

太陽の大気振動

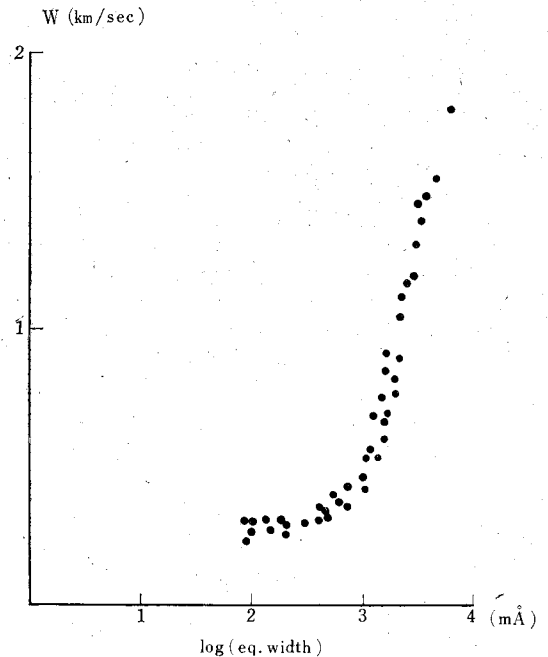
内 田 豊*

§1. はじめに

米国カリフォルニア工科大学のレイトンは、1959年に弱いスペクトル線を用いて太陽面のドップラーシフトの分布とその時間変化を測定し、それが2000~3000 km程度の細胞に分れて約300秒の周期で振動していると云う意外な事実を見出した¹⁾。周知の様に連続光で見た太陽面（連続光の吸収係数は線吸収係数より小さいためレイトンの観測した層より少し深い層を見ている事になる）は米粒斑と呼ばれる明暗の模様でおおわれて居り、これは対流層上限辺で起る熱対流細胞の頭と考えられているが、この米粒斑の時間変化には何等この様な周期性は見られず又大きさも平均800 km程度で小さく、レイトンの見出した振動速度場をそのままこの運動の延長と考える事は出来ないのである。何か別の機構が働いているに違いない。この事は当然人々の興味を呼び、レイトンのグループ及びフランスのミシャル等と協力した米国サクラメント・ピーク天文台のエヴァンスのグループの人々等による詳細な観測的研究の進展²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾⁶⁾⁷⁾⁸⁾と並行して、いくつかの理論的説明づけが試みられて来た⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾¹²⁾¹³⁾¹⁴⁾。この小文では得られた観測的事実のあらまし及びそれらを如何にして理論的に説明づけをする事が出来るだろうかと云う事を私見も交えながら述べてみたいと思う。

§2. 観測的に判って来た事

まず観測法について極く簡単にふれておくとそれにはエヴァンスのグループの用いた様なスペクトログラフを用いる方法とレイトンのグループの用いたスペクトロヘリオグラフを用いる方法とがある。前者は太陽面上にスリットを固定して弱いスペクトル線の時系列を撮り、場所により違う運動をしている事から生じるスペクトル線のジグザグ様ドップラーシフトのサイズや時間変化を相関解析を行って調べるものであり⁴⁾、これに対して後者は弱いスペクトル線のドップラーコアの両側で撮った2枚のヘリオグラムの片方をネガ、他方をポジにして重ね合わせる事によりスペクトル線のドップラーシフトだけを明暗として取り出して見る方法で、相関解析なども直接乾板上の操作で光電的に行う事が出来る等の利点もある²⁾。以下では前者の方法で行ったエヴァンスとミシャル³⁾、エヴァンスとミシャルとセルヴァジャン⁴⁾、ジェンセンとオラル⁵⁾、ザーカー⁶⁾等の観測結果、後者



第 1 図

の方法で行ったレイトンとノイスとサイモン²⁾、ノイスとレイトン⁵⁾、サイモンとレイトン⁷⁾等の観測結果、及びそれらをノイスが去年9月にフランスのニースで開催された国際天文学会の第28回シンポジウム（第5回宇宙気体力学シンポジウム）で太陽の大気振動の観測的事実のまとめとして話した講演¹⁵⁾等をもとにして太陽の大気振動について現在迄に得られている知識をまとめてみる事にしよう。

観測される大気振動の起っている層は、それがFe 6102 Åの様な弱いスペクトル線からMg 5173 Å位の強さの線で良く見られ更にCa 8542 Åの様な彩層線でも見られる事から、光球面下200 km辺から最低温度層を含み彩層中部迄位の層であると考えられている^{**}。この層は太陽内部から外方に向かって下がって来た温度が再びコロ

** 最近の考え方によると彩層の厚さは以前に考えられていた様な6000~15000 kmと云う厚いものではなくてむしろ2000~3000 km以下の薄いものと考えた方が良さそうである。この事は電波と紫外線観測の両方を矛盾なく説明する為にも必要なものである¹⁶⁾¹⁷⁾。この事はベッカーズのスピキュール構造の観測¹⁸⁾でスピキュール間領域でH α 幅射がかなり弱いことから示唆される。

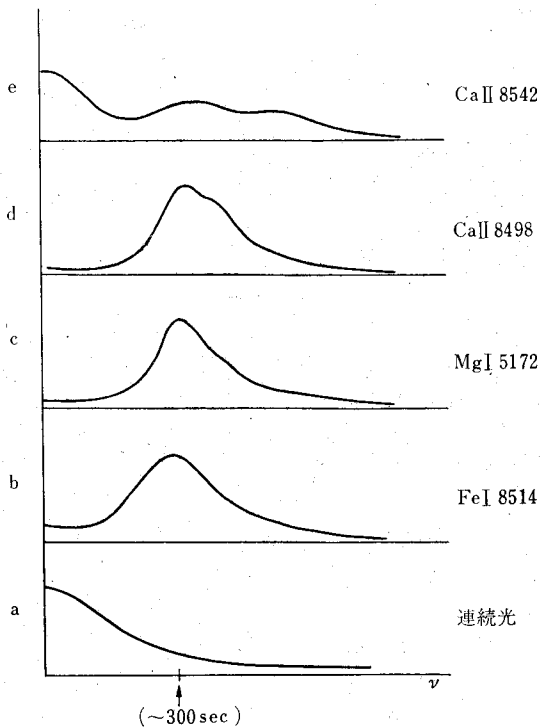
* 東京天文台

Y. Uchida: Oscillation of the solar atmosphere.

ナに向って上って行く途中の“温度の谷底”である事に注意しておこう。いろいろの強さの線で見られる速度(第1図参照)は弱い金属線で0.3 km/s位、彩層線で1.8 km/s位と高さと共に大きくなっているが¹⁹⁾、 $H\alpha$ の生ずる層あたり迄行くと運動に乱れが生じ、きれいな形での振動は存在していない様である⁶⁾。各スペクトル線の生じている辺の密度を推定して運動エネルギー密度 $\rho v^2/2$ の高さ分布を計算してみるとそれは最低温度層のあたりで最大となり高い層(及び低い層)に向って山形に減って行く分布をしている⁴⁾¹⁵⁾。即ち振動のエネルギーは最低温度層のまわりに集中している。振動細胞の水平方向の平均の大きさは同時刻に於るドップラーシフトの自己相関解析から得られるが、特に弱い線では2000 km以下で小さめであるが或る程度以上の強さの線では3000~3500 km程度の大体一定の大きさになり線の強さ(層の高さ)によらない¹⁵⁾。この大きさは米粒斑の800 km程度の大きさに対比さるべきものである。時間的特性は異った時間に撮った同一点に於るドップラーシフトの間の相関解析を行う。特にレイトンの方法ではヘリオグラフの太陽面上の走果に数分かかる事から往復走査をした乾板を用いれば、もし速度場に周期性があれば直接乾板上にコントラストの縞として現れる様に出来る。この様にしてレイトン達は周期約295秒を求めた²⁾。これを追試したエヴァンス達は始めもっと短い周期を得た³⁾が、客観的相関解析を採用するに及んで⁴⁾レイトン達の

値に近いものを得、約300秒の周期を持つ振動の存在は確認された。自己相関関数のフーリエ変換をパワースペクトラムと云い、時間に関してこれを作った場合、どのような振動数の振動成分が強いかが判るがエヴァンス達は更に進んでこれを種々の強度のスペクトル線について行ってみた⁴⁾。

第2図に概念図を示す。aは連続光で見た運動のパワースペクトラムで米粒斑の運動が周期性のないランダム運動である事を示す。bから上は弱い線から、より強い線でのパワースペクトラムで、明らかに周期300秒辺にかなり鋭い山を持つ運動が存在している。より強い彩層線では振動数 ν の大きい方に第二の山が生じて来るのが見られ、Ca II 8542 Åになると既に第二の山の方が優勢になる為か運動は20~30秒短い周期のものとなり、又左の方に後述の彩層網目模様(chromospheric network)の影響が現れて来る。パワースペクトラムの幅は一つには自己相関が時間差と共に減衰して行く事に起因し、その平均減衰時間は2~3振動周期程度と求められる。この自己相関の減衰の原因としては観測的にはシンチレーションの影響、物理的には輻射損失による振動自身の減衰、次に起った新しい振動による位相擾乱の効果等が考えられる。ズィリン²⁰⁾、ザーカー⁸⁾等はシンチレーションの影響さえ少なければ自己相関は10振動周期程度は保たれると云う。一方相関解析の様な統計的処理をしないで一つの振動細胞の生成経過を追ってみる事もエヴァンス⁴⁾等によって為されたが、それによると振動の起り始めはやはり下の方から上って来る米粒斑の対流運動に関係あるらしい。明るい米粒斑(上昇対流)の形成に続いて先ず弱い線(低い層)での振動が起り、漸次より強い線(高い層)での振動が引き起されると云う。その時間のずれは十~数十秒で、各スペクトル線の形成されている高度の差を推定すると音速より少し早めの速度で波面先端が伝って行くらしい。しかし高い層での振動は少し後には低い層での振動に追いついてしまい位相差は消えて全層が同一位相の運動にひき込まれる事が観測されている。エヴァンス達は上でふれた高い層の振動が周期が少し短いことは、この位相の追いつきを反映しているのかも知れないと示唆している。この垂直方向の伝播に対し、水平方向にも時々伝播が見られる事が観測されている¹⁵⁾。それはエヴァンスの方法に映画を併用してみるとスリットに沿ってジグザグ模様が時々伝って行くのが見られ、更にズィリン等の試みの様にヘリオグラフの映画をとるともっと直観的に振動細胞は大体に於て同一点で振動しているが時には移動(伝播)する場合がある事が判る(勿論シンチレーションの為常にふらついているが)。ノイズによればこの速度は20~30 km/s程度である。次にレイトンの方式では除去しているのだが



第2図

実はスペクトル線の強さも時間的に変化している。これも周期約 300 秒の振動であってエヴァンス達によれば速度の振動より約 90° 位相が進んでいる⁴⁾。以上述べて来た振動速度場は太陽面の中心付近で最も顕著に見られる事から、主に鉛直成分から成る速度場と考えられているが、レイトン等²⁾の云う様に太陽面周辺部では幾何学的投影の効果、隣り合った細胞が重なり合っただップラーシフトが打消し合うこと等々の為に水平成分はあっても見にくいのかも知れない。

以上は速度場の振動成分について述べたが、レイトンのドップラーシフト乾板は太陽面にはもう一つの違った速度場構造がこれと共存している事を示す。それはやはりレイトン達によって見出され、スーパーグラニュレーション(以下仮に形状から“葉状斑”と呼ぶ)と名づけられたもので上の振動成分と異り直径約 30000 km 程度の大きな面素子に分れていて、継続時間平均 20 時間程度で、振動速度場から見ると半定常的な速度場として太陽面全面をおおっている。流れの速度は 0.3~0.4 km/s 程度で太陽面周辺部近くで視度が良い、楕円型に見えるこの葉状斑素子の中の太陽周辺側の半分は遠ざかる視線速度、太陽中心側の半分は近づく視線速度を持っている事から、速度場は素子の中心が外へ向って流れる水平流であると考えられる。この“葉状斑”について興味深いことはそのふちの部分の形が彩層での CaK_2 の明るい網状模様(chromospheric network)と非常に似て居り、更に磁気計で測った光球磁場の強い部分(黒点以外の部分について; 例えば 20 ガウス程度の磁場の測定される所)がそれと非常に深い関係を持つ⁷⁾事である。一方“葉状斑”のふちは日食等で太陽外周に観測される彩層スピキュールの“苗床”であり、特に三つかそれ以上の“葉状斑”のふちの接する点にはこのスピキュールの“くさむら”がある事が H_α ヘリオグラムを用いたベッカーズの観測等で判っている¹⁵⁾。この“葉状斑”がいかなる機構で起るかと言う事も非常に興味深い事であるが、この小文ではそれを今考えている大気振動の立場からは与えられた環境と考える事とし、ここでは単にそれが太陽内部の HeII の電離層に源を発する大きなスケールの熱対流の頭で⁷⁾、弱い表面磁場をその対流細胞のふちにハキ集めているのである²¹⁾と云う考えがある事を言及するに止めておく。

§3. 理論的説明だけのいろいろな試み

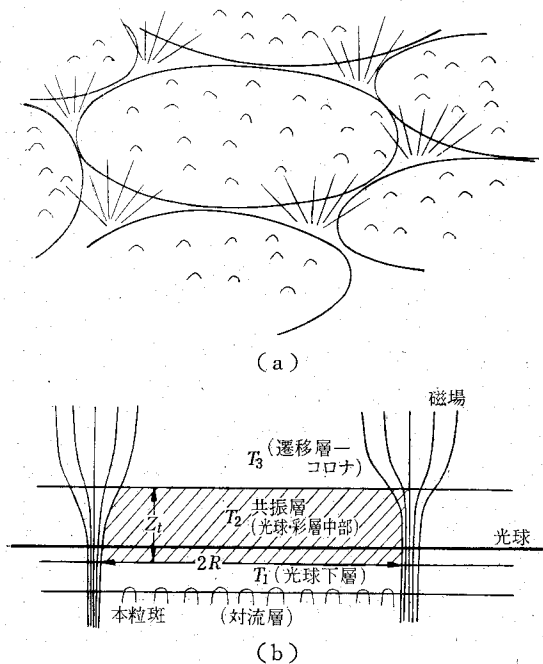
さてこの様な太陽大気の振動速度場の様相に対する理論的説明づけの方はどうなのであろうか?。上述の様な観測的研究の進展の途中に提出された理論的説明のなかにはその後見出された事実の説明には適さないものもあるが、一応先ず主なもの挙げて簡単に検討してみよう。それには先ずカーンの試み^{9a, b)}を挙げねばならない、

彼は最低温度層付近での温度分布の中に於る音波の伝播を考え、一点から出た音波は、より温度の高い上下の層で屈折されて丁度 2000 km 位離れた点で再び集り、しかもそれが約 300 秒後である事を示した。彼の取扱は密度のスケールハイトより波長がずっと短い音波に対してのみ成立つもので、これは上述の観測的事実のうち、例えば全振動層で振動の位相が同じである事等と矛盾するものであり観測を説明出来ないが最低温度層のまわりの温度分布成層の中に閉じ込められた波を考えると云う点で、のちのバーングとシュヴァルツシルト¹⁰⁾や筆者^{13a, b)}の考え方につながるものである。バーングとシュヴァルツシルトは速度振動が主に垂直成分であると言う事から鉛直に伝る一次元の長波長音波の定在波が温度成層の中に立っているのだと考え、又筆者は彼等の理論では説明のつかない水平方向のサイズ等を説明する為には後述の如く、圧縮性重力波の定在波による説明を考えねばならない事を示した。これらの考え方に対しシュミットとザーカー¹⁴⁾は進行波による説明を試みた。彼等は一次元等温大気を考えて、或る瞬間に動き始めたピストン(上昇対流細胞)による進行波を大気中の一定の高さで見ているとした時の速度場の振舞を考慮することにより、観測を説明しようとしたが、考えている領域から波の逃げるのが早過ぎて振動の持続を説明出来なかった。更にこれだと進行波を考えているのだから、前述の様な運動エネルギー密度の局限や明るさと速度の 90° の位相差等も説明出来ない訳である(90° の位相差があると一周期で積分するとエネルギーの流れはない事になり進行波と云う事と相容れない)。更に異った考え方としてノイスとレイトン⁵⁾はラムの古典的取扱いで出て来る等温大気中で鉛直に伝播する一次元音波に対する臨界角振動数 ω_a そのものに説明を求めた。これはしかし実はバーングとシュヴァルツシルトの扱いで温度成層の幅を無限大としたものに相当するのである。加藤^{14a)}はこの等温無限大気に対するラムの取扱を三次元に拡張し、下からの入力としては乱流から発生する幅の広いスペクトルを持った音波源を考えて、観測される振動の振動数スペクトルを、乱流から発生する音波のスペクトルが ω_a 以下で切られてしまう事によって説明出来ないかと考えた。但し加藤は簡単な為に中立安定大気を仮定したので後出の重力波モードは現れなかった。ムーアとスピーゲル¹²⁾も振動子の集合に対する等温大気の応答をライトヒル²²⁾が乱流からの音波の発生に計算に用いた方法を適用する事によって考察した。彼等はラムの臨界角振動数 ω_a と後出の重力波モードに対する臨界角振動数 ω_g の間の伝われない運動が強制されて起っているのが大気振動ではないかと示唆した。後に加藤^{14b)}もこの振動子に対する等温無限大気の応答の問題を同様な考えで扱ったが、点振動子が鉛

直方向に振動する場合はむしろ振動数が ω_g に近い時に大気の応答は強くなり、それは点振動子の上下の方向に鋭い指向性を持つ定在波的な性格を帯びた鉛直方向の運動となる事を見出した。これらの考え方は波の励起と云う点に主眼をおいた考え方であり、大気振動の振動数、定在波性、或は鉛直方向に大きい速度成分等が説明される。しかし理想化された点源や等温無限大気等を考えたりしている事もあり、実際に観測される大気振動のこの他の諸々の性質がこれらの理論の枠内でどう説明されるかは必ずしも自明ではない様に思われる。一方、無限等温大気を考える代りに有限の厚さの温度成層を考えた時に入って来る反射、干渉等の影響はかなり本質的なもので、無限等温大気中では強く励起される波でも干渉により消えたり、又逆に弱く励起される筈の波でも温度成層中の共振により強まったりする事が考えられる。この方が本質的に利くのではないかと云うのが温度成層中の定在波の考え方なのである。以下では、この考え方によってどの様に §2 で述べた大気振動についての観測的事実を説明しようとするのかを述べてみる事にする。主に筆者自身の私見^{13b)} であるので、もし本稿に要求されたものが諸家の理論の公平なる解説と云うものであったなら、その見地からは以下の解説は“好ましからざるもの”と云う事になるかも知れない。その旨予めお断りしておかなければならない。

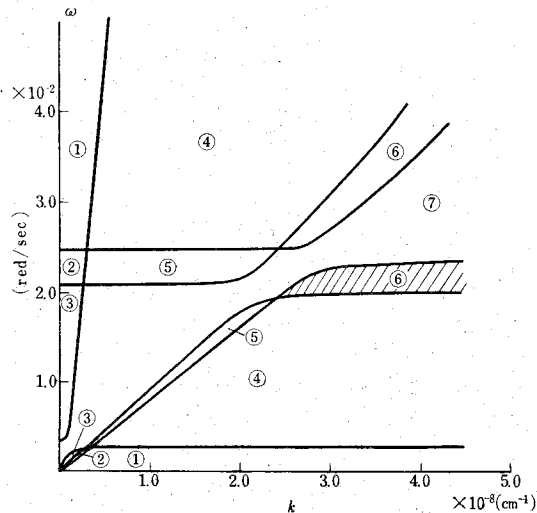
§4. 定在圧縮性重力波による説明づけ

上の §2 の終りに今問題になっている辺の太陽大気は直径 30000 km 位の水平流素子“葉状斑”に分れている



第 3 図

と述べた。これの成因についてはそこでふれた以上には立入らない事にするがこのスケールの大きな水平放射状半定常流は弱い光球磁場をそのふちにハキ集めてそこに彩層上部に迄とどく磁場の“垣根”を作っていると考えると、測定された磁場や彩層網目模様との関係がうまく説明される。よく知られた様に太陽大気の如きプラズマは磁場を横切って動くことは出来ないので、運動のエネルギーの余り大きくない今考えている辺の層に於る運動に対しては、これは固定された壁の様に見なせる。又鉛直方向について云えばこの辺は“温度の谷間”となっている事も述べた。以下では本質を逃がさない範囲で簡単に物理的描像を得る為に状況を理想化して、半径 R の円周をなす(磁場の)壁で仕切られた水平な三つの温度層よりなる大気を考える。但し下と上の半無限層の温度をそれぞれ T_1, T_3 としこれらには光球下層とコロナを代表する温度をとり、その二つには含まれた、厚さが Z_1 で光球から下部彩層辺の代表的な温度 T_2 を持つ層を考える。この様子を概念的に第 3 図に示す。ところでこう云う領域で存在する波はどんなものであろうか？ 太陽表面の温度、重力を考えると長波長の波に対しては流体の運動方程式に入って来る力のうち密度変化分に働く重力が圧力変化の勾配による力より支配的になって来る。この事は波の様相が、圧力変化の勾配のみで支配される波(即ち音波)とはかなり違って、むしろ水の波の様なもの(重力波)に近い性質を持って来る事を示唆する。但しこの場合波は圧縮性の存在により水の波と違って表面波ではなく内部波となり上(下)方にも伝わる。数学的な事に立ち入る事はなるべく避けるが、実際に流体力学の連続の式、運動方程式及び断熱式を円筒座標 (r, θ, z) で書いて適当な変形の後得られる波動方程式は、係数が z のみによる事から変数分離が出来て、 r 依



第 4 図

存は n 次ベッセル函数, θ 依存は複素正弦函数で解けて, 残る z 依存の式は

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} + f(\omega, k; c_0(z))\phi = 0 \quad (1)$$

の形に書ける. 但し各等温層中で

$$f \equiv \frac{\omega^2 - \omega_a^2}{c_0^2} + k^2 \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} - 1 \right), \quad (2)$$

又 ϕ は上述の如く速度場の発散を変数分離してその z 依存部を $\phi e^{z/H}$ と書いて定義されたものである. 即ち

$$\text{div } \mathbf{v} \equiv e^{-i\omega t} J_n(kr) e^{i n \theta} \phi(z) e^{z/H}, \quad (3)$$

c_0 は音速, $H \equiv c_0^2 / \gamma g$ はスケールハイト, 又 $\omega_a \equiv \gamma g / 2c_0$ 及び $\omega_0 \equiv \sqrt{\gamma - 1} g / c_0$ は各々後出の音波モード及び重力波モードに対する臨界角振動数で γ は比熱比, g は重力の加速度である. 円筒上の壁の所 $r=R$ での境界条件 ($kR = x_{nm}$; n 次ベッセル函数の m 番目の零点) をつけると k はとびとびの値のみ許される事になる. 今考えている三つの等温層から成る成層では (2) 式の f は ω, k を定めると各層内で一定となるので z 方向依存も簡単になる. f が正の時はそれは $Ae^{\sqrt{f}z} + Be^{-\sqrt{f}z}$ の形で互に反対方向に伝わる二つの波の和, f が負の時は $Ce^{\sqrt{|f|}z} + De^{-\sqrt{|f|}z}$ の形で指数的に増加或は減少する項の和となっている. ここで, 与えられた温度に対し $f(\omega, k)$ がどんな ω, k の組合せに対し正になったり負になったりするかを調べておこう. 境目としての $f=0$ は $k-\omega$ 平面内で一組の双曲線となる (第 4 図). この図では例として $T_1=9000^\circ\text{K}$, $T_2=5800^\circ\text{K}$, $T_3=450000^\circ\text{K}$ に対するものを書いた. 容易に判る様に各組の双曲線の外側で $f>0$, 間で $f<0$ である. 上の方の波のモード ($f>0$ の部分) を圧力モード, 下の方のそれを重力モードと呼ぶ. この図から直ちにこの三等温層モデルに対し 7 つの ω, k の組合せの種類があり各々に対し f は下, 中, 上層で各々例えば正-負-正, 負-正-正の如き値の組合せをとることになる. これに応じて各層に対し上の波の解又は指数型の解をとって各層の境界で鉛直方向の変位と全圧力の変化が連続となる様に係数 A_1, B_1, \dots を定める. この時 $z=+\infty$ から入って来る波はないとか $z=\pm\infty$ で振幅が無限大になる運動はないと云う条件をつけると解は線型性から来る定数倍の任意性を除いて決定される. いろいろの解のうち, 厚さ Z_i の中層内でのみ半波長の振動が立ち, 上下両方向に向って減衰して行くと云う観測的事実に適合する様な解を与えるのは f の符号が負-正-負の場合である. この場合は上述の無限遠での境界条件から $e^{-\sqrt{|f|}z}$ と $e^{\sqrt{|f|}z}$ の項は消えるので結局 3 つの係数比に対する 4 つの接続条件を解く事となり係数を定める連立一次代数方程式に対し行列式が 0 となる事が要求される. これから三つの層の f が独立であり得ず結局 ω と k は一つの関係性を満たさねばなら

い事になる. もし半波長の整数倍の波が立つ事を考えれば水平方向の境界条件から定まる一連の k の値の各々に対し一連のとびとびの ω が定まる事になるが, ここでは観測的事実に適合するものとして層内に半波長が立つ基本モードのみを考える事にする. この様な解を与える k と ω の組合せは第 4 図中の領域 6 の中のみ存在する. 特に重力モードに対する領域 6 は $k \geq 2.5 \cdot 10^{-8} \text{cm}^{-1}$, $2.0 \cdot 10^{-2} \text{rad/sec} < \omega < 2.3 \cdot 10^{-2} \text{rad/sec}$ 辺にある“刀の刃”の形をした領域であり, この中に今迄述べて来た k と ω の固有値を座標とする点が並ぶのである. この領域を考えるなら任意の k に対し ω の固有値は観測される値の近くに出る. 水平方向に関しても, この領域に入る限りで最も低い k を与える波が最も起り易いと考えられるので結局“刀の切先”の辺の $k-\omega$ の組合せが起り易いと考えられる. 実際に固有値方程式から $k \sim 2.5 \cdot 10^{-8} \text{cm}^{-1}$ (水平の波のスケールが大体 2~3 km 程度), $\omega \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{rad/sec}$ (周期約 300 秒) 程度の固有値が得られ観測される振動のサイズと周期を説明するに都合がよい. 又中層内に正弦波半波長が立ち上下両層に向って指数的に減衰している波形が時間的に振動していると云う形の固有函数自身も運動エネルギーの局限, 振動が始めを除いて全層で同一位相で起ること, 明るさと速度の振動が 90° の位相差を持つこと等の説明には適している. 但し我々の解は速度場に水平成分もあるがその絶対値は比較的小さいので観測と矛盾はしないであろうと思われる. 以上の話では説明の便宜上温度成層を三つの等温層の重なったものとしたが, もっと実際の温度分布に近いモデルを用いても本質的には全く同様な事が云える^{18a)}. 但しその場合は微分方程式は数値解析的に解かねばならない.

さて上で説明した単純化したモデルに対する解の物理的意味と, それで観測を解釈する上での限界について考えてみよう. 上の説明で既にお気付かも知れないがこの問題はマイクロウェーブ立体回路の薄い円筒型空洞共振器の中の電磁波の共振モードを求める問題と似ている. 空洞共振器にフィードされた振動電磁界は空洞の中に広がって行き, 内壁で反射され自身と干渉をする事によりいくばくかの過渡時間の後には一つの定常振動状態を作り出す. 一般には電磁界は自身との干渉の結果消えてしまうが, 特別な振動数 (共振振動数) の電磁界を入れる場合は適当な場所で励振してやると空洞は強い電磁界で満たされる事がある. 適当な場所と云うのはその共振振動数で立つ定在波パターンの“腹”である. 我々の考えている大気振動の問題では下からの米粒塵細胞による刺激が入力の白色雑音 (white noise) に相当し, これから“共振器”がその共振振動を選び出すと考えるので