpha} e^{-W_{\alpha}/kT}$ は前論文と同じ値を用いる. h , k 及び T はそれぞれ Planck の常數, Boltzmann の常數及び絶對温度である. R は振動に関する電氣能率のマトリックス成分であつて, もし振動の振幅が小さく且つ調和振動と考えてよいときには, 分子の換算質量を μ , 振動數 ν_0 及び有効電荷を e として

$$R^2 = \frac{h}{8\pi\nu_0} \frac{e^2}{\mu}, \quad (2)$$

或は更に一般的には

$$R^2 = \frac{h}{8\pi\nu_0} \left(\frac{\partial E}{\partial q_r} \right)_{q_r=0}^2, \quad (3)$$

である. ここに E は電氣能率を基準座標 $q_1, \dots, q_n$ の函數として現わすとする.

ν_3 帯では (2) を用いて,

$$\mu_3 = \frac{2mM}{(2m+M)} + \frac{2mM^2}{(2m+M)^2 \tan^2 \alpha}$$

とする. ここに m 及び M はそれぞれ水素原子, 酸素原子の質量, 2α は酸素原子よりみて水素原子のなす角である. e の値は前論文の如く $e = 3.123 \times 10^{-10}$ e. s. u. を採用する.

ν_1 帯では (2) が用いられぬので (3) を用いることにし, ν_2 帯と同様

$$\left(\frac{\partial E}{\partial q_1} \right)_{q_1} = e \delta_{21}$$

となり, Darling & Dennison¹⁴⁾ によると $\delta_{21} = -0.439 / (1.673 \times 10^{-24})^{1/2}$ である.

基準振動が完全に調和振動ならば倍振動や結合振動は起らない筈で之が生ずることは調和振動でないことを意味し, 以上の値は勿論近似である.

$2\nu_2$, $\nu_2 + \nu_3$ 及び $\nu_1 + \nu_3$ は何れも非調和振動の常數を用いて攝動法により求める. 即ち振動エネルギーを各基準座標の冪級數に展開し, 攝動法により各振動状態の波動函數を求めて, R^2 を求める. Darling & Dennison¹⁴⁾ の研究した振動エネルギーを用いて計算したのであるがその結果のみを書けば

$$(R)_{2\nu_2}^2 = 0.0036 \times (R)_{\nu_2}^2$$

$$(R)_{\nu_2+\nu_3}^2 = 0.021 \times (R)_{\nu_3}^2$$

$$(R)_{\nu_1+\nu_3}^2 = 0.017 \times (R)_{\nu_3}^2.$$

之で強度を計算するに必要な總ての量は求められたが, それは $J=6$ までしか利用しなかつた事

及び 1.4μ 及び 1.8μ の副吸収帯を省いた點で不完全である。しかし省いた吸収線は測定値により大凡の推定が出来るし、副吸収帯は弱いので大きな誤差はないと思う。我々は Mohler, Benedict 及び Nelson の研究が發表されることを希望する。

§ 3. 吸収線の形

I_0 を入射光の強度, I を厚さ x の一様な物質層を透過した光の強度とすれば所謂 Lambert の法則が成立し

$$I = I_0 e^{-kx} \quad (4)$$

ここに k は吸収係数と言われる常數である。

吸収線の形として通常の分散の式を用いるならば、強さ α_m 、位置 ν_m にある吸収線による吸収係数 $k_{\nu m}$ は

$$k_{\nu m} = \frac{\alpha_m}{\pi} \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_m)^2 + \Delta\nu^2} \quad (5)$$

となる。ここに $\Delta\nu$ は半幅値であり且つ

$$\int_0^\infty k_{\nu m} d\nu = \alpha_m$$

が成立する。

半幅値 $\Delta\nu$ は確かな値が求められていない。それで止むを得ず次のように推定する。

a) 自然幅 之の區間では 10^{-4}cm^{-1} より小さくて他の原因による幅に比して無視できる。

b) Doppler 効果による幅 $(\Delta\nu)_D$ 之の効果は氣體分子が自由に運動するために生ずるので全壓力には無關係である。溫度 280°A では計算の結果

$$\begin{aligned} (\Delta\nu)_D &= 5.2 \times 10^{-3} \text{cm}^{-1} && 2.7\mu \text{ 帶について} \\ &= 7.3 && " && 1.8\mu \text{ 帶} && " \\ &= 10.0 && " && 1.4\mu \text{ 帶} && " \end{aligned}$$

となる。之の場合も吸収線の形として (5) が採用できて、小さいけれど無視できない大きさがあ

c) 壓力効果に関する幅 $(\Delta\nu)_P$ 遠赤外域と同様に之が最も大きい原因をなして

$$(\Delta\nu)_P = \frac{P}{P_0} (\Delta\nu)_0 \quad (6)$$

とおくことが出来る。ここに P 及び P_0 は全壓力及び標準壓力である。 $(\Delta\nu)_0$ は前論文と同様にして 1 氣壓 300°A では 0.098cm^{-1} , 220°A では 0.105cm^{-1} とする。

従つて以上の原因による幅を加え合せばよいが實際上は唯後の二つのみ考えればよい。

§ 4. 吸収係數

吸収係數はすべての吸収線について式 (5) を加え合せればよい。しかし前論文にてのべた如く吸収帶の中で有限な幅をとると Lambert の法則が成立しないことが知られている。勿論無限に狭い範圍をとれば Lambert の法則は成立するが實際は或る有限な幅について考える。Elsasser¹⁵⁾ は理想化された吸収帶、即ち強さ α の吸収帶が距離 d の間隔で無限に並んだ場合を考えた。その結果 $\delta\nu$ の幅についての平均の透過率 T

$$T = \int_{\delta\nu} I d\nu / \int_{\delta\nu} I_0 d\nu$$

は $\frac{2\pi \Delta\nu}{d} \ll 1$ のときは近似として

$$T \doteq 1 - \phi\left(\sqrt{\frac{l}{2}} x\right) \quad (7)$$

となる事を示した。ここに

$$\phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y^2} dy, \quad l = \frac{2\pi\alpha \Delta\nu}{d^2} \quad (8)$$

である。Elsasser は之の l を一般化吸収係數と名づけた。我々は吸収が (7) で示されるとして一般化吸収係數 l を求めた。

之の結果は第 1 表、第 2 表、第 3 表及び第 1 圖、第 2 圖、第 3 圖に示す。但し大氣の壓力は一氣壓、水蒸氣の量は可降水量として g/cm^2 で測る。大氣の壓力 p が一氣壓と異るときには

第 1 表
一般化吸収係數 (2.7μ 帶)

$\delta\nu$ (cm ⁻¹)	300°A	220°A	$\delta\nu$ (cm ⁻¹)	300°A	220°A	$\delta\nu$ (cm ⁻¹)	300°A	220°A
2900—20	0.03	0.03	3300—20	0.69	0.45	3700—20	220.	290.
20—40	0.06	0.05	20—40	0.31	0.12	20—40	690.	640.
40—60	0.08	0.07	40—60	2.17	0.78	40—60	600.	701.
60—80	0.16	0.12	60—80	0.74	0.46	60—80	160.	210.
80—00	0.16	0.13	80—00	4.4	2.23	80—00	41.	49.
3000—20	0.29	0.17	3400—20	2.2	1.3	3800—20	290.	320.
20—40	1.63	1.23	20—40	3.4	1.4	20—40	540.	700.
40—60	0.34	0.27	40—60	11.9	8.5	40—60	610.	670.
60—80	0.62	0.66	60—80	7.5	6.1	60—80	320.	320.
80—00	0.98	0.92	80—00	23.0	18.4	80—00	37.	27.
3100—20	2.53	2.54	3500—20	108	61.	3900—20	2.5	2.5
20—40	1.60	1.68	20—40	24	17.	20—40	3.9	4.9
40—60	0.27	0.28	40—60	120	106.	40—60	1.4	1.3
60—80	0.51	0.60	60—80	183	177.	60—80	1.6	1.5
80—00	0.62	0.79	80—00	143	137.	80—00	1.1	1.0
3200—20	0.63	0.82	3600—20	159	154.	4000—20	0.9	0.9
20—40	1.36	1.40	20—40	150	140.			
40—60	2.02	2.12	40—60	220	200.			
60—80	1.18	1.28	60—80	320	360.			
80—00	0.85	0.83	80—00	260	330.			

第 2 表
一般化吸収係數 (1.8μ 帶)

$\delta\nu$ (cm $^{-1}$)	l_0 300°A	l_0 220°A
5100—20	0.06	0.04
20—40	0.17	0.07
40—60	1.5	0.8
60—80	1.0	0.5
80—00	1.2	0.8
5200—20	3.6	3.2
20—40	4.0	3.7
40—60	7.6	8.3
60—80	3.7	4.7
80—00	2.4	3.5
5300—20	2.1	3.1
20—40	7.1	9.5
40—60	14.	13.
60—80	2.5	3.5
80—00	4.8	6.9
5400—20	6.9	8.6
20—40	7.0	8.2
40—60	8.1	8.3
60—80	4.4	3.5
80—00	0.16	0.09
5500—20	0.13	0.15
20—40	0.04	0.04

第 3 表
一般化吸収係數 (1.4μ 帶)

$\delta\nu$ (cm $^{-1}$)	l_0 300°A	l_0 220°A
7000—20	0.01	0.01
20—40	0.47	0.33
40—60	0.18	0.20
60—80	0.88	0.47
80—00	0.16	0.11
7100—20	2.5	1.8
20—40	2.1	1.8
40—60	2.1	2.1
60—80	3.4	4.3
80—00	2.4	3.2
7200—20	2.4	3.0
20—40	14.	15.
40—60	5.5	6.8
60—80	2.8	3.1
80—00	1.3	2.1
7300—20	4.2	6.7
20—40	8.7	12.
40—60	13.	15.
60—80	6.4	5.8
80—00	0.14	0.20
7400—20	0.02	0.03

第 1 圖

第 2 圖

$$l = l_0 \frac{(\Delta\nu)_0 p + (\Delta\nu)_D}{(\Delta\nu)_0 + (\Delta\nu)_p}$$

となる。

我々の得た結果を今迄一般に使用されていた Hettner³⁾ の實測結果と比較して見よう。そのため水蒸氣量を Hettner の實驗の場合と同じく 0.06g/cm^2 にとり吸収を求めて見ると第 4, 5, 6 圖

のようになる。2.7 μ 帶では中心部の吸収係數が著るしく大きい部分では Hettner の測定値はないが、その他の部分では Hettner の値は我々の値よりも大きく、特に吸収帶の縁の部分の吸収が大

第 3 圖

第 5 圖

第 4 圖

きくなっている。又 1.8 μ 帶及び 1.4 μ 帶でも矢張り Hettner の値の方が大きく、又吸収帶の範圍が擴つている。尤も之等の吸収帶では我々の計算には副吸収帶による吸収が省略されていることも考慮されねばならない。

なお Hettner の測定は 400°A, 1 氣壓の水蒸氣を用いて行われたのに對し、我々の計算は 300°A, 1 氣壓に對して行われたことも考慮されねばならない。半幅値に對する溫度の影響を考慮して Hettner の測定値から 300°A の場合の吸収を推定すると吸収帶の中心部は大した變化がないが、

縁の部分では吸収が約 $1/2$ 程度になる。即ち第4圖では 3900cm^{-1} 以上の部分の Hettner の値は 300°A に対しては $1/2$ 位に減ることになり、又第5圖、第6圖でも夫々 Hettner の値は帯の縁の方で $1/2$ 程度になると考え

第 6 圖

られる。以上のことを考慮して Hettner の測定値と我々の計算値の比較から次のことが言えよう。即ち 2.7μ 帯では両者が割合によく一致したが、Hettner の吸収の方が幾分大きい。 1.8μ 帯及び 1.4μ 帯では Hettner の値の方が相當大きく、又吸収帯の幅も我々の計算した幅よりずつと擴がつている。

最後に、この研究は文部省科學研究費の補助によつて行われたものである。

(昭和 24 年 7 月 15 日受理)

文 獻

- 1) G. Yamamoto & G. Onishi: Science Reports of Tohoku Univ. V series 1 5(1949); 氣象集誌 II, 27 52—64.
- 2) F. Paschen: Wien. Ann. 53 341 (1894).
- 3) G. Hettner: Ann. d. Phys. 55 476 (1918).
- 4) F. E. Fowle: Smithsonian Misc. Coll. 68 No. 8 (1917).
- 5) F. Albrecht: Zeit. f. Geophys. 6 420 (1930); Met. Zeits. 48 57, 476 (1931).
- 6) W. W. Sleator: Astrophys. J. 48 125 (1918).
- 7) W. W. Sleator & E. P. Phelps: Astrophys. J. 62 28 (1925).
- 8) E. K. Phylor & W. W. Sleator: Phys. Rev. 37 1433 (1931).
- 9) H. H. Nielsen: Phys. Rev. 59 565 (1941); 63 422 (1942).
- 10) O. C. Mohler & W. S. Benedict: Phys. Rev. 74 702 (1948).
R. C. Nelson & W. S. Benedict: Phys. Rev. 72 703 (1948).
- 11) D. M. Denison: Rev. Mod. Phys. 3 280 (1931); 12 175 (1940).
- 12) H. M. Randall, D. M. Dennison, N. Ginsburg & L. R. Weber: Phys. Rev. 52 160 (1937).
- 13) G. W. King, R. M. Hainer & P. C. Cross: J. Chem. Phys. 12 210 (1944).
- 14) B. T. Darling & D. M. Dennison: Phys. Rev. 57 128 (1940).
- 15) W. M. Elsasser: Phys. Rev. 54 126 (1938).