

上層における気球動作の温度効果について

西村 純・藤井 正美・山上 隆正

まえがき

気球に自由浮力をつけて放球すると、気球は上昇してやがて満膨張となり水平浮遊状態に入る。このことは極めて当然のことのように思われるが、やや仔細に検討すると、実はいろいろな現象がからみあっていることがすぐわかる。気球の上昇にともななって気球内のガスは断熱膨張してガス温度が低下し、この結果容積が減少して自由浮力が減り上昇速度が鈍ることとなる。

しかし実際には気球皮膜と大気との間の対流による熱の伝達や、日射や大気ふく射によっての熱の出入りがあるためガスの温度は気球の上昇速度、大気温度分布、上昇時が昼夜のいずれであるかなどにより決定されることになる。

実際ややすくなめな自由浮力をつけた気球は上昇速度が鈍り予定された高度にまで上昇することができない。また同じ自由浮力をつけた気球でも昼間と夜間では上昇の状態が異なり日中水平浮遊に入った気球は日没と同時に気球内ガス温度が低下して降下をはじめ。

日中の太陽ふく射、夜間の大気ふく射、そして気球の皮膜をとおしての外気温との間の熱の交換現象は、気球の上空における動作を決定する鍵であり、ぜひとも定量的に解析しておかねばならない。

このような温度効果のあらわれる現象としては、

1. 高度 15km 付近での上昇速度の低下
2. 夜間上昇降下する気球の自由浮力と速度の関係
3. 日中上昇降下する気球の自由浮力と速度の関係
4. 日没効果現象
5. 日出により夜間降下した気球が再上昇する現象

等々考えられるが、今回はこの現象のうち、日中および夜間の上昇降下現象の解析を行なうこととした。また気球内ガスが水素の場合とヘリウムの場合とでは熱交換の割合が違うので、この二種類のガスでどの程度の差が期待されるかについても解析を行なった。

計算の方法としては、ふく射過程の寄与については気球皮膜のポリエチレンの吸収係数やふく射係数、また大気中のふく射の方向や量が複雑に入りこむので、直接的に取り扱わず、実測されたふく射温度を使ってこの過程の寄与を計算した。

この結果計算が単純化されると同時に、計算結果の精度もかなりよいものが得られたと考えられる。

その結果については気球重量と自由浮力に対する上昇速度の形でグラフに示した。実験との比較は第4章に示したが、計算と実験との一致はかなりよく、従来定性的に取り扱われてきた気球の上昇降下現象を定量的に把握することが可能となるものと思われる。

1 気球内ガス温度の変化をもたらす基礎量について

上層大気中を浮遊または上昇下降する気球は第1図に示すように、太陽からのふく射、大気および地上からのふく射、気球皮膜と大気および気球内ガスとの自然対流、強制対流によって熱の収支が行なわれている。

気球が上昇、下降する場合にはさらに気球内のガスは断熱膨張および圧縮の影響を受けて温度が低下または上昇する。

それらの量についてまず定量的に数値を調べることにする。

1-1. ふく射による熱交換

気球ガス温度のふく射による影響は、日中は太陽からのふく射、夜間は大気および地表からのふく射、そして気球皮膜からのふく射によるものであることはすでに述べたとおりである。

日中太陽からのふく射量は季節および緯度にもよって異なるが代表的な値としてここでは

$$J_0 = 3.3 \cdot 10^{-2} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \quad (1)$$

をとることにする [1]。このふく射は可視光領域にピークをもっている。太陽ふく射が大気中に入射すると一部は地表および雲で反射される。このアルベドの量は地表の状況によって異なるが、平均として約 30% [1] をとることとすれば、

$$10^{-2} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \quad (2)$$

となる。

以上のふく射は太陽とだいたい同じ波長分布をもっているが、いったん大気および地表に吸収されたふく射エネルギーは、赤外ふく射の形で再び放出される。平均としてこの温度は 200°K 付近であり、したがって 10 μ 近傍にピークをもつ波長分布となっている。赤外ふく射の量は地表に吸収された熱が昼夜にわたって再放出され地球全体として平衡を保つため、太陽ふく射の約 35% となり

$$J_1 = 1.15 \cdot 10^{-2} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \quad (3)$$

となる。

したがって気球のうける日中ふく射量と夜間ふく射量との比は、

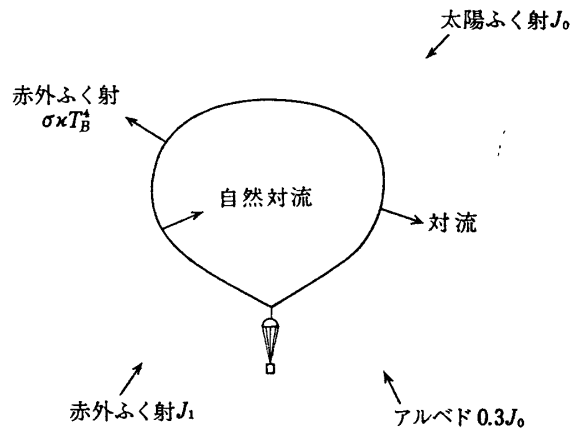
$$\text{太陽ふく射} + \text{アルベド} + \text{赤外ふく射} / \text{赤外ふく射} = 1 + 1.3 \frac{J_0}{J_1} \quad (4)$$

となっている。

a) ふく射温度について

前節ではふく射量の絶対値について述べたが、気球のガス温度決定にはふく射温度という量を定義すると便利である。

気球のふく射温度とは、大気との対流の影響がない場合、ふく射の過程だけで平衡に達す



第1図 気球に対する色々な熱の出入

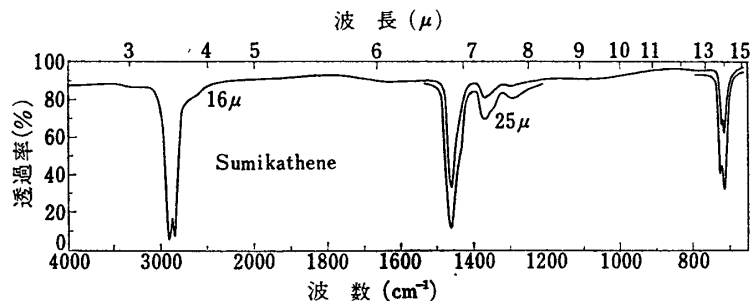
るガス温度で、気球外部からのふく射量と、気球皮膜の吸収係数で定まる量である。日中と夜間ではふく射量も異なるし、また皮膜の吸収係数も可視部と赤外部で異なるので、ふく射温度も違う値をもつことになる。

b) ふく射温度の高度変化

気球のふく射温度は前節に述べたように気球外からのふく射の吸収と気球からのふく射のバランスで決定されるが、定量的な取り扱いには以下に述べるように行なうことができる。

問題となるふく射の波長領域は太陽光の可視光領域、および 10μ 程度の赤外領域であるため、このような波長領域での気球の吸収特性をまず調べておく必要がある。

気球内ガスの水素、ヘリウムは、可視光領域および赤外領域のふく射に対して透明としてよい。気球皮膜ポリエチレンの赤外ふく射に対する透過特性は第2図に示すように、 3.5μ ,



第2図 ポリエチレンの透過特性の例

7μ , 14μ ……付近に吸収バンドがある。可視光領域に対する透過特性は、膜による反射の影響もあって正確には求めがたいが、赤外領域の吸収係数との比は数分の一と考えられる。

b-1) 夜間ふく射温度

まず夜間のふく射温度について考えることにする。気球皮膜のポリエチレンの赤外域における吸収係数を κ とする。気球に入射するふく射は一部は吸収され、残りは透過しまた反射される。透過したふく射は反対側の皮膜で一部吸収されまた反射、透過がおきる。したがってここに取り扱う吸収係数は実際の気球皮膜の厚さのポリエチレンに対するものでなく、約2倍に近い厚さをもつポリエチレン皮膜の吸収係数と考えるべきものである。

さて気球皮膜温度を T_B 、気球の半径を R とすれば全表面から放出される熱量は、ステファンボルツマンの法則から

$$4\pi R^2 \sigma \kappa T_B^4 \quad (5)$$

で与えられる。ただしここで σ はステファンボルツマンの係数で

$$\sigma = 1.36 \times 10^{-12} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{sec} \quad (6)$$

である。

一方入射するふく射量は J_1 であるので単位時間に気球皮膜で吸収される熱量は

$$\pi R^2 \kappa J_1 \quad (7)$$

となる。

気球がふく射温度 T_R の場合にはこのふく射の出入りがバランスして

$$4\sigma T_R^4 = J_1 \quad (8)$$

となる。

実際に観測されたミネアポリス上空でのふく射温度は 215°K である [2] のでこの値を T_0 とおき*, 低空でのふく射量の増加の割合 α をとするといろいろな高度でのふく射温度は

$$T_R = T_0(1+\alpha)^{1/4} \quad (9)$$

で与えられる。

実測されたふく射温度から上の式を使って計算すれば, 各高度で α が求められ, 各高度でのふく射量が求められる。

その結果は表1に示した。

表1 気球のふく射温度

大気圧 (mb)	夜間ふく射温度* (°K)	α^{**}	日中ふく射温度 (°K)†
1000	288	2.21	299
500	255	.97	271
200	223	.157	246
100	217	.037	241
50	215	0	240
20	215	0	240
10	215	0	240
5	215	0	240

* 実測値

** 低空におけるふく射の増加率, 夜間ふく射温度から計算

† $T_R = T_0 \left(1 + \alpha + 1.3 \frac{\varepsilon}{\kappa} \frac{J_0}{J_1} \right)^{1/4}$ より計算した値

b-2) 日中ふく射温度

日中のふく射温度は, 夜間のふく射量に日射およびアルベドのふく射を加えて求めることができる。可視光領域での大気中での吸収を無視すれば, ふく射平衡の式として

$$4\pi R^2 \sigma T_R^4 = \pi R^2 \left(J_1(1+\alpha) + 1.3 \frac{\varepsilon}{\kappa} J_0 \right) \quad (10)$$

を得る。ここで ε は可視光領域の吸収係数であり, その前に付加した 1.3 という因子は日射とアルベドの量を加えたことを意味している。

前節の考察から

$$4\sigma T_0^4 = J_1 \quad \text{ただし} \quad T_0 = 215^\circ\text{K}$$

であるので, 上式は

$$T_R = T_0 \left(1 + \alpha + 1.3 \frac{\varepsilon}{\kappa} \frac{J_0}{J_1} \right)^{1/4} \quad (11)$$

* J_1 として前に述べた $1.15 \cdot 10^{-2} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec}$ をとれば, T_R として $T_R = 214.8^\circ\text{K}$ を得, 実測値とよく一致する。

と書くことができる。

上空では $\alpha=0$, 実測値から [2]

$$T_R = 240^\circ\text{K}^*$$

であるため

$$1.3 \frac{\varepsilon}{\kappa} \frac{J_0}{J_1} = \left(\frac{T_R}{T_0}\right)^4 - 1 = 0.55 \quad (12)$$

を得る。前章で述べたように

$$\frac{J_1}{J_0} = 0.35 \quad (13)$$

であるので、このふく射温度が観測された気球では

$$\frac{\varepsilon}{\kappa} = 0.15 \quad (14)$$

であったことを示している。

もちろんインドのように着色したポリエチレンを皮膜として使用した場合には、 ε/κ として著しく大きい値をとる必要があることは当然である。

このように ε/κ をきめると、夜間ふく射温度の実測値とくみ合せて (11) 式から各高度での日中ふく射温度を求めることができ、その結果は表 1 に示した。対流および断熱膨張、圧縮の影響が無視できるようなときには、この値が気球の日中および夜間の温度となっている。

c) ふく射により熱の出入り

ふく射平衡の結果気球はふく射温度 T_R となるが、実際の気球は対流や断熱過程のためにこれとはいくぶん異なる温度となっている。

気球温度が T_B の時には気球皮膜からのふく射損失は単位面積あたり、

$$\sigma\kappa T_B^4 \quad (15)$$

となる。一方気球が吸収するふく射による熱量は単位面積あたり

$$\sigma\kappa T_R^4 \quad (16)$$

であるため、差し引き気球は

$$-\Delta q = \sigma\kappa(T_R^4 - T_B^4) \quad (17)$$

だけ熱量を失うことになる。 T_R, T_B の大気温度 T からのズレを $\Delta T_R, \Delta T_B$ とすれば

$$\begin{aligned} -\Delta q &= \sigma\kappa(T_R^4 - T_B^4) \\ &\cong 4\sigma\kappa T^3(T_R - T_B) = 4\sigma\kappa T^3(\Delta T_R - \Delta T_B) \end{aligned} \quad (18)$$

となる。

これが、気球温度が T_B のときのふく射による熱量損失をあらわしている。

1-2. 対流による熱交換

気球皮膜と大気の間では対流を通して熱交換が行なわれる。その熱伝達の様相は気球皮膜付近の流れ方とガスの熱伝導係数によって定まる。

* 対流の影響があるのでふく射温度は直接観測し難いが、気球内ガス温度が大気温度と等しくなる高度では、対流の効果が無視でき、ガス温度がその高度でのふく射温度となる。

一般に対流についての熱伝達係数はヌッセルト数 Nu を通してあらわされている。ヌッセルト数は温度差 ΔT の物体とガスがあったとき、単位時間、単位面積あたりの熱量 Δq の出入が

$$\Delta q = \frac{K}{l} Nu \Delta T \quad (19)$$

で定義されるものである。ただしここで K はガスの熱伝導係数、 l は物体の代表的な長さで、この式から明らかなようにヌッセルト数は物体のまわりを流れる流体の有効厚さが、代表的な長さの何分の一になるかを表わすパラメーターとなっている。

次に強制対流と自然対流の場合のヌッセルト数についての実験式を掲げることにする [3]

a) 強制対流の場合

Nu はレイノルズ数の関数となっている。相似則を使って球型の場合に導かれた実験式は

$$\text{層流の場合} \quad Nu = 0.52(Re)^{1/2} \quad (20)$$

$$\text{乱流の場合} \quad Nu = 0.03(Re)^{0.8} \quad (21)$$

で Re はレイノルズ数で

$$Re = \frac{\rho v l}{\mu} \quad (22)$$

であり、 l としては気球の直径 D をとる。乱流と層流の境界として $Re \approx 5 \cdot 10^4$ をとることにする。

b) 自然対流の場合

自然対流の場合には上の強制対流の Re に相当する量を導入すれば、強制対流と似た式が導かれることが期待される。物体の温度とガスの温度差を ΔT 、ガスの熱膨張係数を e とすれば、ガスの密度が ρ の時に浮力は

$$\rho g e \Delta T \quad (23)$$

となる。この浮力で $l/2$ だけ動くときガスの速度 v は

$$v^2 = g e l \Delta T \quad (24)$$

で与えられ、 Re 数に対応するものとしてグルシヨフ数 (G_r) を得る。 G_r の定義は

$$G_r = \frac{\rho^2 g e l^3 \Delta T}{\mu^2} \quad (25)$$

で Re^2 にあたるものである。実際に相似則から求められたヌッセルト数は、球の内側および外側のガスに対して

$$Nu = 0.65(P_r G_r)^{1/4} \quad (26)$$

である。ここで P_r はプラントル数と呼ばれるもので

$$P_r = \frac{C_p \mu}{K} \quad (27)$$

で定義され、二原子分子で 0.7、一原子分子で 0.6 程度の値をもっている。

1-3. 断熱膨張および断熱圧縮

気球が上昇または下降するにつれて外気圧が低下または上昇して、気球内ガスは断熱膨張または圧縮をうける。この結果気球内ガス温度は低下または上昇することになる。

気球内ガス温度を T_G 、大気圧を P 、そのおのおのの変動を ΔT 、 ΔP とすれば、断熱過程では

$$\frac{\Delta T}{T_G} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{\Delta P}{P} \quad (28)$$

で与えられる。実際にこの温度変化は、水素とヘリウムでは定圧比熱と定積比熱の比 γ が異なるのでそれぞれ違う値をとることとなる。その具体的数値は表2に示したがおのおののガスについての熱量変化 $C_P \rho \Delta T$ は等しい値をもっている。これはガス温度低下は気球膨張に使用されたエネルギーによるものであるため、熱エネルギー変化が等しい値となるためである。

表2 断熱効果

気体	γ	$\Delta T = T_G \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\Delta P}{P}$	$\rho C_P \Delta T$ cal/cc·°C·atm·km
水素	1.41	-10.2°C/km	$3.11 \cdot 10^{-3}$
ヘリウム	1.67	-13.9	$3.13 \cdot 10^{-3}$

$T_G = 300^\circ\text{K}$ の気球が大気中を 1 km 上昇した場合の気球内ガス温度変化

ここまでの議論では大気温度の高度による変化については触れなかったが、実際には対流圏では 1 km あたり 6°C 程度の気温低下があり、成層圏では高度とともに 1 km あたり 1.5°C 程度の気温上昇が見られる。したがって気球ガスが水素の場合には対流圏での断熱膨張または圧縮の影響はヘリウムの場合に比較して著しく少ないことが期待される。

他の熱伝達と計算をあわせるため、速度 v m/sec で上昇する気球について気球表面 1 cm^2 、1 秒あたりの熱量に換算すると

$$-\Delta q = \rho C_P \frac{V}{S} \beta v = \frac{\rho C_P D}{6} \beta v \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec} \quad (29)$$

となる。ここで V 、 S 、 D は気球の容積、面積、直径で β は断熱膨張によるガス温度変化、大気温度の変化の差を含んだパラメーターで具体的数値は表3に示した。

1-4. 各過程についてのまとめ

以上ふく射、対流、断熱の各過程について述べてきたが、ここでその結果についてまとめておく。

a) ふく射過程
前節の(18)式より

$$-\Delta q = 4\sigma\kappa T_R^3 (\Delta T_R - \Delta T_B) \quad (18)$$

ただしここで κ は赤外領域における吸収係数である。

b) 対流 $\Delta q = \frac{K}{l} Nu \Delta T_B \quad (19)$

層流のとき $Nu = 0.52 (Re)^{1/2}$ 球の外側 (20)

表 3 熱伝達の基礎なる数値

項 目	記 号	単 位	ヘリウム		水 素		空 気	
			0°C	-50°C	0°C	-50°C	0°C	-50°C
熱伝導係数	K	$10^{-4} \text{ cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{cm}^{\circ}\text{C}$	3.38	29.6	4.19	3.56	.578	.489
定圧比熱	C_P	$\text{cal/gr} \cdot \text{cm}^{\circ}\text{C}$	1.25	1.25	3.40	3.40	.241	.241
比熱比	$\gamma = C_P/C_V$		1.66	1.66	1.41	1.41	1.40	1.40
	$\gamma - 1/\gamma$.396	.396	.291	.291	.286	.286
密 度	ρ	$10^{-3} \text{ gr/cc} \cdot \text{atm}$.179	.219	.0893	.109	1.29	1.58
粘性係数	μ	$10^{-6} \text{ dyne} \cdot \text{sec/cm}^2$	186	163	84	73	171	146
レイノルズ数	R_e	$10^4 P v D$.96	1.34	1.06	1.49	7.54	10.82
プラントル数	P_r		.69	.69	.68	.70	.71	.72
グルショフ数	G_r	10^6	3.32	7.93	4.06	9.80	204	515
熱 伝 達	$\frac{K}{D} Nu$	$10^{-4} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{sec}$						
強制対流								
層 流	$0.52 \frac{K}{D} (R_e)^{1/2}$	$P^{1/2} v^{1/2} D^{-1/2} *$	1.72	1.78	2.24	2.26	.825	.836
乱 流	$0.03 \frac{K}{D} (R_e)^{0.8}$	$P^{0.8} v^{0.8} D^{-0.2}$	1.56	1.77	2.09	2.33	1.38	1.56
自然対流	$0.65 \frac{K}{D} (P_r G_r)^{1/4}$	$P^{1/2} v^{-1/4} \Delta T^{1/4}$.855	.930	1.11	1.18	.412	.441
断熱膨張	$\frac{\rho C_p D}{6} T^{\gamma-1} \frac{\Delta P}{P}$ $\left(\frac{\Delta P}{P} = \frac{\rho_{\text{air}} v}{P} \right)$	$P D v$.520	.637	.519	.633	.522	.640

* P, v, D はそれぞれ気圧, m/sec, m の単位で測る

$$\text{乱流のとき} \quad Nu = 0.03 (R_e)^{0.8} \quad \text{球の外側} \quad (21)$$

$$\text{自然対流の場合} \quad Nu = 0.65 (P_r G_r)^{1/4} \quad \text{球の内側および外側} \quad (26)$$

ここで l としては球の直径をとる。

c) 断熱過程

$$-\Delta q = \frac{\rho C_p D}{6} \beta v \quad (29)$$

これらの過程の基礎となる数値については、水素、ヘリウム、空気のおおのこのガスについて表 3 にまとめた。

2 気球内ガス温度の計算

前節では気球の熱交換について各過程を検討し、その基礎となる量をもとめた。ここではさらにこれらの結果を使って気球内ガス温度の計算を行なうことにする。

a) 気球皮膜と気球内ガス温度との差 (ΔT_{G-B})

気球が上昇または下降すると気球内のガスは断熱効果のため温度が変動して気球皮膜と異なる温度となる。気球皮膜との間には自然対流で熱交換が行なわれやがて平衡して温度差が一定に保たれる。

つまり

$$\Delta q \text{ 断熱効果} = \Delta q \text{ 自然対流}$$

となり、(26), (29)式より

$$0.65 \frac{K}{D} (P_r G_r)^{1/4} \Delta T_{G-B} = \frac{\rho C_p D}{6} \beta v \quad (31)$$

を得る。

b) 気球皮膜と大気との温度差 (ΔT_B)

気球皮膜は前節に述べた内部ガスとの熱交換のほかにふく射と大気との間の熱交換の結果温度が定まる。

平衡状態では

$$\Delta q \text{ ふく射} = \Delta q \text{ 大気との対流} + \Delta q \text{ 内部ガスとの自然対流} \quad (32)$$

となる。前節で述べたように気球内ガスとの自然対流は断熱効果と等しいので

$$\Delta q \text{ ふく射} = \Delta q \text{ 大気との対流} + \Delta q \text{ 断熱} \quad (33)$$

と書くことができ(18), (21), (26), (29)式とから

$$4\sigma\kappa T^3 (\Delta T_R - \Delta T_B) \cong 0.65 \frac{K}{D} (P_r G_r)^{1/4} \Delta T_B + 0.03 \frac{K}{D} R_e^{0.8} \Delta T_B + \frac{\rho C_p D}{6} \beta v \quad (34)$$

したがって、

$$\Delta T_B = \frac{\Delta T_R - \frac{\rho C_p D}{24\sigma\kappa T^3} \beta v}{1 + \frac{1}{4\sigma\kappa T^3} \left(0.65 \frac{K}{D} (P_r G_r)^{1/4} + 0.03 R_e^{0.8} \right)} \quad (35)$$

を得る。ただしここで大気との対流効果については自然対流と乱流によるものを加えて近似したが、その理由は実際の気球では気球直径が大きいためレイノルズ数が大きく、一般に乱流領域で取り扱うことができることと、また層流領域であってもレイノルズ数が比較的大きく乱流の式の結果がよい近似を与えているためである。

c) 気球内ガス温度と大気温度との差 (ΔT_G)

以上のように気球皮膜とガスの温度差、大気温度との差が計算されると、大気温度と気球内ガス温度の差 ΔT は

$$\Delta T_G = \Delta T_B - \Delta T_{G-B} \quad (36)$$

で与えられる。さらに ΔT_B は(35)式から

$$\Delta T_B = \Delta T_{B1} + \Delta T_{B2}$$

$$\Delta T_{B1} = \frac{\Delta T_R}{1 + \frac{1}{4\sigma\kappa T^3} \left(0.65 \frac{K}{D} (P_r G_r)^{1/4} + 0.03 R_e^{0.8} \right)} \quad (36')$$

$$\Delta T_{B2} = \frac{-\frac{\rho C_F D}{24\sigma\kappa T^3} \beta v}{1 + \frac{1}{4\sigma\kappa T^3} \left(0.65 \frac{K}{D} (P_r G_r)^{1/4} + 0.03 R_e^{0.8} \right)} \quad (36'')$$

と分解することができる。

ここで ΔT_{G-B} は断熱膨張によるガス温度変化, ΔT_{B1} はふく射による気球皮膜温度の変化, ΔT_{B2} は断熱膨張による気球皮膜温度変化をあらわしている。

したがって $\Delta T_{B2} - \Delta T_{G-B}$ はふく射と無関係に気球の物性値や上昇速度, 大気モデルによって定まる。気球の日中, 夜間によるガス温度変化などふく射に関係した温度変化は ΔT_{B1} つまりふく射温度と大気温度の差を通してのみきめられることになる。

3 各高度での気球の上昇下降速度

a) 抵抗係数

地上で一定の自由浮力をつけて気球を上昇させると, 前節に述べたようないろいろな過程でガス温度が変化し, 自由浮力も変化して上昇速度は変化することになる。

自由浮力を f とすると上昇速度 v は

$$\frac{1}{2} C_D \rho v^2 S = f \quad (37)$$

で与えられる。ここで C_D は抵抗係数 S は気球の断面積である。

従来地上でつけた自由浮力と実際に観測された上昇速度から抵抗係数を求めると, $C_D = 0.4$ という異常に大きい値が導かれていた [4]。しかし地上をはなれた気球は断熱膨張の結果気球内ガス温度は低下するので, 有効浮力は地上で観測された値より小さくなり, C_D は上の計算値より小さい値となるはずである。

このような理由でここでは C_D として 0.2 を採用することとし, 下降の場合にはこの2倍の値をとることとした。

b) 大気モデル

気球のガス温度は大気との温度差が問題となる。またふく射過程からの寄与はふく射温度と大気温度との差に比例するので, どのような大気温度高度分布をとるかによって, 気球の上昇下降の様相が異なってくる。ここでは三陸基地からの放球数の最も多い9月に焦点をおき, 仙台气象台で観測された9月の平均温度分布 [5] をとることとした。

ふく射温度と大気温度の高度分布は密接な関係があり, 異なる場所でののおおの観測を同時に採用することは当を得ないと考えられるが, 9月の仙台上空の温度分布は, ふく射温度の実測が行なわれた時期のミネアポリス上空のものとよく一致している。ただし 25 km 以上の大気温度分布は両者の分布が異なっているので, 後に示す計算の結果も 20 mb 以上のところについては不確かさがのこることになる。

それらの具体的な数値は表4にまとめた

c) ポリエチレンの吸収係数

ふく射過程による熱伝達の絶対値を求めるには, 赤外領域の吸収係数を与える必要があ

表4 大気温度分布 (仙台9月の平均温度)

P . mb	1000	500	200	100	50	20	10
T °K	293	266	221	205	214	223	225
ΔT_R^* (日中)	6	5	25	36	26	17	15
ΔT_R^* (夜間)	-5	-11	2	12	1	-8	-10

* T_R として表1の値をとった。

る。すでに述べたようにこの吸収係数は気球皮膜を透過または反射して後の吸収を考慮したもので、実際の皮膜 20μ の約2倍の厚さをもつものの吸収係数をとるべきものであろう。このような理由からここでは第2図を参照して $K=1/3$ の値を使用することとした。

d) 上昇下降速度とガス温度変化の関係

前節で求めた大気温度とガス温度の差 ΔT_B がわかると、その高度での気球の速度を計算することができる。

気球の全重量を W とすれば、 ΔT_G の温度低下は、自由浮力に

$$\frac{\Delta T_G}{T} W \quad (38)$$

だけの低下をもたらし、自由浮力は

$$f - \frac{\Delta T_B}{T} W \quad (39)$$

となる。

$$\frac{1}{2} C_D \rho S v^2 = f - \frac{\Delta T_B}{T} W \quad (40)$$

とにおいて気球速度を求めることができる。

もし $\Delta T_B=0$ であれば、左辺の ρS は大気圧の $1/3$ 乗に比例するので気球は上空に行くにつれて加速することになる。

4 数値計算の結果について

気球内ガス温度変化について影響をおよぼすいろいろな因子について述べてきたが、ここでその具体的な数値を示すことにする。例として気球全重量 100 kg の気球が上昇する場合各過程の寄与を示す数値を表5にまとめた。この数値を使って 1 m/sec および 5 m/sec で上昇する場合ガス温度の高度による変化を計算したのが第3図である。

この図からわかるように、速度の大きい場合には断熱効果によるガス温度低下が著しく、特に大気温度分布が変化する成層圏と対流圏の境界ではこの効果が著しい。

ここでは例として 100 kg の重量の場合を述べたが、全重量が増加すると、気球の体積が増加し、体積対面積比が増加するのでこの効果はさらに著しくなり、次に述べるように成層圏領域で上昇速度が減少して予定到達高度になかなか達し得ないような現象を生ずることになる。

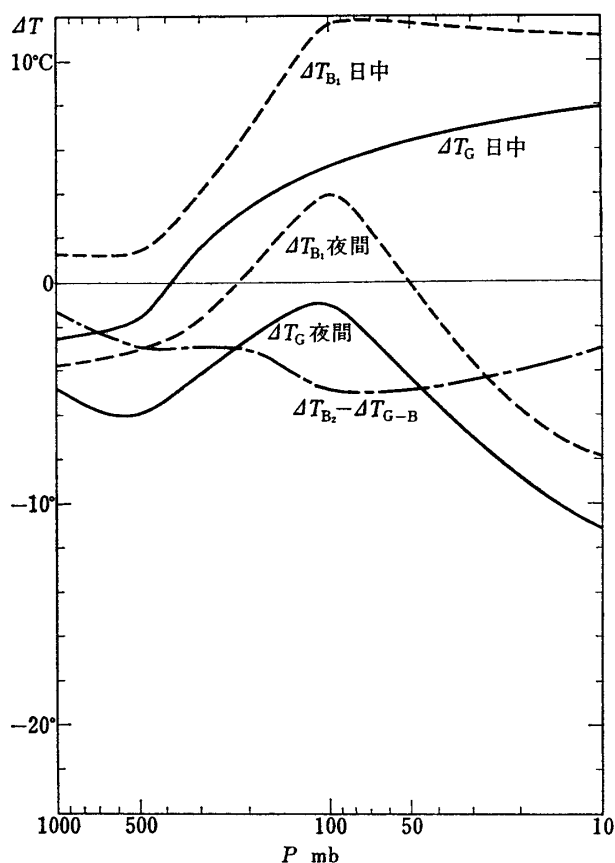
具体的に各高度での浮力と上昇速度の関係は、気球重量 100 kg , 200 kg , 400 kg , 1000 kg

表5 気球全重量 100 kg のときの各過程の寄与

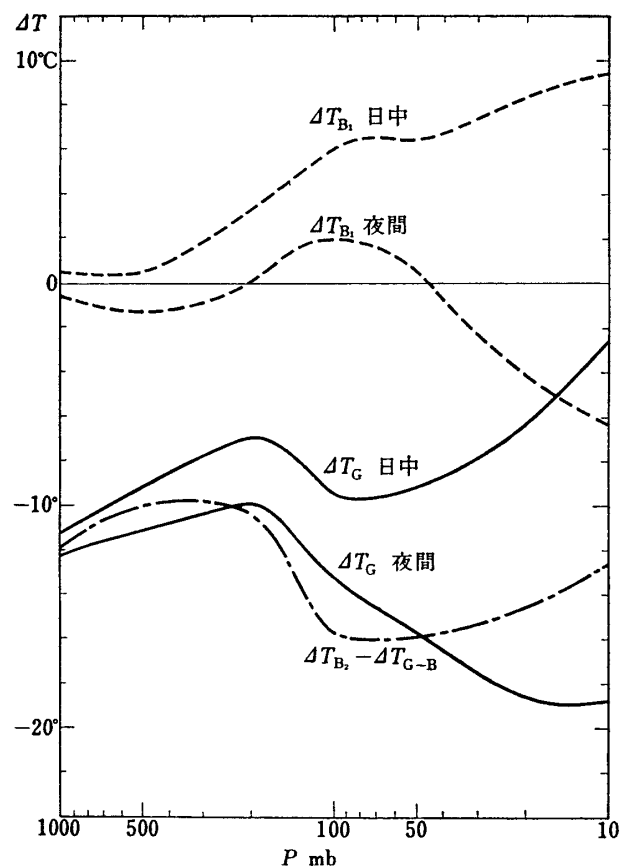
単位

気 圧	1000	500	200	100	50	20	10	mb
大 気 温 度	293	266	221	205	214	223	225	°K
ふく射過程	45.6	34.1	19.3	15.6	17.8	20.1	20.6	$\mu \text{ cal/cm}^2 \text{ sec } ^\circ\text{K}$
自然対流*								
空 気	25.9	18.0	11.4	7.85	5.16	2.97	2.13	$\mu \text{ cal/cm}^2 \text{ sec } ^\circ\text{K}$
水 素	69.4	48.2	30.6	21.0	13.8	7.94	5.69	"
ヘリウム	54.6	38.0	24.1	16.6	10.9	6.25	4.48	"
強制対流								
乱 流	96.2	55.6	27.8	15.8	11.9	3.75	2.04	$\mu \text{ cal/cm}^2 \cdot ^\circ\text{K}(\text{m sec}^{-1})^{0.8}$
断熱効果								
水 素	165	75.1	46.4	74.1	52.3	27.6	15.6	$-\mu \text{ cal/cm}^2 \text{ m}$
ヘリウム	192	102.6	63.3	73.6	50.2	26.5	15.5	

* $(G_r)^{1/4}$ の中にある $\Delta T_B^{1/4}$ については $\Delta T_B = 15^\circ\text{K}$ の場合 $\Delta T^{1/4} = 1.96$ を採用した。

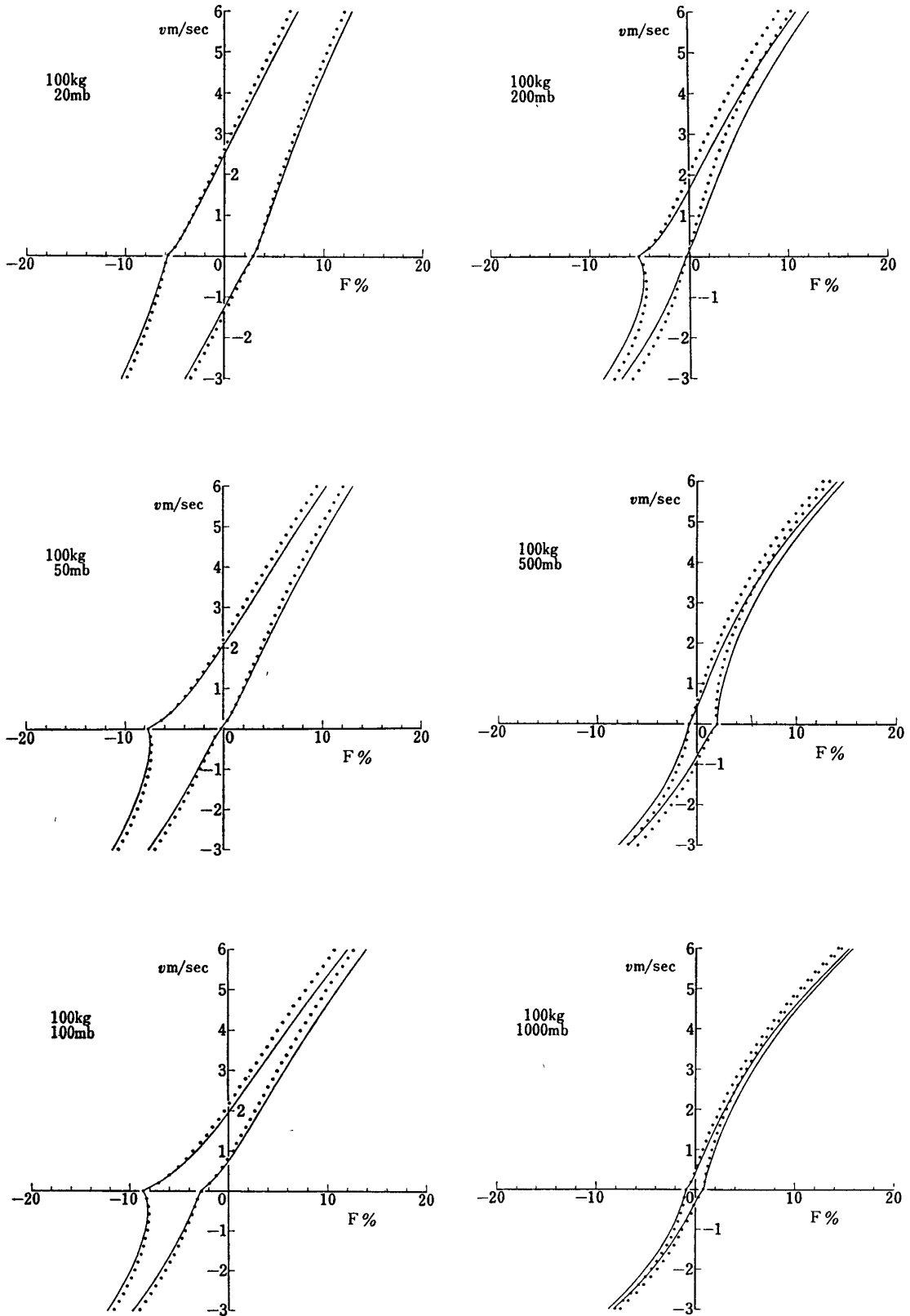


第3図-a $W=100 \text{ kg}, v=1 \text{ m/sec}$

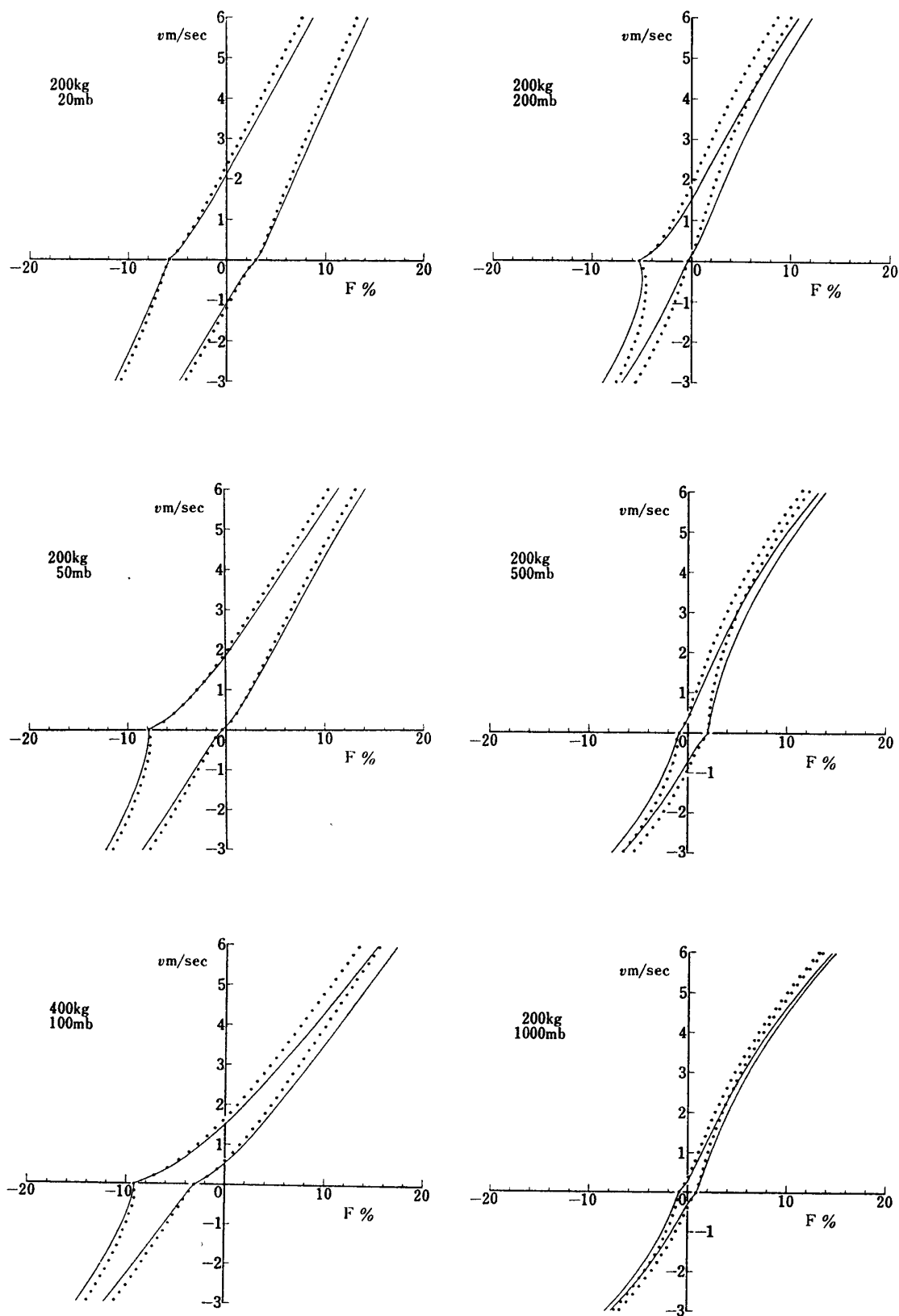


第3図-b $W=100 \text{ kg}, v=5 \text{ m/sec}$

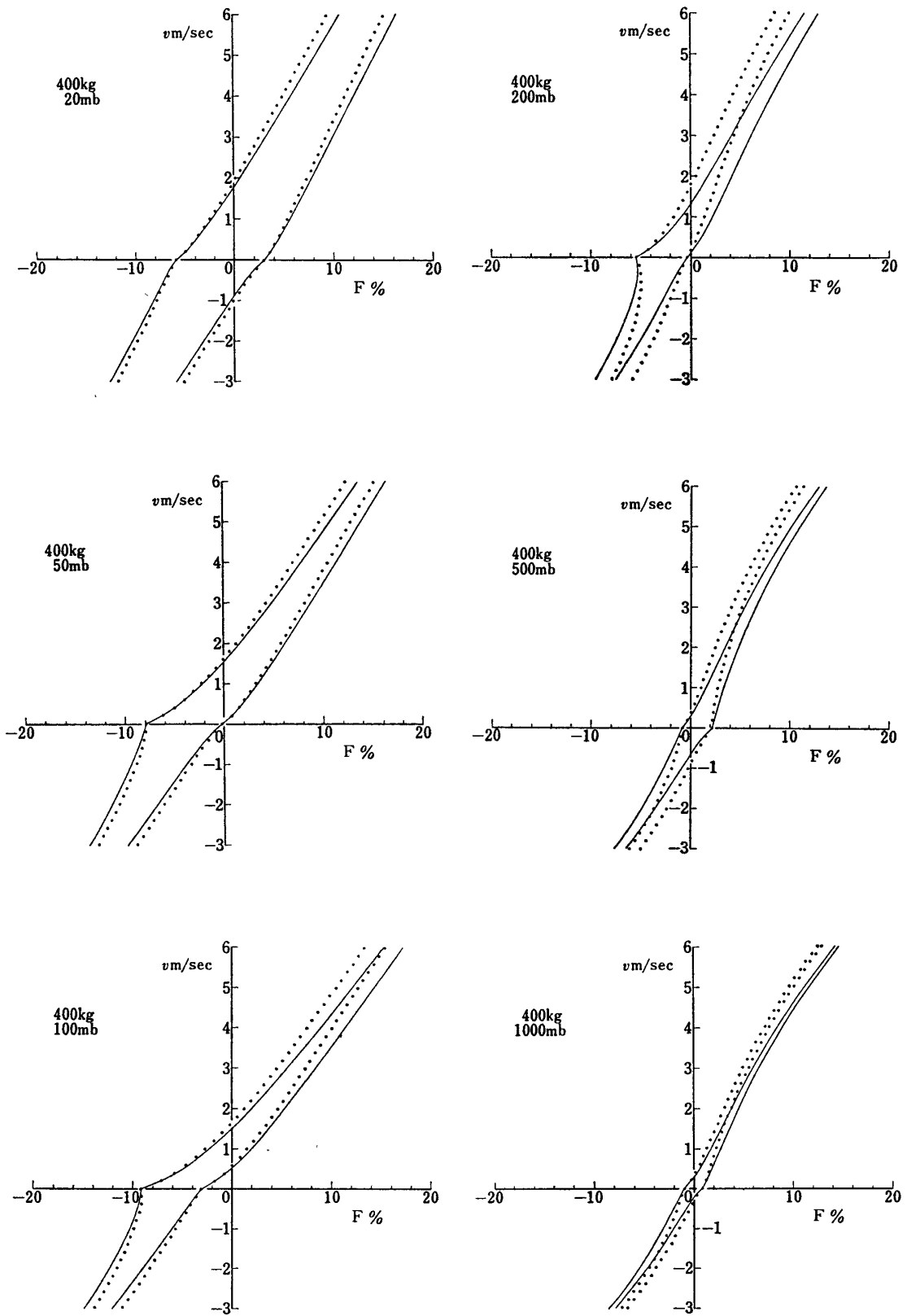
第3図 ガス温度の高度による変化
 ΔT_{B1} : ふく射過程による皮膜温度変化
 ΔT_{B2} : 断熱過程による皮膜温度変化
 ΔT_{G-B} : 断熱過程によるガス温度変化
 $\Delta T_G = \Delta T_{B1} + \Delta T_{B2} - \Delta T_{G-B}$



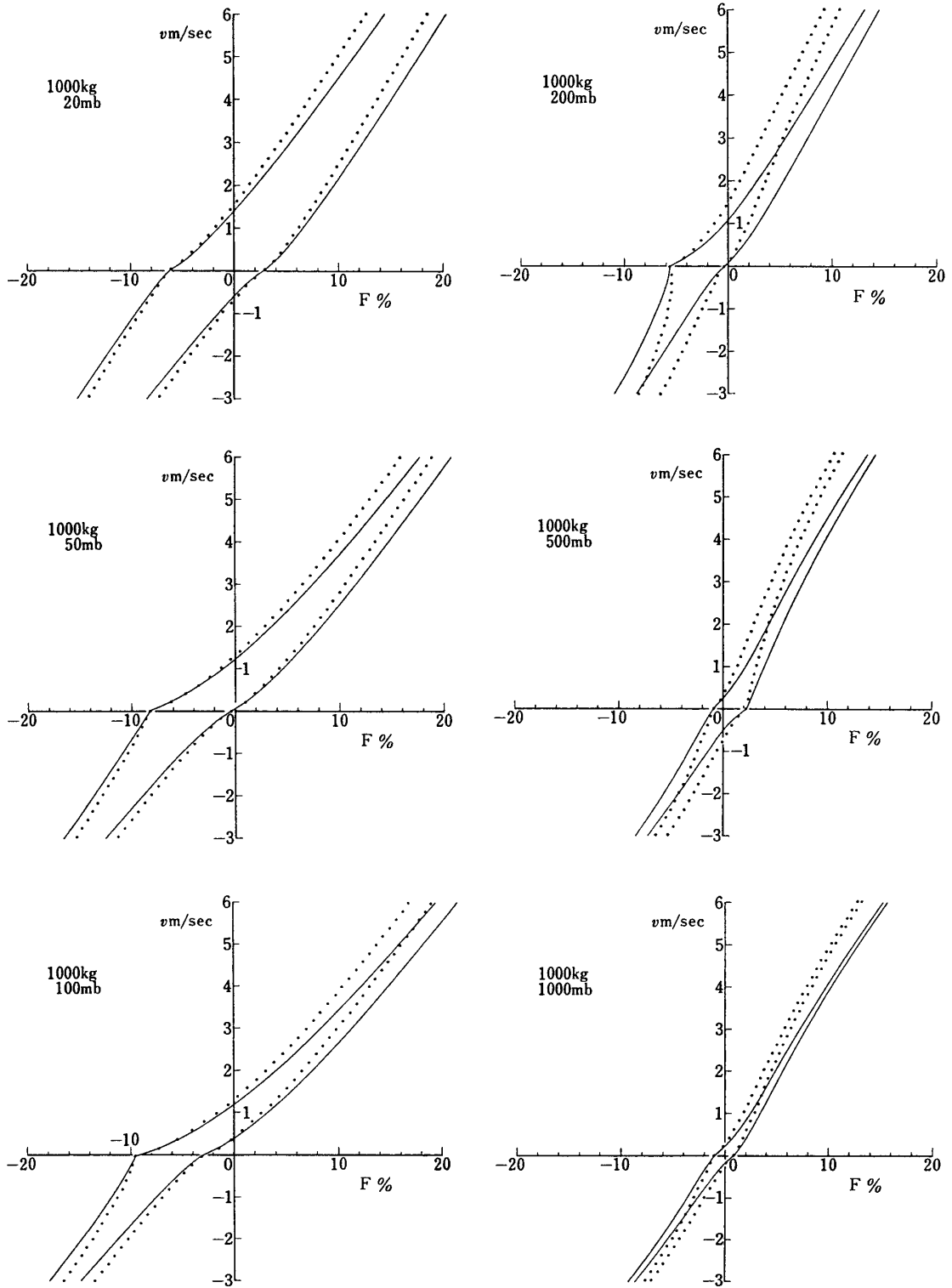
第 4 图—a $W = 100 \text{ kg}$



第 4 図—b $W=200$ kg



第4图-c $W=400\text{ kg}$

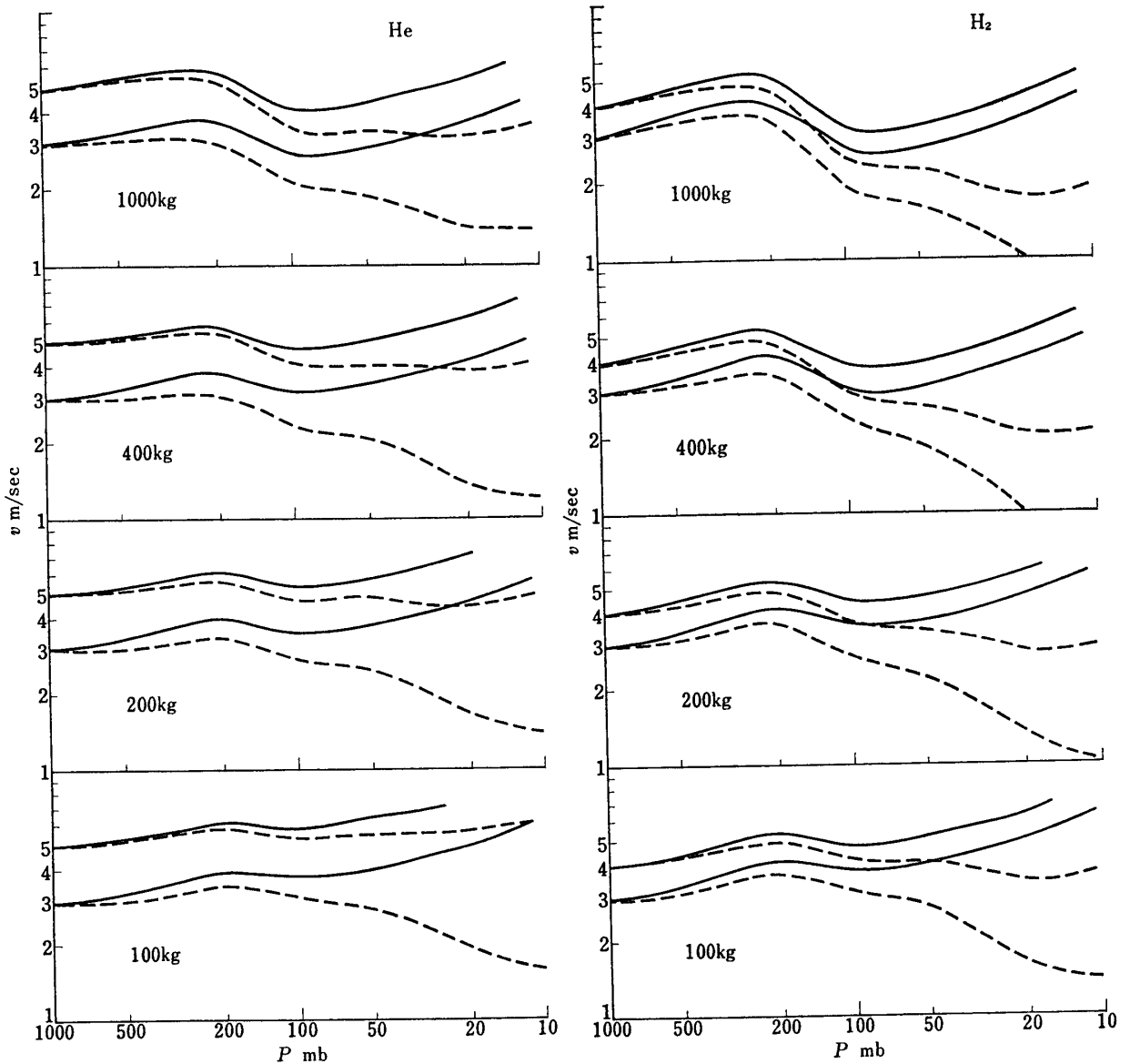


第4図-d $W = 1000\text{ kg}$

第4図 自由浮力と速度の関係

— : ヘリウム : 水素

速度の速い方が日中, 遅い方が夜間



第5図—a ヘリウム $v=3,5$ m/sec から出発した場合 第5図—b 水素 $v=3,4$ m/sec から出発した場合
 第5図 速度の高度による変化
 ——: 日中: 夜間

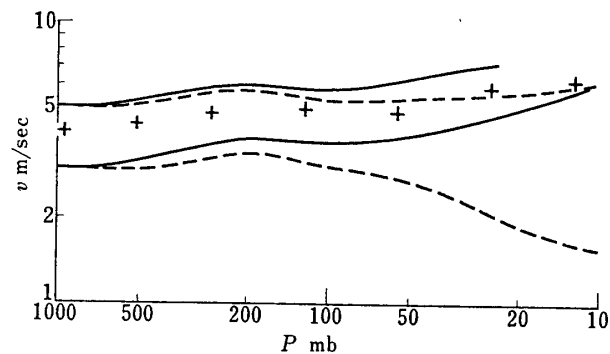
の場合について、気球内ガスがヘリウムと水素でどのように違うかも含めて計算を行なった。その結果は第4図に示した。

これと同じものではあるが、地上で一定の自由浮力をつけたとき、上空で気球の速度がどのように変化するかを示したのが第5図である。

これらの図の結果については一目して明らかな事柄が多いが、2,3 まとめてみると

- 1) 実験によれば、気球全重量 100 kg のとき自由浮力を 12 kg とすると地上付近の上昇速度は 5 m/sec である。気球のガス温度低下を考慮すると、気球の抵抗係数を 0.2 とした場合実験とのよい一致を示している。

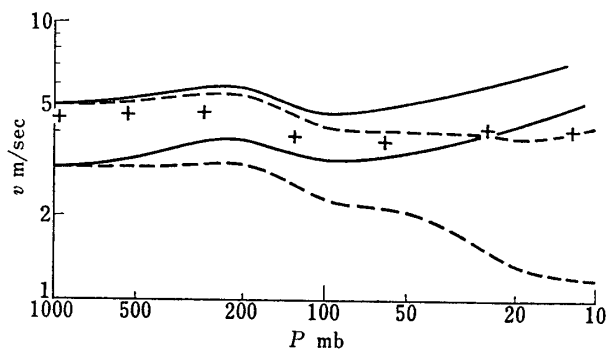
- 2) 大重量の気球では 100 mb 付近での減速が著しいがこれは前に述べた理由と同時に、同一速度での自由浮力対全重量比が低いいため温度変化の影響を受けやすいことによる。この現象は成層圏減速としてしばしば観測されるもので[6]第6図にその実例を示した。計算との一致はかなりよい。



第6図—a B15—21

1972年10月7日 14時25分放球

総重量 108 kg



第6図—b B50—8

1972年10月12日 8時45分放球

総重量 367 kg

第6図 成層圏減速の例

20 mb 付近で計算と合わないのは、前に述べたように大気温度モデルを仮定したためであると考えられる。

- 3) 夜間地上で上昇速度が少ない場合には、上空で減速して停滞することがおきる。これは夜間のふく射温度が大気温度に比べて低いためで、日中はふく射温度が高いためこのような現象はおきない。
- 4) 同一浮力に対して水素の場合はヘリウムに比較して上昇速度が速い。これは水素の熱伝導率がヘリウムに比べて大きく、気球内ガス温度と気球皮膜温度の差を少なくする傾向にあるためである。

断熱効果はすでに述べたように、気球膨張に費やされるエネルギーは内部ガスによらず一定であり、対流圏のように高度とともに大気温度が下がる場合には、定圧比熱対定積比熱比の大きいヘリウムが速度低下が大きく、大気温度分布が逆になる成層圏では逆傾向を示すと

考えられるが、一方水素の熱伝導率はヘリウムと比較してよいため、その傾向はあらわには結果に出てこない。

5 ま と め

気球の上空の動作については、気球内のガス温度の変化を無視しては議論できないことは既知のことであるが、その取り扱いが複雑なため従来は簡単なモデルについて議論されてきたところであった[6]。

本稿ではふく射過程の寄与についてふく射温度という量を使うと、問題が著しく単純化され、またかなりよい精度で気球の上昇下降特性を計算し得ることを示した。この結果従来定性的に理解されていた上空での気球の上昇下降現象を定量的にとらえ得ることを示した。

今回はまず温度の平衡状態についての議論を行ない、かつ、日中、夜間についても12時前後の代表的な場合を考えたがこれらの取り扱いをさらに一般化し、いろいろな大気モデル気球の皮膜特性などによる結果に対する影響、また日没時における気球降下現象等についてさらに検討をすすめたいと考えている。

1973年2月5日 新設部(工学)

参 考 文 献

- [1] 気象力学(岩波全書): 正野重方 第5章
- [2] Minnesota Report 13, 1
Journal of Meteorology 14, 502
- [3] たとえば I. U. Grigull Die Grundgesetze der Wärmeübertragung (Springer-Verlag 1961) を見よ。
- [4] 河村龍馬: 宇宙航空研究所報告 2巻1号(C) 398 (1966)
- [5] Aerological Data of Japan: Japan Meteorological Agency 1970.
- [6] 藤本陽一: 宇宙航空研究所報告 2巻 1号(C) 407 (1966)