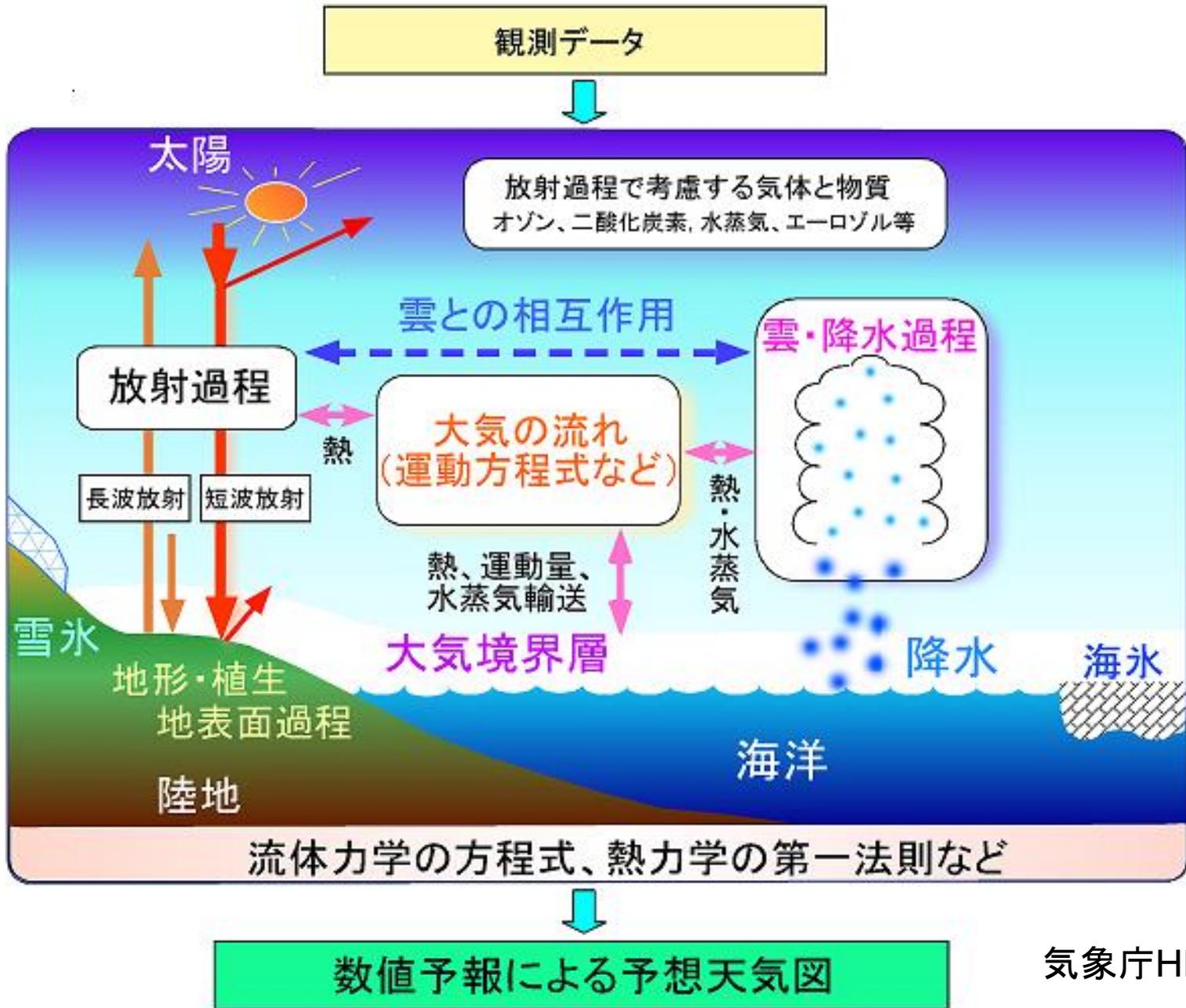


「総観気象学」のシラバス(修正)

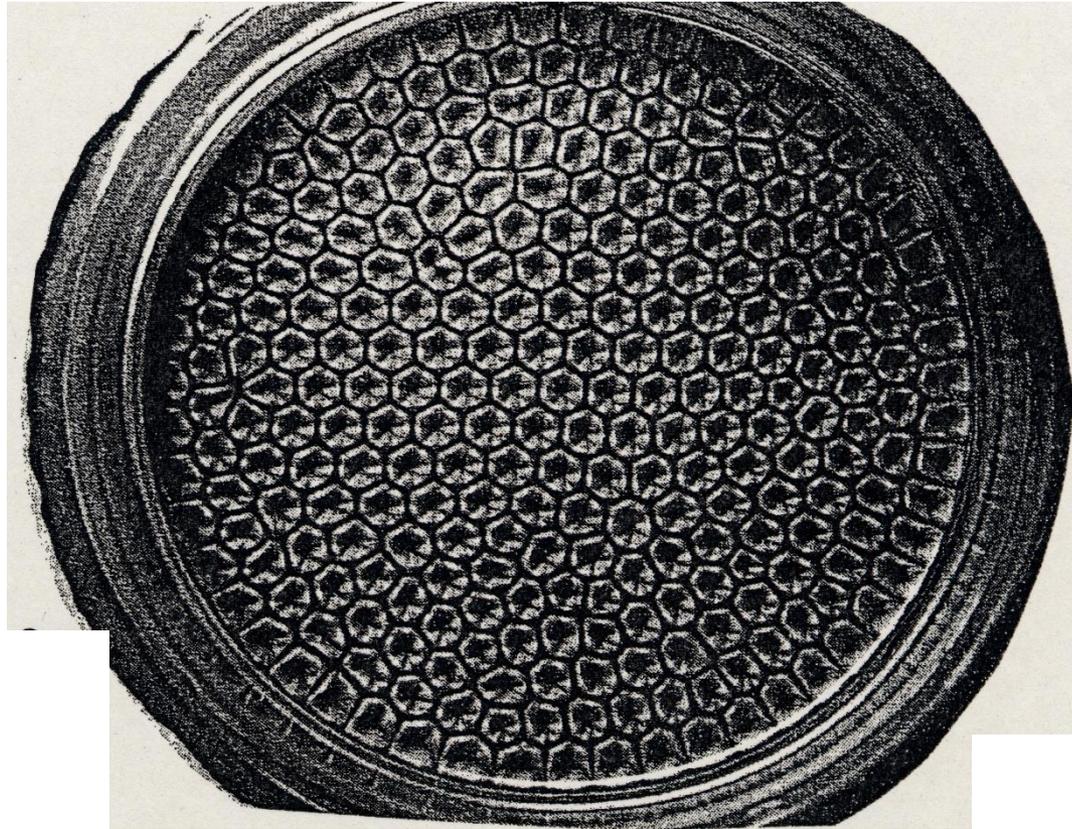
1

- (第1回) 大気運動の全体像
- (第2回) 大気の運動方程式の導出
- (第3回) 気圧系の運動方程式とスケール解析
- (第4回) 日本の四季と気圧配置
- (第5回) コリオリ力
- (第6回) 地衡風・温度風
- (第7回) ロスビー波
- (第8回) 温帯低気圧(傾圧不安定波)
- (第9回) 渦位
- (第10回) 乾燥対流 (鉛直シアなし)
- (第11回) ロレンツのカオス
- (第12回) 湿潤対流
- (第13回) メソ対流系
- (第14回) 台風
- (第15回) 局地循環・まとめ

* 講義の進行の都合により、テーマがずれることがある。



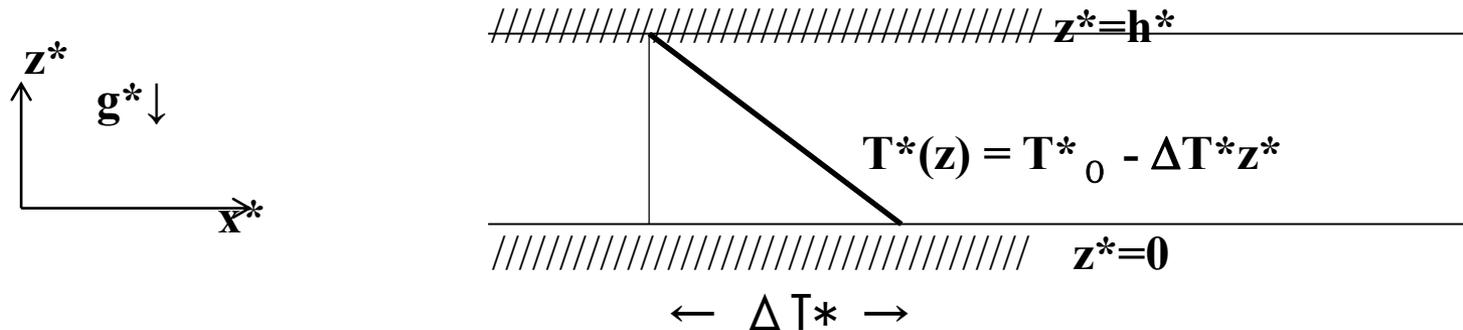
ベナール対流



- ・上下の温度差が**ある値以上**になると、対流が起こる.
- ・高さスケールの水平間隔を持つ**セル**が並ぶ.

レイリー対流

- ・ 水平方向に無限に一様に広がる作業流体を考える
- ・ 作業流体の物質常数は温度によらず一定である
- ・ 上下の温度差は時間的に一定である
- ・ 流体内部では相変化などはない



支配定数 (*: 次元量を表す) g^* : 重力加速度、 h^* : 流体層の厚さ、
 T^*_0 : 平均温度、 ΔT^* : 上下の温度差、 ρ^*_0 : 流体密度、
 k^* : 流体の温度伝導係数、 ν^* : 流体の動粘性係数

ここでは、次元量に * をつける。しかし
 場合によっては上付きであったり下付き
 であったりするので、注意！

◎2次元の支配方程式：() ‘は擾動部分

$$\frac{\partial \mathbf{u}'_*}{\partial \mathbf{t}_*} + \frac{1}{\rho_{*0}} \frac{\partial \mathbf{p}'_*}{\partial \mathbf{x}_*} - \nu_* \nabla^2 \mathbf{u}'_* = -\mathbf{u}'_* \frac{\partial \mathbf{u}'_*}{\partial \mathbf{x}_*} - \mathbf{w}'_* \frac{\partial \mathbf{u}'_*}{\partial \mathbf{z}_*},$$

$$\frac{\partial \mathbf{w}'_*}{\partial \mathbf{t}_*} + \frac{1}{\rho_{*0}} \frac{\partial \mathbf{p}'_*}{\partial \mathbf{z}_*} - \mathbf{g}_* \frac{\mathbf{T}'_*}{\mathbf{T}_{*0}} - \nu_* \nabla^2 \mathbf{w}'_* = -\mathbf{u}'_* \frac{\partial \mathbf{w}'_*}{\partial \mathbf{x}_*} - \mathbf{w}'_* \frac{\partial \mathbf{w}'_*}{\partial \mathbf{z}_*},$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}'_*}{\partial \mathbf{x}_*} + \frac{\partial \mathbf{w}'_*}{\partial \mathbf{z}_*} = \mathbf{0},$$

$$\frac{\partial \mathbf{T}'_*}{\partial \mathbf{t}_*} - \mathbf{w}'_* \frac{\Delta \mathbf{T}_*}{h_*} - \kappa_* \nabla^2 \mathbf{T}'_* = -\mathbf{u}'_* \frac{\partial \mathbf{T}'_*}{\partial \mathbf{x}_*} - \mathbf{w}'_* \frac{\partial \mathbf{T}'_*}{\partial \mathbf{z}_*}.$$



$$\text{Pr}^{-1} \frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x} - \nabla^2 u' = -\text{Pr}^{-1} \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right),$$

$$\text{Pr}^{-1} \frac{\partial w'}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial z} - T' - \nabla^2 w' = -\text{Pr}^{-1} \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right),$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} - R_a w' - \nabla^2 T' = -u' \frac{\partial T'}{\partial x} - w' \frac{\partial T'}{\partial z}.$$

長さを h_* 、時間を h_*^2/κ_* 、
速度を κ_*/h_* 、
温度を $(T_{0*} \kappa_* \nu_*)/(g_* h_*^3)$ 、
圧力を $(\rho_{0*} \kappa_* \nu_*)/h_*^2$ で
スケーリングする。

無次元化する意味：どのような
物理量や容器であってもRaと
Prと同じであれば同じ結論に
なる。例えば、4K付近の極低温
における対流実験も通常の温度
における室内実験もおなじ結論
になる。

◎Rayleigh対流に出てくる無次元パラメーター:

$$\text{Prandtl number: } \text{Pr} = \frac{\nu_*}{\kappa_*}, \quad \text{Rayleigh number: } \text{Ra} = \frac{g_* \Delta T_* h_*^3}{\kappa_* \nu_* T_{0*}}$$

この二つのパラメータでRayleigh対流の全てが分類できる。

- ・ R_a が大きいほど不安定: ΔT
- ・ R_a を増やすのは h の効果もある

◎線型化 右辺を0にする.

$$\left(\text{Pr}^{-1} \frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2 \right) u' + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0,$$

$$\left(\text{Pr}^{-1} \frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2 \right) w' + \frac{\partial p'}{\partial z} - T' = 0,$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2 \right) T' - R_a w' = 0.$$

◎水平方向 $(x) \rightarrow (x, y)$ と拡張

◎一つの変数にまとめる $w'(x, y, z, t) = \phi(x, y) \cdot g(z) \cdot \exp(\sigma t)$

$$(D^2 - k^2 - \sigma)(D^2 - k^2 - \text{Pr}^{-1} \sigma)(D^2 - k^2)W = -R_a k^2 W,$$

where $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} = -k^2, D = \frac{d}{dz}.$

水平成分 $\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k^2 \phi = 0,$

鉛直成分 $\left[(D^2 - k^2 - \sigma)(D^2 - k^2 - \text{Pr}^{-1} \sigma)(D^2 - k^2) + R_a k^2 \right] g = 0.$

* 上下の境界条件がslipで断熱の場合

$g(z) = \sin(n\pi z)$ 、 $n = \text{整数}$ → $\sin(\pi z)$ とする。

$$\left[(\pi^2 + \mathbf{k}^2 + \sigma)(\pi^2 + \mathbf{k}^2 + \text{Pr}^{-1} \sigma)(\pi^2 + \mathbf{k}^2) - \text{Ra} \mathbf{k}^2 \right] = 0.$$

When $\sigma = 0$, $\text{Ra}_a = \frac{(\pi^2 + \mathbf{k}^2)^3}{\mathbf{k}^2}$.

$$\Rightarrow \text{Ra}_{ac} = \frac{27}{4} \pi^4 \approx 657, \mathbf{k}_c = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \approx 2.22$$

* 上下の境界条件がslipで断熱の場合、 Ra_c が与えられた場合、対流が発生してそこで現れる水平波数が \mathbf{k}_c であるということ。

* $\text{Ra} > \text{Ra}_c$ となると、発現する対流の卓越する波数は \mathbf{k}_c の近傍であることが期待される

表 3.1 異なる境界条件のもとでの臨界レイリー数とベナール・レイリー型対流細胞の大きさ

	Ra_c	k_c	$l_c/h=2\pi/k_c$
上下両面摩擦なし	657.5	2.22	2.83
一方が摩擦なし, 他方が摩擦あり	1,101	2.68	2.34
上下両面摩擦あり	1,708	3.12	2.02

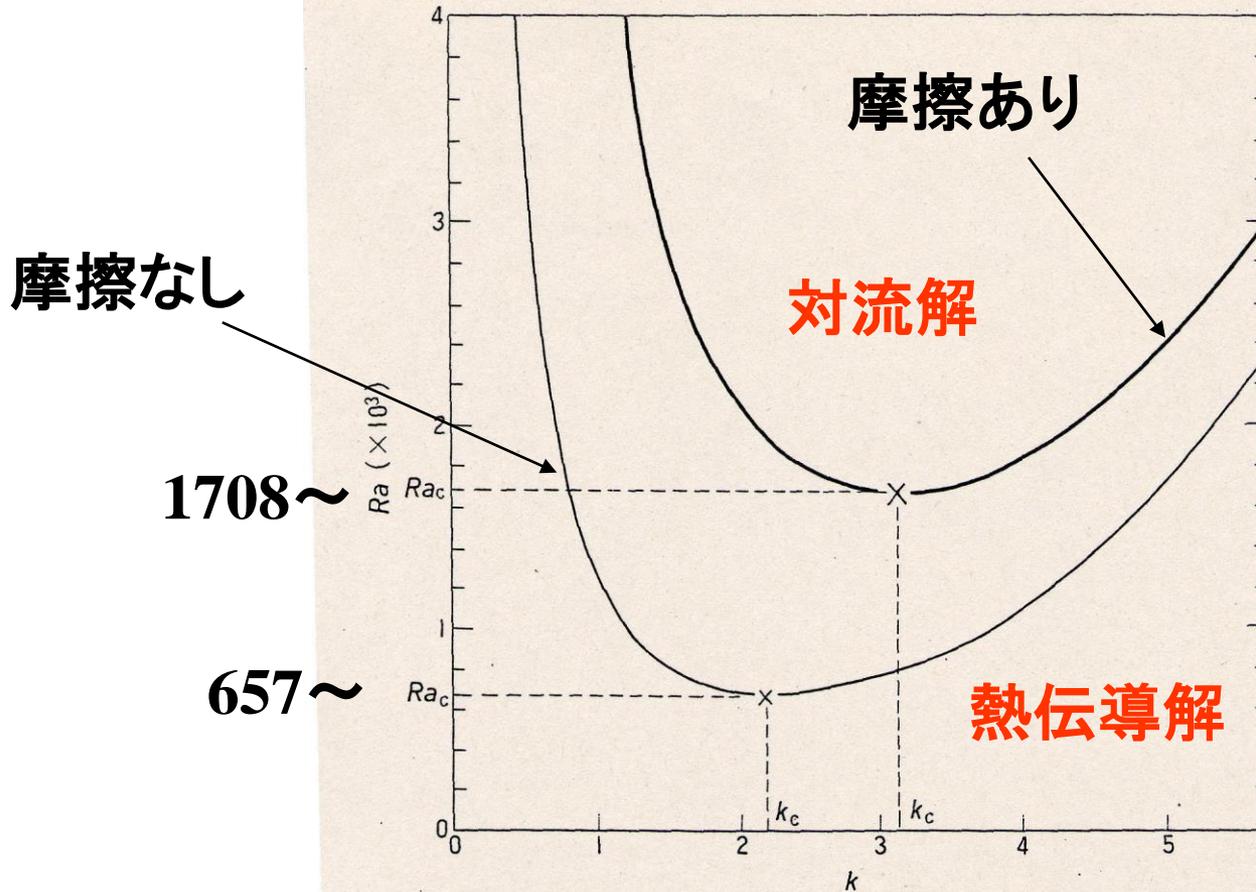
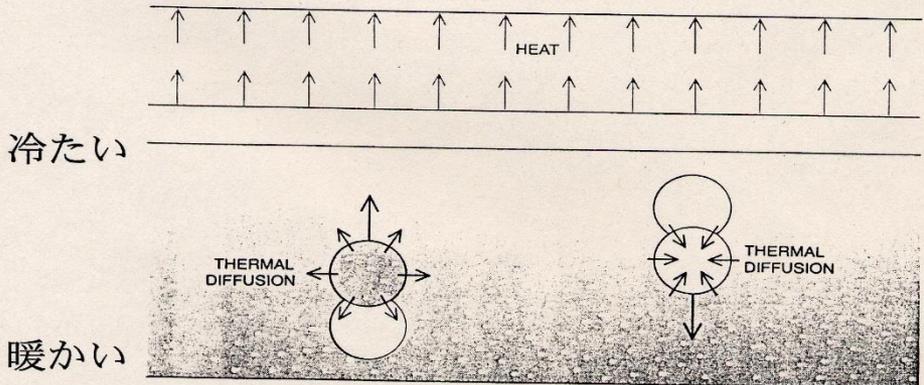
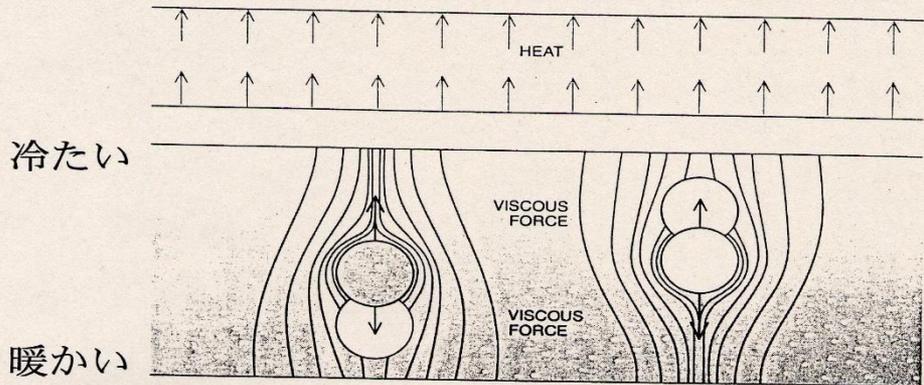
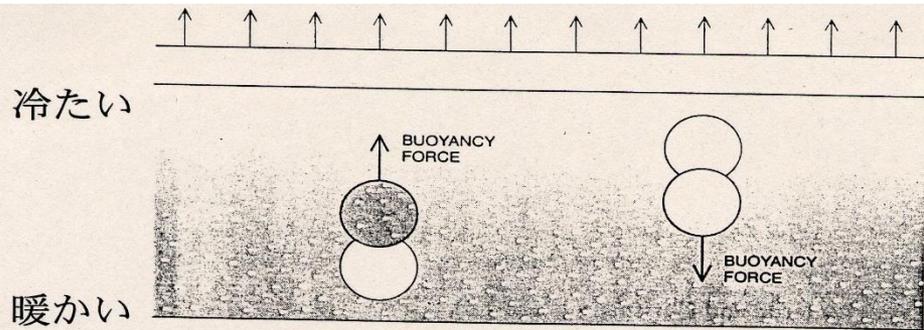


図 3.11 対流の安定度曲線. 上下両境界面で摩擦力が作用しない場合を細実線で, 摩擦力が作用する場合を太実線で示す. ×印はそれぞれの臨界レイリー数 Ra_c とそのときの擾乱の波数 k_c である.

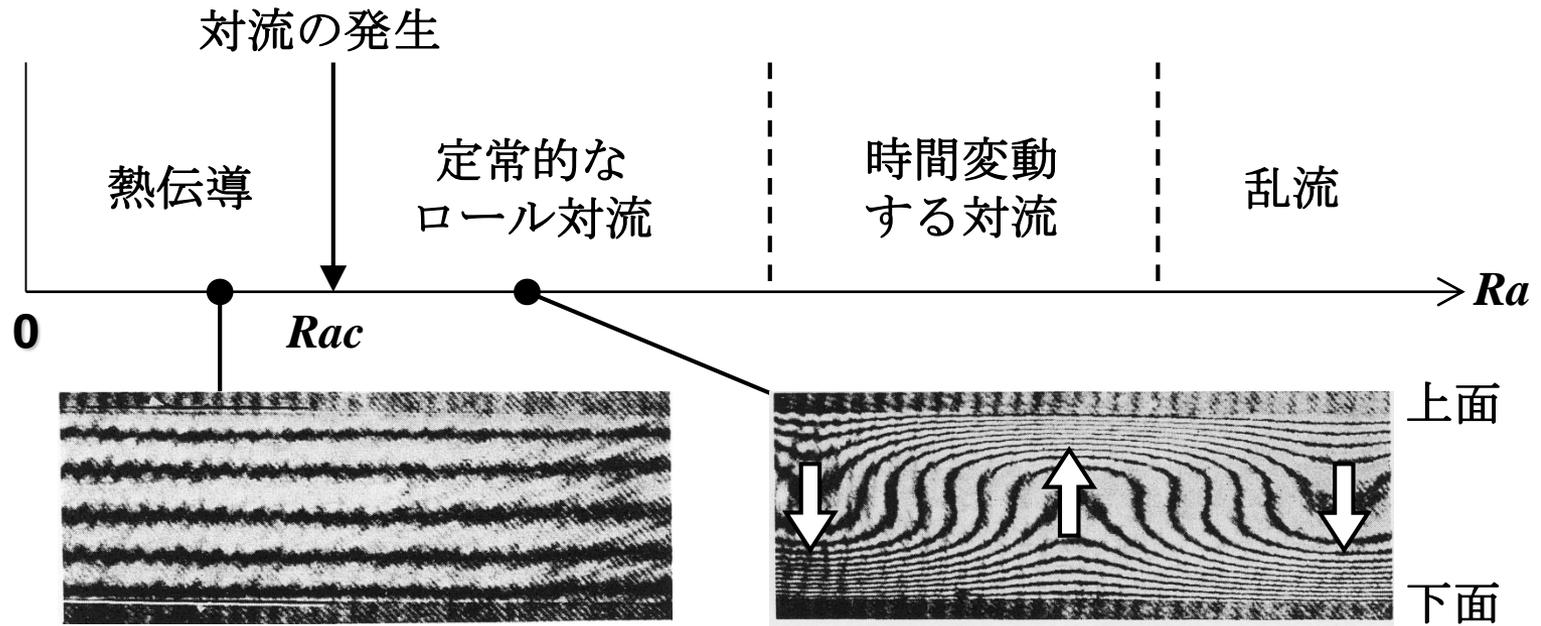
(浅井)

$$Ra = \frac{g^* \Delta T^* h^{*3}}{k^* \nu^* T^*_0} = \frac{g^* \Delta T^* / T^*_0 h^{*3}}{k^* \nu^*}$$

浮力 (対流を起こそうとする力)
 =
 粘性・熱伝導 (対流を抑える力)



[M. G. Velarde and C. Normand(1980), Sci. American]



(Farhadieh and Tankin, 1974)

$$R_a = \frac{g\alpha h^3 \Delta T}{\kappa \nu}$$



対流の発生の目安

重要な結論が二つ得られた。

- ・ $R_a < R_{ac}$ で熱伝導解、
 $R_a > R_{ac}$ で対流が発生
- ・ 対流の縦横比は $O(1)$

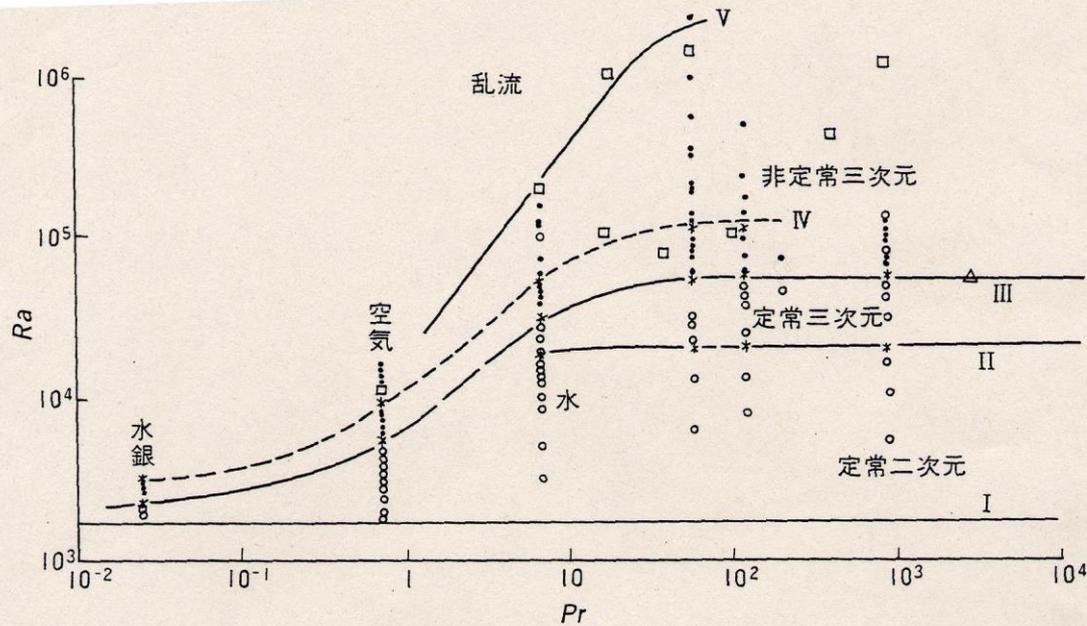
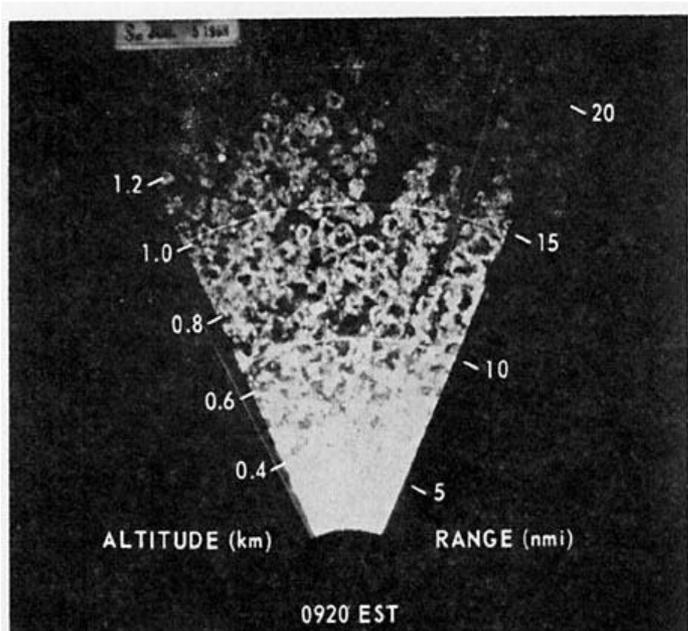


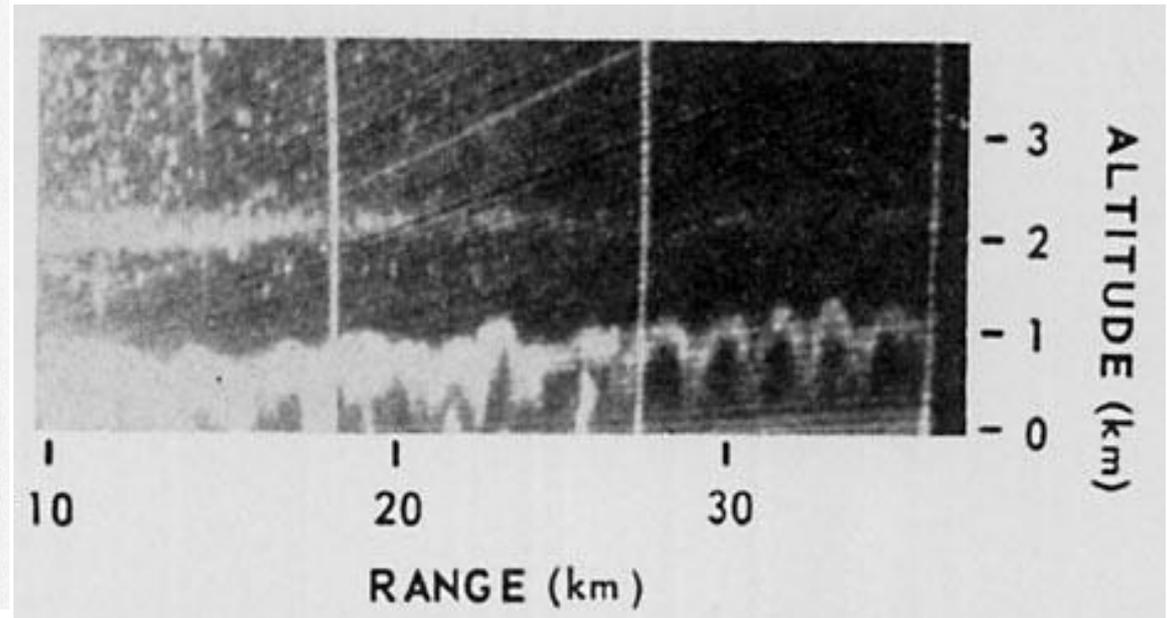
図 3.13 臨界レイリー数を越えた条件下での対流の性状とその遷移。○印は定常流，●印は非定常流，*印は遷移点。□印は Rossby(1966)，□印は Willis and Deardorff(1967)，△印は Silveston(1958)，その他は Krishnamurti(1970)の資料による。

- ・Raが小さい時下(上)端の流体が浮力で上昇(下降)し始めても上(下)端に到達する前に粘性や熱拡散で周囲になじんでしまい、対流は発生しない。
- ・Raが臨界レイリー数(R_{ac})を越える時に対流が発生する。
理論計算によると、 $R_{ac} = 1708$
- ・ $Ra > R_{ac}$ のときに、上にふたがない場合は定常な細胞状の対流、上にふたがある場合はロール状になる。
- ・Raがより大きくなると、非定常となる。さらに大きくなると乱流になる。
この時のRaはPrに依存する。

レーダで見た陸上境界層内の対流



PPI(平面)



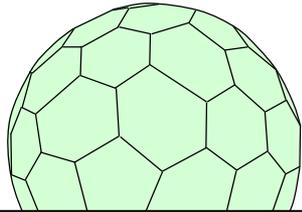
RHI (Rang-Height-Indicator)

Konrad (1970)

ベナール対流で見たような水平パターンが見られる

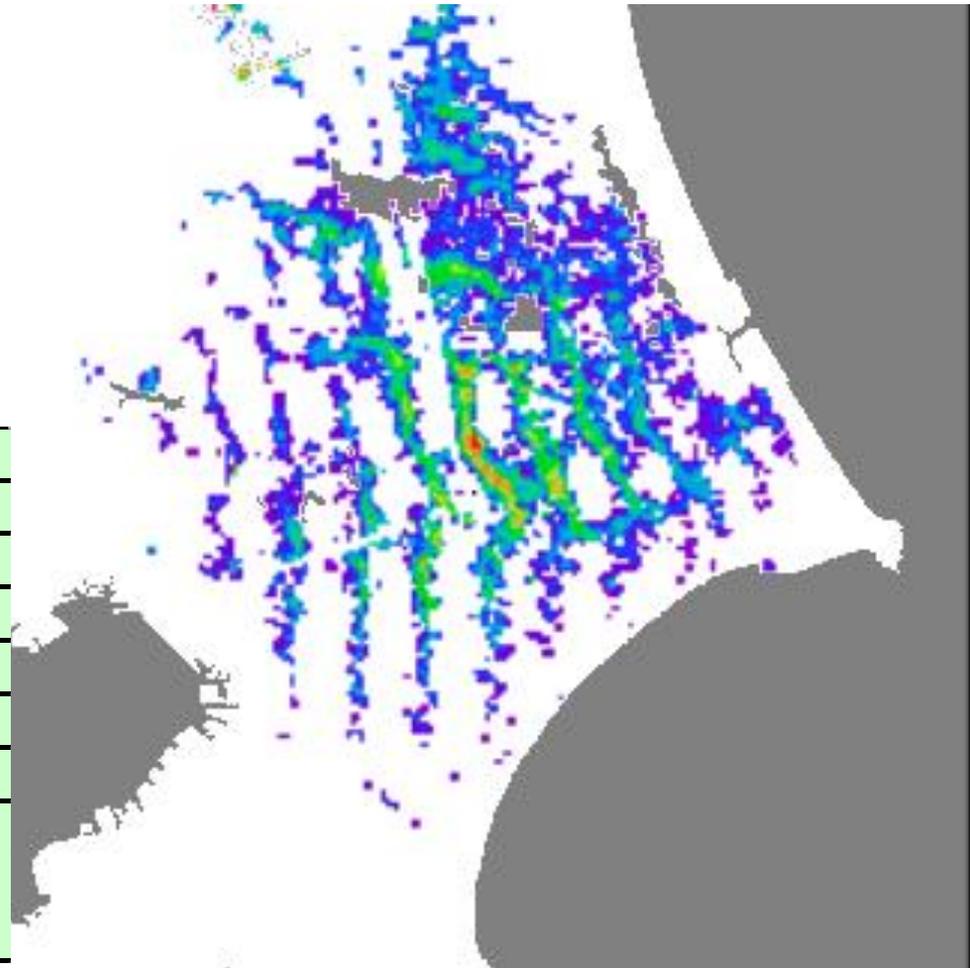
浮遊性昆虫と非降水レーダーエコーの話題

楠研一(気象研究所)

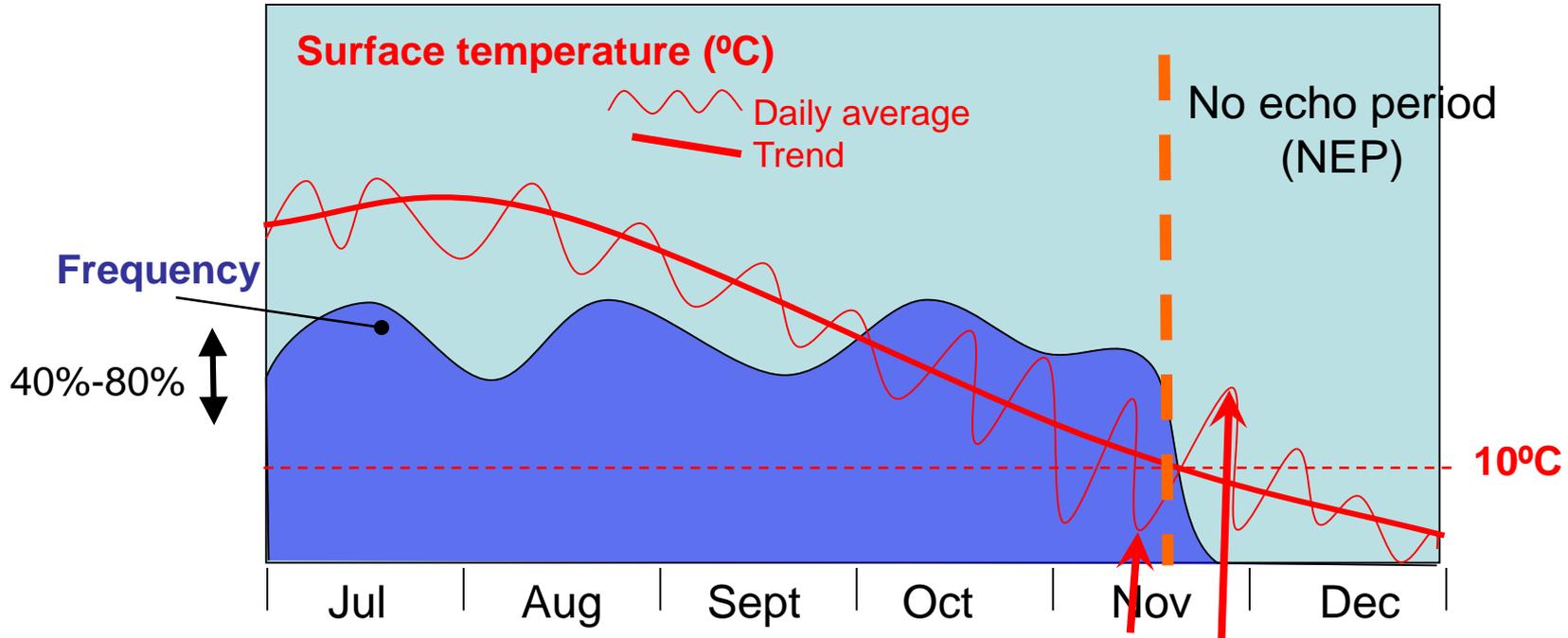


Narita DRAW

Frequency	5290 MHz
Observation range	120 km
Antenna Rotation rate	4 RPM
Pulse length	1.0 μ s
Range resolution	150 m
Azimuth resolution	0.7°
Doppler velocity range	± 48 ms ⁻¹
Scan	Multiple-PPI Scan Elevations: 15 update rate: 6 minutes

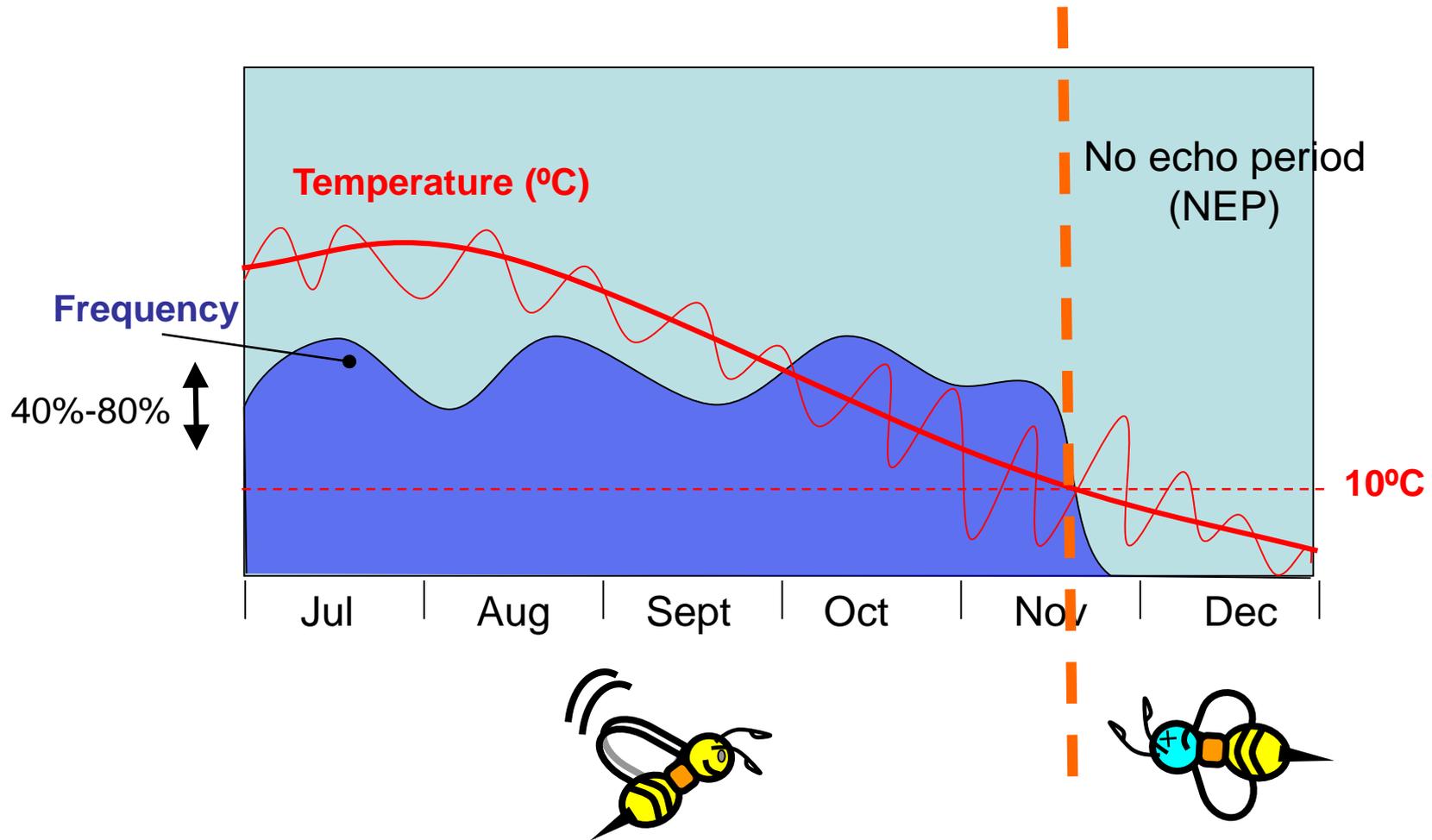


From July to late November, clear-air echoes were observed on 40%-80% of no-precipitation days.
But clear-air echoes never appeared after late November.



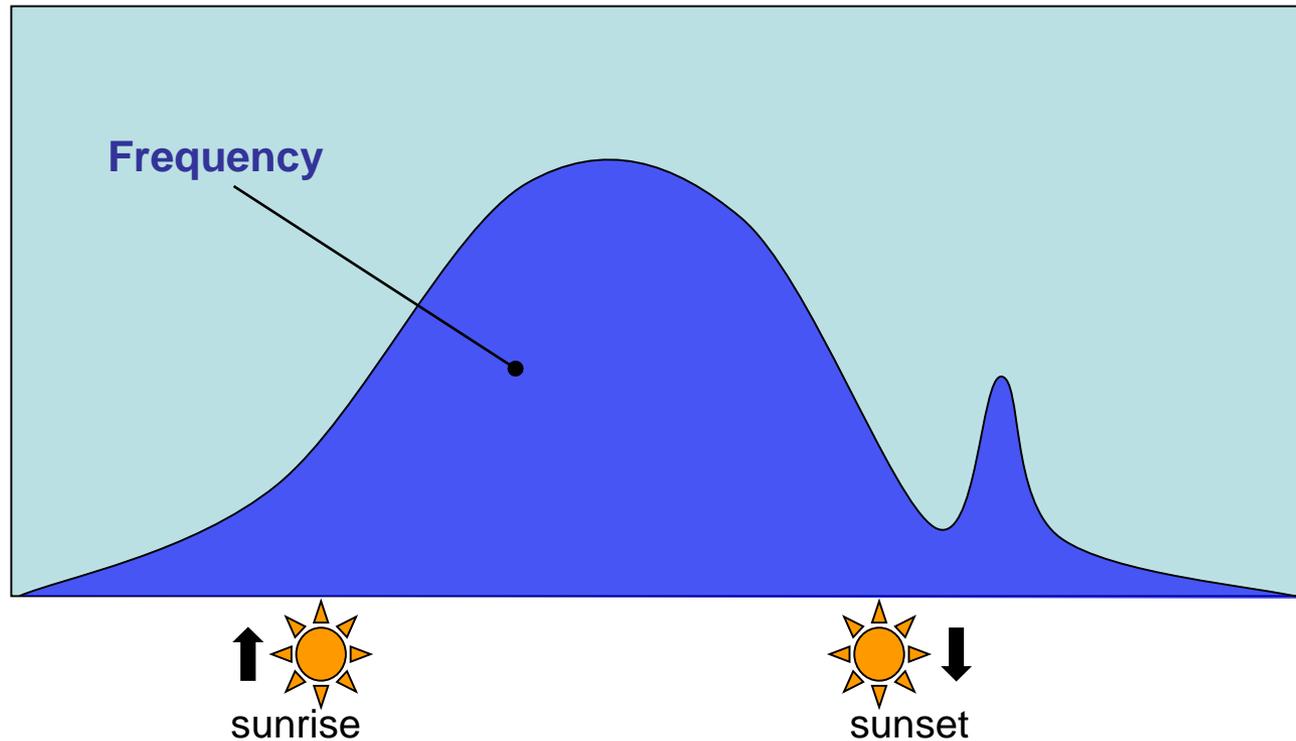
While clear-air echoes appeared below 5°C before the NEP, they never appeared even above 20°C during the NEP.

This shows that the warm condition during the NEP did not produce clear-air echoes under the same temperature condition before the NEP.



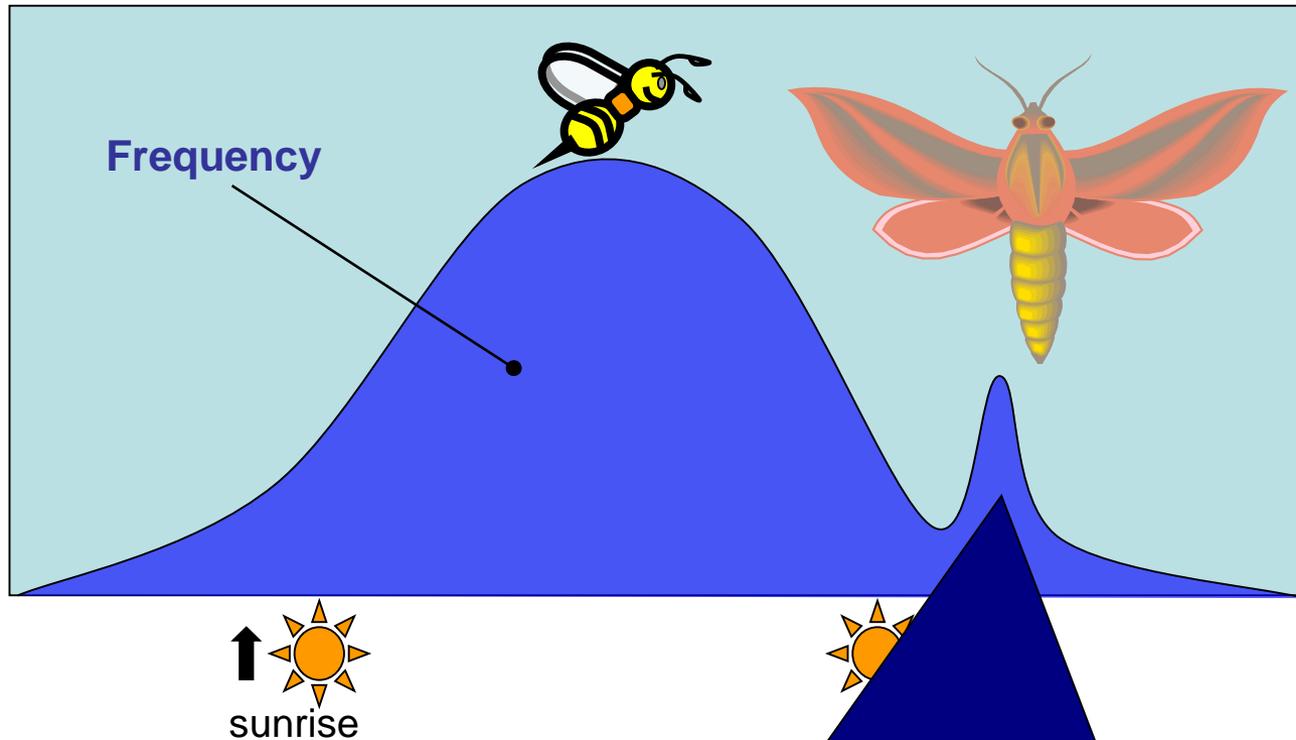
The 10°C temperature has been critical for insect activity (Wilson et al.1994).

This seasonal nature would not implicate surface temperatures directly but the annual life cycles of insects.



The diurnal variation of clear-air echo appearances had two peaks at the periods of the daytime and the twilight. The first peak was in the daytime, starting after sunrise and fading before sunset, while the second one appeared during twilight after sunset for a short time.

Small insects would largely depend upon carrying aloft by thermals in the mixed layer (Drake and Farrow 1988).



Nocturnal migration
Farrow 1985;

Nocturnal migration
of 500-1000 m
Farrow 1988).

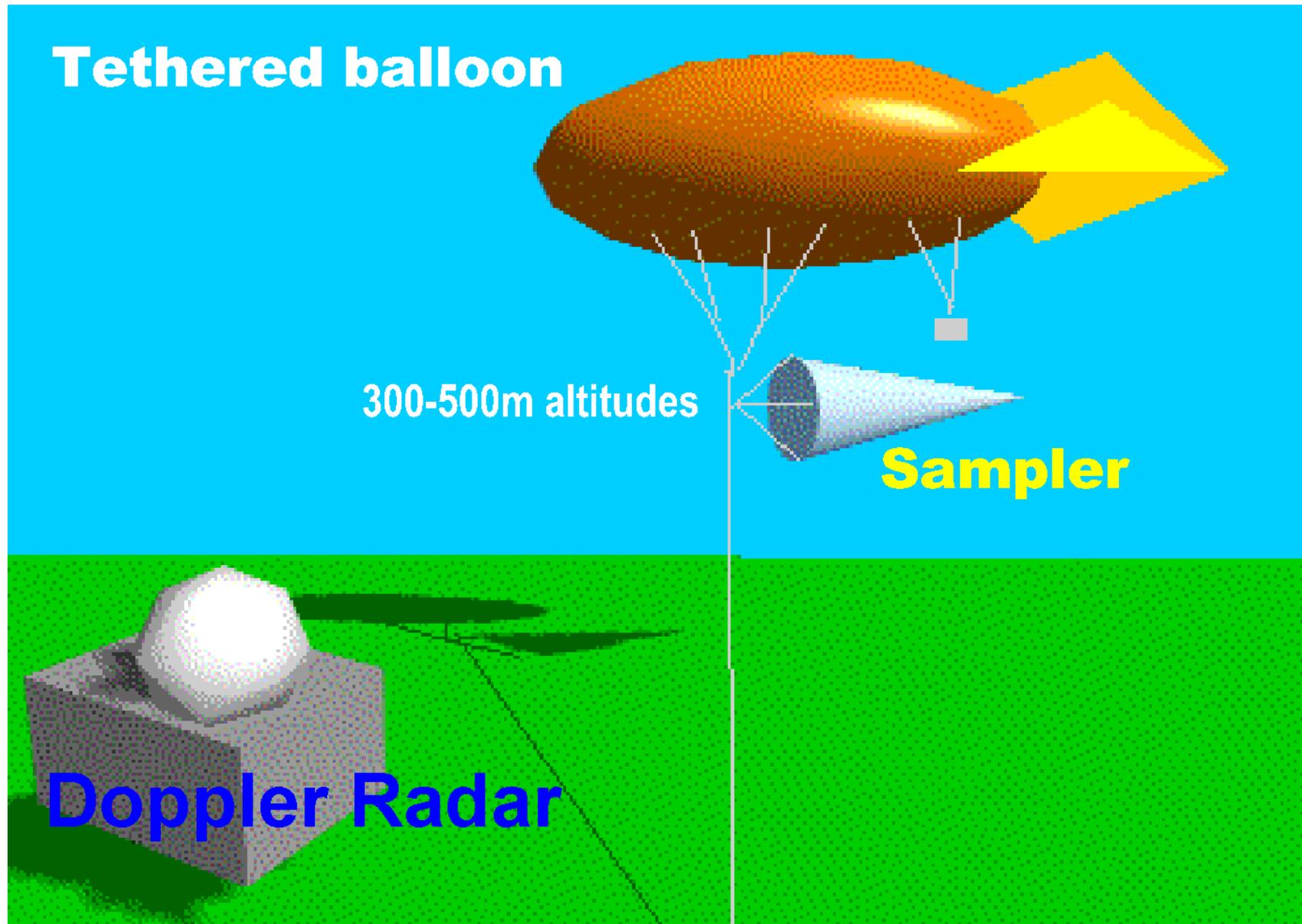
The assumption that the clear-air echoes (insects) would be passively carried by wind is not appropriate.

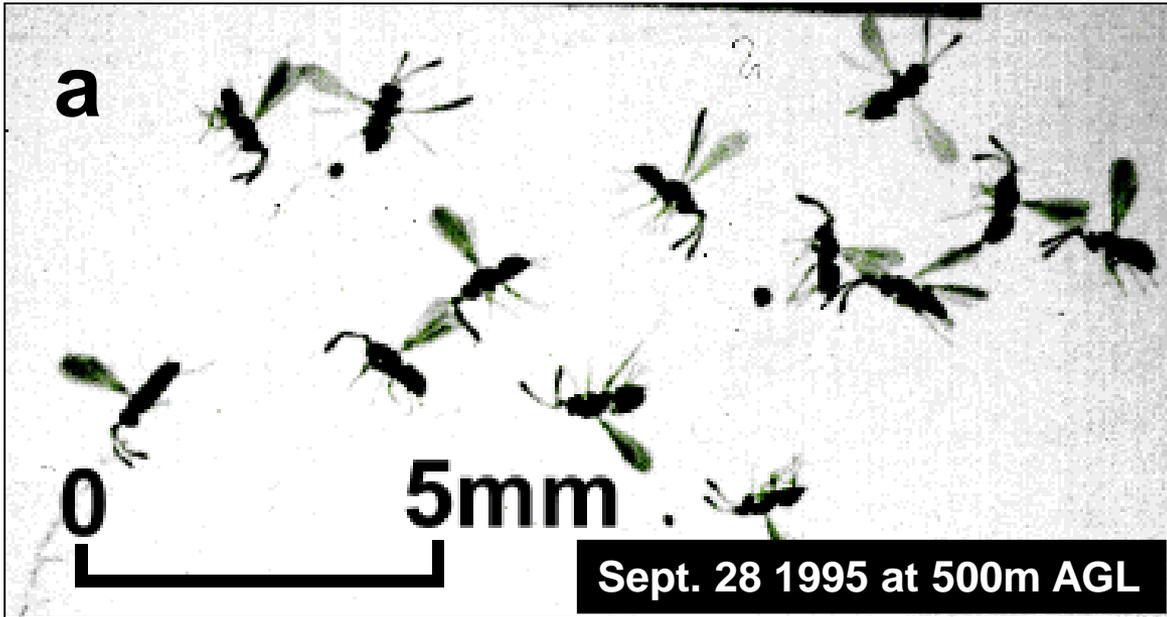
Doppler velocity from the echoes may not represent actual wind.

Drake and

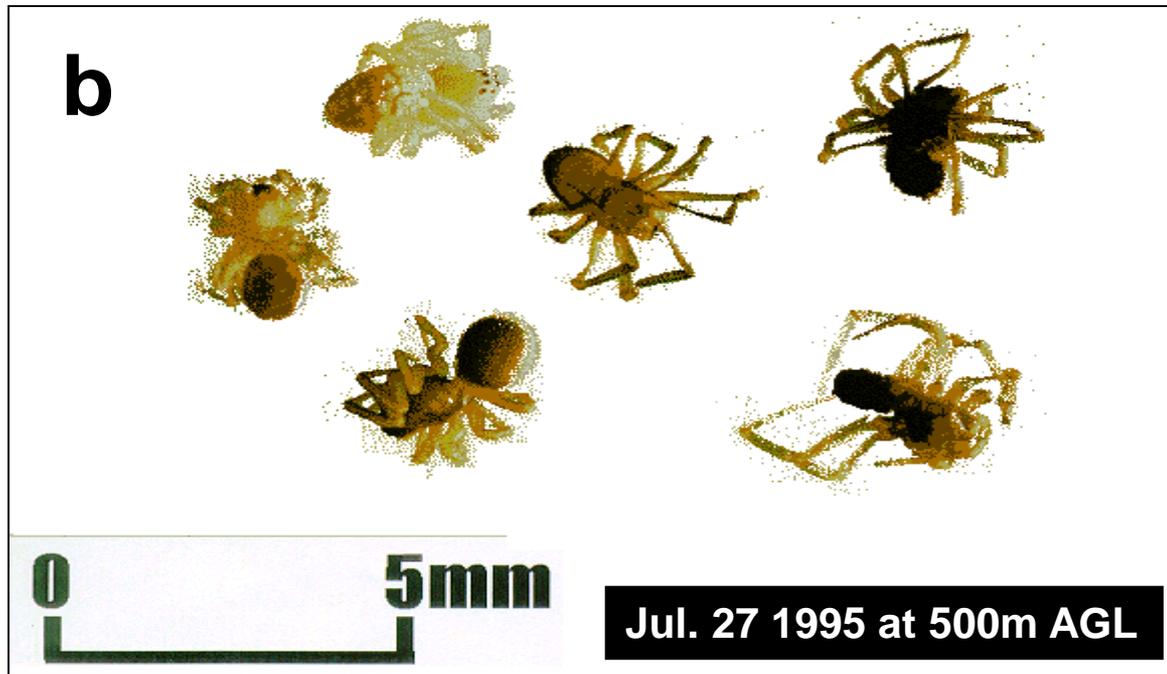
in altitudes
and

Tethered balloon





a: *Mymaridae*
(Parastic wasps)



b: *Linyphiidae*
(Aeronaustic spiders)