

微気圧計の設計と微気圧観測

修士 2 回 梅谷和弘

2004 年 1 月 18 日

1 導入

1950年 J.G.Charney と J. von Neumann のチームが電子計算機による数値天気予報に成功して以来、数値計算による大気シミュレーションは気象学のメインストリームであった。気象の実測に沿うシミュレーション結果を得ようとする努力が数値計算の発達を助け、数値計算の発達が気象学の進歩の歴史であった。この進歩の大きな流れはこの50年間、現在に至るまで、変わることなく気象学のメインストリームとして続いてきている。

その一方で、電子計算機自体も高速化の流れをたどり、結果計算機の発展はより細かく、より精密な大気シミュレーションを可能にしてきた。その流れの中で、大きな近似を施した大気モデルはより小さな近似のものに取って代わり、大きなメッシュの上で計算していたものがより細かいメッシュの上で計算されるようになった。このもう一つの進歩の流れでより細かい現象の再現が可能になり、より小さな現象を対象としたシミュレーションがなされるようになった。

例えば、現在地球シミュレータのような巨大な計算機で、1キロメッシュの細かい大気シミュレーションが可能である。図1は、地球シミュレータによる1キロメッシュの大気シミュレーションの結果を示している。この図を見ると、等圧線全般にわたる細かいうねりが見て取れるが、数値計算で見られたこのようなうねりが現実の大気にも存在するかは知ることは困難である。なぜなら、このような微細な構造をとらえるには1キロメッシュのような細かい観測が必要であるが、現実にはそのような細かい観測はほとんどなされていないからである。

この例が示すように、気象学のメインストリームとして発達してきた数値計算によるシミュレーションは、今や観測による気象現象の把握が追いつかないほど細かい領域にまで達しようとしているのである。

しかし、元來数値計算の歴史は、気象の実測にできるだけ沿うモデルを構築する努力の歴史であった。観測による気象現象の把握が、数値計算の進歩の方向性を決め、実測による検証が数値計算モデルの評

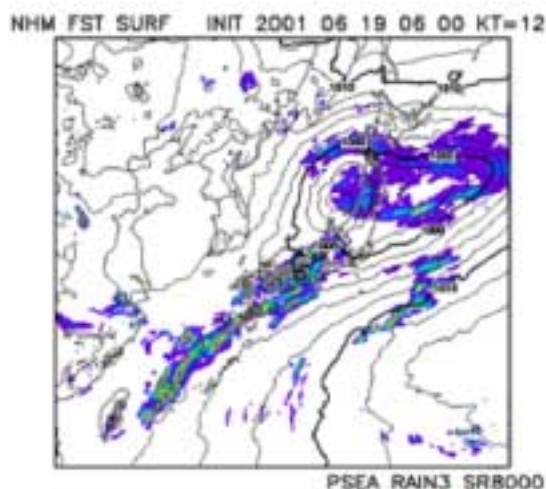


図1: 地球シミュレータによる計算結果例
実線は等圧線で、2hPa ごとのコンタを引いている。

価の基盤をなしていた。本来、数値計算は計算機の中の仮想空間であり、観測による気象現象の把握がなくして発展する道しるべを持たないのである。今、観測による現実の気象現象の把握を通り越して数値計算が発達してしまったという現状は、数値計算の行き詰まりを暗示するのみならず、気象学にとっても大きな問題である。

特に、現実の気象現象の把握と数値計算のギャップが大きく、この問題の要所となっているのは気圧である。なぜなら現在気象庁が観測しているデータで最も情報が少ないのは気圧だからである。現在恒常的に気圧の観測をしているのは全国の気象台しかなく、アメダスシステムで観測している温度・湿度のデータより少ない密度でしか観測がない。

その背景には、現実の気圧分布は地衡風状態の気圧分布に近いとしても計算される天気には大きな影響を与えないと考えられてきたので、モデル自体に地衡風を仮定する近似が長く行われてきたことにある。このような近似を行うモデルでは、温度や湿度より少ない観測点で気圧の情報をまかなうことができる。そのため気圧観測についても、細かい気象現象の把

握が必要とされてこなかった。しかし、計算機が高速化するにしたがってモデルの近似が減り、よりプリミティブに近いモデルが使用されるようになったため、気圧は他の物理量と等しい分解能で観測される必要がでてきた。すなわち、気圧に関する気象現象の把握を進めることが非常に必要とされるようになったのである。

このような背景から著者は、観測による気象現象の把握にとって気圧の観測は重要であると認識し、気圧の観測を内容とする本研究を行った。次節では、さらに本研究の観測の対象とする気圧の現象についてその詳細を述べる。

2 対象と目的

この節では、本研究における研究の対象と目的について述べる。

本研究の主題は気圧の観測である。本論稿の導入で述べたように、近年数値計算シミュレーションではプリミティブモデルに近い、近似の少ないモデルが多く使われるようになった。その結果、気圧と密接に関連する重力波や音波といった空間的に小さい現象についても近似を使わずに計算されるようになり、これらの小さな現象を観測によって解明する必要がでてきた。

本研究ではこれらの小さな現象を、気圧観測の面から解明することが最終的な目標である。しかし、このうち音波に関しては位相速度が風速よりもはるかに大きいため、実際の気圧ではほとんど起こらないことが予想される。そこで、本研究ではまず重力波を対象として観測を行うことにした。

重力波を観測するには、今の気圧観測システムに新たに観測点を増やすだけでは十分に観測ができない。というのも、重力波は空間的にこれまで観測が無いほど細かい気象現象であるが、それと同じく時間的にもこれまでの観測では行われてこなかったほど細かい観測を要する現象なのである。現在気圧の観測は、全国の気象台で一時間に一回のサンプリングしか行われていないが、重力波にはそれよりはる

かに短い時間周期ものも多く含まれる。

このような対象について十分な観測を行うためには、空間のみならず時間的にも密度の高い観測が必要である。現在著者はこのような観測を行う努力を行っているが、一度に両方を実現するのは大変困難である。

そこで、まず予備的に時間スケールのみを重力波に合わせた高密度観測を行うことにした。具体的に本研究では、まず観測点を1点だけ設けることにし、数ヶ月程度の比較的長期にわたって時間的に細かく気圧変動を観測することで、どのような気圧変動が観測されるか調べることを目的とすることにした。

3 観測装置

3.1 測定器の選択

観測の対象は重力波に起因する気圧変動であるので、そのような気圧変動まで感知できる気圧計を設計する必要がある。この項では、どのような気圧計が必要であるかを考察する。

観測対象である重力波の振動数は、次の式で定義される Brunt-Vaisälä 振動数 N より小さいことが理論的に言われている。

$$N^2 = \frac{T\alpha g}{c_p} \frac{\partial S}{\partial z}$$

ここで c_p と α は、それぞれ大気定圧比熱および熱膨張率、 T 、 S は、大気温度、エントロピーであり、 g は重力加速度である。

対流圏の Brunt-Vaisälä 振動数が一般に約 10 分程度であることを考慮すると、

(1) 重力波の周期は約 10 分から 20 分程度であると推測できる。

また、数値計算による重力波の計算結果から、

(2) 気圧変動の振幅はせいぜい数 Pa ~ 1hPa 程度であると考えられる。

この 2 点は観測対象のスケールを示す重要な点である。

気圧変動の面から重力波を測るためにはこの2点に沿った気圧計を用意しなければならない。

このような対象を、絶対圧計で計測するのは困難である。なぜなら、気圧変動の最も大きいスケールである高気圧、低気圧の去来による気圧変動の大きさは、10hPa以上上るのに大して、(2)で示されている振幅はあまりに小さいからである。絶対圧計で重力波を測るためには、分解能がとて細かいものを使用する必要がある。

このような規模の気圧変動を計測できる絶対圧計は現に存在するが、とても高価である。本研究では観測機は1つしか用いないが、将来的に多点観測を行うことを見越すと絶対圧計をかなりの台数用意することは財政的に苦しい。このことを考慮した結果、本研究では差圧計を用いた微気圧計を製作して観測することにした。

差圧計とは二つの圧力の差を検知する測定器である。差圧計で差を測る二つの圧力のうち、一方を大気圧、一方を大気圧に近いある基準気圧にすると、差圧計は大気圧の変動を出力する。今、基準気圧として短時間の圧力変動を除去した大気圧を用いると、差圧計は短い時間内の大気圧変動のみを出力する。このことを利用すると、高気圧・低気圧の去来のような比較的長い時間の、振幅の大きい気圧変動を除去することができ、短い時間の気圧変動のみを測定することができる。振幅の大きな気圧変動は除去されるので、出力を増幅して、重力波の振幅にあわせた効果的な測定ができる。微気圧計はこのようにして短い周期の気圧変動のみを検出する気圧計である。

次節では、本研究において製作された微気圧計の概要を示す。

3.2 微気圧計の概要

本研究では差圧計を用いた微気圧計を設計した。以下にその概要を示す。

本研究で使用された微気圧計の具体的な構造を図2に示す。微気圧計は一定時間基準圧力を保持する空気チャンパーと、その基準圧力と大気圧の差圧を検知する半導体センサーからなる。空気チャンパーは

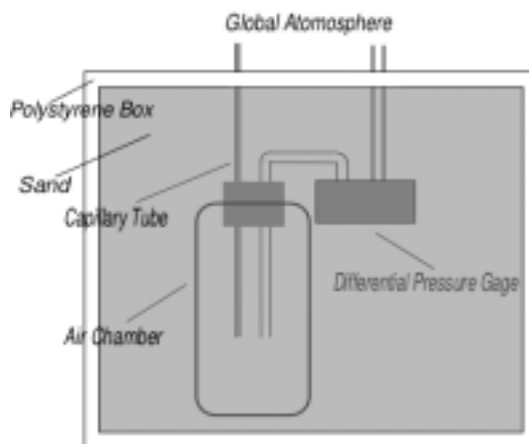


図 2: 微気圧計の原理

ごく細い管で外気につながっており、チャンパー内の基準圧力は長い時間スケールにおいては大気圧と平衡するが、短い時間スケールの圧力変動には追従できないようになっている。したがって短い時間での大気圧の変動は、基準気圧と大気圧の差として検知することができる。

注意しなければいけないのは、基準気圧は大気圧のみならず、空気チャンパー内の気温変化によって大きく変動することである。空気チャンパーを一定の温度に保つことが、この微気圧計の性能にかかわる要である。この微気圧計では、装置を砂にうずめることで装置全体の熱容量を大きくし、さらに発泡スチロールで覆うことで断熱性を高くした。

装置に用いた空気チャンパーは500mlの炭酸飲料用ペットボトルを使用した。半導体センサーとして用いたのは、米Honeywell社の差圧センサーDCXL01DNである。センサーと空気チャンパーおよび外気と結ぶ管は市販のビニールチューブを使用した。

以上が、本研究で製作した微気圧計の概要である。設計の詳細はAppendix Aに述べる。

3.3 データロガーの概要

差圧センサーは、二つの圧力の差をアナログ値の電圧として出力するため、観測を行うためにはセン

サーの出力をデジタル量として数値化して記録する必要がある。データロガーと呼ばれる装置は、電圧の値を自動的に測定して数値化し記録を行う装置であり、これについても本研究のために製作された。データロガーの詳細は Appendix C で記載することにする。

本研究で製作されたデータロガーは、12ビットのAD変換分解能を持つ。本研究で使用した時は、フルスケールに4.096Vを用いたため、データロガーのAD変換の分解能は1mVである。従ってデータロガーは、微気圧計の差圧センサーからの出力電圧の値を1mVを単位として数字に変換することになる。

以降観測されたデータは、データロガーの分解能である1mVを単位としている。キャリブレーションの結果、差圧センサーの出力の1mVは約0.2Paの気圧差を示すことが分かったため、観測された1mV単位のデータは、デジタル量に0.2Paをかければ気圧差に変換することができる。

3.4 観測装置の結論

以上説明された、微気圧計とデータロガーを用いて本研究の観測装置を構成した。

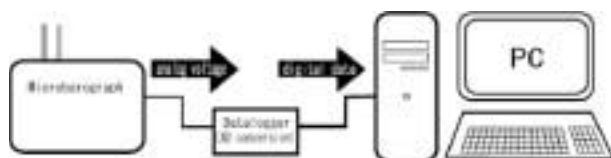


図 3: 観測装置の略図

図3は本研究で用いられた観測装置の構成の概略を示す図である。微気圧計の出力はアナログの電圧値の形で、データロガーに送られる。データロガーは電圧値を、デジタルの数値に変換し、PCに送る。PCでは、送られた数値を記録しつづける。

観測装置は、このように主に微気圧計とデータロガーにより構成される。この観測装置は、結果として以下のような性能を持つことが観測装置に関する予備

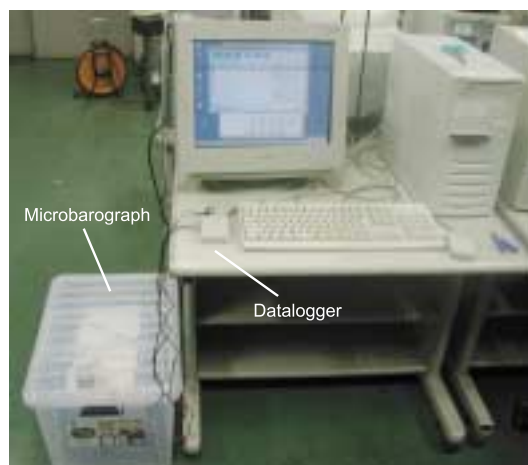


図 4: 観測装置

実験および評価により示された。(詳細は Appendix B に述べるとおりである。)

- 周期が45分程度以下の気圧変動を検知することができる。
- 観測装置全体の分解能は0.2Pa程度である。

この装置は、観測対象が重力波であること考慮すると、十分な性能であると考えられる。

4 観測

前節で述べられた観測装置を用いて、実際に京都大学大学院人間・環境学研究科D号館四階の一室において観測を行った。微気圧計は風による動圧の影響を受けるので、観測装置は締め切った室内のほぼ中央部に配置した。

重力波は10分以上の周期を持つため、1分のサンプリング間隔が通常妥当であると考えられるが、事情によりあえて観測は1秒間隔のサンプリングで行った。その理由については次節において後述する。

観測された微気圧データは、ほぼ12時間ごとに6時~18時(昼)と18時~6時(夜)に区切ってデータをまとめた。しかし、8月のデータはそのころには観測システムが確立されていなかったため、とこ

るどころデータの欠損がある。また、以降のデータについても、少量の欠損がある。得られたすべての観測データの内容は、Appendix D に述べることにする。

このようにして観測を行った結果、8月・10月・11月・12月分の気圧変動の観測データを得た。9月分のデータは諸般の事情により得ることができなかった。次節では、得られたデータについて、解析を行った結果について述べる。

5 解析

8月、10月、11月、12月の観測の結果、1秒間隔のサンプリングで気圧の波形データを得た。観測された全ての波形について6:00-18:00と18:00-6:00と半日ごとにデータを区切って、そのパワースペクトルを調べた。(ただし、8月のデータおよび、その他の月のいくつかのデータは、データ記録システム上の関係から定時にデータを区切れていない。)

このデータを解析したところ、波形データのパワースペクトルが3種類に分類できることが分かった。以下は、まず得られた気圧波形全般に関する解析結果を述べ、その後3種類のそれぞれのスペクトル型について、気象的観点からおよび、大気物理学的観点からの解析結果を述べる。最後にこの観測で8月5日に得られた非常に特殊な波形について述べる。

5.1 気圧波形の概略

図5は、10月25日の午前6:00からの波形をグラフにしたものである。上は(長周期が除かれた)気圧の推移の時系列グラフを、下のグラフは10月25日の午前6:00から午後6:00までの気圧変動のパワースペクトル($P_h(f)$)である。グラフの縦軸はデータロガーによってデジタル量に変換された気圧の値で、1 digit は約0.2hPaに対応している。また時系列グラフの横軸は時刻を表しており、パワースペクトルのグラフの横軸は周波数(1/s)を取っている。パワースペクトルのグラフは縦軸と横軸とも対数座標を用いてプロットしている。以後、載せるグ

ラフの軸は、特に明記しない限りこれと同様である。

微気圧計の性質から、45分以上の周期を持つ気圧変動は今後無視していくことにする。また、微気圧計は大気圧と空気チャンバーが等しいときは1000の値を出力するように調整しているが、一日の温度変化の影響を多少受けるため1000の値を中心に変動しない。しかし、これについても温度変化の影響は十分長周期であるため無視する。

図5のパワースペクトルから、観測される微気圧は大まかには $1/f^2$ の性質を持つことが分かる。

すなわち、パワースペクトル $P_h(f)$ は、周波数を f として

$$P_h(f) = C \frac{1}{f^2}$$

で表されるとき、(C は任意の定数)

$$\log P_h(f) = -2 \log f + 2 \log C$$

となるため、両対数座標で表すと傾きが -2 の直線としてプロットされる。図5のパワースペクトルのグラフには、参考として $1/f^2$ を示す直線を付加している。

このような $1/f^2$ のスペクトルはMarkov過程を示唆する。

半日ごとに区切ったデータのパワースペクトルを全て調べたところ、全てにわたって大まかには $1/f^2$ のスペクトル分布を持つことが分かった。

さらにスペクトルを細かく調べたところ、観測されたデータのスペクトルは $1/f^2$ から外れる部分の形状からすべて次の3種類のタイプに分類できることが分かった。すなわち

1. $1/f^2$ 型
2. 折れ曲がり型
3. 階段型

の3種類である。それぞれの典型的なスペクトルと波形をそれぞれ図6、図7、図8に示す。それぞれの図のパワースペクトルには、参考のため $1/f^2$ を示す直線を付加している。

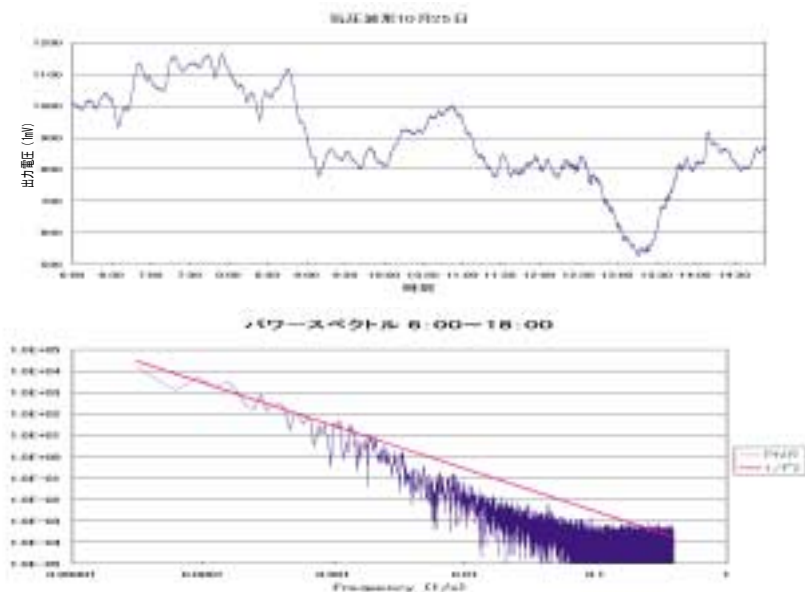


図 5: 10月25日の気圧波形 上：気圧の時系列波形 下：気圧波形のパワースペクトル

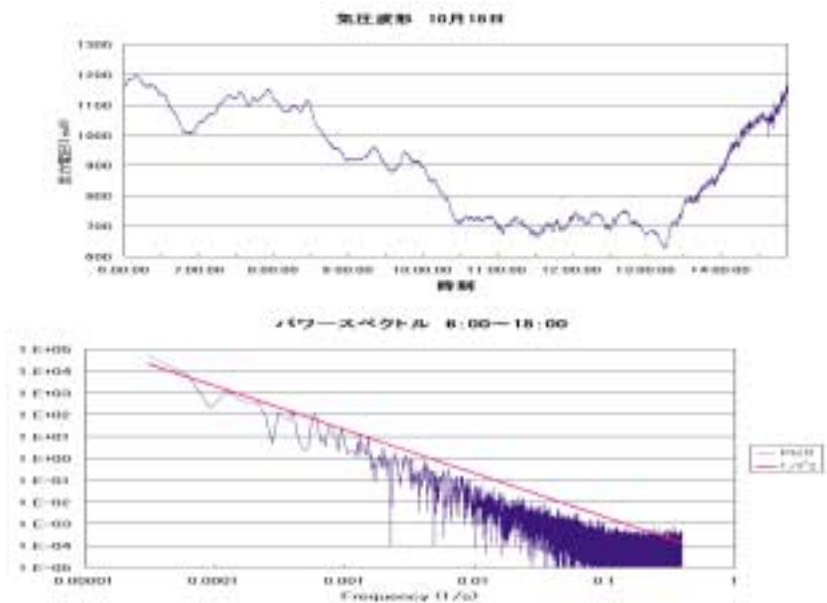


図 6: 10月18日の気圧波形 ($1/f^2$ 型) 上：気圧の時系列波形 下：気圧波形のパワースペクトル

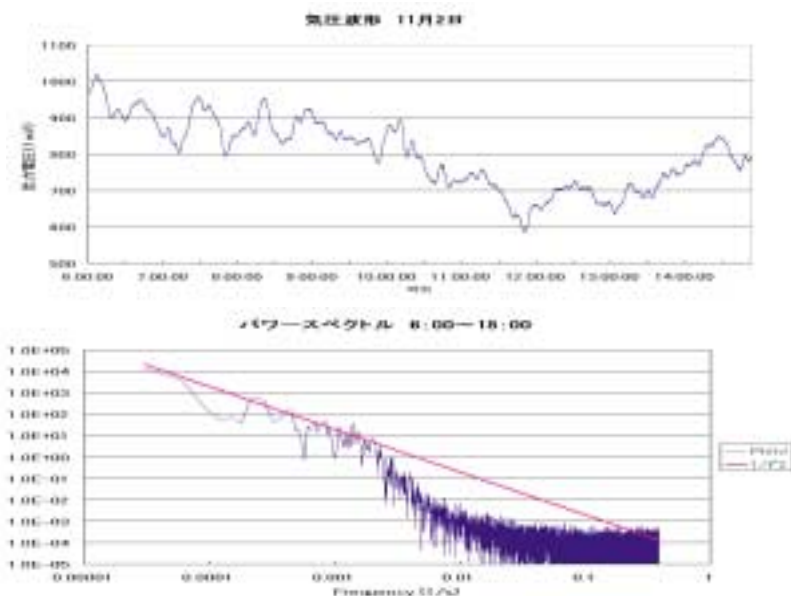


図 7: 11 月 2 日の気圧波形 (折れ曲がり型) 上: 気圧の時系列波形 下: 気圧波形のパワースペクトル

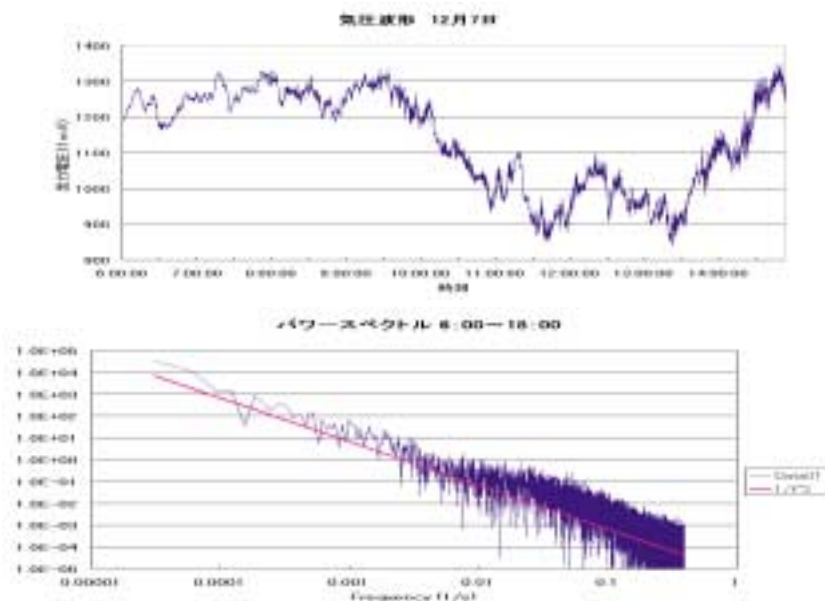


図 8: 12 月 7 日の気圧波形 (階段型) 上: 気圧の時系列波形 下: 気圧波形のパワースペクトル

分類	個数
1/f ² 型	72
折れ曲がり型	81
階段型	16
計	169

表 1: それぞれの分類の個数

それぞれの分類の内容を簡単に記すと、以下のようになる。

- 1/f² 型とは、ほぼ完全に 1/f² のスペクトル分布を持つ
- 折れ曲がり型は、途中まで 1/f² のスペクトル分布を守るが、ある周波数で 1/f² をはずれパワーが小さくなる
- 階段型は、途中までほぼ 1/f² のスペクトル分布であるが、途中に平らなスペクトル分布が見られる

このように、スペクトルの型は通常考えられる内部重力波の周波数より短い周波数で区別される。このため、観測自体も通常行われる数分ごとのサンプリングではなく、あえて 1 秒ごとのサンプリングを行った。

それぞれのスペクトル型が見られた波形の数を統計すると、1/f² 型や、折れ曲がり型に比べ、階段型のスペクトルを持つものは少ないことが分かった。観測の結果得られた 169 個の波形データのうち、それぞれに分類された内訳は表 1 に示す。後述するが、本研究において得られた 8 月 5 日の特殊な波形についても、スペクトル型としては階段型であったため、階段型として扱う。

階段型のスペクトルを持つ波形は最も少なく、残りの波形はほぼ同数見られた。観測された全ての波形についてその全ての分類は、Appendix D に載せる。

スペクトル型	6:00 開始	18:00 開始	それ以外
1/f ² 型	41	24	7
折れ曲がり型	24	42	15
階段型	9	3	4
合計	74	69	26

表 2: 波形の開始時間とスペクトル型

5.2 スペクトル型と時間帯

各スペクトル型について、まずその波形が得られた時間を調べた。各波形の開始時間を 6:00 から開始したもの、18:00 から開始したもの、それ以外の時間から開始したものに分け、それぞれの数の統計を取った。その結果を以下の表に示す。

表 2 から、1/f² 型と階段型は比較的開始時刻が 6:00 の波形が多く、折れ曲がり型は 18:00 からの波形が多いことがわかる。このことから、1/f² 型と、階段型は比較的昼によく見られやすい傾向があり、折れ曲がり型は比較的夜に見られやすい傾向があるといえる。

5.3 スペクトル型と気象的要因

さらに、各スペクトル型とそれぞれが得られた時間の気象との関連を調べるため、全ての波形について得られた日における平均風速、平均相対湿度、降水量、最大 10 分間降水量および日照時間について調べ、各スペクトル型についてそれぞれ平均を取った。気象データは、気象庁京都測候所の一日の平均データを使用し、本研究で得られた気圧観測データの時刻に関係なく開始日時のデータを採用した。気圧観測データの時間帯を無視した大雑把な統計ではあるが、これらの統計は大まかな傾向を示唆するものと思われる。

表 3 にその結果を示す。各スペクトル型について違いが大きいのは降水量、最大 10 分間降水量と平均風速である。平均風速で特徴的なのは、折れ曲がり型がもっとも平均風速が小さく、階段型でもっとも大きいことである。平均風速から、折れ曲がり型は

スペクトル型	平均風速 (m/s)	平均相対湿度 (%)	降水量 (mm)	最大10分間降水量 (mm)	日照時間 (時間)
$1/f^2$ 型	1.7	65	3.0	0.4	5.0
折れ曲がり型	1.4	69	5.8	0.7	4.4
階段型	2.0	66	6.0	1.1	4.5
全体	1.6	67	4.6	0.7	4.7

表 3: スペクトル型と気象量

スペクトル型	「雨」の含まれる率 (%)
$1/f^2$ 型	23
折れ曲がり型	22
階段型	50
全体	25

表 4: スペクトル型と降雨が起こった割合

比較的穏やかな天気で起こりやすく、階段型は風の強い日におきやすいことが予想される。

降水量と最大10分間降水量については、これだけから判断するのは困難であると考え、さらに降雨が起こった割合を各スペクトル型について調べることにした。

スペクトル型について降雨が起こった割合を調べるため、気圧波形データが得られた時間帯の京都測候所による天気概況を調べ、天気概況に雨もしくは雪（霰等）が含まれる率をそれぞれのスペクトル型について調べた。天気概況とは、日中（6:00～18:00）と夜間（18:00～翌日6:00）の天気を簡潔に言い表したもので、たとえば「晴れ時々曇り」といったようなものである。天気概況は昼と夜に分けて発表されるので、気圧波形データを大まかに昼と夜に分けそれぞれ対応する天気概況を採用した。

表4にその結果を示す。

この結果から、階段型は雨の日が多いことが分かる。表3によると、折れ曲がり型の降水量は階段型と並んで多い。このことは、折れ曲がり型に含まれる雨の日は、日数としては少ないが降水量が多いことを示している。しかし、最大10分間降水量が階段型に比べて小さいことから、折れ曲がり型に含まれ

る雨の日は降雨の時間が長く、ゆっくりと降る雨であると考えられる。一方で階段型は、最大10分間降水量が大きく、一方で全体的な降水量は折れ曲がり型とそれほどかわらないため、階段型に含まれる雨の日は比較的全体的な降水量が少なく、短時間で激しく降る雨であることが予想される。 $1/f^2$ 型は降水量、最大10分間降水量、降雨が起こった割合ともに小さく、比較的晴れの日が多いと考えられる。

以上のことをまとめると、各スペクトル型について起こりやすい傾向は次のようであると考えられる。

- $1/f^2$ 型は晴れの日が多い。
- 折れ曲がり型は風の少ない日が多く、折れ曲がり型に含まれる雨の日は降雨の時間が長くて降水量が多いものが多い。
- 階段型は風が強く、雨の日が多い。階段型に含まれる雨の日は比較的降水量が少なく、短時間で激しく降るものが多い。

5.4 折れ曲がり型と階段型の特徴的な周波数

本研究での微気圧観測システムによって観測される周波数帯は約10秒から45分程度までであった。この帯域において見られる波動は重力波と音波であるが、重力波と音波にはそれぞれ存在可能な周波数帯域が存在する。すなわち、重力波はBrunt-Vaisälä振動数以上の振動数で伝わることなく、音波についてもある振動数より小さい振動数で伝わることがない。このBrunt-Vaisälä振動数と音波の最小振動数はどちらも大気の成層状態と温度によって異なる値をとるが、Brunt-Vaisälä振動数を N とし、音波の最小振動数を ω_a とすると、通常においては

$$N < \omega_a$$

であることが知られている。また、Brunt-Vaisälä振動数は通常10分ほど、音波の最小振動数は4分ほどと言われており、本研究において観測される周波数帯域の内にある。したがって、Brunt-Vaisälä振動

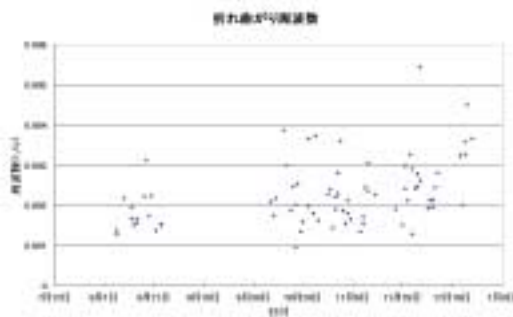


図 9: 折れ曲がり周波数

数や音波の最小振動数が観測される可能性は十分にある。

解析の結果明らかになった 3 つのスペクトル型のうち、折れ曲がり型と階段型にはスペクトルのパワーが $1/f^2$ からはずれて大きく変化する特徴的な周波数が存在する。このような特徴的な周波数は Brunt-Vaisälä 振動数や音波の最小振動数と関連があるかもしれないと考え、「折れ曲がり型」については折れ曲がる周波数を、階段型については段の部分の周波数帯域を調べることにした。

5.4.1 折れ曲がり型の解析

フーリエ変換して得たスペクトルはかなり滑らかではなく、そのままでは折れ曲がる周波数を見積もるのは難しい。したがって、近似する必要がある。スペクトルの分類は両対数座標における形状から分類しているため、パワースペクトルに対数を取ったものを平均して滑らかにしたスペクトルから折れ曲がる周波数を見積もった。

両対数座標における形状から分類しているため、読み取り誤差は大きく有効数字は一、二桁程度しかないと見てよい。

実際に折れ曲がり周波数を見積もった結果、折れ曲がり周波数は最小値 0.00095 から最大値 0.0054 までのばらつきがあり、その平均値は 0.0023 すなわち周期にすると 7.3 分であった。実際に見積もった折れ曲がり周波数を時系列のグラフにして図 9 にしめす。

日付	開始時刻	終了時刻	最小周波数	最大周波数
8月5日	3:28	16:45	0.0030	0.046
8月8日	21:31	6:00	0.0036	?
8月9日	6:00	18:00	0.0036	0.015
8月11日	18:00	6:00	0.0098	0.026
8月25日	14:27	6:00	0.0041	0.027
10月13日	6:00	12:31	0.0056	0.028
10月13日	12:50	18:00	0.0082	0.065
10月23日	6:00	18:00	0.0073	0.061
12月8日	18:00	6:00	0.0064	0.029
12月12日	6:00	18:00	0.0063	0.014
12月26日	18:00	6:00	0.0055	0.022
12月27日	6:00	18:00	0.0075	0.028
12月7日	6:00	18:00	?	0.028
10月30日	6:00	18:00	0.01	?
10月19日	6:00	20:58	?	?
10月12日	6:00	18:00	0.0073	0.016

表 5: 階段型の段の周波数範囲

5.4.2 階段型の解析

階段型の段の部分について段の最小周波数と最大周波数を前項と同様に見積もった。その結果を表 5 に述べる。一部、ステップの端が明瞭に認められず周波数が求まらないものもあり、それについては表の対応する部分に「?」を付している。

段の部分の最小振動数の平均は 0.0063 で、最大振動数の平均は 0.031 であった。これは、それぞれ 2.6 分および 32 秒に対応する。

5.5 特殊な波形

8月5日に観測された波形は、他と比べて大きく異なる特徴的な波形であった。8月5日に観測された波形と類似する波形は、今のところ得られていない。この項では、8月5日の波形について、特筆すべきものとして述べる。

図 10 は 8月5日に観測された特徴的な波形を示したものである。10時ほどから気圧の急激な減少に伴って振動を始め、16時を超えてもなお振動を維持している。その間振動の振幅はほぼ一定に保たれているおり、振動の振れ幅はほぼ 0.1hPa である。この波形の振動している部分を拡大したものを図 11 に示す。

図 11 から、この振動は振れ幅が一定であるのみならず、周波数についても大まかに一定であることが分かる。この波形は、つまり約 1 分ほどの振動を繰

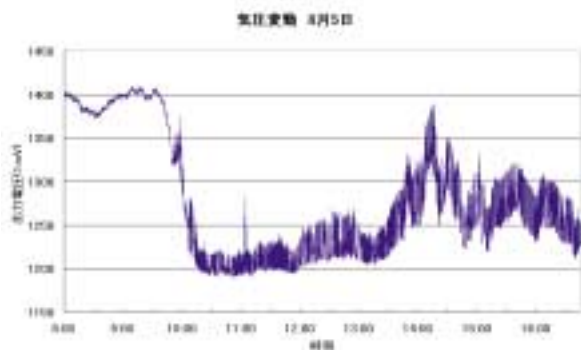


図 10: 8月5日の気圧波形

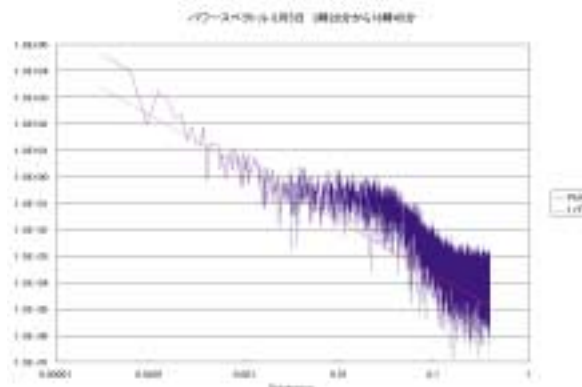


図 12: 8月5日のパワースペクトル

り返し、振幅も大きく変化することなく、何時間にもわたって維持されているのである。約1分ほどの周期から、この気圧振動を生み出す波動は重力波であるとは考えにくく、音波であると考えられる。

図12は、この波形のパワースペクトルである。例によって、 $1/f^2$ を示す直線を付加している。8月5日の波形は他に類をみない特徴的な波形であるが、この波形のパワースペクトルを見る限り階段型のスペクトル分布として分類できる。本研究においても、この波形は階段型のスペクトルとして扱うことにした。

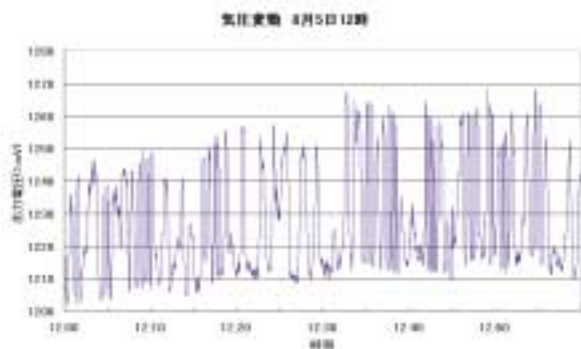


図 11: 8月5日12時の気圧波形

6 結論

解析の結果から、気圧波形のパワースペクトルは3種類に分類できることが分かった。このうち、折れ曲がり型と階段型には特徴的な周波数が見られた。折れ曲がり型の折れ曲がり周波数はばらつきはあるが平均0.0023(7.3分)であり、階段型の段が始まる周波数は平均0.0063すなわち2.6分である。

折れ曲がり型の折れ曲がり周波数は、その平均値が Brunt-Vaisälä 振動数に近く、またこの周波数を超えるとスペクトルのパワーが小さくなることから、この周波数は Brunt-Vaisälä 振動数であると考えられる。

また、階段型の段の最小周波数は、その平均値が音波の最小振動数に近く、またこの周波数を超える

とスペクトルのパワーが $1/f^2$ を超えて大きくなることから音波の最小振動数であると考えられる。

気圧変動を生み出す波動の源は重力波と音波ともに出すと考えられ、このようなスペクトルの違いを波動源に求めることは困難である。むしろ、スペクトルの違いは波源と観測点の位置関係によるものであると考えられる。すなわち、位相速度が大きく分散しやすい音波は、比較的観測点から遠い波源からは散逸して現れにくい。折れ曲がり型のスペクトルは、成層の良い夜間に多く風が弱い穏やかな日が大まかな統計においても多いという結果は、折れ曲がり型のスペクトルが現れる場合は観測点の付近で起こる波動が少ないことを示唆している。逆に、階段型のスペクトルは風が強く雨の日が多いことから、波動が観測点の付近で起きた結果であると考えられる。

このように、気圧波形のスペクトルには重力波ではなく、むしろ音波領域付近において大きな相違が見られる。

特に8月5日の波形の特徴的な振動は音波であると考えられる。数値計算において音波を除去して計算することが一般に行われており、図1も音波を除いた非静水圧モデルで計算されているが、8月5日の波形に見られるように音波が大規模に見られる波形が本研究において観測されたことは、音波が気象において重要な役割を担う場合がある可能性を示唆している。

大気における音波を具体的に把握するために、更なる観測が必要である。



図 13: 微気圧計内部

A 微気圧計の設計

本論 3.2 節で本研究で製作された微気圧計の概要を述べた。この節では、本研究において製作された微気圧計の設計の詳細を述べる。微気圧計の設計は、ハードと電子回路の2つのパートに分けてそれぞれ小節ごとに述べることにする。

A.1 微気圧計の設計

図 13 は、本研究で製作された微気圧計の内部の写真である。保温性を高めるため、実際はこの中に砂を満たして使用した。

発泡スチロールの箱はもともとは厚さが 2cm であったが、さらに発泡スチロールを内側に貼ることで断熱性を高めている。この結果、箱の内部は高さ 12cm、縦 13cm、横 31cm の直方体になった。その中に、空気チャンバーであるペットボトルと差圧センサーから構成される測定器を内部に配置している。

ペットボトルと差圧センサー、差圧センサーと大気圧を結ぶチューブは丈夫なビニールチューブを使用した。また、ペットボトルと大気圧を結ぶ毛細管には図 14 のようなビニールの細い紐を用いている。この紐は中空のビニールチューブの内側が繊維によって満たされており、微気圧計の設計に最も適した気密



図 14: 毛細管

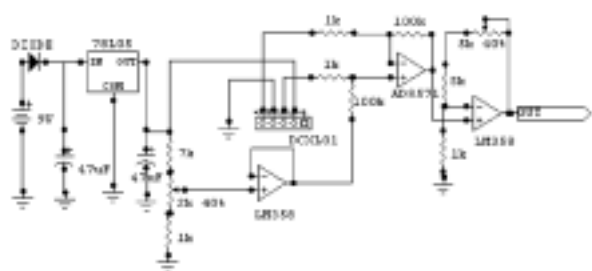


図 15: 微気圧計のセンサー回路図

性が得られる。ペットボトルや差圧センサーとチューブを接続するには、接着剤で接続しただけでは十分ではなかったため、さらに市販の充填剤によって封入することによって接続部から空気が漏れるのを防いだ。

観測を行う際には、風による動圧をうけて出力が変化するため、この装置全体をさらに箱の中におくことで動圧の影響を少なくしている。

以上が具体的な微気圧計のハード面の設計である。

A.2 微気圧計のセンサー回路

B 微気圧計の性能評価

本文で紹介したように本研究で設計した微気圧計は、大気圧とペットボトル内の基準圧力の差をセンサーで検知することによって、短い時間スケールの大気圧変動を測るものである。この付録では、設計した微気圧計の性能を確かめるために行った実験について以下の点から述べる。

- 気密性の評価
- 保温性の評価
- 線形性の評価

B.1 気密性の評価

本文の第3節に述べているように、観測する気圧変動の時間スケールは10分から20分程度である。従って本研究で製作された微気圧計の原理から、20分以上の時間範囲にわたって空気チャンバーの基準気圧が一定に保たれる必要があることを意味する。(しかし、あまり気密性が保たれすぎではいけない。完全に密閉されているとより時間スケールが大きく、振幅の大きな振動を検知して簡単にレンジアウトする可能性があるからである。例えば、一般的な微気圧振動の振幅は0.5hPa程度に収まるのに対して、台風の際の気圧変動は10hPaに及ぶことがある。研究の対象としていないほど長い時間スケールの波に関しては、空気チャンバーの基準気圧が大気圧と十分平衡して、検知しないことが望ましい。) 空気チャンバーの気密性を評価するのに、大気と十分平衡したと思われる時間静置した微気圧計を、突然大気圧が微少に大きくなった環境に移し、空気チャンバーの気圧があたらしい環境に平衡する様子を計測することで行なった。以下ではその結果について述べるが、その前に結果を評価するために必要な方程式を導出しておく。

B.1.1 気密性の評価に必要な方程式

大気の圧力、密度、温度をそれぞれ p_e 、 ρ_e 、 T 、空気チャンバー内の基準気圧を p 、 ρ 、 T とおく。温度は

大気と空気チャンバーとも同じで、温度の時間変化はないものとする。また、大気の気圧変化、密度変化はないものとする。圧力、密度、温度は状態方程式と呼ばれる方程式によって記述されるので、空気チャンバー内の空気について以下の式が成り立つ。

$$p = \rho RT \quad (1)$$

空気チャンバーの容積を V 、さらにチャンバーに含まれる空気の質量を m とすると、 $\rho = \frac{m}{V}$ であるから、

$$p = \frac{m}{V} RT \quad (2)$$

R は気体定数とよばれる定数である。さらに両辺を時間微分する。温度の時間変化はないとしているので、

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial m}{\partial t} \frac{RT}{V} \quad (3)$$

空気チャンバーの中の空気の質量の変化は、空気チャンバーと大気を結ぶ毛細管を通して流れる空気の質量を意味する。毛細管を通してチャンバーから大気へ流れる空気の流量を Q とおくと、

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\rho Q \quad (4)$$

従って、式 3 に上式を代入すると、以下の式が得られる。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\rho RT}{V} Q \quad (5)$$

$\Delta p = p - p_e$ と定義する。大気の気圧変化がないとしているので、 $\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}$ である。これを代入して、

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\rho RT}{V} Q \quad (6)$$

毛細管を通る空気の流量 Q は、当然使用する毛細管の形状や、毛細管の出入り口にかかる圧力差、毛細管を通る流体の密度によって異なる値をとりうる。しかし、これがどのような関数であるかを知ることが可能である。今、ある毛細管の出入り口に圧力差

が定常的にかかっており、毛細管を流れる流れは定常状態に達していると仮定する。

ナビエ・ストークス方程式と連続の式から始める。毛細管の方向に x 軸をとる。また、密度変化は小さく非圧縮な流れであるとする。

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

ここで \mathbf{u} は毛細管内の流速、 ρ は密度、 p は圧力、 \mathbf{g} は重力加速度、 ν は動粘性係数を示す。また u, v, w はそれぞれ \mathbf{u} の x, y, z 成分を示す。

毛細管は非常に細長く、 x 軸方向の流れの代表的な長さのスケールを L 、 y, z 軸方向の流れの代表的な長さのスケールを H とすると、 $L \gg H$ とすることができる。また、 x 軸方向の流れの代表的速度スケールを U 、 y, z 軸方向の流れの代表的速度スケールを H とおく。式 8 のそれぞれの項のスケールから、次のことが言える。

$$\frac{U}{L} = \frac{V}{H} \quad (9)$$

ここで、式 7 の x 成分を取り出し、移流項と粘性項のスケールを比べる。移流項のスケールは $\frac{U^2}{L}$ であるのに対して、粘性項のスケールは $\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ と $\nu\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ が大きく $\frac{\nu U}{H^2}$ となる。従って粘性項のスケールを移流項のスケールで割ると

$$\frac{\nu U}{H^2} \div \frac{U^2}{L} = \frac{\nu L}{H^2 U} \quad (10)$$

空気の粘性は約 1.0×10^{-5} であり、 L は、毛細管の長さとして $0.5m$ 、 H に毛細管の内径として仮に $1mm$ をとると、 $\frac{\nu L}{H^2 U}$ は、 $\frac{50}{U}$ となり、 U が $1m/s$ より非常に小さいと考えれば移流項は粘性項に比べて無視しても良い。従って、粘性項が主に圧力傾度項とつりあうと考えられる。同様に y, z 項についても移流項が無視でき、さらに定常状態であるから $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = 0$ として、最終的に次式が導かれる。

$$\frac{1}{\rho}\nabla p - \mathbf{g} = \nu\nabla^2\mathbf{u} \quad (11)$$

スケール解析でも明らかのように、 $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ は $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ や $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ より非常に小さいことを考慮しながら、この方程式の両辺から x 成分のみを取り出すと次のようになる。

$$\frac{1}{\rho\nu} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\nu} \mathbf{g}_x = \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (12)$$

毛細管の中の流体に関して、この式の左辺第一項は x のみの関数であり、第二項は定数である。一方、右辺は u の y, z に関する微分で構成されているため、 u は次のような関数であるといえる。

$$u = \left(\frac{1}{\rho\nu} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\nu} \mathbf{g}_x \right) f(y, z) \quad (13)$$

u を管の断面 S に対して積分したものが流量 Q であるから、 Q についても同様に、次のような関数であるといえる。

$$Q = A \frac{1}{\rho\nu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - \rho \mathbf{g}_x \right) \quad (14)$$

ただし、 $A = \int_S f(y, z) dy dz$

A は管の形状によって決まる定数である。ここで、毛細管の両端にかかる圧力差を Δp 、毛細管の長さを L とし、 $\frac{\partial p}{\partial x} \approx \frac{\Delta p}{L}$ と近似して、式 6 に代入すると、空気チャンバーの時間変化について以下の式を得る。

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -A \frac{RT}{V\nu} \left(\frac{\Delta p}{L} - \rho \mathbf{g}_x \right) \quad (15)$$

この式から、初期に圧力差があった時、気圧チャンバーと大気圧の差が緩和していく様子を求めることができる。 ρ の時間変化の変位は小さく、ほぼ定数と見てよいとする。新たに $\Delta p^* = \Delta p - L\rho \mathbf{g}_x$ を導入する。

式 15 の両辺を時間積分し、 Δp^* の初期値 Δp_0^* を与えると以下の式になる。

$$\Delta p^* = \Delta p_0^* e^{-kt} \quad \left(k = A \frac{RT}{V L \nu} \right) \quad (16)$$

この結果は空気チャンバーの圧力が大気圧に平衡する過程がエクスポネンシャルな過程をたどること

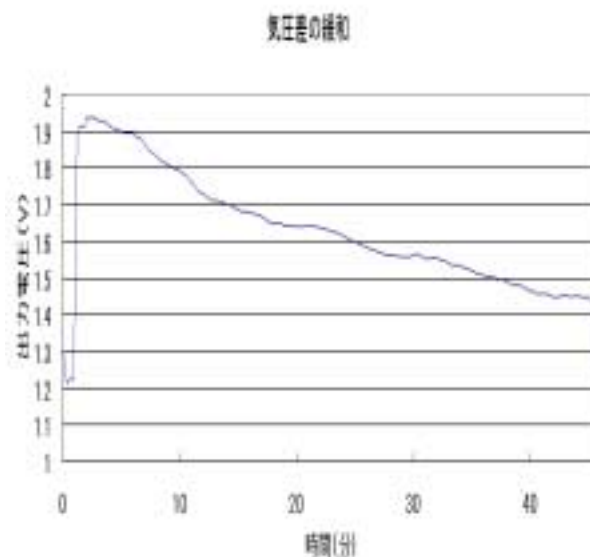


図 16: 大気圧との平衡過程

を示している。 Δp^* が $1/e$ になる時間は、 $\frac{1}{k}$ であり、この時間を計測することで気密性を評価することができる。

B.1.2 気密性の評価：実験

本研究で使用された微気圧計の気密性を評価するため、十分な時間静置した微気圧計を静かに 15 メートルほど低い高度の場所に置いて、その出力電圧をデータロガーで記録した。

図 16 は、その過程をプロットしたグラフである。差圧センサーの出力は増幅回路によって増幅されており、 $1hPa$ の変化に対して約 $0.5V$ の変化がある。初期状態から $1V$ に近い電圧が出力されているのは、空気チャンバーと大気圧の差がないときに $1V$ の出力があるように設計されているためである。

グラフは 1 分後に急激に上昇しているが、これは装置の置く高度を下げたことで周りの大気圧が急激に上昇したことを意味している。そのまま静置しておくで微気圧計内部の空気チャンバーは前節に示したとおり、指数関数的に減少していく。

図 17 は、出力電圧からゼロ点の電圧値を引いた値

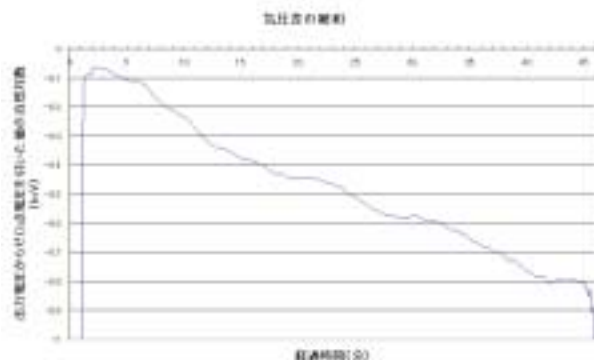


図 17: 指数関数的な推移

横軸は実験の経過時間を、縦軸は出力電圧からゼロ点の値を引いた値に自然対数をとっている。

の自然対数をとったものである。出力電圧からゼロ点の電圧値を引いた値は、空気チャンバーと大気圧の気圧差に対応する。従って、空気チャンバー内の気圧と大気圧の差が $1/e$ になる時間を図 17 から読み取ることができ、その値は約 45 分程度である。

観測のする対象は、主に内部重力波によって起こると考えられる大気の擾乱であった。地上において観測される内部重力波の振動数が 10 分から 20 分程度以内であろうと考えられることから見ると、この気密性の微気圧計で観測対象に対してほぼ十分な線形性が期待できると考えられる。

B.2 保温性の評価

空気チャンバーは、温度変化によって敏感に気圧が変動する。気温の日周変化などで空気チャンバーの気圧が大きく変動すると、センサーの出力がレンジアウトしてしまうため、空気チャンバーの温度変化はできるだけ小さくしなければならない。

本研究で使用した微気圧計は温度変化をできるだけ小さくするために、発泡スチロールの箱に砂をつめ、その中に空気チャンバーを設置するという手法をとった。発泡スチロールは断熱を、砂は装置全体の熱容量を高めることを目的としている。

測器の保温効果を測定するため、常温に放置して

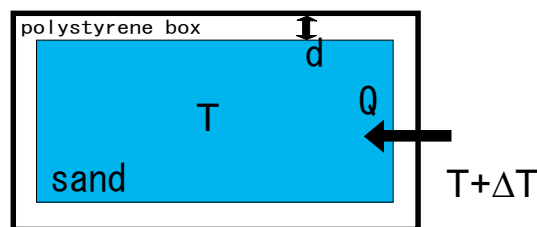


図 18: 保温性の評価：計算の概念図

いた微気圧計をある気温に保ったオープンにいれ、空気チャンバー付近の砂の温度推移を計測した。以下はそれについて述べるが、その前にこの実験について簡単な理論的考察を行っておく。

B.3 保温性の評価：理論

温度一定の外気温の中に置かれた測器内部の温度は、時間が経つにつれ外気温へと徐々に推移するこの節ではその過程を、簡単に考察してみる。図 18 厚さ d で表面積が S の発泡スチロールの箱の中に砂 m kg が入っているものとする。外気と砂には ΔT の温度差があるものとし、この温度差によって砂の温度は徐々に外気温の温度と推移する。 ΔT は外気温のほうが砂の温度より高いときに正であるとする。

このとき発泡スチロールの熱伝導率を k とすると、発泡スチロールから砂へ流入する熱量 Q は、

$$Q = k \frac{S}{d} \Delta T \quad (17)$$

である。砂の温度を T 、熱容量を c とし砂は十分早く熱が伝わり満遍なく加熱されるものとする、

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q}{cm} = k \frac{S}{dcm} \Delta T \quad (18)$$

ここで、外気温の温度を T_e とすると、 $T = T_e - \Delta T$ であるから、外気温が時間変化しないものとする $\frac{dT}{dt} = -\frac{d\Delta T}{dt}$ である。これを代入すると、次式が得られる。

$$\frac{d\Delta T}{dt} = -k \frac{S}{dcm} \Delta T \quad (19)$$

この式を時間積分すると、初期値を ΔT_0 として砂の温度と外気温との差の推移が次式のように表される。

$$\Delta T = \Delta T_0 \exp\left(-k \frac{S}{dcm} t\right)$$

従って、実際に外気温と砂の温度に温度差をつけて温度差が緩和して $1/e$ になる時間を計測すると $\frac{dcm}{kS}$ を得ることができる。

ここで実際に微気圧計を作るうえで砂の温度に最も影響を与えるのは、気温の日周変化である。この気温の日周変化による砂の温度変化を考察する必要がある。さきほどは式 18 に外気温の温度変化がないものとして砂の温度変化を導いたが、気温の日周変化を次の式であるとして砂の温度変化を導く。

$$T_e = \tau \sin(\omega t + \epsilon) + T_{base} \quad (20)$$

このとき、砂の温度変化の解を次のようなものであるとする。

$$T = a \sin \omega t + T_{base} \quad (21)$$

これを式 18 に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & (\tau \cos \epsilon - a) \sin \omega t + \\ & \left(-\frac{a\omega}{\lambda} + \tau \sin \epsilon \right) \cos \omega t = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

ここで $\lambda = kS/dcm$ である。この式が任意の t で成り立つので、以下の式が満たされる。

$$a = \tau \cos \epsilon \quad (23)$$

$$a = \frac{\lambda}{\omega} \tau \sin \epsilon \quad (24)$$

これを解くと a の値が得られる。

$$a = \frac{\tau}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2}{\lambda^2}}} \quad (25)$$

この結果から気温の日周変化によって、上式で表される振幅で砂の温度が変動することが分かる。この砂の温度変化がどのくらいの気圧変動として表さ

れるかを考える。14 頁の式 2 を砂の温度変化を考慮して時間微分する。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{RT}{V} \frac{\partial m}{\partial t} + \rho R \frac{\partial T}{\partial t} \quad (26)$$

さらに、14 頁の式 4 を代入する。大気圧 p_e が変動しないとして $\Delta p = p - p_e$ を定義すると、 $\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}$

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{RT\rho}{V} Q + \rho R \frac{\partial T}{\partial t} \quad (27)$$

流量 Q に 15 頁の式 14 を代入する。毛細管は水平に近く $g_x \approx 0$ とし、前回同様 $\frac{\partial p}{\partial x} \approx \frac{\Delta p}{L}$ として代入すると、

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{ART}{VL\nu} \Delta p + \rho R \frac{\partial T}{\partial t} \quad (28)$$

この時、 T は式 21 から次のようであると、さらに Δp は次のような解であると仮定する。

$$T = a \sin(\omega t + \eta) + T_{base} \quad (29)$$

$$\Delta p = b \sin \omega t \quad (30)$$

ここで a, b は正の実数である。これを式 28 に代入する。簡便のため、 $\frac{VL\nu}{ART} = T_p$ とおくと、

$$\begin{aligned} & (b\omega - \rho R a \omega \cos \eta) \cos \omega t \\ & + \left(\frac{b}{T_p} + \rho R a \omega \sin \eta \right) \sin \omega t = 0 \end{aligned} \quad (31)$$

この式は任意の t で満たされねばならない。したがって、次の二式が成り立つ。

$$b\omega = \rho R a \omega \cos \eta \quad (32)$$

$$\frac{b}{T_p} = -\rho R a \omega \sin \eta \quad (33)$$

これを b について解くと、

$$b = \frac{\rho R a}{\sqrt{1 + \frac{1}{T_p^2 \omega^2}}} \quad (34)$$

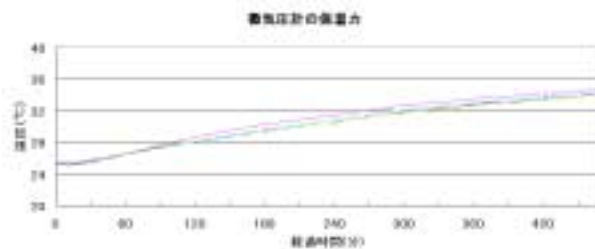


図 19: 砂の温度推移

この式に式 25 を代入することによって、 b が最終的に得られる。

$$b = \frac{\rho R \tau}{\sqrt{\left(1 + \frac{1}{T_p^2 \omega^2}\right) \left(1 + \frac{\omega^2}{\lambda^2}\right)}} \quad (35)$$

b は Δp の変動の振幅であった。この計算の場合、大気圧が変動しないという仮定をしているので b の値は、気温の日周変化によって起こる微気圧計の空気チャンバーの気圧変動の振幅である。したがって、この b を用いて微気圧計の保温力を評価することにする。

B.3.1 保温性の評価：実験

測定装置の保温効果を測定するため、常温に放置していた微気圧計を気温を 40°C に保ったオープンにいい、空気チャンバー付近の砂の温度推移を計測した。図 19 はそれを示す図である。空気チャンバーのそばのそれぞれ異なる 4 点を計測し色別で示しているが場所によって大きな違いはなかった。

さらにこれらの 4 点の温度の平均をとり、オープン内の気温である 40°C との差の自然対数をとって時系列グラフに表示したのが図 20 である。この図から、気温差が $1/e$ となる時間は約 7 時間ほどであることが分かる。

この結果から、前項式 35 を用いて b を求める。気温差が $1/e$ になるのに要する時間は 7 時間程度であった。したがって、 λ は

$$\lambda = \frac{1}{7 \times 3600} = 4.0 \times 10^{-5}$$

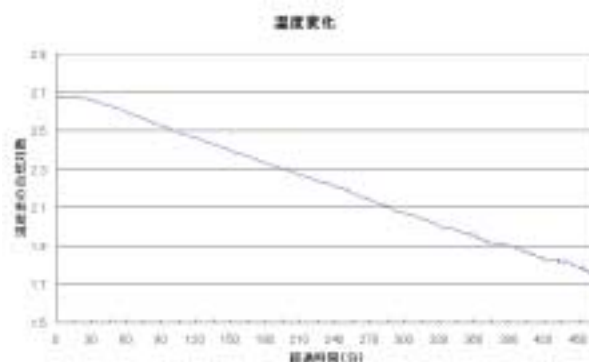


図 20: 砂の温度と気温との差の自然対数

と求まる。さらに圧力が緩和して $1/e$ になる時間は 45 分程度であるから、式 16 を参照して、

$$T_p = 45 \times 60 = 2700$$

また、一日の気温変動の振幅 $\tau = 5[\text{K}]$ とする。したがって、気温の日周変化が空気チャンバーに与える気圧変動を計算すると、

$$b = 132 \quad [\text{Pa}]$$

この値は、微気圧計のフルスケールが約 $2\text{hPa} \sim$ 約 6hPa であることを考えると、気温の日周変化でレンジアウトしない値である。気温の日周変化は、気圧測定の対象とする周波数を大きく外れているので、レンジアウトしなければよい。逆に、微気圧計で気圧を測定できる最大周期すなわち気密性が保たれる 45 分の気温変動を同様に考察すると、 1K の外気温の温度変化で 4.8Pa の変動しかない。したがって、この微気圧計の保温性は測定に十分な性能であると考えられる。

B.4 線形性の評価

実際に測定器が、気圧変動に対して線形な出力を行うかを大まかに確かめるため次のような実験を最終的に行った。気圧は高さに応じて減少し、細かい気象現象を無視すればほぼ次式で表される静水圧平衡とみなすことができる。

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad (36)$$

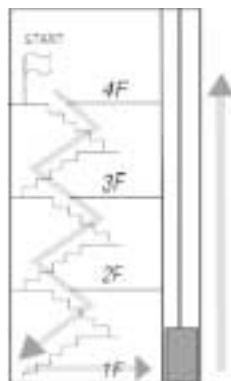


図 21: 線形性 : 実験の概要

ここで、 z は鉛直方向を示し、 g は重力加速度の絶対値である。高さ方向の変位が小さく ρ の変化が十分無視できるとすると、気圧はほぼ高度に対して線形な値をとる。したがって、高度を変えて微気圧計の出力を記録すると、微気圧計の線形性がわかる。このことを利用して以下の実験を行った。

京都大学総合人間学部 D 号館の階段は、ほぼ一定の高度間隔で踊り場がついており、地上と 4 階までの高さはほぼ 12 メートルある。そこで、図 21 のように 4 階に静置しておいた微気圧計をもって、4 階から 1 階まで降り、踊り場ごとにしばらく立ち止まるという実験を行った。帰りの 1 階から 4 階まで上るのは D 号館に設置されているエレベーターを使用することにした。行き帰りの行程は図 21 のとおりである。微気圧計の出力は高度に応じた出力を行うはずであるから、各踊り場ごとの気圧が測定することで、微気圧計がほぼ気圧変動に線形な出力を行うかどうか評価できる。

この実験での微気圧計の出力の結果を図 22 に示す。微気圧計の出力もこの実験の行程の高さに応じた出力をしている。実験の開始時と終了時で出力電圧が異なるのは、実験の最中にも空気チャンバーの気圧が周りの大気圧に平衡してゆくからである。

大まかな実験ではあるが、この実験から踊り場の値はほぼ等間隔であり、気圧変動に対して十分線形な出力がされていると評価できる。

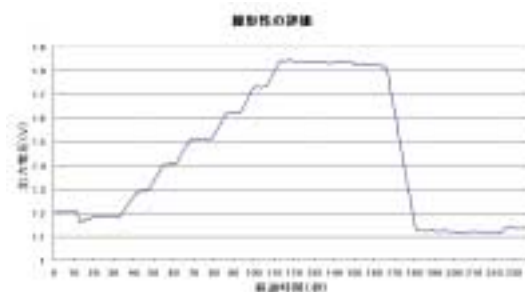


図 22: 実験の結果

C データロガーの設計

D 微気圧波形一覧表

日付	開始時刻	終了時刻	分類	天気	平均風速	最大瞬間風速	最大瞬間風速風向	平均相対湿度	降水量	最大10分間降水量	日照時間
8月5日	3:28	16:45	階段型	曇り時々晴雷	1.6	14.3	北北東	68	2	1.5	5.8
8月6日	0:00	18:51	折れ曲がり型	晴れ時々曇り	1.8	9.9	南南西	61	0	0	8.3
8月6日	22:11	8:51	折れ曲がり型	晴れのち曇り	1.8	9.9	南南西	61	0	0	8.3
8月8日	7:43	13:59	1/f ² 型	曇り時々雨	3.5	17.3	東	74	33.5	6	1.2
8月8日	21:31	6:00	階段型	雨	3.5	17.3	東	74	33.5	6	1.2
8月9日	6:00	18:00	階段型	曇り時々雨	3.4	20	南	76	26.5	3.5	1.6
8月9日	18:00	22:51	1/f ² 型	曇り	3.4	20	南	76	26.5	3.5	1.6
8月9日	22:52	15:28	折れ曲がり型	曇り	3.4	20	南	76	26.5	3.5	1.6
8月10日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り一時晴れ	1.5	7.4	北東	63	0	0	9
8月11日	6:00	15:55	1/f ² 型	曇り時々晴れ	2	8.8	南西	62	0	0	5.9
8月11日	18:00	6:00	階段型	曇り時々雨	2	8.8	南西	62	0	0	5.9
8月12日	6:00	13:38	折れ曲がり型	曇り一時雨	1.8	6.7	北	73	6	2	0.5
8月12日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り	1.8	6.7	北	73	6	2	0.5
8月13日	6:00	15:14	折れ曲がり型	晴れ時々曇り	1.8	7.9	北東	62	0	0	6.6
8月13日	15:15	17:58	1/f ² 型	晴れ時々曇り	1.8	7.9	北東	62	0	0	6.6
8月13日	21:31	11:29	1/f ² 型	曇りのち雨	1.8	7.9	北東	62	0	0	6.6
8月14日	11:29	21:52	折れ曲がり型	大雨	1.2	4.8	東北東	87	86	7	0
8月14日	21:54	14:01	折れ曲がり型	大雨	1.2	4.8	東北東	87	86	7	0
8月15日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り	1.1	5.6	北	78	37.5	1.5	0.1
8月16日	6:00	17:38	1/f ² 型	曇り	1.7	7.8	北北東	75	0	0	0
8月16日	17:39	6:00	1/f ² 型	曇り一時雨	1.7	7.8	北北東	75	0	0	0
8月17日	6:00	18:00	折れ曲がり型	雨	1.1	5	南西	83	10	2	0
8月17日	21:31	9:00	1/f ² 型	曇り時々雨	1.1	5	南西	83	10	2	0
8月18日	21:55	6:00	折れ曲がり型	曇り	1.3	7.9	南	80	7.5	2	1
8月19日	6:00	15:18	1/f ² 型	晴れ後時々曇り一時雨雷	1.7	12.4	北東	74	9	8.5	8.1
8月19日	15:30	4:29	折れ曲がり型	曇り時々晴れ	1.7	12.4	北東	74	9	8.5	8.1
8月20日	4:30	18:11	折れ曲がり型	晴れ後一時曇り	1.5	7.1	南東	68	0	0	8
8月20日	18:11	6:00	1/f ² 型	曇り一時晴れ	1.5	7.1	南東	68	0	0	8
8月21日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ後時々曇り	1.7	7.6	北西	64	0	0	7

8月21日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇りのち晴れ	1.7	7.6	北西	64	0	0	7
8月22日	6:00	16:37	1/f ² 型	晴れ	1.6	8.2	西北西	60	0	0	12.1
8月22日	16:37	9:00	折れ曲がり型	晴れ	1.6	8.2	西北西	60	0	0	12.1
8月24日	0:00	6:00	折れ曲がり型	曇り	1.6	6.9	南南西	65	0	0	2.9
8月24日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇り一時晴れ	1.6	6.9	南南西	65	0	0	2.9
8月24日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り時々晴れ	1.6	6.9	南南西	65	0	0	2.9
8月25日	6:00	14:26	1/f ² 型	晴れ後曇り	2	9.6	南西	62	0	0	7.7
8月25日	14:27	6:00	階段型	曇りのち時々 雨雷	2	9.6	南西	62	0	0	7.7
10月7日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り	1.3	6.8	東南東	63	0	0	1.9
10月8日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇りのち晴れ	1.4	6.5	東北東	64	0	0	3.3
10月8日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ	1.4	6.5	東北東	64	0	0	3.3
10月9日	6:00	13:41	1/f ² 型	晴れ	1.4	6.3	北北東	59	0	0	10.6
10月9日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.4	6.3	北北東	59	0	0	10.6
10月10日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り	1.6	7.7	東南東	59	0	0	4.9
10月11日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇り	2	10.3	東	61	0	0	0.1
10月11日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り一時雨	2	10.3	東	61	0	0	0.1
10月12日	6:00	18:00	階段型	曇り	1.8	5.8	東南東	70	0	0	1.6
10月12日	18:49	6:00	折れ曲がり型	曇り一時晴れ	1.8	5.8	東南東	70	0	0	1.6
10月13日	6:00	12:31	階段型	雨のち曇り	1.8	10.7	北北東	74	12	3	0.2
10月13日	12:50	18:00	階段型	雨のち曇り	1.8	10.7	北北東	74	12	3	0.2
10月13日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り	1.8	10.7	北北東	74	12	3	0.2
10月14日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇りのち雨	1.4	6.1	東北東	73	12.5	1	0
10月15日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ一時曇り	1.8	11.3	西北西	67	0	0	6.7
10月16日	6:00	15:35	1/f ² 型	晴れ一時曇り	1.5	8.7	西	62	0	0	6.7
10月16日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ一時曇り	1.5	8.7	西	62	0	0	6.7
10月17日	6:00	18:00	折れ曲がり型	晴れ	1.4	7.1	北北東	58	0	0	10.5
10月17日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.4	7.1	北北東	58	0	0	10.5
10月18日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	1.5	9.6	北北西	56	0	0	9.8
10月18日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ一時曇り	1.5	9.6	北北西	56	0	0	9.8
10月19日	6:00	20:58	階段型	晴れ	2	9.6	北	58	0	0	9.3
10月19日	20:58	6:00	折れ曲がり型	晴れ	2	9.6	北	58	0	0	9.3
10月20日	6:00	22:21	1/f ² 型	晴れ後一時う す曇	1.5	6	東南東	63	0	0	7.5
10月20日	22:23	6:00	折れ曲がり型	曇り	1.5	6	東南東	63	0	0	7.5
10月21日	6:00	18:00	1/f ² 型	雨	1.6	8.1	北東	73	20	1.5	0
10月21日	18:00	6:00	1/f ² 型	雨	1.6	8.1	北東	73	20	1.5	0
10月22日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り	1.1	6.9	東	79	8	1	1.3
10月22日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	6.9	東	79	8	1	1.3

10月23日	6:00	18:00	階段型	曇り時々晴れ	2	15	北	65	0	0	5.6
10月23日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ時々曇り	2	15	北	65	0	0	5.6
10月24日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ時々曇り	1.5	6.8	北東	61	0	0	6.5
10月24日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.5	6.8	北東	61	0	0	6.5
10月25日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	1.2	6.4	南	63	0	0	7.4
10月25日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ時々曇り	1.6	6.4	南	63	0	0	7.4
10月26日	6:00	17:32	1/f ² 型	晴れ	1.6	8.6	北	59	0	0	7.9
10月26日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.6	8.6	北	59	0	0	7.9
10月27日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	1.2	6.9	南南東	62	0	0	7.6
10月27日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ一時うす雲	1.2	6.9	南南東	62	0	0	7.6
10月28日	6:00	18:00	1/f ² 型	うす曇の地晴れ	1.8	8.5	南南東	67	0	0.5	5.9
10月28日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り一時雨	1.8	8.5	南南東	67	0	0.5	5.9
10月29日	6:00	18:00	1/f ² 型	快晴	2	8.1	西	46	0.5	0.5	9.6
10月29日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り一時晴れ	2	8.1	西	46	0.5	0.5	9.6
10月30日	6:00	18:00	階段型	晴れ一時曇り	2	10.8	北	57	0	0	6.9
10月30日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	2	10.8	北	57	0	0	6.9
10月31日	6:00	19:42	折れ曲がり型	晴れ後曇り	1.3	6.1	南西	64	0	0	7.5
10月31日	19:42	6:00	1/f ² 型	曇りのち晴れ	1.3	6.1	南西	64	0	0	7.5
11月1日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	1	5.4	南	66	0	0	7.3
11月1日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ後曇り	1	5.4	南	66	0	0	7.3
11月2日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り	0.8	4.4	南	74	0	0	1.6
11月2日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り	0.8	4.4	南	74	0	0	1.6
11月3日	6:00	18:00	折れ曲がり型	雨	0.7	3.4	北東	88	13	2.5	0
11月3日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り一時雨	0.7	3.4	北東	88	13	2.5	0
11月4日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	2	10	北北西	61	0	0	7.9
11月4日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	2	10	北北西	61	0	0	7.9
11月5日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇り	1.5	6.9	東	72	2.5	0.5	1.8
11月5日	18:00	6:00	折れ曲がり型	雨	1.5	6.9	東	72	2.5	0.5	1.8
11月6日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り	1.1	4.2	北北東	77	9.5	1.5	1
11月6日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ	1.1	4.2	北北東	77	9.5	1.5	1
11月7日	6:00	18:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	4.6	南	71	0	0	9.2
11月7日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	4.6	南	71	0	0	9.2
11月8日	14:00	20:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	5.3	南	76	0	0	6.7
11月12日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ時々曇り	1.9	10.9	北	66	0	0	6.1
11月13日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り	1.6	9.6	北	69	0	0	2.1
11月13日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.6	9.6	北	69	0	0	2.1
11月14日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	1.1	4.6	南	67	0	0	9.3

11月14日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	4.6	南	67	0	0	9.3
11月15日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇りのち一時雨	1	4.2	北東	70	0	0	2.4
11月15日	18:00	6:00	折れ曲がり型	雨のち曇り	1	4.2	北東	70	0	0	2.4
11月16日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ一時曇り	1.5	9.2	南西	68	0	0	7.4
11月16日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ	1.5	9.2	南西	68	0	0	7.4
11月17日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	2.4	13.9	北	49	0	0	7.8
11月17日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ	2.4	13.9	北	49	0	0	7.8
11月18日	6:00	18:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	4.1	南南東	54	0	0	9.4
11月25日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇りのち晴れ	1.8	14.2	北北西	73	36	2	0.9
11月26日	18:00	6:00	折れ曲がり型	うす曇	2.4	11.8	北	56	0	0	9.2
11月27日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇り	2	9.4	東	67	0	0	0.5
11月27日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り	2	9.4	東	67	0	0	0.5
11月28日	6:00	16:09	1/f ² 型	曇り時々雨	2.4	9.5	北東	59	1	0.5	0
11月28日	18:00	6:00	1/f ² 型	雨	2.4	9.5	北東	59	1	0.5	0
11月29日	6:00	18:00	折れ曲がり型	雨	1.6	8.5	北東	83	44.5	2.5	0
11月29日	18:00	6:00	折れ曲がり型	雨	1.6	8.5	北東	83	44.5	2.5	0
11月30日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り	1.8	8.9	北北西	73	8	1	0
11月30日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り	1.8	8.9	北北西	73	8	1	0
12月1日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り	2.4	9.8	北	64	0	0	0.2
12月1日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り	2.4	9.8	北	64	0	0	0.2
12月2日	6:00	17:00	1/f ² 型	曇り	2.1	13	北	59	0	0	1.3
12月2日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り時々晴れ	2.1	13	北	59	0	0	1.3
12月3日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り時々晴れ	1.2	6.4	西南西	63	0	0	4.8
12月3日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.2	6.4	西南西	63	0	0	4.8
12月4日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇りのち晴れ	1.3	11.2	西北西	68	0	0	4.3
12月4日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.3	11.2	西北西	68	0	0	4.3
12月5日	6:00	18:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	4.7	北東	59	0	0	7.5
12月5日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り一時雨	1.1	4.7	北東	59	0	0	7.5
12月6日	6:00	10:46	折れ曲がり型	曇り時々雨	1	6.6	南南東	78	0.5	0.5	0.3
12月6日	10:48	18:00	折れ曲がり型	曇り時々晴れ	1	6.6	南南東	78	0.5	0.5	0.3
12月6日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り時々晴れ	1	6.6	南南東	78	0.5	0.5	0.3
12月7日	6:00	18:00	階段型	晴れ時々曇り	2.1	12.3	西	55	0	0	6.3
12月7日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ	2.1	12.3	西	55	0	0	6.3
12月8日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	1.8	10.4	西南西	51	0	0	8.3
12月8日	18:00	6:00	階段型	晴れ	1.8	10.4	西南西	51	0	0	8.3
12月9日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇り時々晴れ	1.9	9.1	北	62	0	0	4.5
12月9日	18:00	6:00	折れ曲がり型	曇り一時雨	1.9	9.1	北	62	0	0	4.5

12月10日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇り一時雨	1.6	8.7	北	66	0	0	2.3
12月10日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.6	8.7	北	66	0	0	2.3
12月11日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇りのち雨	1	4.7	北東	76	18	1	0
12月11日	18:00	6:00	折れ曲がり型	雨のち曇り	1	4.7	北東	76	18	1	0
12月12日	6:00	18:00	階段型	曇り時々晴れ	1.9	11.1	西北西	74	0.5	0.5	3.1
12月12日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ時々曇り	1.9	11.1	西北西	74	0.5	0.5	3.1
12月13日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ時々曇り	1.4	11.5	北	70	0	0	4.1
12月13日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ時々曇り	1.4	11.5	北	70	0	0	4.1
12月14日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ時々曇り	1.2	6.9	南	71	0	0	6.7
12月14日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ	1.2	6.9	南	71	0	0	6.7
12月15日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ一時曇り	1.5	10.6	南南西	68	0	0	6.2
12月15日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り一時雨	1.5	10.6	南南西	68	0	0	6.2
12月16日	6:00	14:00	1/f ² 型	曇時々雨一時晴	1.9	13.4	北北西	71	0.5	0.5	3.5
12月20日	6:00	18:00	1/f ² 型	雪一時晴れ	2.3	10.9	西北西	78	6	0.5	3.2
12月20日	18:00	6:00	1/f ² 型	曇り時々晴れ一時雪	2.3	10.9	西北西	78	6	0.5	3.2
12月21日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ時々曇り	1.3	6.6	西北西	74	0	0	5.7
12月21日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ	1.3	6.6	西北西	74	0	0	5.7
12月22日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ時々曇り	1.2	7.3	西南西	72	0	0	4.7
12月22日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.2	7.3	西南西	72	0	0	4.7
12月23日	6:00	18:00	1/f ² 型	晴れ	1.1	7.1	西南西	72	0	0	7.2
12月23日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ時々曇り	1.1	7.1	西南西	72	0	0	7.2
12月24日	6:00	18:00	折れ曲がり型	曇り時々晴れ	1.1	9.2	西南西	69	0	0	4
12月24日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ	1.1	9.2	西南西	69	0	0	4
12月25日	6:00	18:00	折れ曲がり型	快晴	1.1	8.6	南西	64	0	0	8.2
12月25日	18:00	6:00	1/f ² 型	晴れ時々曇り	1.1	8.6	南西	64	0	0	8.2
12月26日	6:00	18:00	1/f ² 型	曇り一時晴れ	1.8	11	西	61	0	0	3.6
12月26日	18:00	6:00	階段型	曇りのち曇	1.8	11	西	61	0	0	3.6
12月27日	6:00	18:00	階段型	曇り時々雪曇	1.6	8.4	西	77	9.5	1	4.1
12月27日	18:00	6:00	折れ曲がり型	晴れ時々雪一時曇	1.6	8.4	西	77	9.5	1	4.1