



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	気候監視のための高層気象観測用水蒸気センサの開発
Author(s)	杉立, 卓治
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	修士(環境科学)
Issue Date	2011-03-24
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/92715
Type	master thesis
File Information	takuji_sugidachi_2011.pdf



平成 22 年度修士論文

気候監視のための
高層気象観測用水蒸気センサの開発

北海道大学大学院環境科学院地球圏科学専攻

大気海洋物理学・気候力学コース

杉立卓治

2011 年 2 月 17 日提出

(要旨)

水蒸気は、日々の天気や気象現象に関わるだけでなく、上部対流圏や成層圏においては地球の放射エネルギー収支、雲物理、オゾン光化学等に主要な役割を果たす。近年、地球温暖化問題への関心が深まり、気候監視が重要視され、上部対流圏・成層圏の水蒸気観測が必要とされるようになってきた。しかし、その測定技術は満足な状態にあるとは言えず、気候監視の目的に合致したセンサは存在しない。

そこで本研究では、気候監視に用いる事ができる高精度な高層気象観測用水蒸気センサを開発することを目的とする。現在、主に産業用として用いられている鏡面冷却方式センサ FINEDEW™((株)山武)を用いて、ラジオゾンデ用センサとして使用できるように改造し、地上から下部成層圏までの水蒸気濃度を連続観測できるセンサの開発を目指す。

鏡面冷却方式は、熱力学な原理に基づいた水蒸気測定法で、高精度な測定が可能とされている。測定空気に触れた小さな鏡を、流す電流量で冷却の程度をコントロールできるペルチェ素子を用いて冷却する。冷却された鏡のうえにうっすらと露や霜を付く状態(平衡状態)を保つことで大気露点あるいは霜点温度を計測する。露点温度が計測できれば Clausius-Clapeyron の関係式により水蒸気分圧が算出でき、さらに気圧、温度データと合わせることで、体積混合比、相対湿度が算出される。平衡状態を実現するため、PID 制御という自動制御を用いてペルチェ素子に流す電流量を決定する。高層気象観測においては、比較的短時間に高度とともに環境場(気圧、気温、水蒸気濃度等)が大きく変化することから、ペルチェ素子に流す電流量を決定する PID 制御パラメータを高度(環境場)に応じて変化させる必要があると考えられる。各高度に適した PID 制御パラメータの設定を見つけるため、高層大気の気圧や気温を再現できる気圧温度槽や低温室などを使用し、様々な環境中で鏡面冷却の制御実験を行い、環境場によってセンサの動作特性がどれだけ影響を受けるかを調べた。また、露点温度計測中の鏡面上近傍で生じている現象について物質移動の観点から理論的考察を行い、鏡面冷却の制御は高度によってどう変化させるべきか理論的な検討も行った。それらの結果をもとに、飛揚時の PID 制御パラメータの設定を行った。

次に、高層気象観測用測器として用いるため飛揚時の装置構成の検討を行った。ラジオゾンデ用センサとして用いるためには、極低温・低圧の環境でも安定して動作するハードウェア設計を行う必要がある。特に、鏡面冷却方式センサでは鏡に付いた露や霜の状態を光の散乱を用いて検出するため、太陽光の露点温度計測への影響を防ぐ必要がある。また、鏡面付近の空気の流れを鏡面冷却の制御に適した弱く変動の少ない流れにする必要がある。これらを考慮し、装置に測定空気導入用の筒を設置する。まず、疑似太陽光装置を用いて、太陽光の露点温度計測への影響の程度を確かめた。次に、筒内の空気の流れについて、筒の形状や気圧による依存性の理論考察を行い、さらに気圧槽を用いて気圧を変化させた環境で筒内の風速を計測することで、それらの依存性を実験により確かめた。以上の事を考慮し、ゾンデ版 FINEDEW™を製作した。

2011 年 1 月 28 日、茨城県守谷市でゾンデ版 FINEDEW™の飛揚試験を行い、高度 10km までの露(霜)点温度を計測することができた。また、相対湿度計 RS-06G との比較により、その性能や課題が明らかとなった。

第1章 はじめに	5
1.1 大気中の水蒸気	5
1.2 高層気象観測用水蒸気センサ	6
1.3 大気の水蒸気量の表現法	7
1.4 高層気象観測における観測データの不確かさ	9
1.4.1 不確かさ	9
1.4.2 トレーサビリティ	11
1.5 目的	12
第2章 装置概要	17
2.1 鏡面冷却方式露(霜)点温度計	17
2.2 ゾンデ版 FINEDEW™	18
2.2.1 鏡面センサおよびコントロール回路	18
2.2.2 ゾンデとの接続	23
2.2.3 計測回路の低温対策	25
第3章 FINEDEW™の基本性能	26
3.1 ペルチェ電流と冷却能力	27
3.1.1 計測結果	27
3.1.2 理論的な冷却能力の見積もり	31
3.1.3 計測値と理論値の比較	33
3.2 仮想上空大気における動作確認実験：気圧依存性の評価	35
3.2.1 計測結果	35
3.2.2 考察	40
3.2.3 計測値と理論値の比較	43
3.3 仮想上空大気における動作確認実験：気温依存性の評価	46
3.3.1 計測結果	46
3.3.2 考察	51
3.3.3 計測値と理論値の比較	54
3.4 仮想上空大気における動作確認実験：風速依存性の評価	54
3.4.1 計測結果	54
3.4.2 考察	58
第4章 ゾンデ版 FINEDEW™の制御パラメータの決定	60
4.1 PID 制御	60
4.1.1 制御周期の比較	61

4. 1.2	鏡面冷却制御における PID 制御	63
4. 1.3	PID 制御+ON/OFF 制御	65
4. 1.4	目標散乱光強度(鏡の曇り具合)	67
4.2	制御パラメータの環境依存性の評価実験	69
4. 2.1	気温依存性	69
4. 2.2	気圧依存性	73
4. 2.3	風速依存性	74
4.3	Meteolabor 社製 SnowWhite との比較計測実験	76
4.4	制御パラメータの環境依存性の理論的検討	78
4. 4.1	拡散による物質移動	78
4. 4.2	鏡面近傍に生じる境界層	80
4. 4.3	FINEDEW™における蒸発凝結速度	85
4.5	飛揚時の制御パラメータ	89
第5章	飛揚時の装置構成	90
5.1	観測空気の入込み	90
5. 1.1	筒内の流れ: 理論的検討	90
5. 1.2	筒内の流れ: 実験	98
5.2	太陽光の影響の評価	113
5.3	装置外観	115
第6章	ゾンデ版 FINEDEW™飛揚試験	118
6.1	飛揚試験の結果と考察	118
6.2	ゾンデ版 FINEDEW™における不確かさとその要因	128
6.3	ゾンデ版 FINEDEW™(一号機)の問題点	131
第7章	まとめ・今後の展望	132
謝辞		133
参考文献		134
付録 A	飛揚試験用センサプローブの試験結果(株式会社)	138

第1章 はじめに

水蒸気は、気候システムに対して重要な役割を持っている。特に、上部対流圏・成層圏水蒸気は温室効果ガスとして働き気候変動にも影響することから、気候変動を検出できるための高精度な観測が求められている。また、気候監視のために用いるデータは、長期的に質の様なデータを提供する必要がある。本章では、まず大気中の水蒸気的重要性を説明する。次に、高層の水蒸気観測の現状について、観測に用いられているセンサおよび水蒸気量の表し方の問題(Clausius-Clapeyron の式)についてまとめる。その後、長期的に質の様なデータを提供するための高層気象観測における観測データの不確かさの議論についてまとめる。最後に、本研究の目的をまとめる。

1.1 大気中の水蒸気

大気中の水蒸気は気候システムに対して重要な役割を持っている。対流圏の水蒸気は降雨などの気象現象や日々の天気に関わり、成層圏の水蒸気は温室効果ガスとして働き、地球の放射エネルギー収支に大きく関わる。1940年代後半から世界各地の高層気象観測で水蒸気の観測が行われ、主に日々の天気に関わる対流圏の水蒸気量の計測がされてきた。1970年代からは人工衛星が登場し、グローバルな水蒸気分布を測る事が可能になってきた。近年の計測技術やアルゴリズムの進歩により成層圏における精度は良くなってきたが、“その場”観測との結果からその精度の検証などを行うことは重要である(Vömel et al., 2007a)。これらの観測の主な目的は、日々の天気予報であった。しかし、近年の地球温暖化問題により、気候監視が重要視されるようになり、気候監視の面からは上部対流圏・成層圏の高精度な観測が不可欠である。また、対流圏の水蒸気観測も1940年代から行われており、水蒸気量のデータがあるが、長期的なトレンドを検知するには満足のいくデータではなかった(SPARC, 2000)。計測技術は日々進歩しており、ラジオゾンデに用いる測器も変更・改良を重ねている。このため、日々の天気予報の精度には問題にならないような測器のもつバイアスや特性によるデータの不均一さが測器の変更・改良のたびに現れ、長期的な変動を検知するのが困難であった(Elliot, 1995)。

水蒸気は、高度によってその濃度が大きく異なる。地上付近では水蒸気分圧 $10^0 \sim 10^1$ hPa のオーダーの水蒸気が高度が上昇するにつれて気温の減少とともに減少し、成層圏では $10^{-5} \sim 10^{-4}$ hPa のオーダーとなる。成層圏の水蒸気は体積混合比数 ppmv と非常に低濃度でありながら、温室効果ガスとして働き、放射エネルギー収支やオゾンの光化学に関わりオゾン量の収支にも大きく影響する。近年、成層圏の水蒸気は、年間 1% 程度の増加傾向や 2000 年の急減少を示していることが報告されており(SPARC, 2000; Fujiwara et al., 2010)、それに伴う放射強制力の変化なども議論されている(Solomon et al., 2010)。図 1.1 は、ラジオゾンデ観測および衛星による観測によって捉えられた水蒸気の増加傾向と 2000 年の急減少、図 1.2 は成層圏水蒸気の変動が及ぼす放射強制力の変動を示す。図 1.1 で示すラジオゾンデ観測によるこのような成層圏水蒸気の増加トレンドの検出は NOAA による 1980 年代からの鏡面冷却式露点温度計による観測のみで、日々の高層気象観測ではこのような高精度な観測はできておらず、そもそも成層圏の低濃度領域の水蒸気は計測されていない。このような気候

変動をとらえることができる長期的な安定した高精度な観測を行うことを目的とした高層気象観測ネットワーク Global Climate Observing System(GCOS) Reference Upper Air Network(GRUAN)が2010 年秋から運用されている。GRUAN では、ラジオゾンデ観測による高精度なセンサによるその場観測を中心とし、世界に 30－40 地点の観測所において高精度な観測を定期的に長期にわたり観測する。水蒸気は GRUAN において、気温、気圧と並び重要な気象要素として考えられている(Seidel et al., 2008)。

1.2 高層気象観測用水蒸気センサ

上部対流圏・下部成層圏の水蒸気は非常に低濃度であり、この領域の水蒸気の計測に使用できるセンサは多くない。ここでは、ラジオゾンデ観測に用いられている主な水蒸気センサについてまとめる。

相対湿度計は、日々の高層気象観測に用いられている水蒸気センサである。安価で取り扱いが容易であることから広く用いられているが、低温低湿の中部対流圏より上層は計測できる事ができない。相対湿度計の測定原理は、高分子膜などが相対湿度に応じて電気抵抗や電気容量が変化することを用いている。予め既知濃度の水蒸気で校正(値付け)したうえで電気抵抗や電気容量を計測することで水蒸気を計測している(Mayer et al., 2005; Vetrov and Katushkin, 1974)。

成層圏の水蒸気観測によく用いられているセンサとして、Lyman- α 水蒸気計がある。ラジオゾンデ用としては the Fluorescent Advanced Stratospheric Hygrometer for Balloon Lyman-alpha hygrometer(FLASH-B)が使われている。これは、 H_2O 分子が Lyman- α 線を吸収し、励起状態の OH からの蛍光が水蒸気濃度に対応することから蛍光を測ることで水蒸気を観測している。計測の時定数が早く小さな気象場の変動に対応できるなどのメリットがある。相対湿度計と同様、予め既知濃度の水蒸気で校正している(Vömel et al., 2006; Weinstock et al., 2009)。

鏡面冷却式露点温度計は、熱力学原理に基づいた水蒸気の測定方法であり高精度な水蒸気の測定が可能である。鏡面冷却式露点温度計で計測された大気露点温度から、Clausius-Clapeyron の関係式により水蒸気分圧が算出でき、さらに気圧、温度データと合わせることで、体積混合比、相対湿度を算出することができる。相対湿度計や Lyman- α 水蒸気計の校正に用いられているのは、鏡面冷却式センサである。測定原理は、第2章で詳しく説明する。鏡面冷却方式を用いた大気観測に用いられている主な水蒸気センサには、Meteolabor 社製 Snow White、Cryogenic Frost point Hygrometer (CFH)、National Oceanic and Atmospheric Administration Frost Point Hygrometer (NOAA FPH)がある。SnowWhite はスイスの Meteolabor 社が開発したラジオゾンデ用鏡面冷却型露点温度計で、1996 年から使われており、その性能の評価や改良が進められている(Fujiwara et al, 2003)。上部対流圏の非常に乾燥した領域などではうまく制御できていないことが報告されている(Vömel et al., 2003)。鏡面の冷却には、電流を流す量に応じて冷却することが可能なペルチェ素子を用いており、この鏡面の冷却を行うコントロール部分はアナログ回路で作られている。次に、鏡の冷却に冷媒を用いた冷却方式とした装置として、NOAA FPH や CFH がある。NOAA FPH は NOAA で開発され 1980 年代からの北半球中緯度における成層圏水蒸気の増加傾向の検出に用いられた(Hurst et al., 2011)。CFH は NOAA FPH に基づいてコロラド大学で開発された装置である。これらの装置は鏡の冷

却に冷媒を用いることで下部成層圏までの水蒸気測定を可能とし、鏡面の冷却を行うコントロール部分に、ラジオゾンデ用として各高度に適した鏡面冷却の制御設定ができるデジタル回路を用いるなどの改良を行われ、観測精度・確度の向上が進められた(Vömel et al., 2007b)。しかし、これらの装置の問題点は鏡面の冷却に用いる冷媒であるトリフルオロメタン(CHF₃)が強力な温暖化物質であることである(Montzka et al., 2009)。観測の度に CHF₃ を大気中に放出されてしまうことが問題視されている。

ここで取り上げたセンサ以外にも、上部対流圏・下部成層圏の水蒸気をターゲットとしたセンサが世界各地でいくつか存在する。これらのセンサを用いて同時比較観測された水蒸気量が必ずしも一致するわけではない。図 1.3 は CFH、航空機搭載の Harvard University Lyman- α 水蒸気計(HWV)および人工衛星 Aura に搭載された Microwave Limb Sonder (MLS)で計測された水蒸気量の比較であり、CFHと Harvard-Lyman- α との間に数 ppmv の差が生じていることが確認できる。これらの誤差の原因を明らかにするために AquaVIT という上部対流圏・下部成層圏の水蒸気濃度を再現できる Aerosol Interaction and Dynamics in the Atmosphere(AIDA)チャンバーを用いた比較計測のキャンペーンが行われている(Fathy et al., 2009)。CFH や SnowWhite、FLASH などを含む 25 台のセンサが参加している。これらの測器で計測した水蒸気濃度は、大気観測で確認されているようなセンサ間の差が生じなかった。このチャンバーを用いた計測では、“core”測定器に指定されている6種の測器で、1–150 ppmv の濃度範囲では 10%以内で一致し、1 ppmv 以下の水蒸気濃度の範囲では各センサ間で-100%~+150%の差が生じた。また、大気観測で確認されるセンサ間の差(CFHとHWVの差)が確認されなかった。チャンバー実験では、実際の大气観測の観測空気のサンプリング条件が異なっていたり、上部対流圏・下部成層圏の大气観測の条件をそのまま再現できているわけではないため、ここでの各センサの不確実性の結果をそのまま大気観測に応用できるわけではない。さらに、このキャンペーンでは、国家計量標準研究所(NMI)による計量標準にトレーサビリティがある測器による計測が行えず、“absolute reference”が存在しなかった。各センサで得られたデータ間で相対的な比較は行えたが、絶対値を評価をするに至っていない。

上部対流圏・下部成層圏の水蒸気観測については、まだ気候変動を十分な確度をもってとらえることができる高精度な観測はできていない。上部対流圏・下部成層圏の水蒸気を正確に測る事は未だに技術的なチャレンジなのである。

1.3 大気中の水蒸気量の表現法

大気中の水蒸気の表記方法には、何種類もあり、目的に応じて使用される。水蒸気の表記方法は、水蒸気分圧、露(霜)点温度、体積混合比、相対湿度、重量混合比、比湿、可降水量などである(二宮 2000)。水蒸気量の計測では、これらのいずれかを計測し、他の環境場のデータ(気圧、温度など)と合わせることで、相互に変換することができる。例えば、成層圏水蒸気観測でよく用いられる体積混合比 x [ppmv(parts per million by volume)]は、水蒸気分圧 e と全圧 P の比で表せ、

$$x = \frac{e}{P} \quad (1.1)$$

と表せる。次に、一般的に広く用いられる水蒸気量の表現法は相対湿度である。相対湿度 $RH[\%]$ は、大気中の水蒸気分圧 e と水蒸気量とその時点の温度 T_a に対応する飽和水蒸気圧 e_s の比で、

$$RH = \frac{e}{e_s(T_a)} \quad (1.2)$$

と表せる。水蒸気分圧や露点温度は水蒸気量だけに依存した物理量であるが、体積混合比や相対湿度は気圧や気温にも依存した物理量である。

鏡面露点温度計では露点温度が計測される。計測された露点温度から水蒸気分圧への変換には、Clasius-Clapeyron の式:

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L_{1,2}}{T(\alpha_2 - \alpha_1)} \quad (1.3)$$

が用いられる。ここで、 T は温度、 e_s は温度 T における飽和水蒸気圧、 $L_{1,2}$ は蒸発(昇華)の潜熱、 α_1 、 α_2 は相1および2の比容を示す。Clasius-Clapeyron の式は相変化過程を熱力学第一法則に従って考察し導出することができる(二宮, 2000)。ここで、 $\alpha_2 \gg \alpha_1$ であるから、水蒸気の状態方程式

$$e_s \alpha_1 = R_v T \quad (1.4)$$

を使えば、

$$\frac{de_s}{e_s} = \frac{\left(\frac{L_{1,2}}{R_v}\right)}{T^2} dT \quad (1.5)$$

と表せる。ここで、式(1.5)を $T=273.16$ から任意の T まで積分し、水の三重点における温度(273.16 K)と飽和水蒸気圧(6.11 hPa)の値を用いると、

$$\ln \frac{de_s}{6.11} = \left(\frac{L_{1,2}}{R_v}\right) \left(\frac{T - 273.16}{273.16 T}\right) \quad (1.6)$$

となり、温度とその時の飽和水蒸気圧の関係を示すことができる(二宮, 2000)。ここでは、潜熱 $L_{1,2}$ は温度依存性を持つが式(1.5)を積分する時に定数として扱っているため、式(1.6)は近似式である。温度と飽和水蒸気圧の実際の関係式は、実験データに基づいた様々な表式が作られている(Murphy and Koop, 2005)。大気中において一定気圧のもとで空気塊の温度を下げていき Clasius-Clapeyron の式による飽和水蒸気圧曲線を超えても、水蒸気はすぐに凝結せず、過冷却となり準安定な液相として存在することがある。これは、Clasius-Clapeyron の式は 2 相の境界が平面であることを仮定しており、表面張力が考慮されていないためである。過冷却水に対する飽和水蒸気圧は氷に対する飽和水蒸気圧と同様、実験式が作られている。しかし、過冷却水は準安定な相であり、実験的にデータを取ることが難しく、特に 235K 以下では極めて困難で、得られた範囲での実験式を外挿した実験式を用いている。このため、230K 以下では、Clasius-Clapeyron の式に基づく実験式は不確かさが大きく、200 K の過冷

却水では 5%以上の不確かさをもち、それ以下ではさらに大きな不確かさを持つ(Murphy and Koop, 2005)。現実の高層大気中では、 -30°C 以下の気温でも過冷却水滴の雲粒が存在し(Rosenfeld and Woodley, 2000)、高層気象観測では慣習的に 0°C 以下においても水に対する飽和水蒸気圧を用いているため不確かさの大きな Clausius-Clapeyron の式に基づく実験式を用いている。

1.4 高層気象観測における観測データの不確かさ

気候監視に用いるためのデータは、長期的な傾向を検知するために、長期的に質の様な高精度なデータが必要とされる。このようなデータであるためには、国際系単位(SI)にトレーサビリティをもつことが重要で、さらにそれらのデータに測定の不確かさの情報が付随されるべきである。トレーサビリティを持たないということは別の時間・場所や別の測器での観測データとは直接比較できないことを意味する。また、メーカーによる文書化されない測器の改良や測器の変更があると、測器の変更前後のデータを同じ質のデータとして扱うことができなくなる。もし、変更前後の測器が異なるバイアスを持っていた場合、変更前後の時系列データに人工的なジャンプが生じてしまう。測器を開発するうえで、開発した測器の不確かさを評価することは測器自体の開発と同等の意味を持ち、それらを文書化することは極めて重要である。ここでは、Immler et al. (2010)を参考に高層気象観測における標準データ(トレーサビリティがあり、データの不確かさの情報を持つデータ)についてまとめる。

1.4.1 不確かさ

すべての計測値には必ず誤差(error)が含まれる。例えば、大気温度の測定は、多くの影響因子にさらされ、自然起因の影響因子として、大気温度の非均一性や乱流などの変動、大気圧、湿度による温度計の特性変化、そして人為起源の影響因子として、計測回路の雑音、センサ感度の個体差、読取り誤差など様々である。このため、得られた計測値に含まれる誤差に対してなんらかの定量的な評価が必要である。通常、計測しようとする量の真の値は未知であることが多いため、計測誤差を直接評価するかわりに、不確かさ(uncertainty)という概念を用いる。不確かさとは、ある確率で個々の測定値に含まれる誤差の限界値を科学的(統計論的)に推定したものである((独)産業技術総合研究所, 2008)。誤差は測定値から真の値を引いた差であり、全誤差(total error)は一定のかたより誤差(bias error)と偶然誤差(random error)を含む。

”Guide to expression of uncertainty in measurement”(Joint Committee for Guides in Metrology, 2008a)では、測定の不確かさ(試料分散の推定量)の評価方法として、Type A と Type B に従い評価される。標準不確かさの Type A は、一連の測定値の統計解析により不確かさを評価する方法で、算術平均、または回帰分析から得られた平均値の実験標準偏差になる。標準不確かさの Type B は、統計的解析以外の方法によって不確かさを評価する方法で、(a)以前の測定データ、(b)関連物質や測器の性質や振る舞いの総合的な知識や経験、(c)製造者の仕様、(d)ハンドブックから選ばれた参照データに記載された不確かさなどを基に科学的な判断によって評価する方法である。大気観測の場合、複数の測器による同じ時間・場所での測定は不可能であるため、Type B の評価方法はGRUANでの標準データの不確かさ評価に役立つ。

Type A の評価方法についてまとめる。ある母集団から得られる1組の独立なN個の試料(観測値) $X_1, X_2, \dots, X_N$ から、試料平均 $\bar{X}$ や試料分散 S^2 を式(1)(2)によって計算することを想定する。このとき、 $\bar{X}$ の期待値は

$$E[\bar{X}] = E\left[\sum_{i=1}^N \frac{X_i}{N}\right] = \left\{ \frac{E[\sum_{i=1}^N X_i]}{N} \right\} = \frac{N\mu_x}{N} = \mu_x \quad (1.7)$$

である。次に $\bar{X}$ の2乗平均誤差の期待値($\bar{X}$ の試料分散)は、不偏推定量として

$$U^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2}{N-1} = \sigma_x^2 \quad (1.8)$$

で表す。母数に対する推定量が確率的にある区間に入るように推定する方法を区間推定(interval estimation)という。母数を推定するために2つの統計量を t_1, t_2 、を定め、 θ がある確率(信頼度)($1-p$)で、 $t_1 \leq \theta \leq t_2$ となるように推定する区間 $[t_1, t_2]$ を信頼区間(confidence interval)という。試料平均 $\bar{X}$ に対して母集団の平均値 μ_x と不偏分散 U^2 を用いて、

$$t = \frac{(\bar{X} - \mu_x)}{U/\sqrt{N}} \quad (1.9)$$

を定義すれば、 t は自由度($N-1$)の学生 t 分布に従う。確率($1-p$)で、

$$-t_p \leq \frac{\bar{X} - \mu_x}{U/\sqrt{N}} \leq t_p \quad (1.10)$$

となる t_p は、 t 分布から計算できるので、信頼度($1-p$)の μ_x の信頼区間は

$$\bar{X} - \frac{t_p U}{\sqrt{N}} \leq \mu_x \leq \bar{X} + \frac{t_p U}{\sqrt{N}} \quad (1.11)$$

となる。すなわち、有限個数の測定データから母平均の存在する範囲を確率的に推定できるわけである。 p としては 0.05 (信頼度 95%) や 0.01 (信頼度 99%) が多く採用される。

一方、Type B の評価方法では、分散や標準偏差を計測する量の取りうる変動などのあらゆる情報をもとにして測定の不確かさを評価する。大気観測のように、同じ条件(場所・時間)での観測を繰り返し行えない場合や繰り返し観測により評価できない成分の不確かさには、入手可能な情報に基づく科学的根拠により不確かさの範囲を推定する。

大気プロファイル測定において、不確かさは各高度でそれぞれ与えられるべきである(Immler et al., 2010)。不確かさの全ての要因は全ての不確かさの含むべきで、総計の不確かさ $u(x)$ は、入力推定量 v_j に対する個々の独立した不確かさ $u(v_j)$ を用いて、誤差伝播の法則より、

$$u(x) = \sqrt{\sum_{j=1}^N \left(\frac{\partial f(v_1, \dots, v_N)}{\partial v_j} u(v_j) \right)^2} \quad (1.12)$$

と表すことができる。

1.4.2 トレーサビリティ

測定のトレーサビリティに関する公式な定義は”International Vocabulary of Metrology”(Joint Committee for Guides in Metrology, 2008b)によると、「計量トレーサビリティ metrological traceability : 測定の不確かさに寄与し、文書化された切れ目のない個々の校正の連鎖を通じて、測定結果を表記された計量参照に関係付けることができる測定結果の性質」と規定されている。

図 1.4 にGRUANにおけるトレーサビリティの概念を示す。標準値(一次標準)は物理的・化学的な原理に基づいた標準試料を直接測った値である。水の三重点のように唯一に与えられる値が基準とされる。トレーサビリティは切れ目のない比較の連鎖であり、全ての比較において不確かさが明示され、最終的に一次標準に到達できることを確実にする必要がある。GRUANにおいても、GRUANの実用標準を定期的に国家標準と校正することで、トレーサビリティを確保し、GRUANで使用されるセンサはGRUAN 実用標準と比較されることで、全ての観測データを最終的に国際単位系(SI)へ参照することを確認にする。

GRUANにおいて質の様な高精度なデータとは、飛揚直前の地上において国際単位系(SI)にトレーサビリティを持ち、測定の不確かさが決定されており、また、測定の手順や測定値の処理方法などすべてのメタデータが付されている必要がある。また、このようなデータを取得するために用いる測器は、その測定精度や特性、不確かさが定期的に実験室でも現場でも十分に評価されており、コスト的などからも長期的に持続して使うことができる測器であるべきである。

大気観測では独立した異なる測定方法・異なるセンサにより測られた同じ変数または関連づけられる変数が相互比較されることがあり、GRUANの重要な要素としては、それらのデータを比較、検証するための標準のデータを提供するということがあげられる。測定された全てのデータに不確かさが付されているとき、2つのデータの整合性(consistency)の検証には、Z検定が適している。Z検定は、正規分布を用いる統計学的検定法で、標本の平均と母集団の平均とが統計学的にみて有意に異なるかどうかを検定する方法で、二つの独立した測定値を m_1 、 m_2 それぞれの標準誤差を u_1 、 u_2 とし、

$$|m_1 - m_2| > k \cdot \sqrt{u_1^2 + u_2^2} \quad (1.13)$$

となる確率は $k=2$ のとき、4.5%、 $k=3$ のとき、0.27%で起こりえる。その場観測データとリモートセンシングからのデータなど2つのデータを相互比較する際にこの方法が用いられる。測器のもつ不確かさの評価や確認には、実験室での相互比較が基本とされる。コントロールされた環境中での実験により詳細な測器の特性などを調べることができ、測器の校正やバイアスを知るのに役立つ。しかし、大気観測は実験室内では再現しきれない様々な要素(気温、湿度、風速、日射、化学物質など)の計測への影響やそ

これらの乱流的な変動が存在し、実際の気中での比較検証が必要である。

1.5 目的

本研究では、気候監視の要求に沿ったラジオゾンデ用水蒸気センサを開発することを目的とする。株式会社山武が北海道大学との共同で近年開発した産業用の鏡面冷却式センサFINEDEW™のセンサ部を用いてラジオゾンデ用の鏡面冷却式センサを開発する。このために、まずラジオゾンデ用に軽量化したコントロール回路を新たに設計・製作し、鏡面冷却の制御を行うマイクロコンピュータに接続する。最も重要な問題は、安定した環境中での計測に使われることが多い産業用の鏡面冷却式センサの鏡面冷却の制御の最適な設定と、気中の大きく変動する水蒸気を正確に計測できる制御の最適な設定は異なるということである。ラジオゾンデ用として用いるためには、高度とともに気温、気圧、水蒸気量が大きく変化し、また、雲や移流の影響で短時間に大きく変動する環境のなかで常に安定した鏡面冷却の制御を行い、大気露点もしくは霜点温度を測る必要がある。各高度に適した制御の設定を見いだすことで、地上から下部成層圏までの水蒸気を連続的に観測できるセンサを目指す。

本論文の以降の構成は次の通である。第2章では製作した鏡面冷却方式露点温度計の装置概要、測定原理およびゾンデ版FINEDEW™のハードウェア設計についての詳細をまとめる。第3章では、FINEDEW™の基本性能を確認するために行った実験結果とその考察についてまとめる。第4章では、鏡面冷却の制御の基本的な実験や鏡面冷却の制御が環境にどのように依存するかを調べるために行った実験の結果についてまとめ、さらに鏡面上近傍で生じている現象について物質移動の観点から理論的考察を行い、鏡面冷却の制御の高度依存性について議論する。第5章では実際にラジオゾンデとして用いる際の装置の構成について、主に計測空気導入用の筒の効果についての考察や実験についてまとめる。第6章では、ゾンデ版FINEDEW™における不確かさの評価と、2011年1月に茨城県守谷市で行った第1回飛揚試験の結果と考察をまとめる。第7章はまとめと今後の展望についてまとめる。

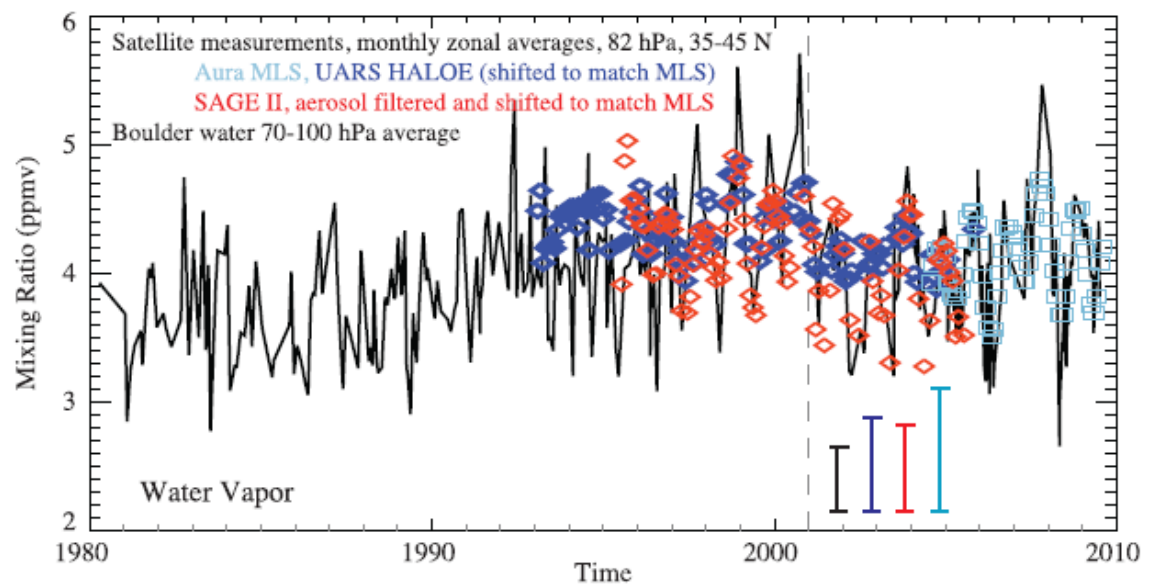


図 1.1 1980 年から 2010 年まで観測された成層圏水蒸気混合比の変動。ラジオゾンデによるコロラド付近(北緯 40°、西経 105.25°)での観測値の 70~100hPa 面の平均値(黒線)、北緯 35°~45°の帯状平均で Aura の Microwave Limb Sonder (MLS)による観測(水色)、Upper Atmosphere Research Satellite(UARS)に搭載された HALogen Occultation Experiment (HALOE)による観測(青)、Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II (SAGE II)による観測(赤)を示す。SAGE II と HALOE のデータは MLS のデータと 2004 年から 2005 年までのデータの重なりが連続性を維持されるように調整されている。図の右下のカラーバーは各測器の不確かさを示している。ラジオゾンデ観測から 1980 年からの水蒸気混合比の増加傾向と、ラジオゾンデ観測および衛星観測から 2000 年の急減少が確認できる。(Solomon et al, 2010 から引用)

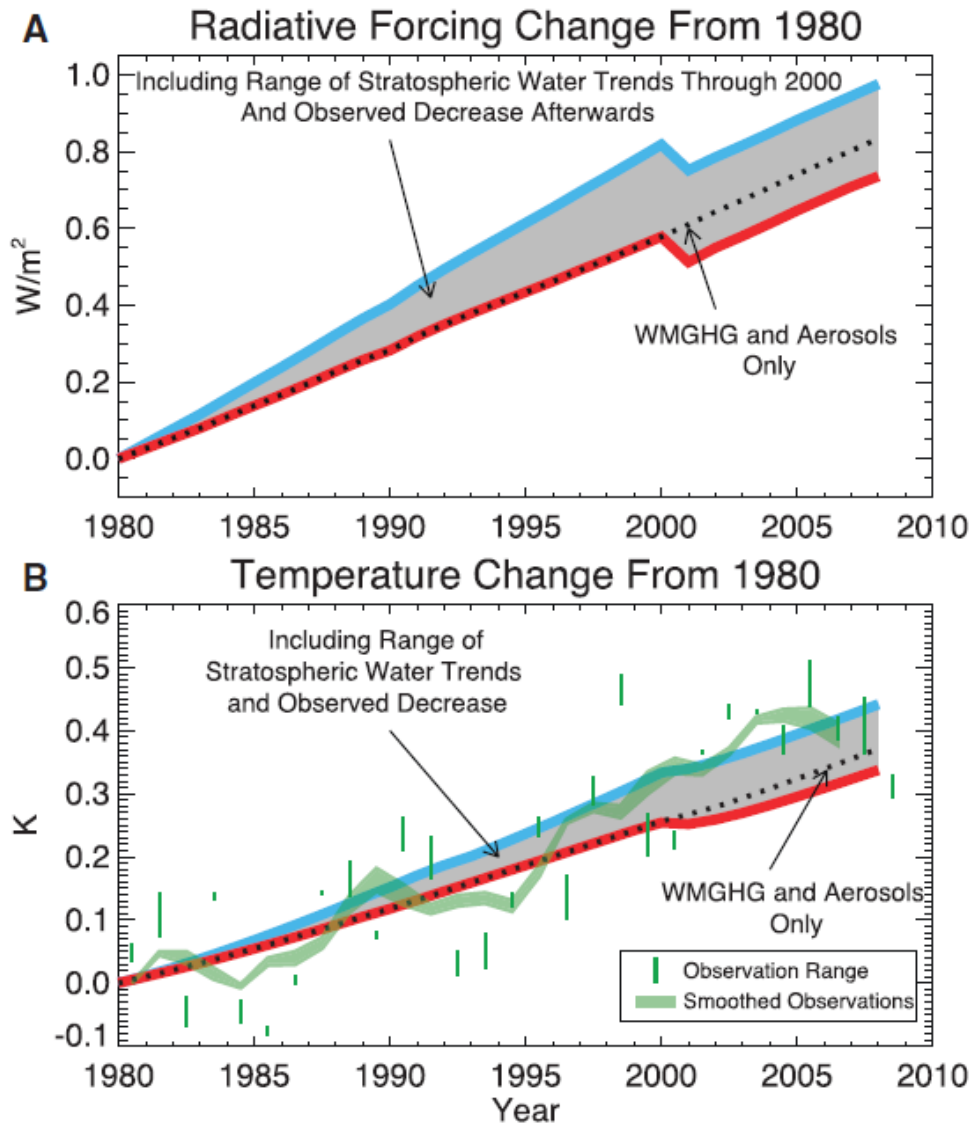


図 1.2 成層圏における水蒸気の変動が地表面の気候に及ぼす影響を計算したもの。(A)は、1980 年以降の温室効果ガスによる放射強制力の変化を示す。破線は水蒸気以外の温室効果ガス(二酸化炭素、メタン、二酸化窒素、エアロゾル)による放射強制力の増加傾向を示し、赤線は成層圏水蒸気が増加しないとした場合の放射強制力の変化に対し、青線が 0.5ppmv/decade の成層圏水蒸気の増加および 2000 年での急減に対応する放射強制力の変化を示す。赤線、青線に囲まれた部分が成層圏水蒸気による放射強制力の変化を示す。(B)は(A)の放射強制力の変動から計算した地表気温の変動と観測値を示す。赤線、青線は(A)の水蒸気の変動の有無による放射強制力の変動に伴う気温の変動、観測値は 3つの異なったデータ(National Climate Data Center、Climatic Research Unit、Goddard Institute for Space Studies)を用いる。緑のカラーバーはそれらのデータの範囲を示し、緑線はそれら観測値の5年平均した値を示す。成層圏水蒸気による放射強制力は温室効果ガス全体の放射強制力の約 30%程度寄与しており、成層圏水蒸気の変動が放射強制力および気温の変動に大きく影響することを示している。(Solomon et al, 2010 から引用)

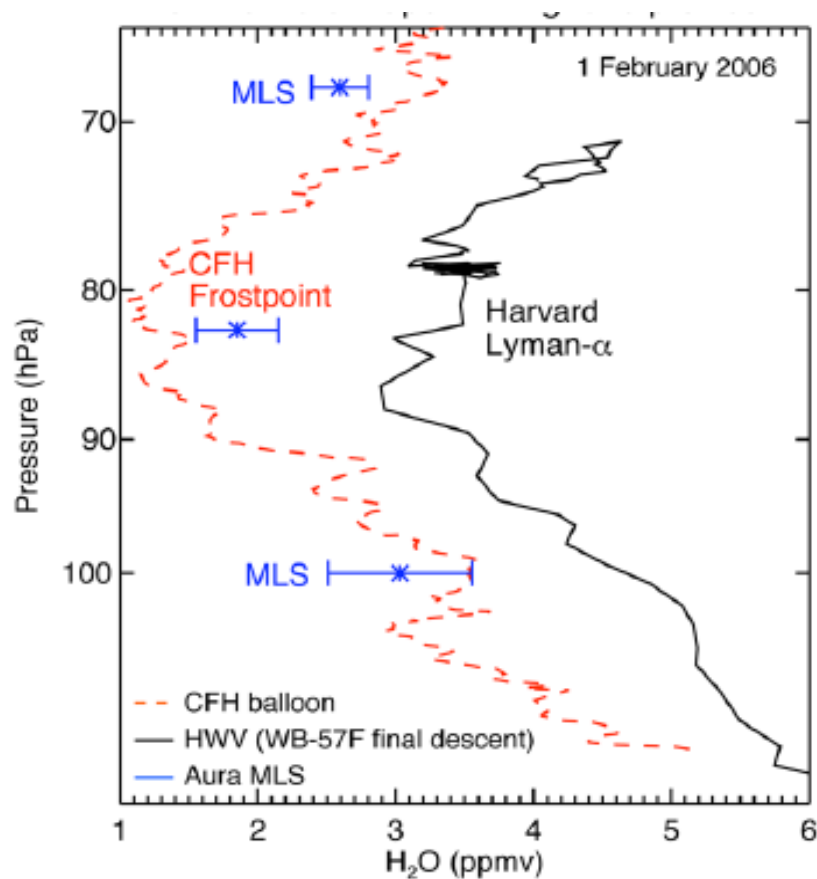


図 1.3 観測された成層圏の水蒸気混合比。CFH(赤)、HWV(黒)、MLS(青)により計測を示す。2006 年 2 月 1 日にコスタリカのサンホセ付近での観測された値である。CFH はサンホセ空港から放球したラジオゾンデによる計測であり、HWV は航空機 NASA WB-57F に搭載され、サンホセ空港への下降時の計測されたものである。CFH と HWV で 1ppmv 以上の差が生じ、他の観測時にも同様の差が確認できる。(Fathy et al., 2009 より引用)

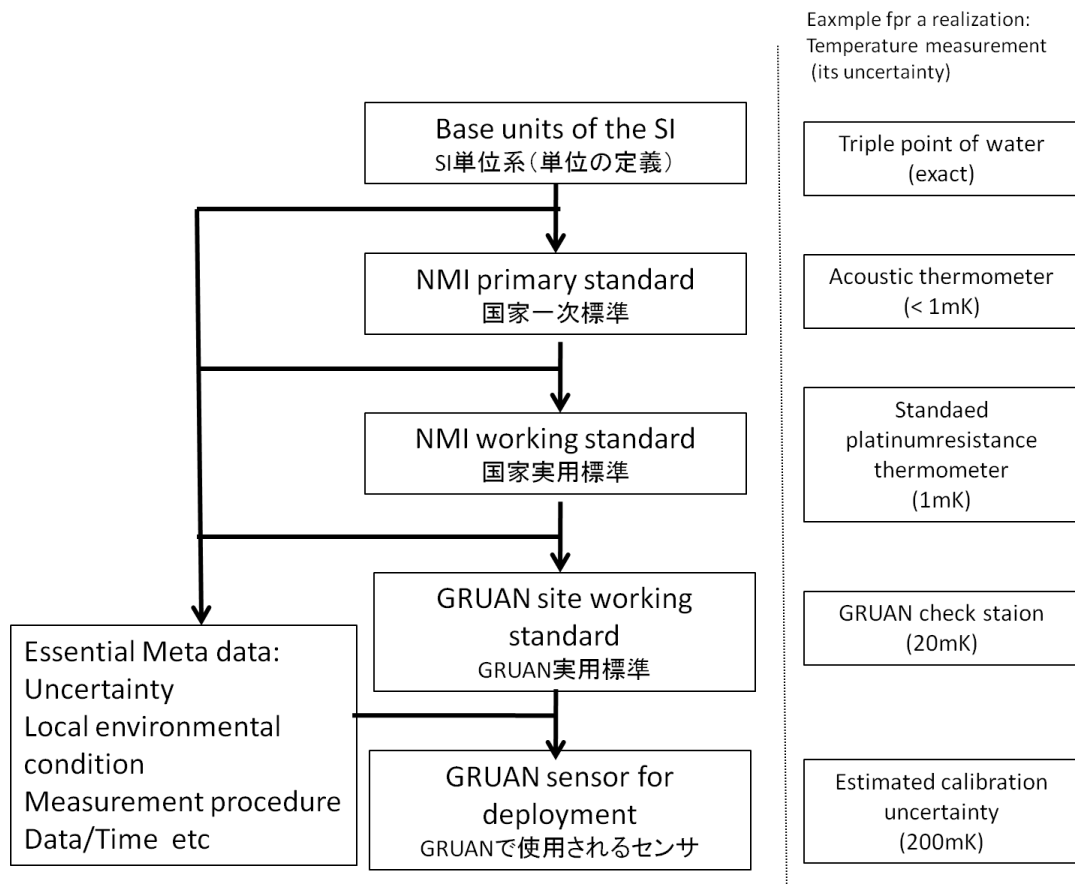


図 1.4 トレーサビリティ連鎖の概念図。GRUAN で用いるセンサが SI へどのようにトレースされるかを示す。それぞれの校正において、不確かさなど計測され、それらの詳細全てが GRUAN で観測されたデータに影響するため、記録されなければならない。右側は温度計測におけるトレーサビリティの事例を示す。(Immler et al., 2010 から引用・編集)

第2章 装置概要

鏡面冷却式水蒸気センサ FINEDEW™ (株式会社山武)は、工業用として開発された超小型・ペルチェ方式・鏡面冷却方式水蒸気センサである。この水蒸気センサを高層気象観測(ラジオゾンデ)用として使用するためには、鏡面センサを制御するコントロール回路や電源部をバルーンに吊るして飛ばせるように軽量化し、ラジオゾンデ RS-06G(明星電気株式会社)と接続を行う必要がある。また、ラジオゾンデ観測では、地上では経験しない低温・低圧の環境および飛揚中の振動に晒されるため、これらを考慮したハードウェア設計が必要となる。本章では、まず鏡面冷却式露点温度計の測定原理について説明し、その後、作成したゾンデ版 FINEDEW™ のシステムの概要について説明する。

2.1 鏡面冷却方式露(霜)点温度計

鏡面冷却式水蒸気センサは、計測空気に晒した鏡を冷却し、鏡を計測空気の露(霜)点温度に維持することで大気中の露(霜)点温度を計測する水蒸気センサである。鏡を徐々に冷やしていくと、鏡面付近の空気が水蒸気圧の飽和状態に達し、鏡面にうっすらと露(霜)が付く。このうっすらと露(霜)が付いた状態(平衡状態)を維持し続けたとき、鏡面の温度は常に露(霜)点温度となっているはずである。この時、鏡面温度を計測し続けることで、計測空気の露(霜)点温度を計測し続けていることになる。

鏡面上にどの程度、露(霜)が付いているかの検出には、光の散乱や反射が用いられる。

FINEDEW™ では鏡面に当てる光を LED のパルス変調とすることで、散乱光検出の日射などの外光による影響を取り除いている。また、CFH や Snow White のような鏡面からの反射光を検出するのではなく、鏡面の凝結物により散乱された光を、光を当てた同方向から検出することで、センサ部を小型化できるだけでなく鏡面周辺に計測空気の流れを遮る異物が少なくなり、鏡面以外の余計な場所に水が付着するなどの汚染の問題も軽減できる。この散乱された光の強度(散乱光強度)をフォトダイオードで検出し、電圧値として検出する。鏡面の冷却方法には、ペルチェ素子による冷却方法を採用している。CFH や NOAA FPH が鏡面を冷媒により冷却し伝熱線により加熱する制御に対し、FINEDEW™ ではペルチェ素子に電流を流すことで鏡面を冷却するため、冷媒が不要である。工業用に用いられている FINEDEW™ では、センサ部分を覆うように格子状のキャップが装着されている。これは、鏡面に強い空気の流れが当たらないようにし、鏡面冷却の制御を安定させる目的で用いられているが、大気観測の場合には水蒸気濃度が常に変動しているため、汚染の問題や時定数の遅れが生じる可能性がある。従って、キャップを取り外し直接、計測する空気が鏡に当たるようにした。

鏡面冷却の制御は、散乱光強度を常に一定に保つ制御であり、例えば、露点温度が下がり鏡面の露が薄くなり散乱光強度が弱くなれば、ペルチェ素子に流す電流量を多くし冷却を強め、鏡を露点温度に合わせて冷やす必要がある。逆に露点温度が上昇し露が付きすぎ散乱光強度が強くなれば、ペルチェ素子に流す電流量を少なくし、冷却を弱め、鏡を露点温度まで上昇させる操作が必要である。ペルチェ素子に流す電流量の調整は、こうした散乱光強度の変化を参照して、自動制御にて行われる。特にゾンデ版 FINEDEW™ ではマイクロコンピュータ(マイコン)を用いたコントロール回路を自作する

ことで、デジタル制御にて鏡面冷却の制御を行った。この制御については第4章でくわしく説明する。

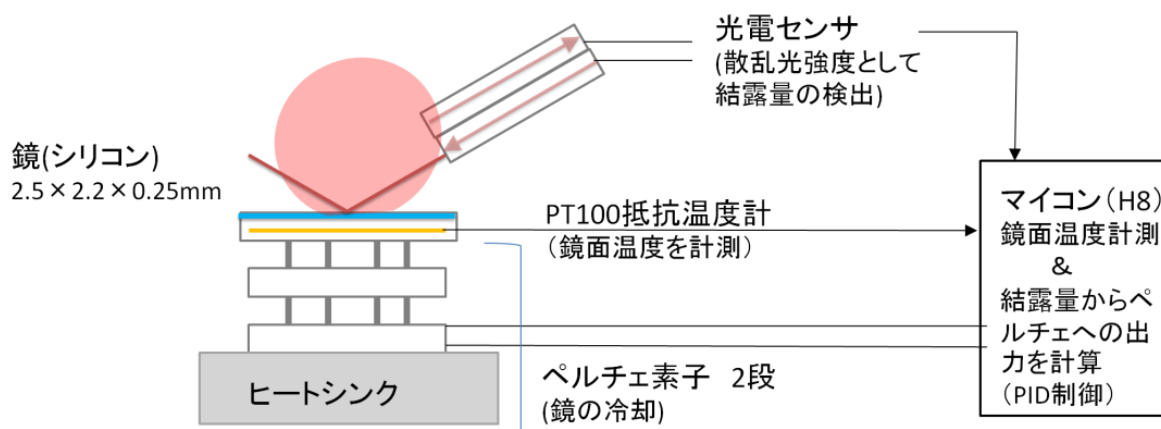


図 2.1 FINEDEW™ の露点温度計測の概略図。左が鏡面センサ部、右がマイコンおよび計測回路。
本文参照のこと。

2.2 ゾンデ版 FINEDEW™

2.2.1 鏡面センサおよびコントロール回路

自作したコントロール回路部およびセンサ部の回路図と写真を図 2.2、2.3 に示す。センサとペルチェ駆動基板は FINEDEW™ で使用されているものを使用し、制御を行うマイコンにはルネサステクノロジ製 H8Tiny 36064 を使用した。H8Tiny36064 は 16 bit CPU を持ち、32 K byte の ROM と 2 K byte の RAM や 10 bit アナログ/デジタル (A/D) 変換器、シリアルコミュニケーションインターフェイス (SCI) などの周辺機能を備えた高性能なマイコンである。A/D 変換は、アナログ入力チャンネルを 8 ch (AN0 ~7) を持っており、それぞれ PT100 抵抗値、散乱光強度、ペルチェ電流量、ヒートシンク温度、気圧、気温に割り当てそれぞれに対応する電圧値をアナログ入力した。

鏡面は鏡面冷却式センサにおいて重要な箇所である。鏡面に小さなキズや凹凸があると、それが凝結核となり凝結しやすくなり、ムラが生じ、センサ毎の個体差が大きくなることも考えられる。FINEDEW™ では、鏡にシリコンが用いられており滑らかに加工されている。使われている鏡の大きさは

2.5mm×2mm (厚さ 0.25mm) と非常に小さい。PT100 抵抗温度計が鏡とペルチェ素子の冷却面 (cold side) に挟みこまれるように設置されている。この PT100 の抵抗値を計測し、抵抗値から温度へ変換することで鏡面温度を計測している。鏡面の温度計には PT100 (白金測温抵抗体) が使用されており、温度によって電気抵抗が変化する特性を利用したセンサで、0℃において 100 Ω の抵抗を持っている。

PT100 の抵抗値測定には、PT100 の両端を 1mA の定電流回路に接続し 4 線式測定回路とし、PT100 の両端の電位差を測ることで抵抗値を求める。AN0 へ入力する前にオペアンプにより電位差を増幅している。AN0 に入力される電位差の信号には、オペアンプの温度特性が生じている可能性がある。PT100 抵抗値の計測にオペアンプの温度特性が生じる事を防ぐため、オペアンプの前にアナログスイッチ回路を入れ、100 Ω の抵抗の電位差を交互に入力し、PT100 の抵抗値を PT100 の電位差か

ら直接求めるのではなく、次式で求めている。

$$\text{PT100 の抵抗値}[\Omega] = \frac{\text{PT100 両端の電位差}}{100 \text{ } \Omega \text{ 抵抗の両端の電位差}} \times 100 \quad (2.1)$$

としている。PT100 の抵抗値と温度の関係は、

$$R_T = R_0[1 + AT + BT^2] \quad (2.2)$$

で表せる。 R_T は温度 T における抵抗値、 R_0 は 0°C における抵抗値、 A 、 B が抵抗によって決まる係数である。この変換で生じる不確かさの大きさについては、第6章でまとめる。

結露量については、ペルチェ駆動基板から $1\sim 5 \text{ V}$ の反射光の強度が出力される。この信号をオペレーティングを用いて、マイコン入力の $0\sim 3.3 \text{ V}$ に合わせスケールアップを行った後に **AN1** に入力する。

ペルチェ電流については、ペルチェ駆動基板から出力される信号を直接 **AN2** に入力している。ペルチェ駆動基板から出力される信号は

$$\text{出力信号}[\text{V}] = \text{ペルチェ電流}[\text{V}] \times 0.4 + 1.5[\text{V}] \quad (2.3)$$

となっている(小松エレクトロニクス株式会社, 2007)。

ラジオゾンデ版 **FINEDEW**™ では、PT100 温度計、結露およびペルチェ電流の計測に加え、ラジオゾンデの気圧・気温の測定とは別に **FINEDEW**™ 回路内でも気圧・気温の測定を行った。この **FINEDEW**™ 回路内での気圧・気温の計測は、測定鏡面冷却の制御が気圧や気温に依存すると予想され、上空での制御に利用するために行った。使用した気圧計は気圧と気温を測ることができ、気圧に対応したデジタル値 p と温度に対応したデジタル値 t とリファレンスのデジタル値 r から実際の気圧 $P[\text{hPa}]$ や気温 $T[^\circ\text{C}]$ が決定され、次式で表せる。

$$\begin{aligned} P &= \left(a \cdot \frac{t}{r} + b\right) \frac{p}{r} + c \cdot \frac{t}{r} + d \\ T &= \left(e \cdot \frac{p}{r} + f\right) \frac{t}{r} + g \cdot \frac{p}{r} + h \end{aligned} \quad (2.4)$$

$a\sim h$ の係数は既知の気圧や温度の測定を繰り返す事で求まる。ここでは、それぞれの係数を

$$\begin{aligned} P &= \left(-192.79 \cdot \frac{t}{r} + 1731.3\right) \frac{p}{r} + 56.852 \cdot \frac{t}{r} - 550.18 \\ T &= \left(-122.57 \cdot \frac{p}{r} + 71.263\right) \frac{t}{r} + 11.485 \cdot \frac{p}{r} + 0.5069 \end{aligned} \quad (2.5)$$

と決定した。

ペルチェ駆動基板は制御電流 $4\sim 10 \text{ mA}$ を与えるとペルチェに $0\sim 3 \text{ A}$ が流れるようになっている。

ペルチェ素子では流す電流の向きを変えることで加熱と冷却を切り替えることができる。マイコンからの出力は 12 bits のデジタル信号でペルチェ制御電流に対応する値とし、デジタル/アナログ(D/A)変換器により出力電圧に変換する。さらに電圧電流回路により 4～10 mA の制御電流とし、ペルチェ駆動基板に入力する。使用した D/A 変換器は 2 チャンネルを内蔵しており、一方を加熱用制御電流、もう一方を冷却用制御電流とした。

制御電流の分解能は、D/A 変換器の分解能に依存する。D/A 変換器は 12bit のデジタル信号をアナログ信号に変換する。制御電流は 4～20 mA であるので、分解能は

$$\text{制御電流の分解能}[\text{mA}] = \frac{20 \text{ mA}}{4096(2^{12})} \approx 0.005 \text{ mA} \quad (2.6)$$

となり、ペルチェ電流の出力の分解能は約 1mA である。

プログラムの作成には、ルネサステクノロジ社から無償で提供されている総合開発環境

High-performance Embedded Workshop(HEW)を用いた。本システムで用いているマイコンの入出力ポートは、A/D 変換(7チャンネル)、SCI(1チャンネル)、汎用入出力 IO(5チャンネル)である。IO は 3チャンネルが D/A 変換器への出力用、2チャンネルがアナログスイッチへの出力用である。これらの入出力機能の他に、タイマ機能を用いてサンプリング間隔や出力のタイミングの調整を行っている。

PT100 抵抗値・散乱光強度の計測については、0.25 sec 間隔の計測が可能である。

使用したマイコンの A/D 変換器は 10bit(0～2¹⁰)である。測定精度をあげるため、32(2⁵)回の入力値の和を A/D 値とするオーバーサンプリングを行った。これにより、15bit の A/D 変換と同等のサンプリングを行った(2¹⁰×2⁵=2¹⁵)。よって、サンプリングのデジタル分解能は

$$\text{デジタル分解能} = \frac{\text{測定範囲(A/D の入力範囲)}}{15\text{bit}(32768)} \quad (2.7)$$

である。本システムで計測する物理量の計測範囲、それらのデジタル分解能および計測間隔について表 2.1 にまとめた。

表 2.1 ラジオゾンデ版 FINEDEWTM 回路内で計測する物理量の計測範囲およびデジタル分解能

項目	計測範囲	デジタル分解能	計測間隔
PT100 抵抗 (鏡面温度)	0 ～ 150 [Ω] 0 ～ 400K	0.0046 [Ω] 約 0.01℃	0.25 sec
散乱光強度	1 ～ 5 [V]	0.02 [V]	0.25 sec
ペルチェ電流	-2.7 ～ +2.7 [A]	0.032[A]	1.00 sec
回路温度	0 ～ 400 [K]	1.56 [K]	1.00 sec
ヒートシンク温度	-40 ～125 [℃]	0.129[℃]	1.00 sec
気圧(回路内)	0 ～ 1020 [hPa]	4.02 [hPa]	1.00 sec

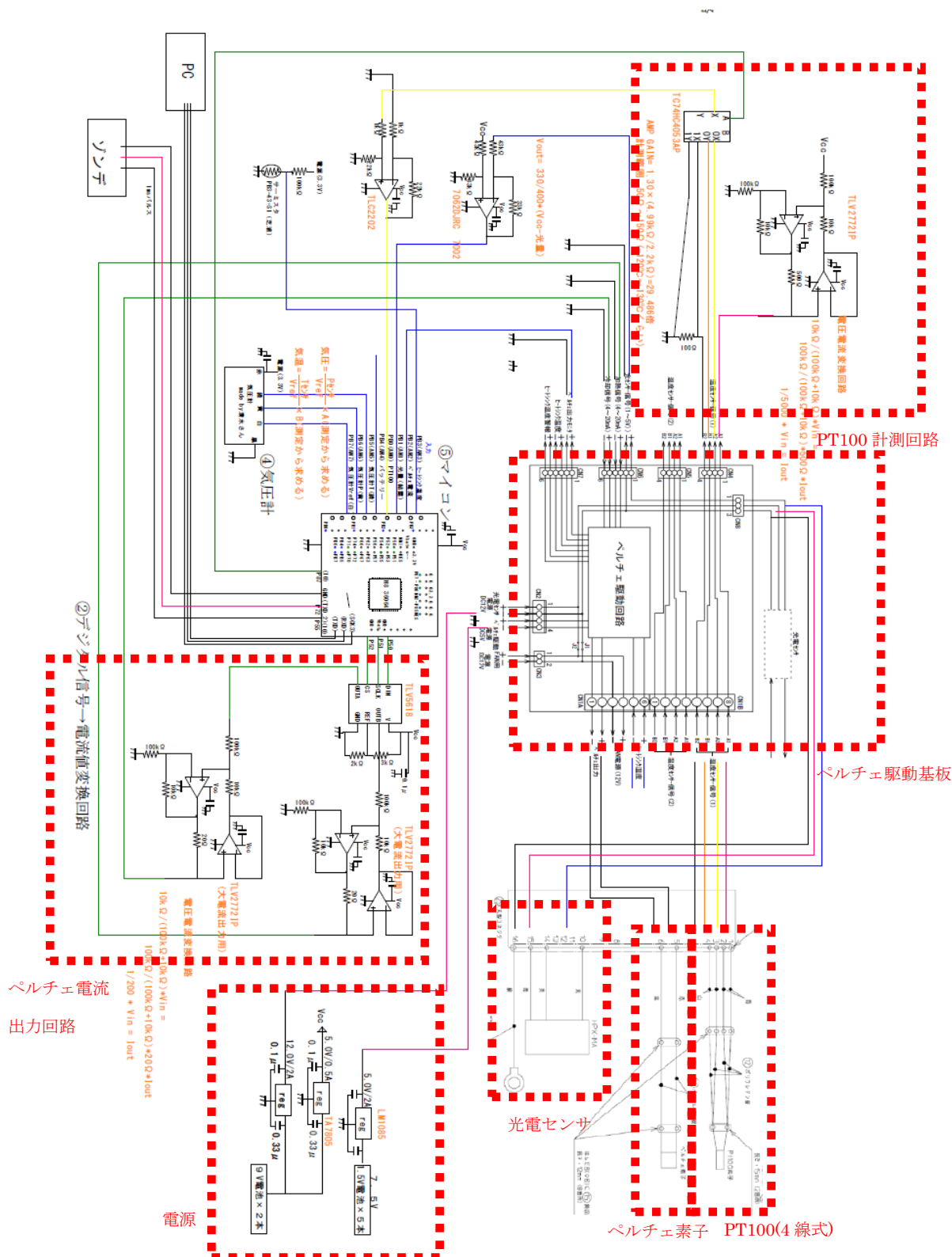


図 2.2 システム概要の回路図。黄色で示すラインが露点温度計測。緑色がペルチェ電流制御関連およびアナログスイッチ信号の配線、青色が散乱光強度もしくはサーミスタ配線、赤が電源、黒がグラント配線を示す。ただし、この配色に従わない配線もある。

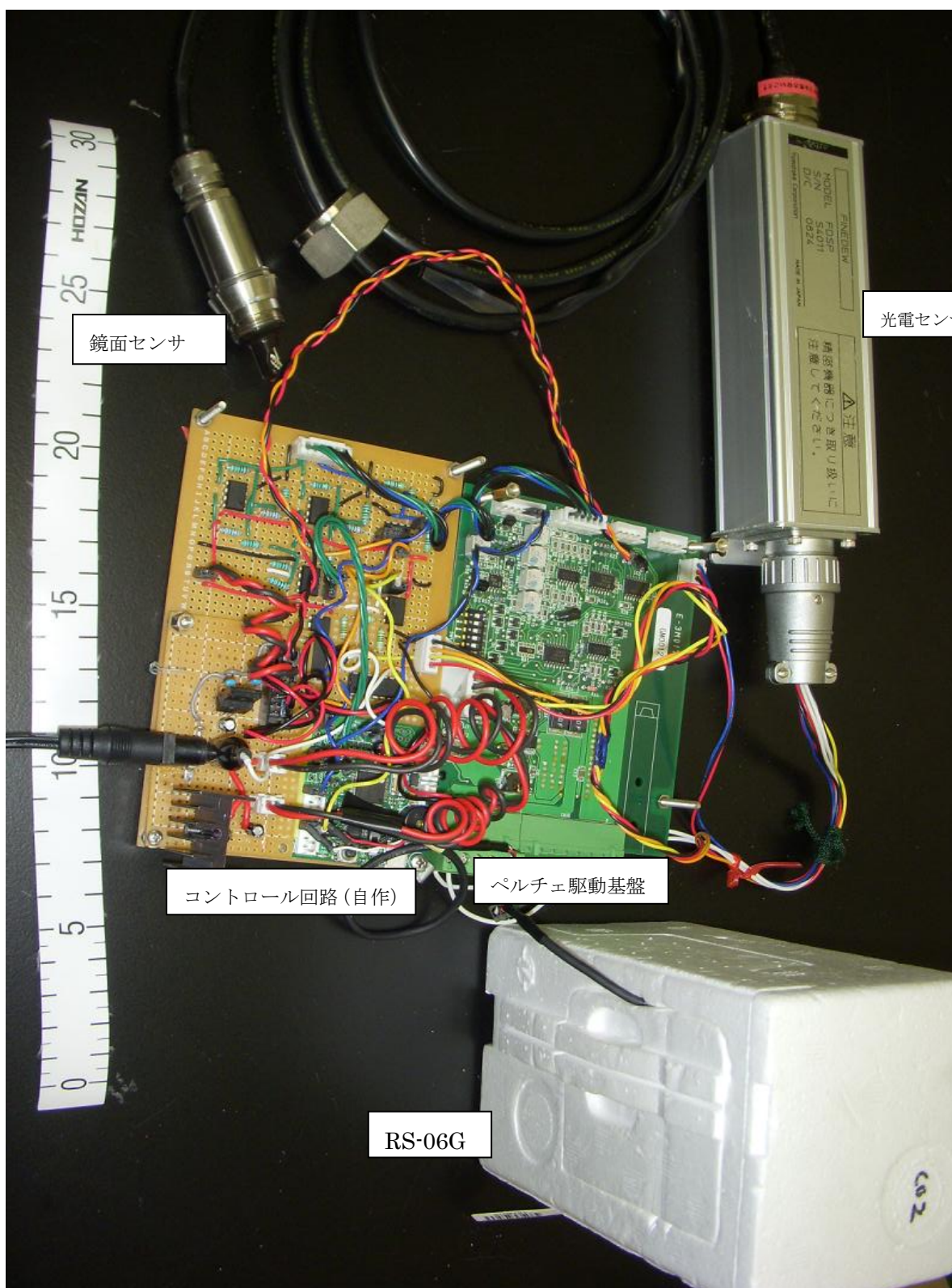


図 2.3 システム概要 (写真)

2.2.2 ラジオゾンデとの接続

ラジオゾンデ(明星電気 RS-06G)と FINEDEW™ の接続についてまとめる。ラジオゾンデ RS-06G(明星電気株式会社製)と FINEDEW™ の通信は、マイコンを介して行う。ラジオゾンデからの 1 sec 毎のパルスをマイコンの IO ポートで受信し、送信のタイミングを同期させる。パルスを受け取った後、シリアルポートでマイコンからラジオゾンデにバイナリーデータで送信する。

送信データは表 2.2 に示す 25byte である。1・2byte 目はリファレンス値として 100Ω の抵抗値を 1sec 平均したもの、3・4、6・7、9・10、12・13byte 目がそれぞれ PT100 の 0.25、0.50、0.75、1.00sec 毎の計測値を示している。

5、8、11、14byte 目は 0.25sec 毎の散乱光強度である。鏡面冷却制御では結露信号を見て、これを一定に保つようにする制御であるため、本来なら 30msec の制御周期でモニタするのが望ましいが、送信データ容量の制限もあるため、PID 制御による振動を見逃さない周期 0.25sec 毎のモニタとし、分解能は 8bits を用い、0.02V とした。結露信号を見ることで鏡面温度が正しく露点温度を計測できているかが判断できる。

15byte 目ではペルチェ電流である。分解能はよくないが、装置が正常に動作しているか判断するために役立つ。

16byte 目は比例係数である。本制御では高度によりパラメータを変化させることを想定しており、各高度における係数をモニタできるようにしている。

17・18byte 目はペルチェ素子のヒートシンク側の温度をモニタする。ペルチェ素子はヒートシンク側に対して、温度差を作るものであり、常にヒートシンクの温度をモニタすることは重要である。ゾンデ観測の場合、高高度で気圧が低い時、空気によるヒートシンクの冷却能力も下がることが予想され、効率よくヒートシンクが冷却できているかを確認するためモニタする。

19byte 目は気圧である。PID 制御パラメータは環境場に応じて変化させる必要があると予想される。ここで計測された気圧により PID 制御パラメータを変化させるのに用いる予定である。

20byte 目は回路内の温度である。使用している IC 等には適正温度範囲があり、回路内が冷え過ぎていないかを確認するために用いる。

カウンタでは送信データに飛びがないかチェックする。0～255 の繰り返しとなる。

BCC では 1～22byte を足した値を送信することで受信したデータが送信されたデータと正しいかを確認するためのものである。

23・24byte 目はデータの終わりを示す改行コードである。

表 2.2 FINEDREWTM からラジオゾンデへの出力データ

バイト数 内容

0	ヘッダー	
1	PT100 リファレンス(16bits)	0～1000 ms 間の平均を 15bits で計測。
2		
3	PT100 抵抗値(16bits)	0～250 ms 間の平均を 15bits で計測。
4		分解能 150Ω/32768=0.004Ω(0.01℃)
5	散乱光強度(8bit)	0～250 ms 間の平均。分解能 5V/256=0.02V
6	PT100 抵抗値(16bits)	250～500ms 間の平均を 15bits で計測。
7		
8	散乱光強度(8bit)	250～500ms 間の平均。
9	PT100 抵抗値(16bits)	500～750ms 間の平均を 15bits で計測。
10		
11	散乱光強度(8bit)	500～750ms 間の平均。
12	PT100 抵抗値(16bits)	750～1000ms 間の平均を 15bits で計測。
13		
14	散乱光強度(8bit)	750～1000ms 間の平均。
15	ペルチェ電流量(8bit)	
16	比例係数(8bits)	
17	ヒートシンク(8/12bit)	
18	ヒートシンク(4/12bit), バッテリー (4bit)	
19	気圧(8bit)	気圧は演算後の値。分解能4hPa。
20	気温(8bit)	分解能 1.56K
21	カウンタ	フレームカウンタ、ヘルス確認用
22	BCC	0～21 バイト目まで
23	CRLF (0x0D0A)	改行コード
24		

2. 2.3 計測回路の低温対策

ラジオゾンデ観測では、地上観測では経験しない気圧や気温の大きく変動する環境に晒される。このため、ハードウェアはこれらの環境の変動に左右されにくく、環境に依存しないよう配慮しなければならない。ラジオゾンデ用センサとして用いるために、特に考慮した点を(1)～(4)に整理する。

(1) 気温・気圧変化に左右されない計測回路

計測回路に用いる IC などの電子パーツは少なからず気温依存性をもつ。適正使用範囲が低温まで使用できる IC を選択し用いるが、オペアンプの増幅率なども気温依存性を持ち、気温依存を持たない部品だけで回路を構成することは不可能である。露点温度計測は、電気信号から露点温度への変換であるため、このような温度特性が電気信号の変動が計測露点温度の変動に直結する恐れがある。これらの電気信号の変動に左右されない露点温度計測とするため、PT100 の抵抗値(電位差)と同時に固定抵抗 100 Ω の抵抗値(電位差)をリファレンスとして並行して計測し、式(2.1)のように常にリファレンス抵抗値(電位差)に対しての PT100 の抵抗値(電位差)とすることで、オペアンプの増幅率の温度依存性をキャンセルした。

(2) 電源

装置の電源として、リチウム電池を用いる。リチウム電池は大電流を流す事が可能であると同時に、低温でも他の種類の電池に比べ、よく動作する。本センサのペルチェ素子には相対湿度が高い領域では比較的小さな電流で動作するが、相対湿度の低い乾燥した領域ではペルチェ素子には大きな電流(～2 A)を流す必要がある。このようなペルチェ素子に流す電流の大きな変動が装置全体の電源電圧に影響しないように、ペルチェ駆動用の電源(単 3 電池×4 本)と他の回路駆動用電源 9V 型電池×2本)に切り分けた。

(3) 発熱と放熱の熱設計

(1)で述べた通り、電気回路は温度依存性をもつ。少しでも低温から避けるため、装置を発泡スチロール容器に包み外気と熱的に遮断し、装置内の温度変化が小さくなるようにする。本装置では、ペルチェ素子により比較的大きな電流を流し続けるため、電源部(3端子レギュレータ)でのジュール熱による発熱が大きい。これらの発熱により装置内が冷えるのを防ぐ(ただし、これらの定量的な検討をしたわけではない)。

(4) コネクタによる接続の少ない回路

コネクタやはんだによる接続の多い回路は、接触不良のもとになる。特に温度変化の大きなラジオゾンデ観測では、回路のはんだやコネクタの金属部の熱収縮により接触不良が起きる恐れがある。プリント基板とし、接触不良の起きにくい回路とする事が望ましい。

第3章 FINEDEW™の基本性能

ペルチェ素子の冷却および加熱時のセンサの鏡面温度 $T_m(t)$ の時間推移は、一般に

$$T_m(t) = \Delta T \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t-L}{\tau}\right) \right\} + T_a \quad (3.1)$$

で近似することができる(坂田 2005)。 T_a は鏡面から十分離れた場所の気温(加熱冷却する前の鏡面温度)で、 ΔT はペルチェ電流を流した時の T_a と最低(最高)到達温度との差、 τ は時定数、 L は無駄時間で、システムが反応するまでの時間である。本システムでは、 $L < \tau$ であり、 $L=0$ として扱う。本実験では、

1. 制御電流を変化させたときのペルチェの動作確認
2. 真空チャンバー内での上空大気を想定した気圧・気温での動作確認(図 3.1、図 3.2)
3. センサに風速を与えた時の動作確認(図 3.3)

の4つの動作確認・実験を行い、それぞれの動作確認ではあるペルチェ電流値 I_p に対する温度差 $\Delta T(I_p)$ と時定数 $\tau(I_p)$ を求め、各測定条件下でそれらの比較を行った。



図 3.1 真空チャンバーを用いた実験の様子

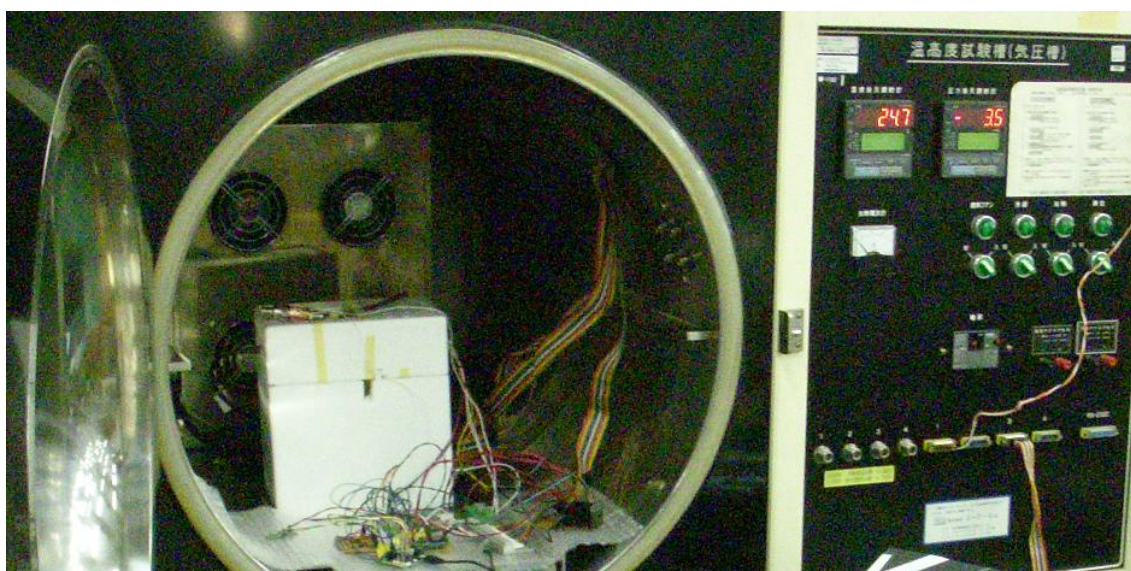


図 3.2 真空チャンバー内の装置設置状況

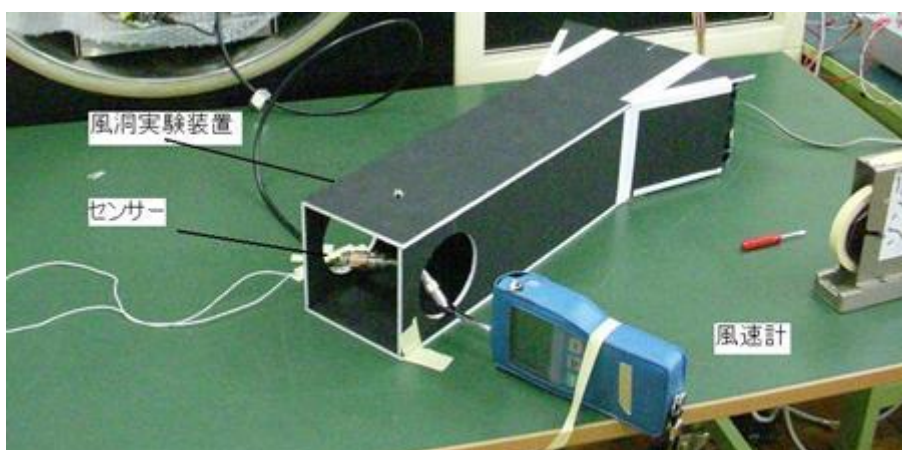


図 3.3 風洞装置を用いた実験の様子

3.1 ペルチェ電流と冷却能力

3.1.1 計測結果

マイコンからの信号に対して、ペルチェ電流が想定通りの値で流れることを確かめるため、ペルチェ駆動基板からペルチェへの出力電流と制御電流(設定値)との関係を、ペルチェを接続しない場合とペルチェを接続した場合について確かめた。ペルチェ駆動基板は制御電流 $4\sim 20\text{mA}$ でペルチェ電流 $0\sim 3\text{A}$ が流れるよう設計されている。図 3.4 に制御電流(設定値)に対する出力電流値を示す。ペルチェ素子を接続した場合は、ペルチェ素子に負荷を与えすぎないようにするため、加熱側は制御電流 $+7.5\text{mA}$ まで、冷却側は -15mA までとした。ペルチェ素子を接続した場合、 -2A 程度以上になると、制御

電流に対して線形に流れなくなることがわかる。これは、ここでの実験に用いた電源の容量不足または熱コンダクタンスの増加によるものと思われる。

次に、ペルチェに流す電流を、制御電流の設定を冷却側、加熱側を交互に 4.5 mA、5.0 mA、5.5 mA、6.0 mA、7.5 mA、10.0 mA、12.5 mA、15.0 mA、20.0 mA とし、鏡面温度、結露量をモニタし、冷却加熱される様子を確認した。ただし、電流を流す時間は 60 sec とし、冷却と加熱の間に 60 sec 待ち時間を設定し、冷却加熱された鏡面を元の温度に戻している。また、加熱側は加熱されすぎるのを防ぐため、上限を 7.5 mA とし、それ以降は上限の 7.5 mA を流している。結果を図 3.5 に示す。横軸に時間、縦軸に PT100 の温度(鏡面温度)、結露量、電流値を示す。結露量は鏡面が乾いている状態では 1.0 V、十分に結露した状態で 5.0 V となる。電流値を大きくするほど、冷却加熱が大きくなる傾向が確認でき、鏡面が露点温度より低くなるところで結露していることが確認できる。

各電流値において PT100 温度が描く時間推移の曲線を式(3.1)で最小二乗法にてフィッティングし、各電流値での温度差 $\Delta T(I_p)$ と時定数 $\tau(I_p)$ を求め、図 3.6 にペルチェ電流値に対する τ と ΔT を示す。図 3.7 に制御電流 - 7.5 mA のときの近似曲線によるフィッティングの一例を示す。この場合、 $\tau=5.58$ sec、 $\Delta T=-35.4^{\circ}\text{C}$ 、 $T_a=19.2^{\circ}\text{C}$ で、最小二乗法の誤差 σ はそれぞれ、5.8%、5.4%、10%である。

+7.5 mA については、各気圧、気温ごとで5回計測しているので、5回の平均の値を示す。+7.5mA の平均値の標準偏差 $\sigma_{7.5}$ は、 σ は各測定信頼度を表すもの、 $\sigma_{7.5}$ は平均値の信頼度を表すものとする

$$\sigma_{7.5} = \frac{\sigma}{\sqrt{5}} \quad (3.2)$$

の関係がある。

温度差 ΔT については、冷却側はペルチェ電流を大きくしても冷えにくくなっていくことがわかる。時定数 τ については、ペルチェ電流をマイナスに大きくすると時定数 τ は早くなるが、ペルチェ電流をマイナスに大きくするほど時定数の減少が少なくなる傾向が確認できる。逆にペルチェ電流をプラスに大きくすると、時定数は大きくなることも確認できる。

上空での露点温度の計測において、主にペルチェ電流はマイナス側に流すことになる。ペルチェ電流は -2A 程度で温度差は -60 $^{\circ}\text{C}$ で、それ以下の電流を流してもそれ以上の温度差を作れない。よって、-3A 以下のペルチェ電流は流すこと想定せず -2A 程度を限界とすれば良いと考えられる。

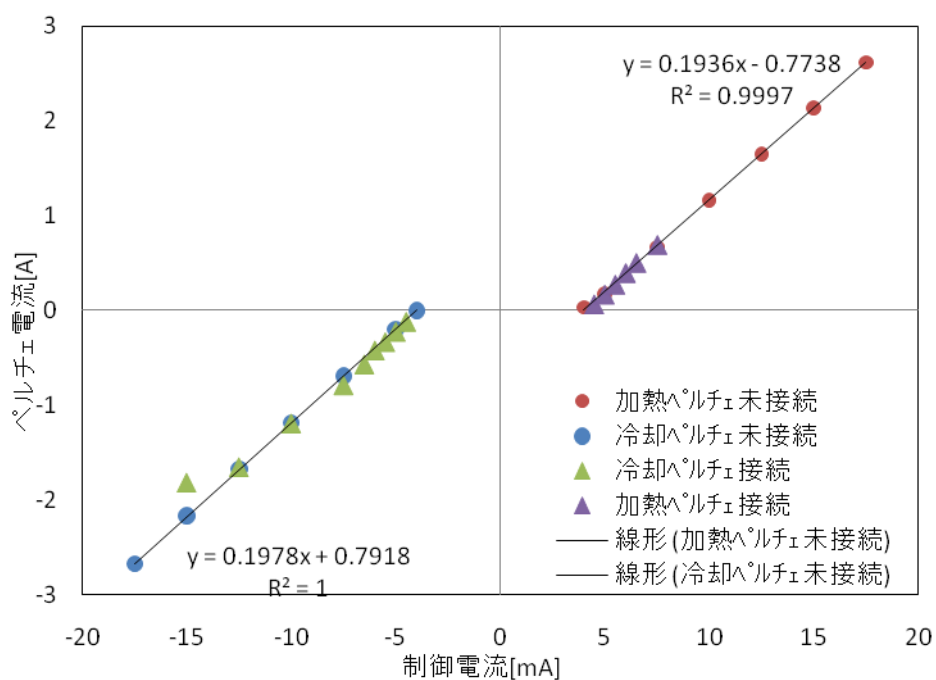


図 3.4 制御電流に対するペルチェ電流

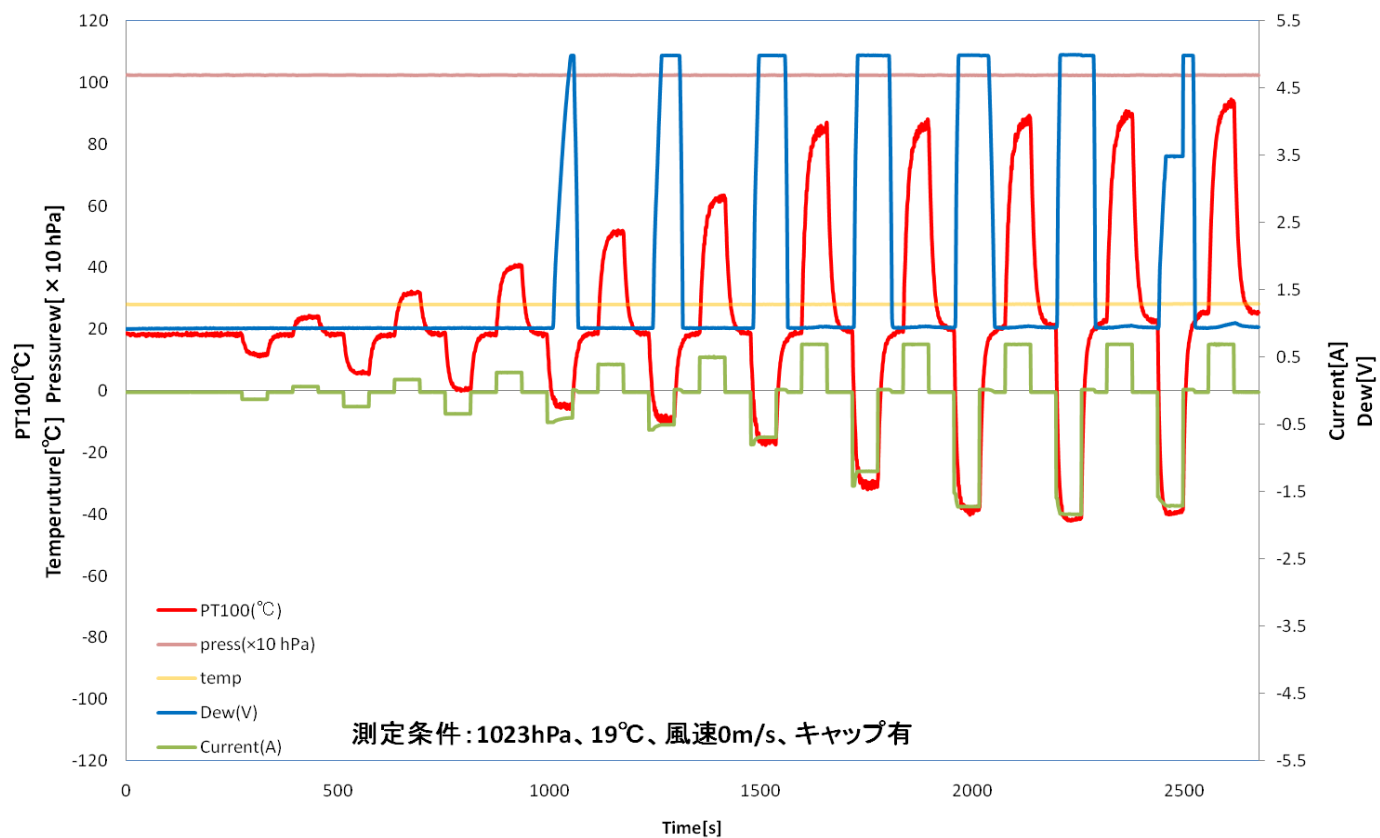


図 3.5 電流を流した時の鏡面温度変化。電流を大きくするほどよく加熱冷却される。制御電流 20 mA では電源の容量不足のため、想定される電流は流れず、結露信号も電圧降下を起こしている。

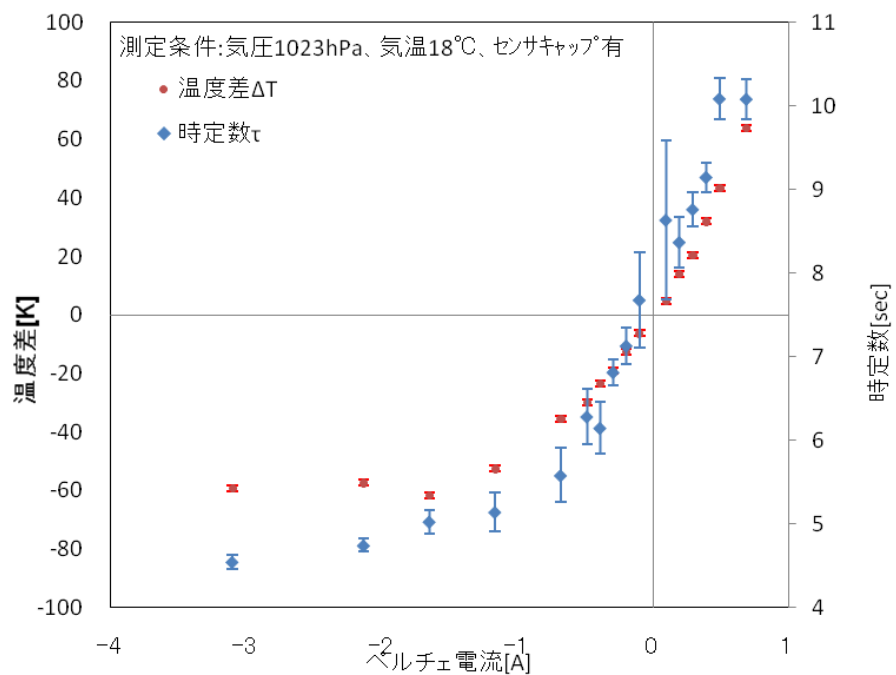


図 3.6 ペルチェ電流に対する時定数 τ と温度差 ΔT 。ペルチェ電流(横軸)を一方向に流した時に、ヒートシンクに対して冷却した温度(縦軸)を一方向、ペルチェ電流を+方向に流し、加熱した温度を+方向に示す。エラーバーは最小二乗法による誤差を示す。

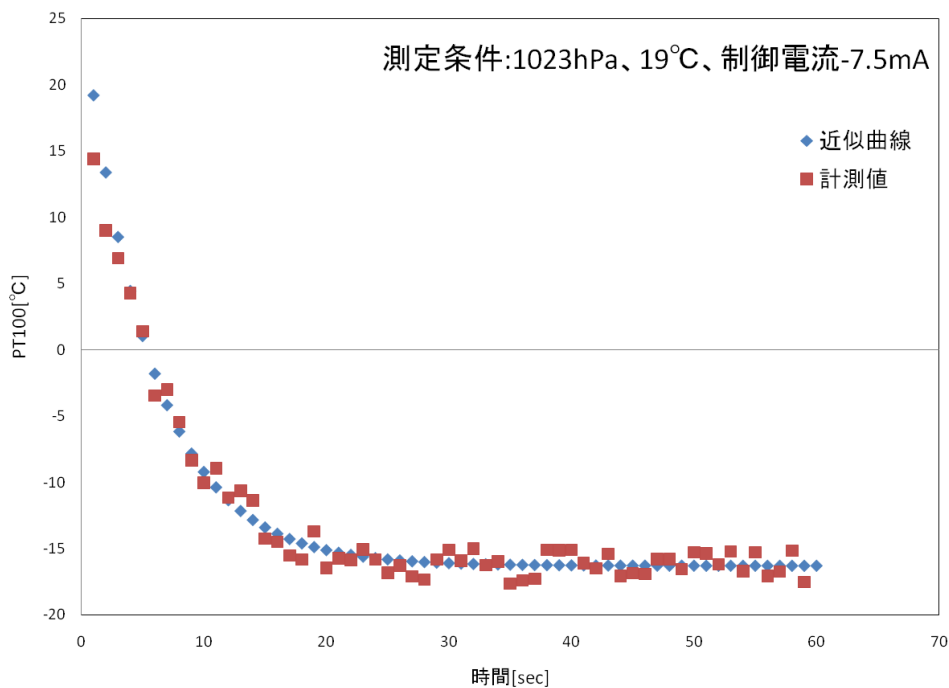


図 3.7 制御電流-7.5mA のときの近似曲線。

$\tau=5.58\text{sec}$ 、 $\Delta T=-35.4^\circ\text{C}$ 、 $T_a=19.2^\circ\text{C}$ で、最小二乗法の誤差はそれぞれ、5.8%、5.4%、10%

3.1.2 理論的な冷却能力の見積もり

この節では、坂田(2005)および久保田(2009)の議論を参考とする。

図 3.8 は鏡面を冷却面とした時(電流 $I < 0$)、単位時間あたりの鏡面での熱量の収支を示している。単位時間あたりに吸熱するペルチェ効果による熱量[W]は、ペルチェの能力を表わす係数 α [V K⁻¹]、電流 I [A]、鏡面温度 T_m [K]を用いて、 $Q_1 = \alpha T_m I$ と表わせる。ペルチェ素子内で発生するジュール熱による熱量は冷却面と加熱面に半分ずつが流れろとし、内部抵抗 R [Ω]を用いて、 $Q_2 = RI^2/2$ で表わせる。また、ペルチェ素子内部の熱伝導による熱量は加熱面温度 T_h [K]、比例係数 β [W K⁻¹]を用いて $Q_3 = \beta(T_h - T_m)$ で表わせる。また、ミラー(冷却面)に接する空気との熱移動により、空気の温度 T_a [K]、熱伝達係数 H [W K⁻¹ m⁻²]、空気に接している面積 S [m²]を用いて $Q_4 = HS(T_a - T_m)$ と表わせる。

時間 t における鏡面の温度を T_m とする。鏡面およびペルチェの質量を m 、その比熱を c とする。単位時間あたりの熱の収支は $Q_1 \sim Q_4$ の和 Q_0 となり、この熱量が

$$Q_0 = m c \frac{dT_m}{dt} \quad (3.3)$$

で表わされる鏡面温度の変化を与えることになり、

$$m c \frac{dT_m}{dt} = \alpha T_m I + \frac{RI^2}{2} + \beta(T_h - T_m) + HS(T_a - T_m). \quad (3.4)$$

の関係が得られる。 $t=0$ のとき $T_m=T_a$ とし、ヒートシンクは周りの空気とすぐ馴染み、常に $T_h=T_a$ と近似できるとする。 T_m について解くと、

$$T_m = \frac{\frac{RI^2}{2} + \alpha IT_a}{-\alpha I + \beta + HS} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{-\alpha I + \beta + HS}{m c} t\right) \right\} + T_a \quad (3.5)$$

となり、 τ と ΔT は、

$$\tau = \frac{m c}{-\alpha I + \beta + HS} \quad (3.6)$$

$$\Delta T = \frac{\frac{RI^2}{2} + \alpha IT_a}{-\alpha I + \beta + HS} \quad (3.7)$$

と表わせる。

$T_h=T_a$ と仮定したが、実際にはヒートシンク温度が気温になじむまでは時間がかかる。対流圏界面までは気温が高度とともに減少していくとすれば、その高度範囲では $T_h > T_a$ となっている。この場合、式(3.4)の右辺の{}内の第3項が理論式より大きな値となっているはずである。これを $T_h=T_a$ と仮定したため、実際には β が理論式の β より小さくなったように見えると予想される。

次に、十分に鏡面が冷却され定常状態となった後、冷却をやめた時($I=0$)、鏡面での T_m と熱量変化との関係は、

$$m c \frac{dT_m}{dt} = \beta(T_h - T_m) + HS(T_a - T_m). \quad (3.8)$$

で表わせる。 $t=0$ のとき $T_m=T_0$ とし、ヒートシンクは周りの空気とすぐ馴染み、常に $T_h=T_a$ と近似できるとする。 T_m について解くと、

$$T_m = (T_a - T_0) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\beta + HS}{m c} t\right) \right\} + T_0 \quad (3.9)$$

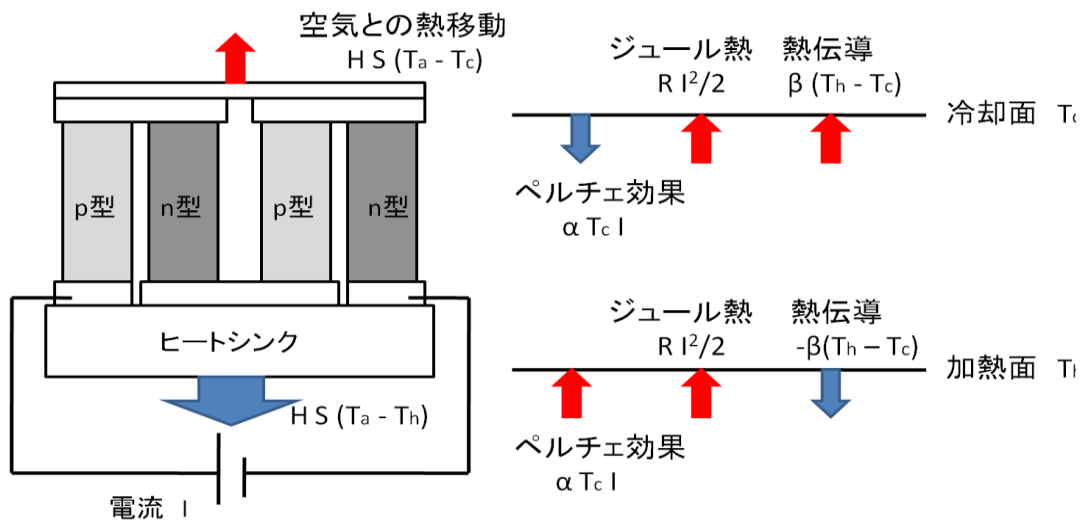
となり、 τ と ΔT は、

$$\tau = \frac{m c}{\beta + HS} \quad (3.10)$$

$$\Delta T = (T_a - T_0). \quad (3.11)$$

と表わせる。

鏡面を加熱面($I>0$)とした時についても同様の冷却時と同様の式で表わせる。



3.1.3 測定値と理論値の比較

ペルチェの能力を表わす係数 α [V K⁻¹]、内部抵抗 R [Ω]、ペルチェ素子の熱伝導率 β [W K⁻¹]、鏡面、ペルチェおよび PT100 の質量、比熱、面積の値を表 3.1 に示す。ある程度範囲を持つものや不確かなものは備考欄にその範囲を示す。また、静止している空気での熱伝達係数は 1～20[kcal・m⁻² hr⁻¹ K⁻¹] (=70～1400[J・m⁻² s⁻¹ K⁻¹]) である(甲籐, 1964)。これらの値から式(3.6)(3.7)の変数に数値を代入し、 τ 、 ΔT 求めた結果を計測値と重ねて、図 3.9 に示す。時定数については、1sec 程度の差が生じるが、その傾向は再現できている。また、理論値の温度差については、マイナス方向のペルチェ電流を大きくすると、最大の温度差を作った後、温度差が小さくなる傾向があることがわかる。ペルチェ電流・1.5A～0.5A の範囲では、理論値と計測値の差が±4.0℃以内とよく一致している。今後の気温や気圧を変化させた時の議論でも、この理論式を比較のために用いた。

表 3.1 ペルチェ、鏡面、PT100 の仕様・特性

	項目	値	備考
鏡面	質量m[g]	0.0029	シリコンウエハ
	比熱 c[J/g*K]	0.73	
	熱伝導率[W/m*K]		
ペルチェ	質量m[g]	0.2302	96%アルミナ
	比熱 c[J/g*K]	0.8	
	熱伝導率[W/m*K]	24	
PT100	質量m[g]	0.0329	白金
	比熱 c[J/g*K]	0.134	
	熱伝導率[W/m*K]	70	
	熱電能 α [V/K]	0.00656	(電極に銅の場合) Be-Ti 212*両面
	β [W/K]	0.024	(熱伝導率 24*長さ 0.001m)
	内部抵抗[Ω]	0.3	R=0.2～0.5
	表面積 S[m ²]	0.00025	※形状から見積った値
	空気の温度[K]	290	
	熱伝達率 H[W/K*m ²]	5	1.16～23.2

(鏡面・ペルチェ・PT100 の仕様については、株式会社山武ミラー図面(2007)、小松エレクトロニクス ペルチェ仕様書(2007)、林電工株式会社 PT100 仕様書(2009)から引用した。)

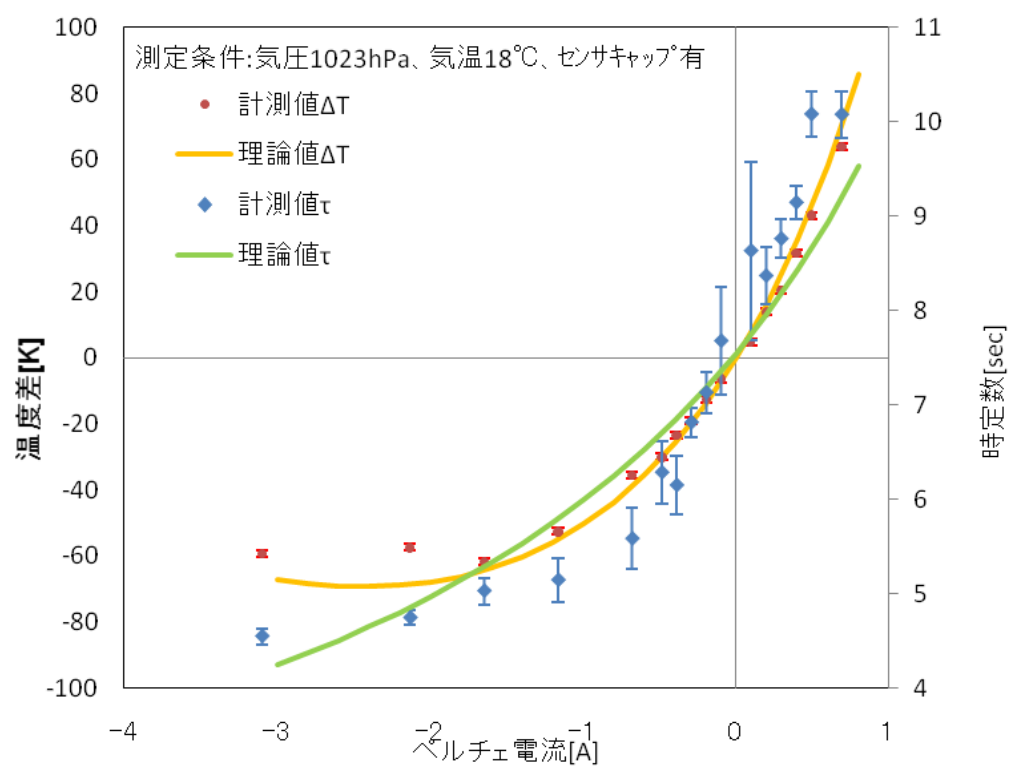


図 3.9 理論値と計測値の比較

3.2 仮想上空大気における動作確認実験：気圧依存性の評価

3.2.1 計測結果

真空チャンバーを用いて、気圧を変化させたときの τ 、 ΔT の変化について調べた。静水圧平衡を仮定した上空大気での高度 5km 程度ごとの気圧を想定し、計測条件は 1000hPa、500hPa、250hPa、125hPa、60hPa、30hPa とし、チャンバー内の温度は一定（-44℃、-10℃、18℃の3点）において、3.1.1 と同様に各ペルチェ電流に対する鏡面温度、結露量をモニタし、冷却加熱される様子を確認した。各気圧において、ペルチェ電流値に+7.5mA の制御電流（加熱）を流した時と-7.5mA の制御電流（冷却）を流した時の PT100 温度が描く時間推移の曲線と、電流を流すのをやめた時に PT100 温度が描く時間推移の曲線を、式(3.1)でフィッティングした。各気温、気圧での τ と ΔT を求め、横軸に気圧をとり、気圧の変化に伴う τ と ΔT の変化を図 3.10～図 3.13 にそれぞれ示す。3.1 と同様、+7.5 mA については、各気圧、気温ごとで5回計測しているのので、5回の平均の値を示す。誤差は最小二乗法によるフィッティング誤差を示す。

図 3.10、図 3.11 の τ については、加熱冷却とも気圧が低いほど τ が大きくなる傾向が見られ、電流を止めた時の鏡面温度の戻りかたについても、気圧が低いほど時定数が大きい傾向がある。これは、気圧が低い（密度が小さい）ほど、周りとの熱交換がされにくくなったためだと予想される。ただし、気圧を変化させたときの時定数 τ の変化は全気圧範囲で 1 sec 未満の変動であり、電流値の変化による時定数に変動に比べ非常に小さい。

図 3.12、図 3.13 の ΔT についても冷却加熱で同じ傾向を示し、気圧が低いときほど同じペルチェ電流量で大きく加熱(冷却)されることが確認できる。これは、周りの空気に熱を奪われにくくなったためだと予想される。また、ペルチェ電流を流すのをやめたときについては、電流を流し加熱(冷却)された温度差の分だけ元に戻っている。その時の時定数を見ると、加熱をやめたときは加熱するときより時定数は小さくなり、冷却をやめたときは冷却するときより時定数は遅くなる。このことから、鏡面の温度を上げるほうが時間がかかり、下げるほうが時間がかからないと言える。

ラジオゾンデ観測では、高度とともに気圧が下がるため、気圧の面から高高度ほど冷却能力は高くなり、センサにとって都合がよい。

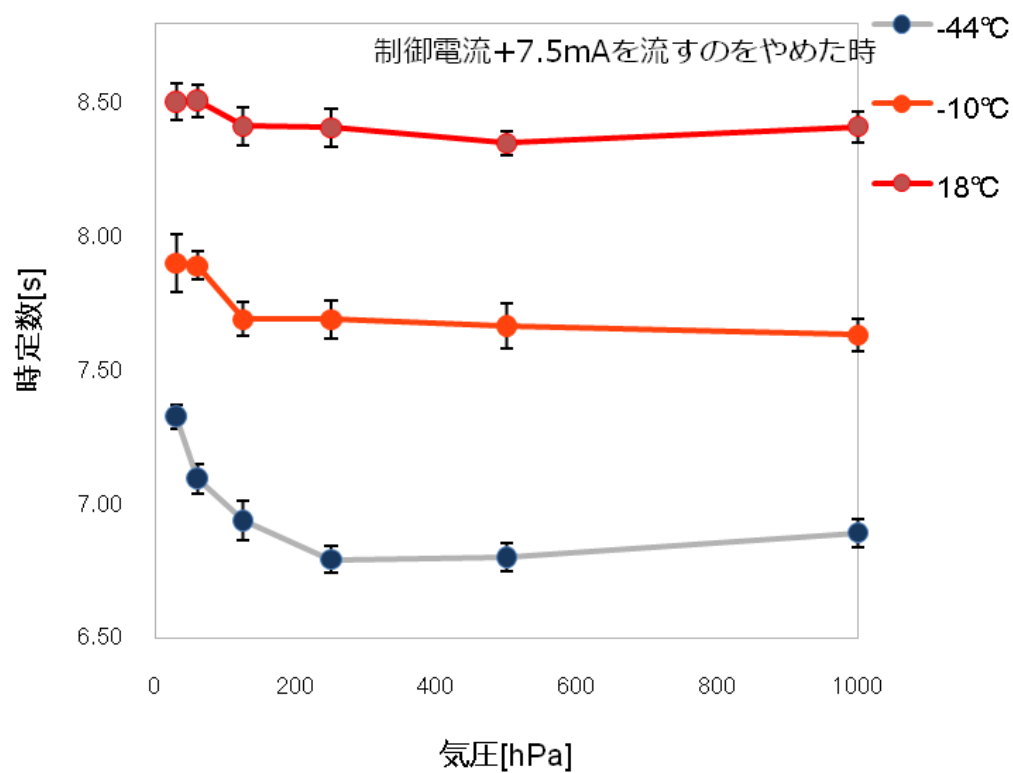
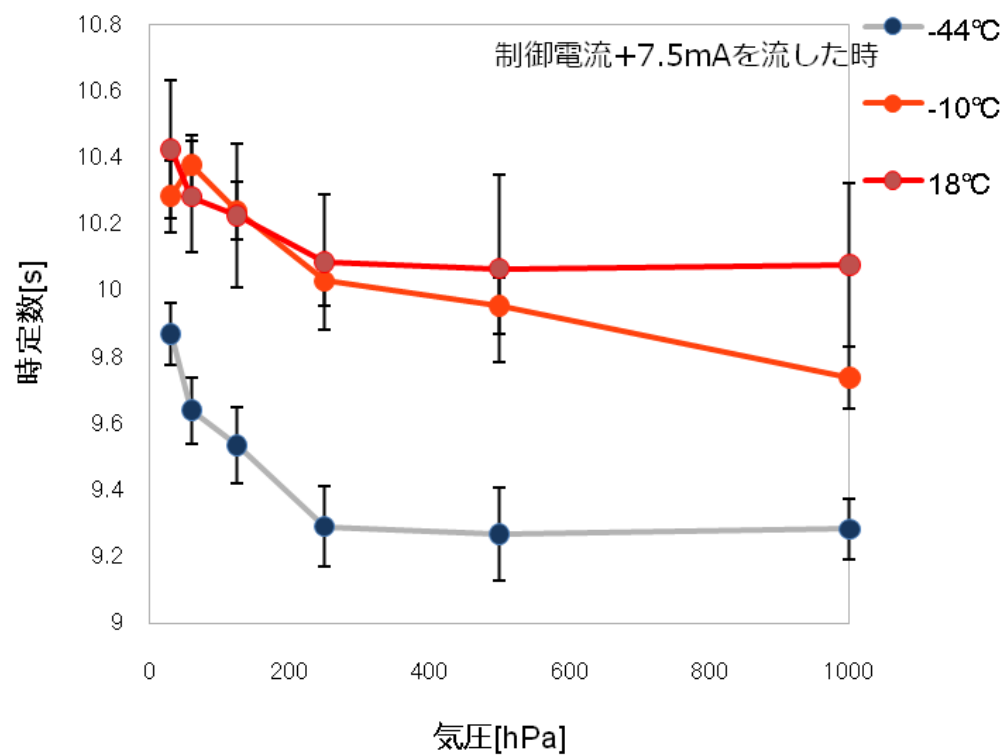


図 3.10 時定数の気圧依存(加熱)

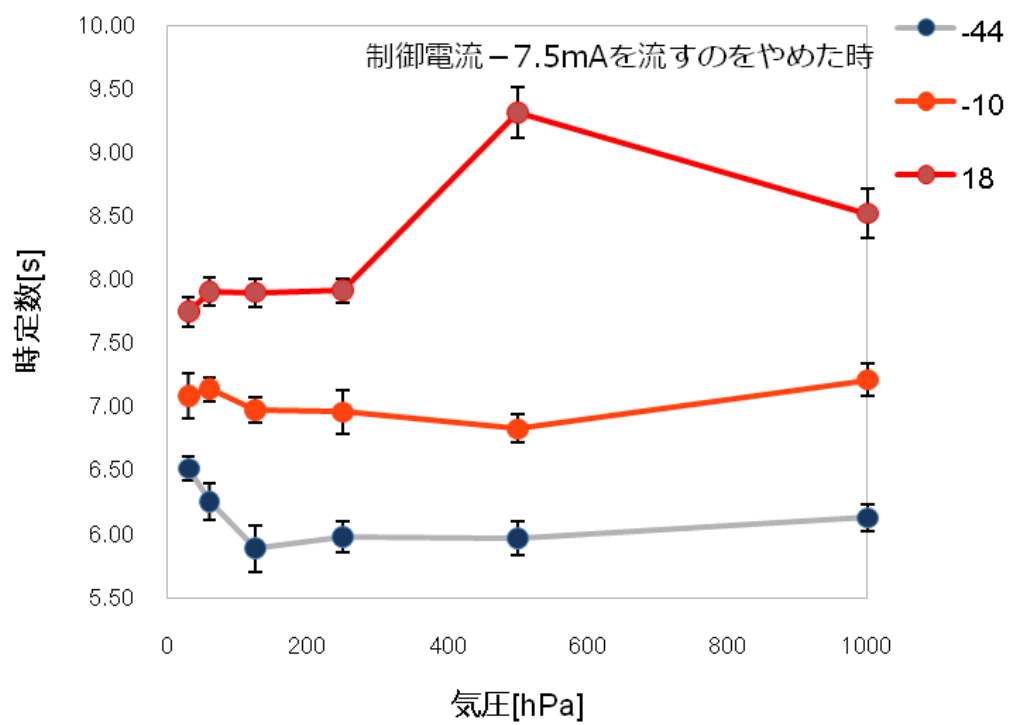
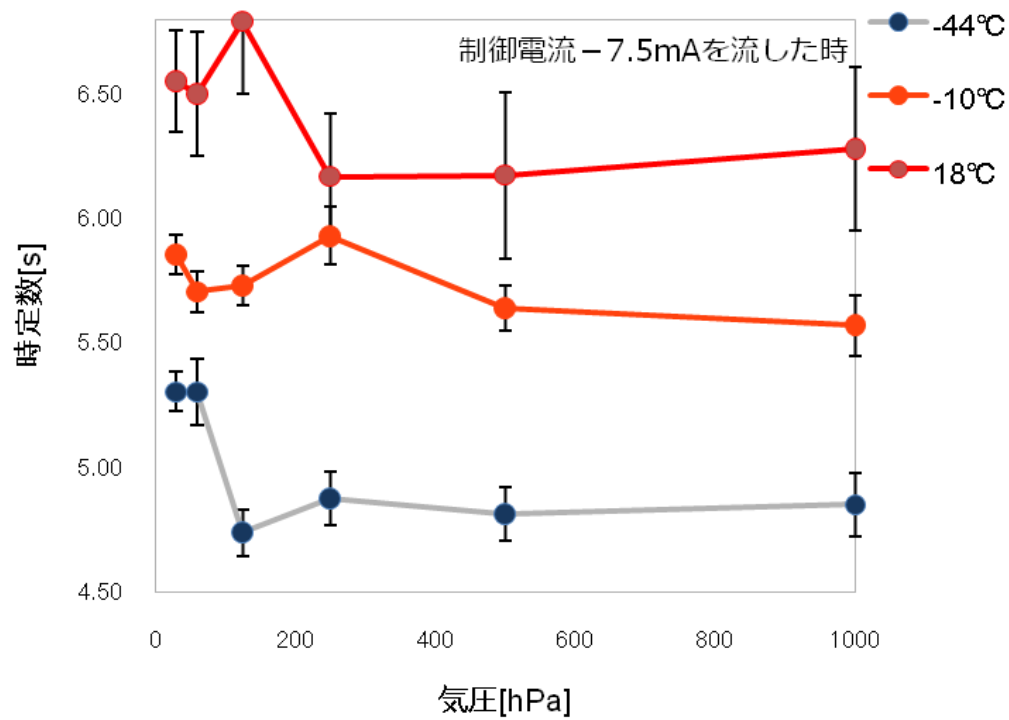


図 3.11 時定数の気圧依存(冷却)

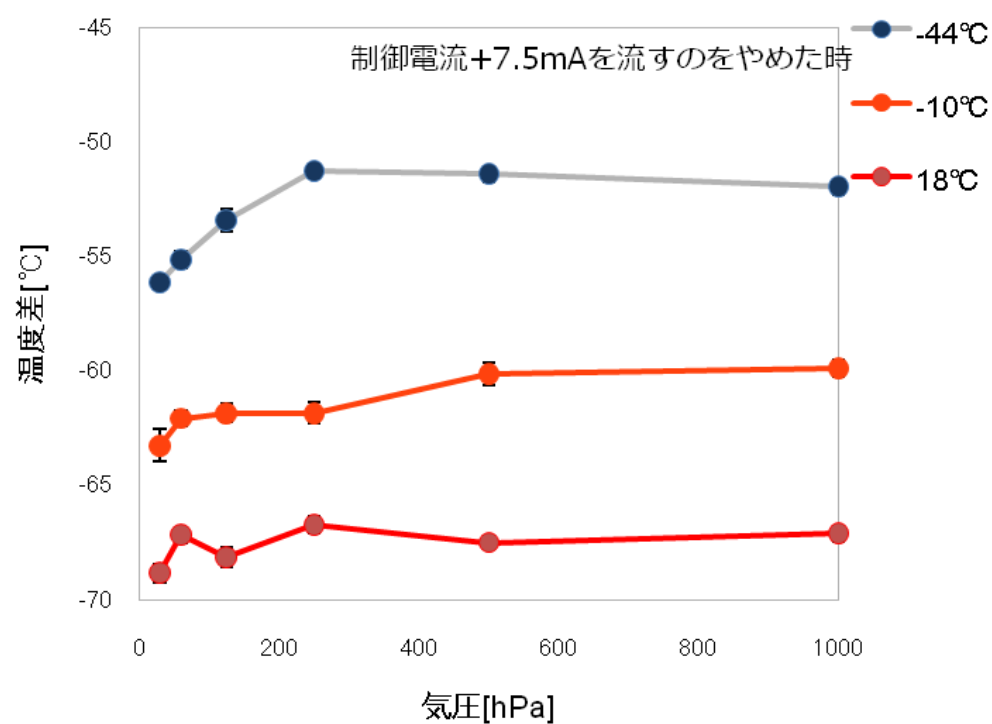
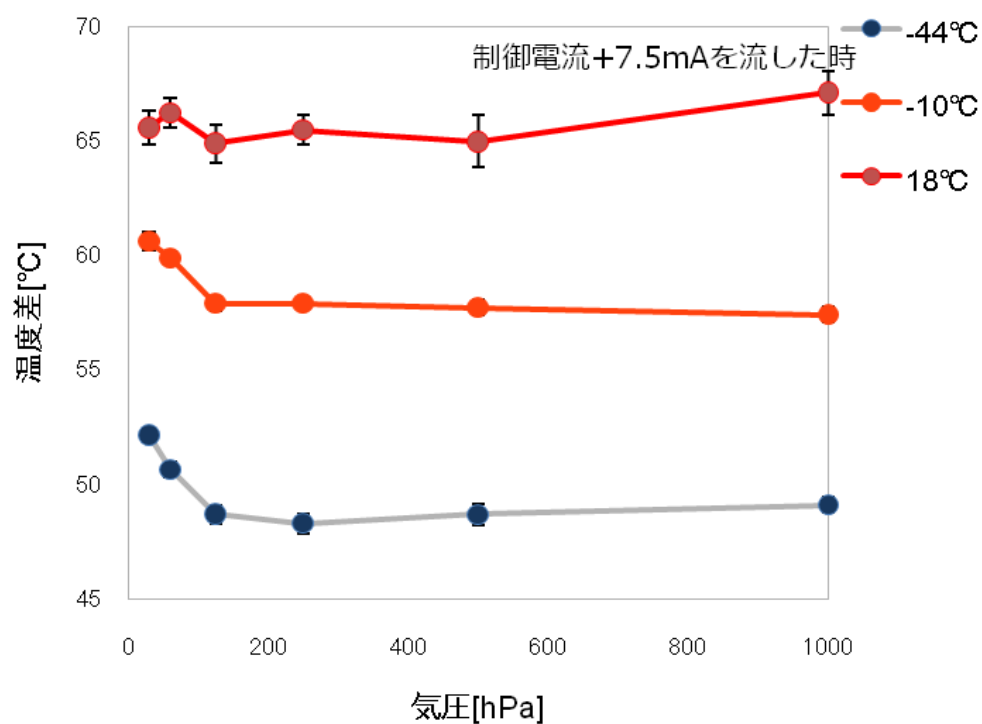


図 3.12 温度差の気圧依存(加熱)

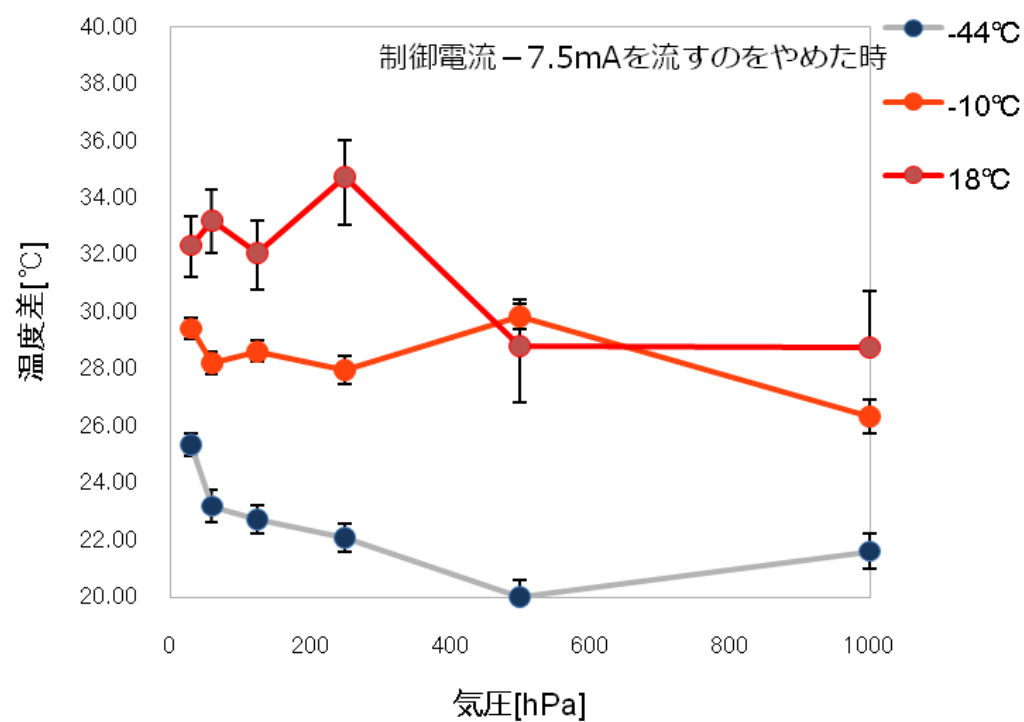
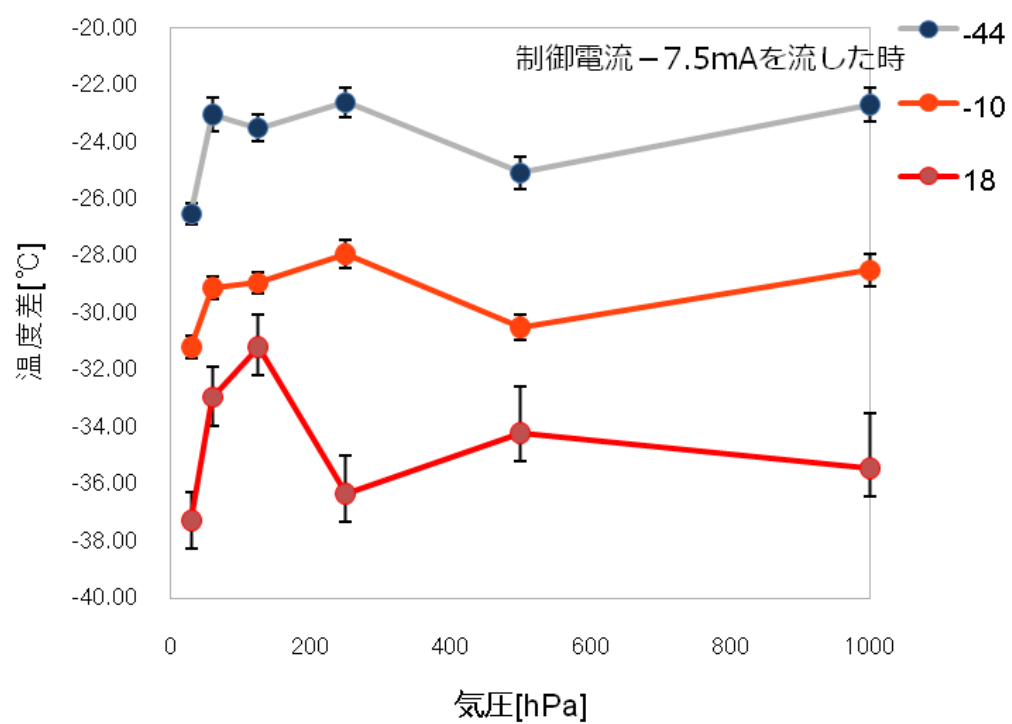


図 3.13 温度差の気圧依存(冷却)

3.2.2 考察

この節では、坂田(2005)および久保田(2009)の議論を参考とする。

気圧を変化させたときの τ と ΔT の変化は、式(3.6)、式(3.7)の熱伝達係数 H が気圧(密度)に依存することによるものだと考えられる。

熱伝導や熱伝達の熱交換量は、温度差を持つ物体間の境界面の温度分布によって決定される。鏡面と周りの空気との温度勾配 (dT/dy) による熱流速 $q[\text{W m}^{-2}(=\text{J s}^{-1} \text{ m}^{-2})]$ (単位時間・単位面積あたりに移動する熱量)は空気の熱伝導率 $\kappa[\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}(=\text{J s}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1})]$ を用いて、

$$q = \kappa \frac{dT}{dy} \quad (3.12)$$

で表わすことができる(フーリエの法則)。流れがある場合、個体と流体間の熱交換を熱伝達といい、鏡面と空気との単位時間あたりの熱量の移動量 $Q[\text{W}(=\text{J s}^{-1})]$ は、空気の温度 T_a 、鏡面の温度 T_m 、鏡面の面積 S 、熱伝達係数 $H[\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}]$ を用いて、

$$Q = H S (T_a - T_m) \quad (3.13)$$

で表わせる(ニュートンの冷却法則)。熱伝達係数は熱伝導率とは異なり、流体の物性だけではきまらず、そこに生じる流れに大きく左右される。流れがある場合(熱伝達の場合)、流れによってこの温度分布を変化するが、境界面の温度勾配によって、交換される熱量が決定されることには変わりはない。よって、温度差($T_a - T_m$)を与える鏡面からの距離を $\Delta y[\text{m}]$ とすると、

$$\begin{aligned} Q &= \kappa S \frac{(T_a - T_m)}{\Delta y} \\ &= \frac{\kappa}{\Delta y} S (T_a - T_m) \\ &= H S (T_a - T_m) \end{aligned} \quad (3.14)$$

で表わせる。つまり、熱伝達係数の値がどうなるかという問題は、流れによって Δy の値がどう決まるかという問題と等価である。

まず、無風状態について考える。

無風状態では流れがないため、空気中を熱伝導によって熱交換される。流れがある場合は、流れにより瞬時に温度勾配が形成され、その温度勾配により移動する熱量が決定すると思われるが、無風状態では、温度勾配(または Δy)の値は無限大から有限値へ時間とともに形成されることになる。

ここでは、鏡面の温度は瞬時に冷却されると仮定し、 Δy の値が時間とともにどう変化し、熱伝達係数がどうなるかを見積もる。鏡面と周りの空気とで行われる熱量の

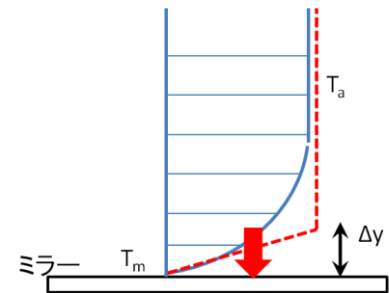


図 3.14 鏡面付近の温度分布

移動は、図 3.14 のように y 軸をとり、空気の密度 ρ [kg m⁻³]、熱容量 c_a [kJ kg⁻¹ K⁻¹] を用いて、非定常熱伝導方程式として、

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \rho c_a \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.15)$$

と表わせる。 κ 、 ρ 、 c_a が温度依存しないと仮定し、初期条件が $T_m = T_a(y=0)$ として解くと、

$$T(t, y) = T_m + \frac{2(T_a - T_m)}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{y}{\sqrt{\frac{\kappa}{c_a \rho} t}}} e^{-\xi^2} d\xi \quad (3.16)$$

を得る。この式のなかの

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{y}{\sqrt{\frac{\kappa}{c_a \rho} t}}} e^{-\xi^2} d\xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi = \text{erf}(x) \quad , \quad x = \frac{y}{\sqrt{\frac{\kappa}{c_a \rho} t}} \quad (3.17)$$

は誤差関数と呼ばれるもので、図 3.15 のとおり、 x の値を大きくすると、1 に漸近していく関数で、鏡面付近の気温分布がこのような関数で変化している。 $x > 1.5$ ではほぼ 1 に漸近していると見ると、

$$\begin{aligned} x &= \frac{y}{\sqrt{\frac{\kappa}{c_a \rho} t}} > 1.5 \\ y &> 1.5 \sqrt{\frac{\kappa}{c_a \rho} t} \end{aligned} \quad (3.18)$$

となり、式(3.18)の条件を満たす y においては、気温は周りの空気になじんでいると考えられる。したが

って、 $\Delta y = 1.5 \sqrt{\frac{\kappa}{c_a \rho} t}$ ととることにすると、 H は、

$$H = \frac{\kappa}{\Delta y} = \frac{\kappa}{1.5 \sqrt{\frac{\kappa}{c_a \rho} t}} \quad (3.19)$$

となり、 κ 、 c_a 、 ρ の 1/2 乗に反比例すると予想される。 τ および Δy はそれぞれ式(3.6)、(3.7)より、

$$\tau = \frac{m c S}{-\alpha l + \beta + \sqrt{\frac{\kappa c_a \rho}{2.6 t_c}} S} \quad (3.20)$$

$$\Delta y = \frac{\frac{R l^2}{2} + \alpha l T_a}{-\alpha l + \beta + \sqrt{\frac{\kappa c_a \rho}{2.6 t_c}} S}$$

(3.21)

となる。

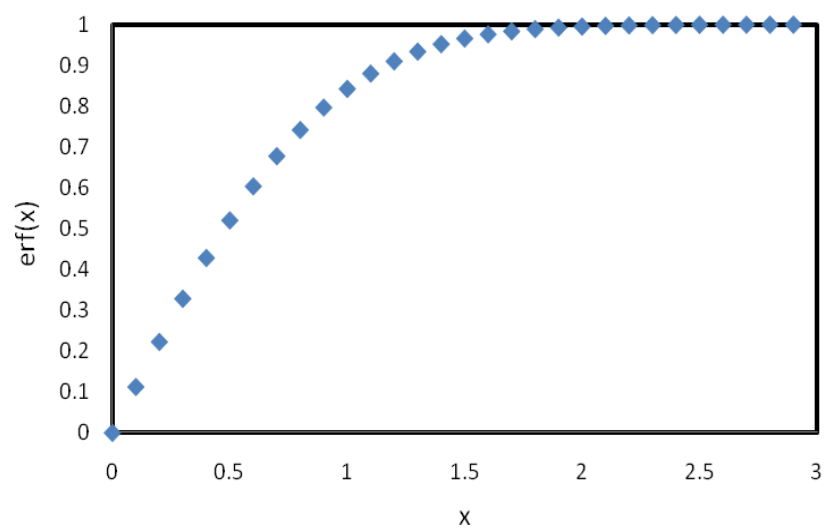


図 3.15 誤差関数

3.2.3 測定値と理論値の比較

κ は気温に依存せず、気温のみ関数である。 p は気圧、気温に依存し、状態方程式によって求まる。空気の比熱は気温気圧に依らず、 $c_a=1.007[\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}]$ とする。これらの値を式(3.19)に代入し、熱伝達係数の時間変化を求めると、図 3.16 のようになる。 $t=0$ のとき、鏡面が瞬時に冷やされていることを仮定しているので無限大となり、時間の経過とともに熱伝達係数が小さくなる様子がわかる。また、気圧に依存し、気圧が低いほど熱伝達係数は小さいことがわかり、 $t=0$ のとき、30hPa での熱伝達係数は地上付近(1000hPa)の熱伝達係数の 1/5 以下となる。

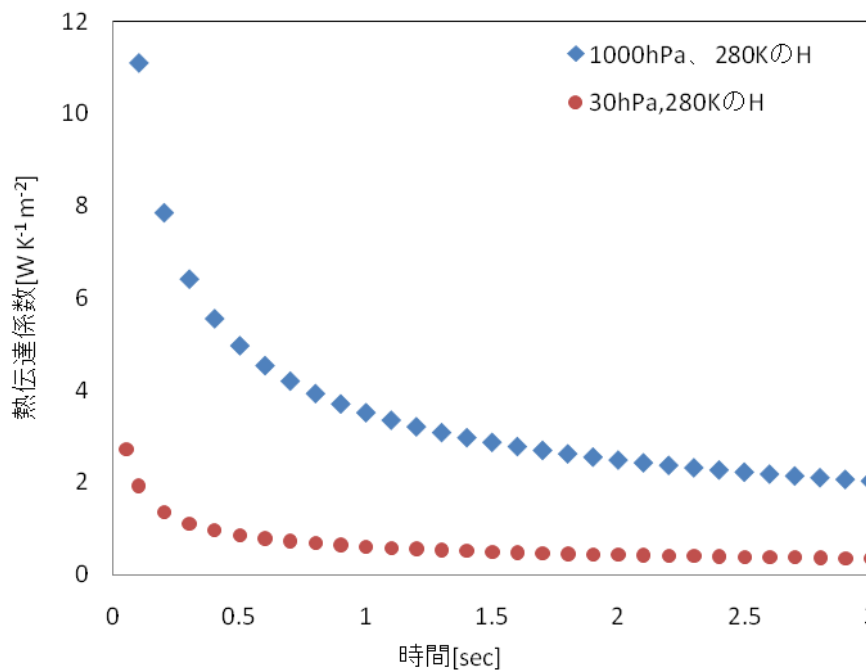


図 3.16 熱伝達係数の時間変化(無風状態)

次に、式(3.20) (3.21)に表 3.1 の値を代入し、理論値と計測値の比較を行った。熱伝達係数は時間によって急激に小さくなる。ここでは、 $t=0.01$ とし、熱伝達係数を求めた。結果を図 3.17と図 3.18に示す。鏡面の冷却の時定数は気圧が低くなれば遅くなるという傾向は、計測値と理論値で一致する。温度差については、計測値にバラツキが大きく、気圧が低くなれば温度差が大きくなるという傾向は確認しづらい。

ここでは、 $t=0.01$ の熱伝達係数を用いた。また、式(3.14)では、鏡面の温度が瞬時に冷却されることを仮定した。しかし、実際の熱交換は、時間とともに変化し、正しい熱伝達係数を計算により求めることは困難である。

図 3.19 はペルチェ電流・3 A ～+1 A の範囲についての 1000 hPa、500 hPa、125 hPa、30 hPa におけるペルチェ素子で作れる温度差の計測値(点)と理論値(実線)を示す。気圧が下がれば下がるほど冷却能力は計測値と理論値ともに上がる様子が確認できる。例えば、30hPa での最大温度差の理論値は 1000hPa での最大温度差の理論値に比べ、10℃程度冷却能力が上昇する。

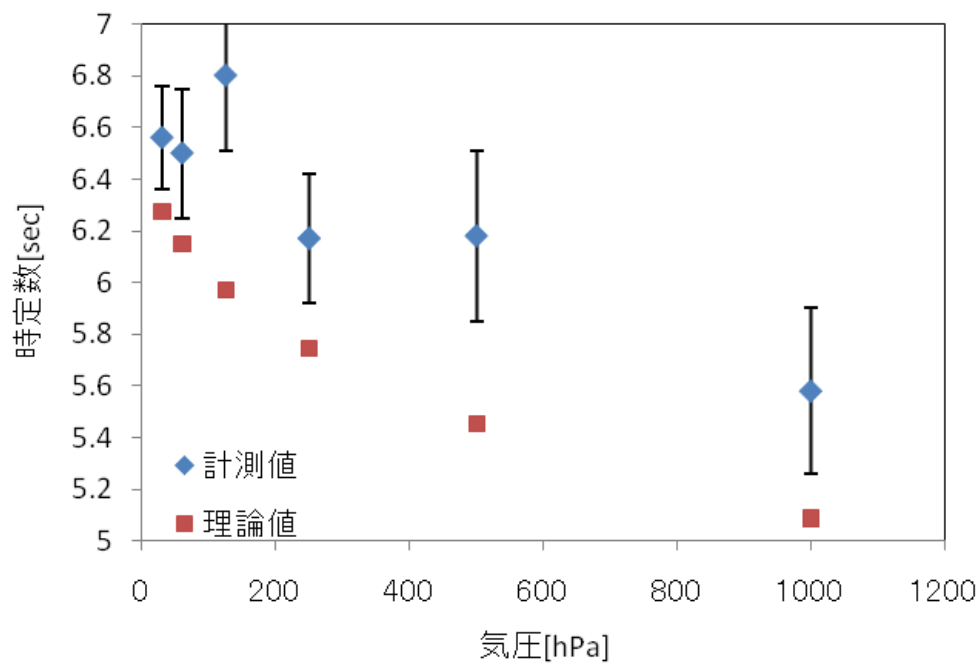


図 3.17 時定数の理論値と計測値の比較 無風状態で気温 18℃、電流 -7.5 mA

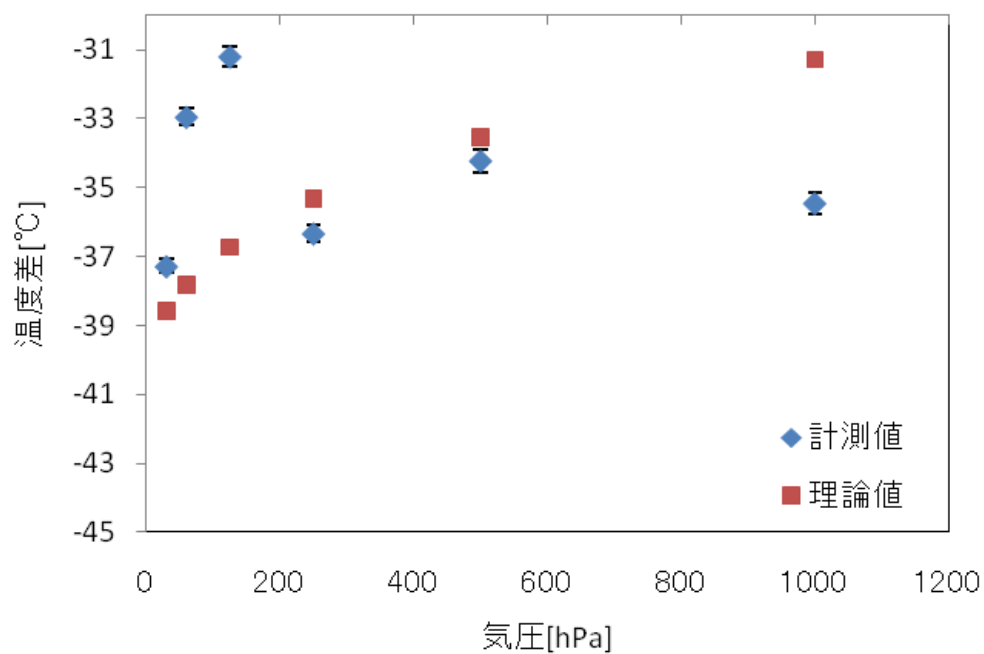


図 3.18 温度差の理論値と計測値の比較 無風状態で気温 18℃、電流 -7.5 mA

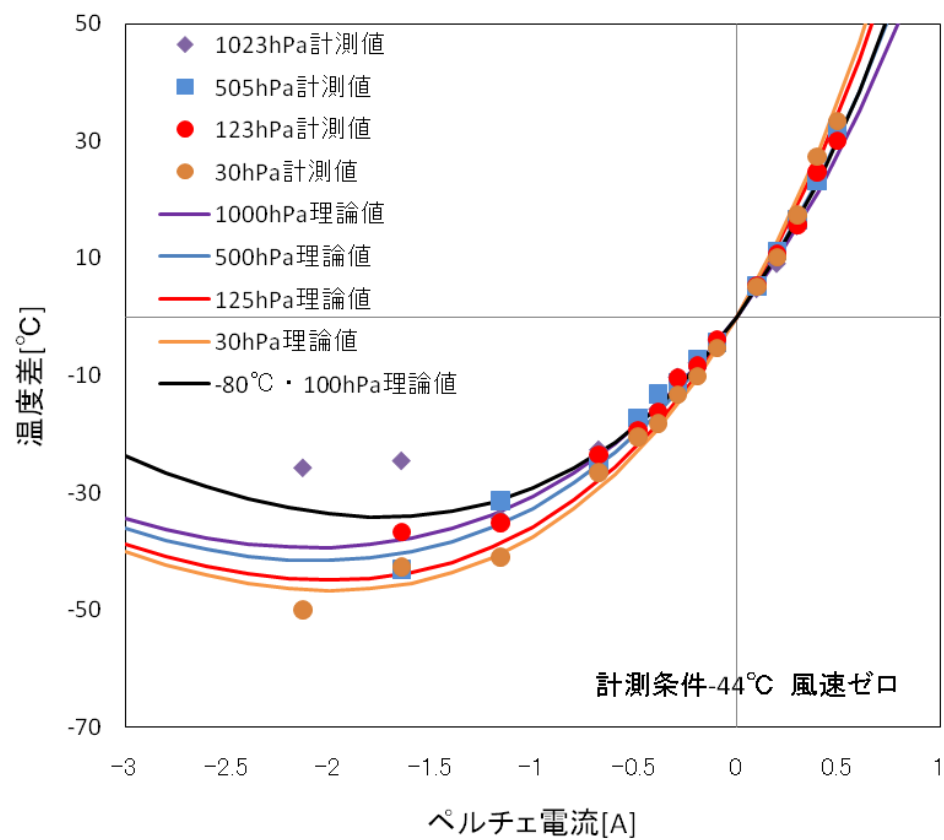


図 3.19 各気圧におけるペルチェ電流に対する冷却能力(最大温度差)

3.3 仮想上空大気における動作確認実験：気温依存性の評価

3.3.1 計測結果

3.2 では気圧の変化に対する τ 、 ΔT の変化について調べた。ここでは、気温(チャンバー内温度)を変化させたときの τ 、 ΔT の変化について調べる。

3.2 と同様のデータを用いて、チャンバー内の温度を -44°C 、 -10°C 、 18°C としたときの鏡面温度の変化を、気圧6点(1000hPa、500hPa、250hPa、125hPa、60hPa、30hPa)について調べた。ペルチェ電流値に $+7.5\text{mA}$ の制御電流(加熱)を流した時と -7.5mA の制御電流(冷却)を流した時の PT100 温度が描く時間推移の曲線と、電流を流すのをやめた時に PT100 温度が描く時間推移の曲線を、式(3.1)でフィッティングを行った。各気温、気圧での τ と ΔT を求め、横軸に気温をとり、気温の変化に伴う τ と ΔT の変化を図 3.20～図 3.23 にそれぞれ示す。各気圧、気温ごとで $+7.5\text{mA}$ については、5回計測しているので、5回の平均の値を示す。

図 3.20、図 3.21 の τ については、加熱冷却とも気温が高いほど、 τ が大きくなる傾向が見られ、電流を止めた時の鏡面温度の戻り方についても、気温が高いほど τ が大きい傾向がある。同じ気圧において、気温が低いほど、密度が大きくなり、熱交換がされやすくなったと考えられる。

図 3.22、図 3.23 の ΔT については気温が高いほど、大きく加熱(冷却)できる傾向を示す。対流圏では上空にいくほど気温が低くなるため、気温だけを考えれば高度が高いほど冷却能力が落ちることを示す。ただし、冷却能力は気圧にも依存し、気圧については低くなるほど、冷却能力が高くなるため、高度が高いほど、有利である。気温依存、気圧依存の程度については、気温では 15°C から -45°C (標準大気で高度約 10km) で 15°C 以上冷却能力が落ちるのに対し、気圧は 1000hPa から 30hPa (標準大気で高度約 25km) で 5°C 程度冷却能力が上がるだけである。よって、高度が高いほど、ペルチェ冷却の能力は落ちることが予想される。1000hPa、 18°C における冷却能力に比べ、30hPa、 -44°C における冷却能力は -10°C 程度落ちている。

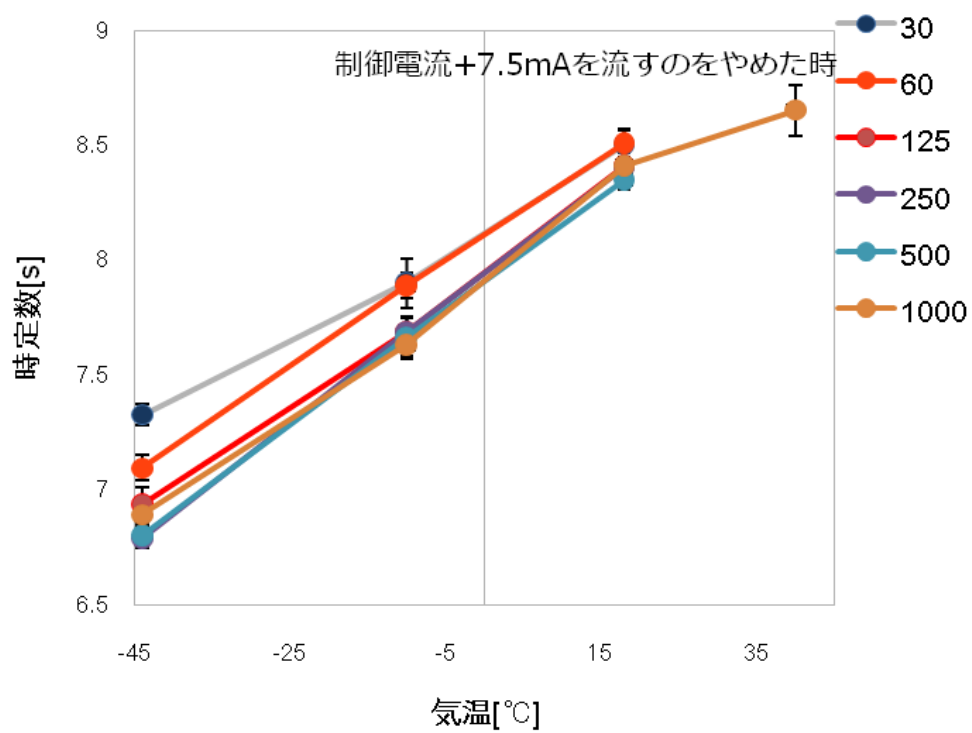
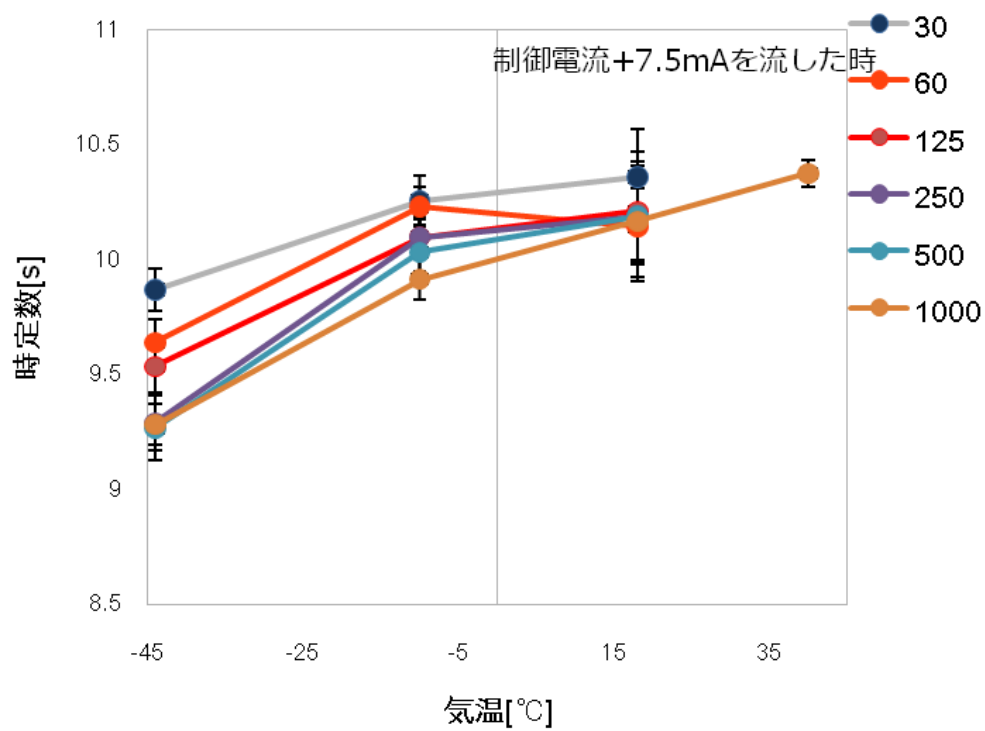


図 3.20 時定数の気圧依存(加熱)

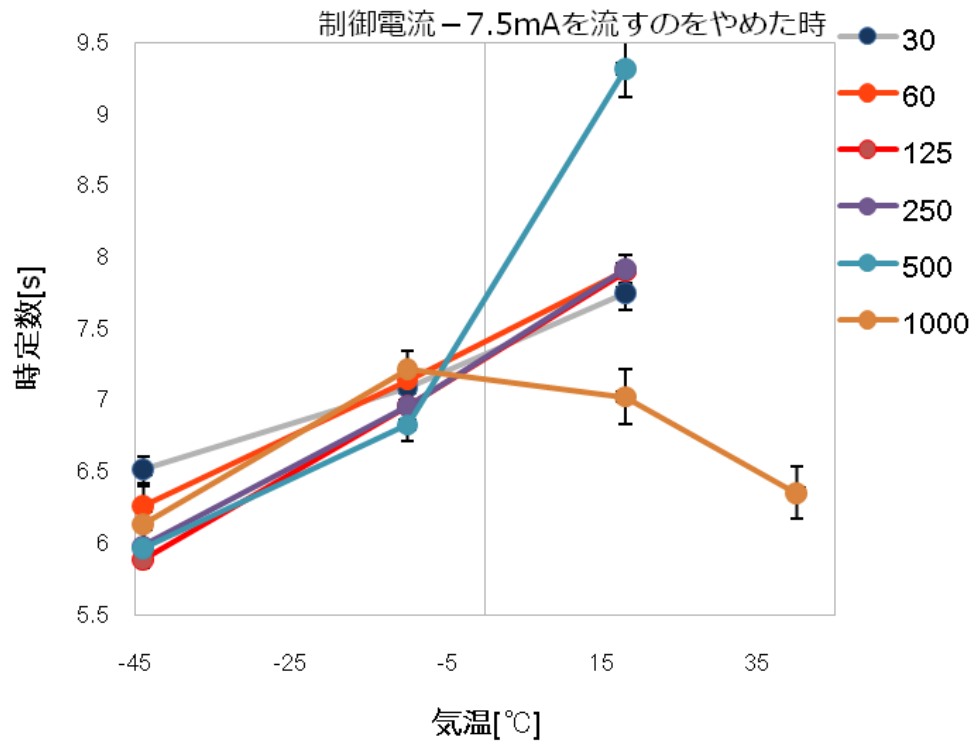
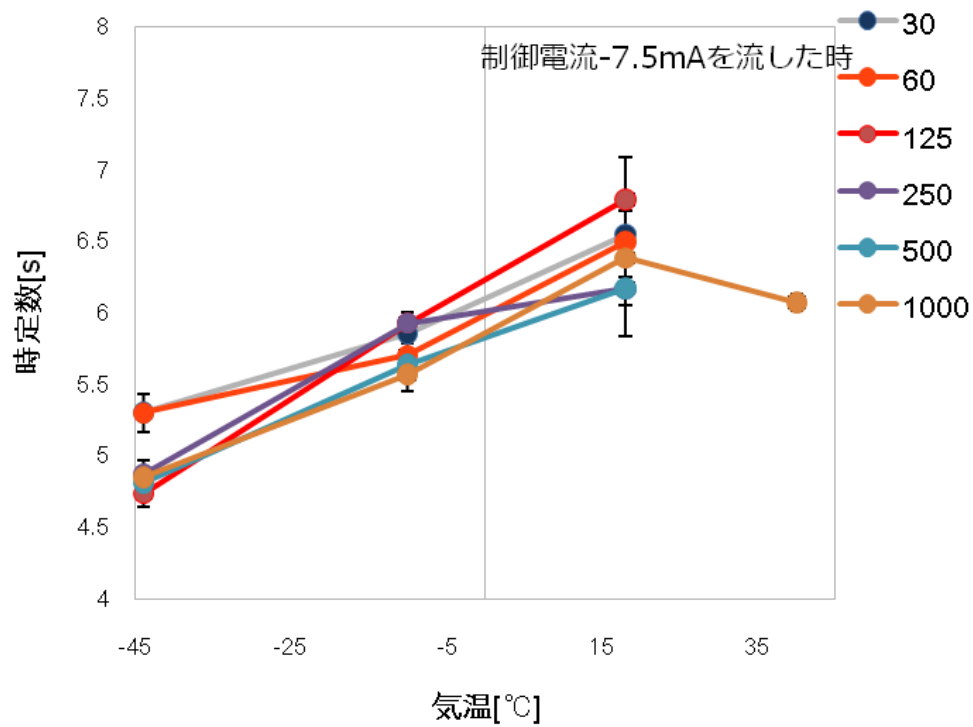


図 3.21 時定数の気圧依存(冷却)

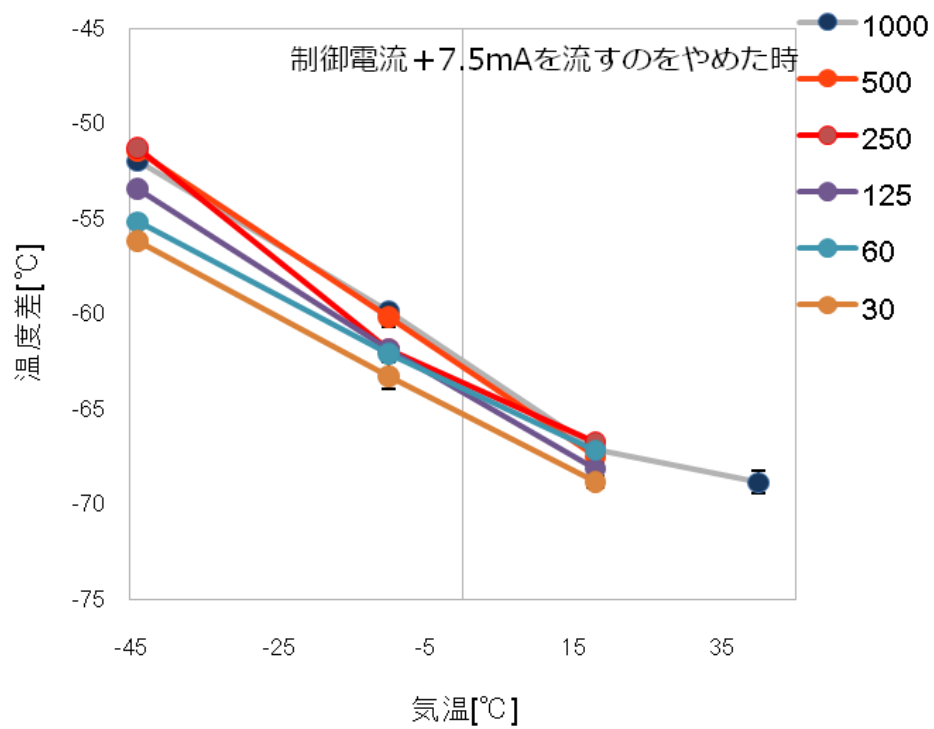
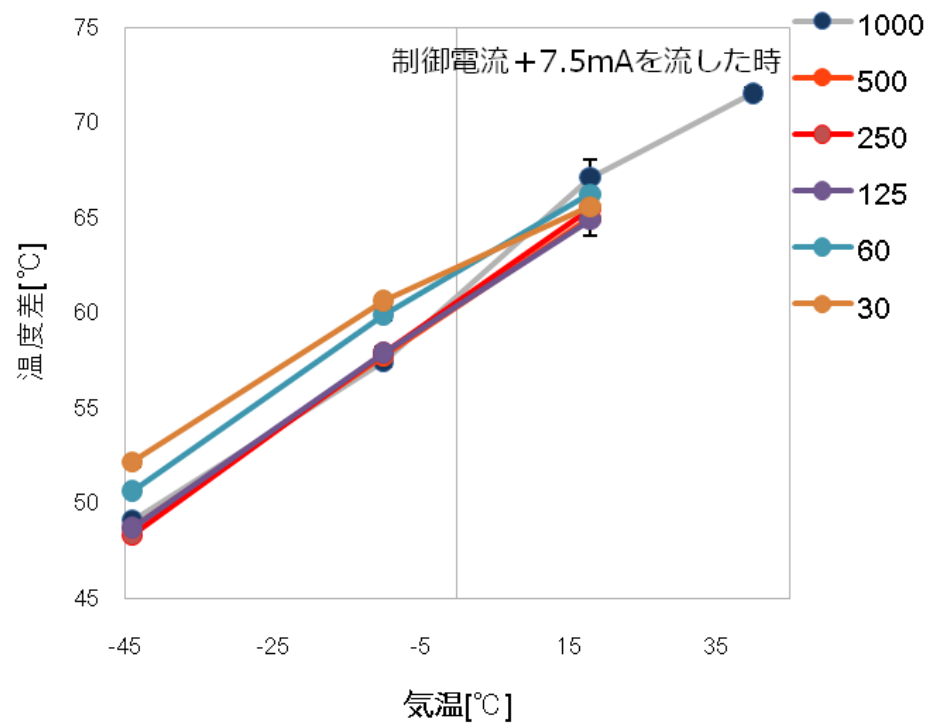


図 3.22 温度差の気圧依存(加熱)

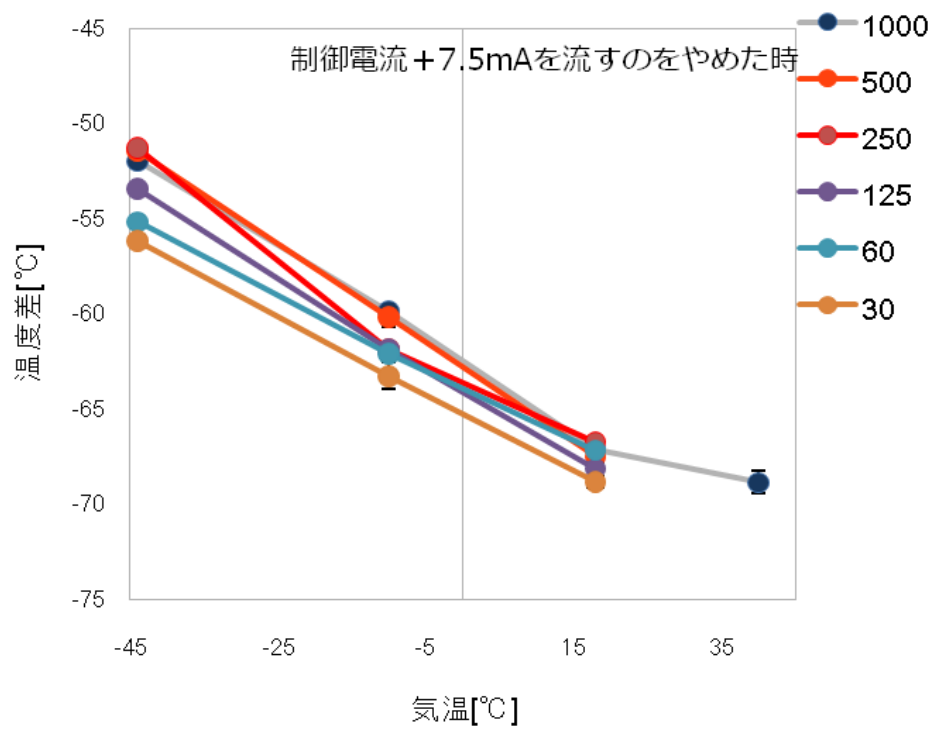
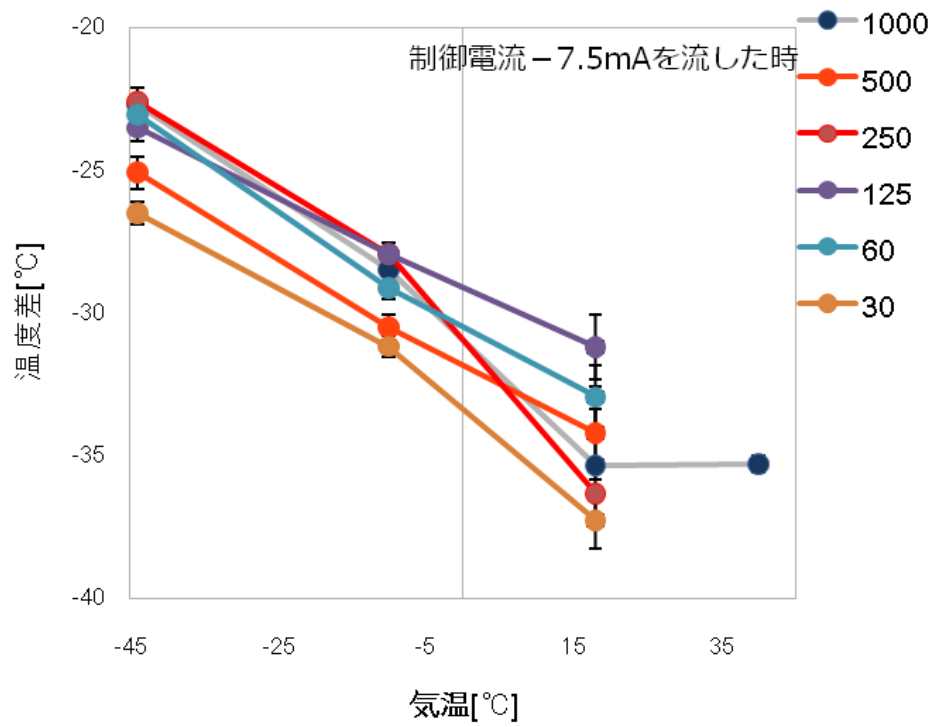


図 3.23 温度差の気圧依存(冷却)

3.3.2 考察

温度を変化させたときの τ を ΔT の変化も、3.2.2と同様と考え、式(3.20)、(3.21)で表せるものとする。

3.3.3 測定値と理論値の比較

次に、式(3.20) (3.21)に表 3.1 の値を代入し、理論値と計測値の比較を行った。熱伝達係数は $t=0.01$ での値とした。結果を図 3.24 と図 3.25 に示す。時定数の理論値は気温に対して、変化しないが、計測値では気温が高い時ほど、時定数が大きくなることが確認できる。温度差については、理論値と計測値ともに気温が低い時ほど小さく、気温が下がれば、冷却能力が落ちる傾向があることがわかる。

時定数の理論値が気温依存を示さない原因は、熱伝達係数を求める際のいくつかの仮定によるものと思われる。式(3.15)の非定常伝熱方程式を解く際に、 κ を温度に依存しないものとして解いた。しかし、 κ は気温によって、値が変わるため、式(3.15)は非線形となる。また、鏡面が瞬時に冷却されるという仮定において、熱伝達係数を求めた。しかし、実際には、ここでの結果が示すように、鏡面が冷却される時間も気温に依存する。よって、熱伝達係数を正確に求めることは難しい。

図 3.26 は -7.5mA 以外の制御電流値の時、ペルチェ電流 $-3\text{A} \sim +1\text{A}$ の範囲についての -44°C 、 -18°C 、 40°C における最大温度差の計測値(点)と理論値(実線)を示す。気温が下がれば下がるほど冷却能力は計測値と理論値ともに下がる様子が確認でき、気温依存性は気圧依存性に比べると大きい。 40°C における冷却能力は理論値では 70°C 近く下げれるのに対し、 -44°C における冷却能力は 40°C 程度であり、 $2/3$ 倍程度冷却能力が落ちる。図 3.26 の黒線で示したものは熱帯対流圏界面付近の気温 -80°C 、気圧 100hPa 程度での冷却能力を式(3.20)から求めたものである。これより、熱帯対流圏界面でペルチェが作ることができる最大温度差は -30°C 程度であることがわかる。熱帯では対流圏界面はおよそ 18km 付近であり、この高度を超えると気温が上昇することから露点温度と気温が高度の上昇とともに大きくなる。気温と露点温度の差が 30°C を超えない高度までは計測可能であり、熱帯では高度 25km までは計測可能であると考えられる。中緯度での下部成層圏の露点温度は $-80^\circ\text{C} \sim -90^\circ\text{C}$ 程度であり、中緯度の平均的な気温の鉛直プロファイルから考えるとペルチェにより常に -30°C 以上の温度差を作ることができるので、高度 25km あたりまでは計測可能であると考えられる。ただし、高度 25km 以下であっても、非常に乾燥した領域で気温と露点温度の差がペルチェの冷却能力を超える領域では、一時的に計測不能となる可能性がある。

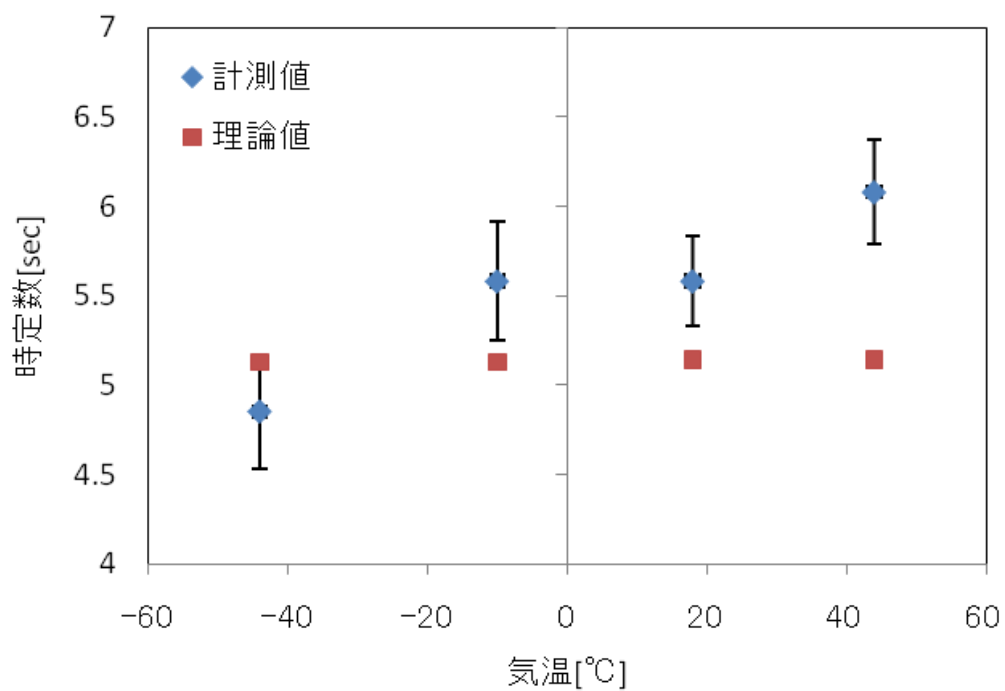


図 3.24 時定数の理論値と計測値の比較 無風状態で気圧 1000 hPa、電流 -7.5 mA

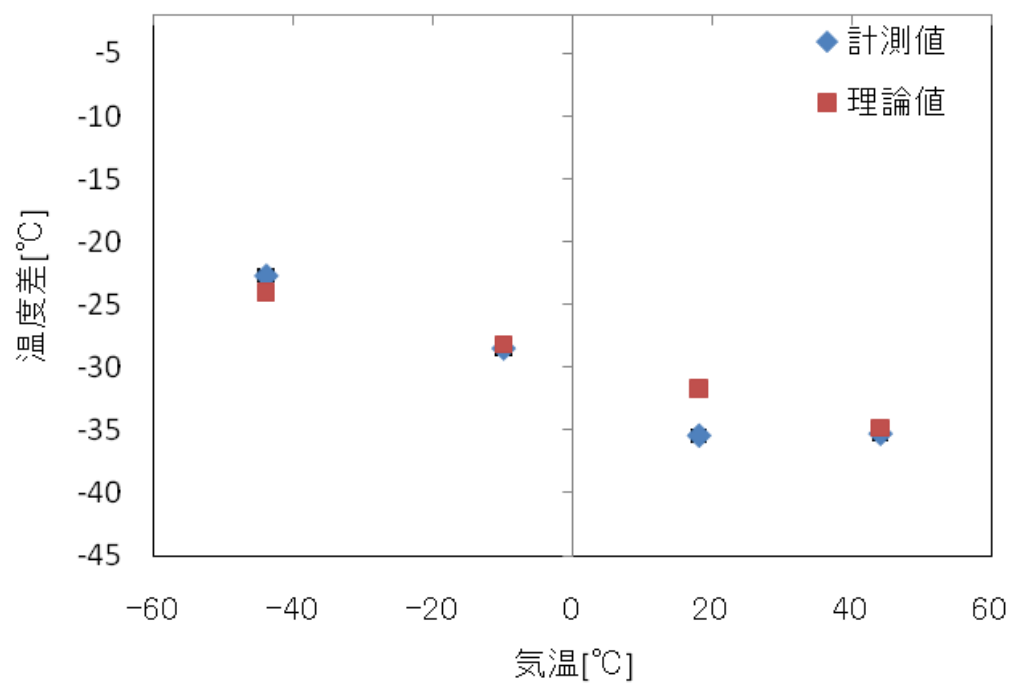


図 3.25 時定数の理論値と計測値の比較 無風状態で気圧 1000 hPa、電流 -7.5 mA

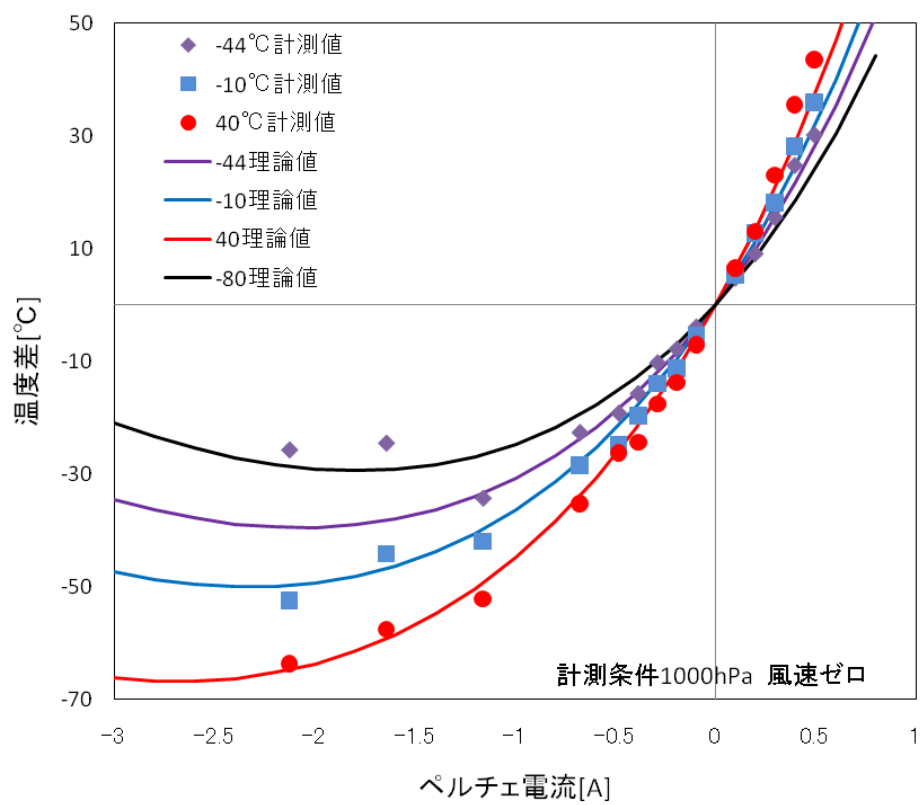


図 3.25 各気温におけるペルチェ電流に対する冷却能力(最大温度差)

3.4 仮想上空大気における動作確認実験

3.4.1 計測結果

第 3.2 節:気圧の依存性、第 3.3 節::気温の依存性を調べた際には、無風状態で実験した。ここでは、鏡面付近に風速を与えた時の τ 、 ΔT について調べる。第 3.1 節～第 3.3 節の実験はセンサにキャップを被せた状態での計測であったが、ここではキャップを外して計測を行った。風速は 2.8 m/s と 5.0 m/s とし、気圧気温を約 1023hPa、18℃での計測を行い、無風状態での計測結果との比較を行った。図 3.27 は制御電流値が、-5 mA、- 10 mA、+5 mA、+7.5 mA および電流を止めた時について、横軸に風速、縦軸に τ 、 ΔT を示した。

風速を大きくするほど、 τ は小さくなる傾向があり、 ΔT についても加熱(冷却)されにくくなることが確認できた。時定数については、各電流値で無風状態に比べ風速 5.0m/s では 1s 以上早くなる。

図 3.28 ではキャップを被せた状態(キャップ有)とキャップを外した状態(キャップ無)での時定数と温度差の比較を行った。時定数については、各電流値で無風状態に比べ風速 5.0m/s では 1s 以上早くなる。また、温度差については、キャップ無で風速 5.0m/s の場合は電流を大きくしても 40℃程度しか温度差を作れないことがわかった。また、風速 5.0m/s でキャップ無の場合、時定数は制御電流が-10mA 以下の状態で極小値になっているように見える。これらは、熱伝達係数が風速を与えたことで大きくなり、鏡面と周囲の空気との熱交換が大きくなったためだと考えられる。

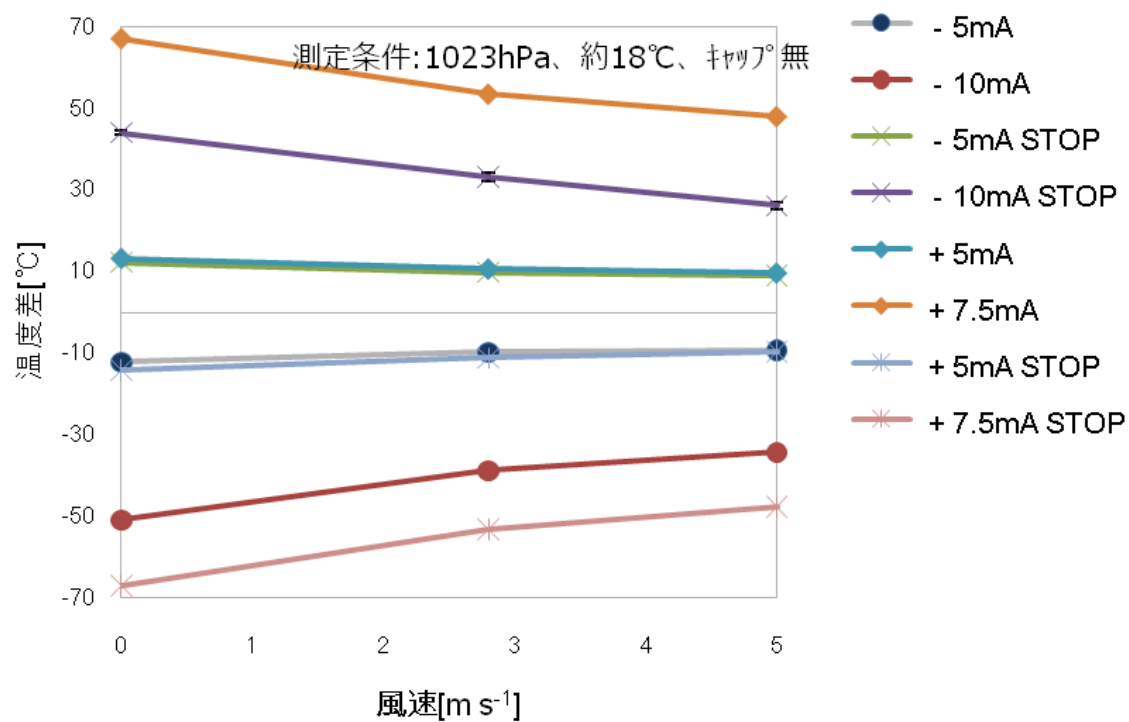
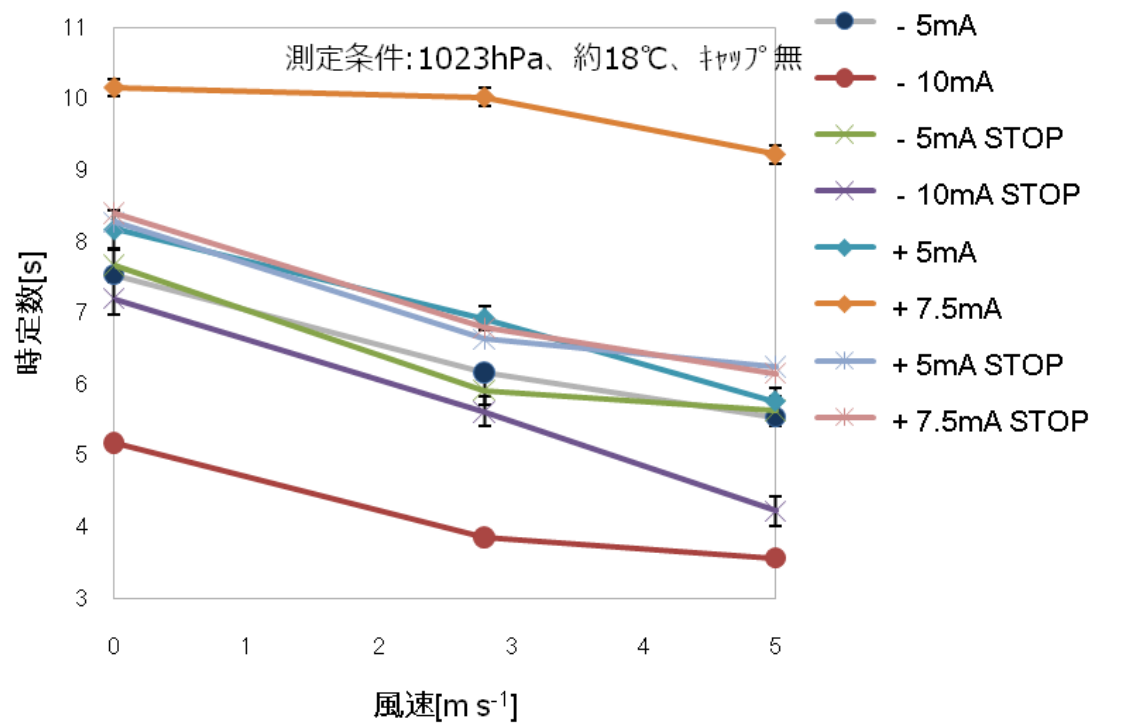


図 3.27 時定数、温度差の風速依存

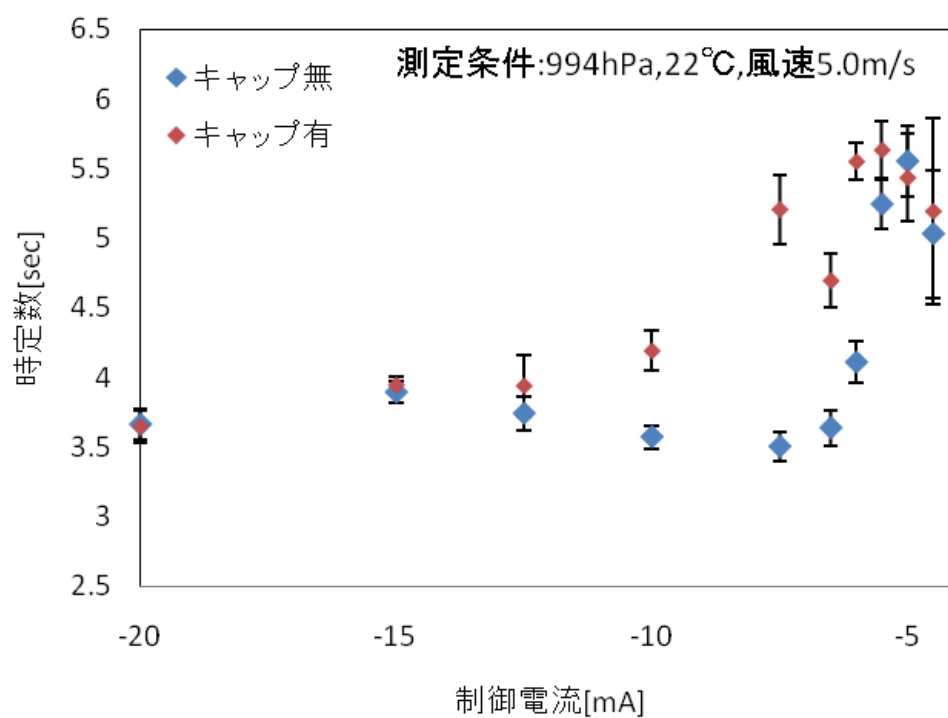
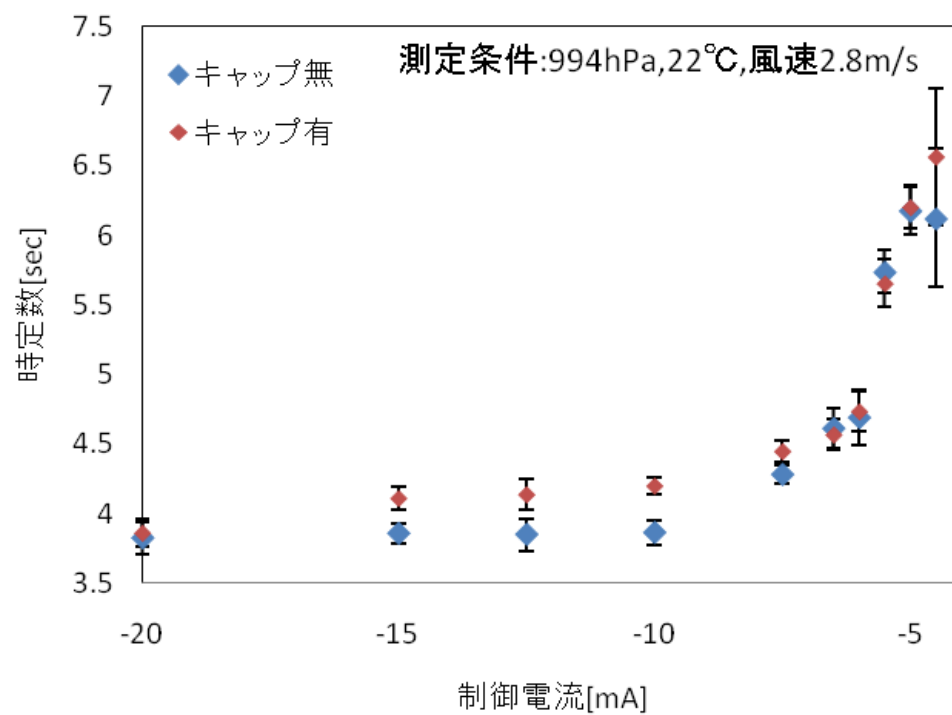


図 3.28 キャップの有無による時定数の比較

上段: 風速 2.8m/s、下段: 風速 5.0/s

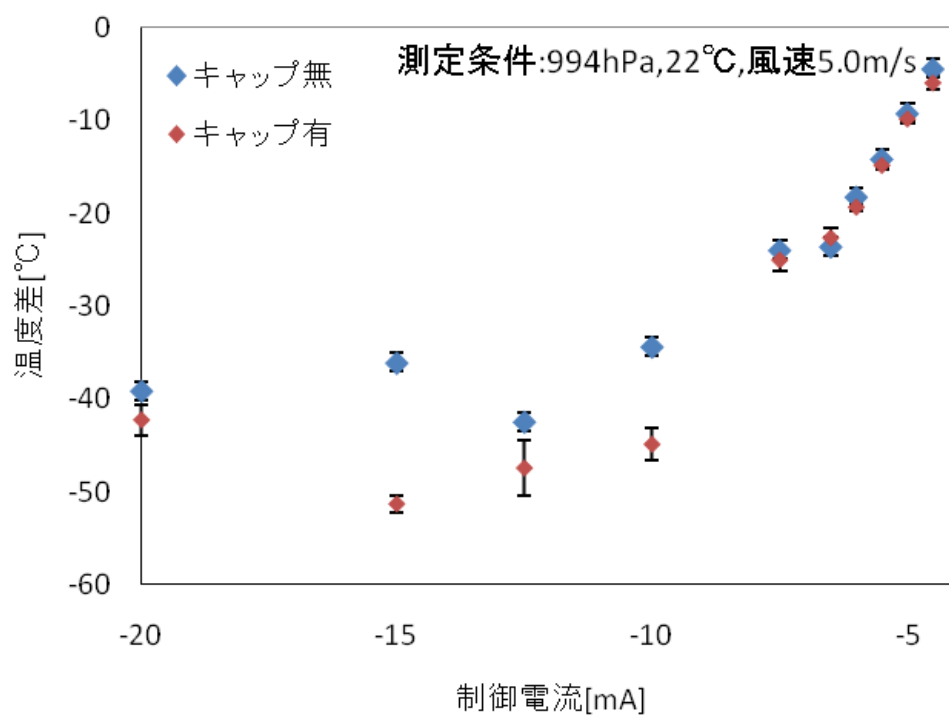
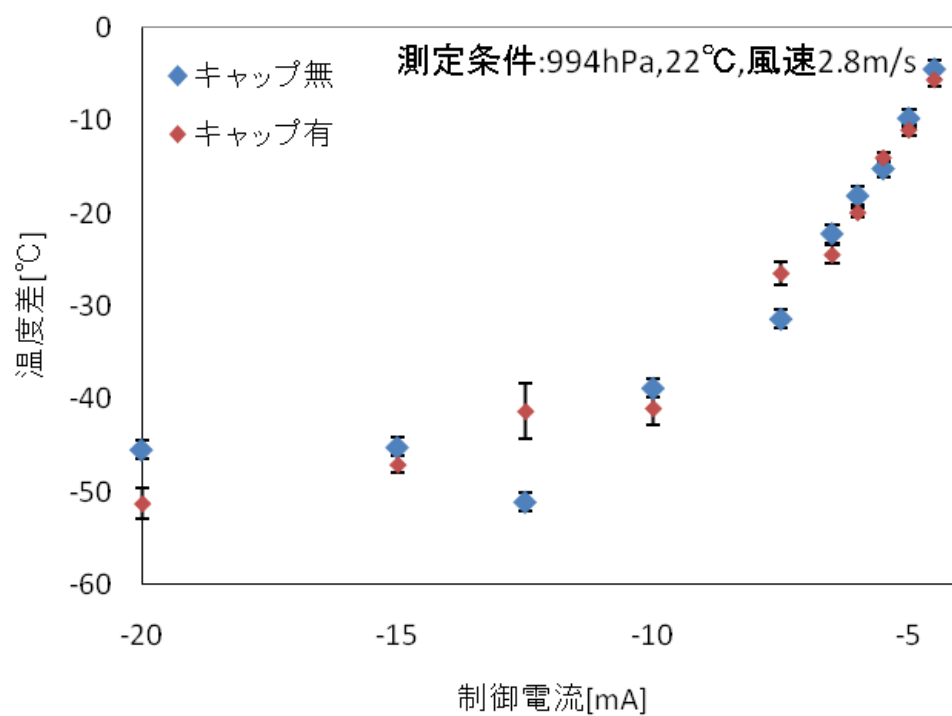


図 3.29 キャップの有無による温度差の比較

上段: 風速 2.8m/s、下段: 風速 5.0/s

3.4.2 考察

この節では、坂田(2005)および久保田(2009)の議論を参考とする。

風速を変化させたときの τ と ΔT の変化は、熱伝達係数 H が風速に依存するためであることを示す。

風速を与えた時の熱伝達係数について考える。

図 3.30 のように鏡面に平行な方向からの流れがある場合、鏡面付近に速度および温度の境界層ができる。境界層の厚さ Δy_v は、 Re 数が十分大きいとき

$$\Delta y \sim \sqrt{\frac{vx}{U}} \quad (3.22)$$

である。速度境界層と温度境界層の関係は、

$$\frac{\Delta y_T}{\Delta y_v} \approx Pr^{-\frac{1}{3}} \quad (3.23)$$

となっている。プラントル数 Pr は $Pr = c_p \mu / \kappa$ で表わせる無次元の定数で、気圧気温にほぼ依存しない数である。プラントル数は、熱伝達の過程で流体が拡散する現象と熱が拡散する現象との関係を表わしている。空気の場合、 $Pr = 0.73$ であり、温度境界層の厚さが速度境界層の厚さに比べ大きくなることを示している。

風速 U m/s、動粘性係数 ν 、鏡面の端からの距離 x を用いて、

$$\Delta y = 4.64 \sqrt{\frac{\mu x}{U \rho}} \quad (3.24)$$

で表わせる。

鏡面上を流れる空気が層流であれば、熱伝達量と熱伝導量の比を表わすヌッセルト数 Nu は

$$\begin{aligned} Nu &= 0.664 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} \\ &= 0.664 \left(LU \frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left(c_a \frac{\mu}{\kappa} \right)^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad (3.25)$$

また、ヌッセルト数は熱伝達量 ($h\Delta T$) と熱伝導量 ($\kappa \Delta T / \Delta y$) の比を表わすことから

$$Nu = \frac{H \Delta y}{\kappa} \quad (3.26)$$

で表わせ、これらの式から H は

$$H = \frac{\kappa}{4.64 \sqrt{\frac{\mu L}{U \rho}}} 0.664 \left(LU \frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left(c_a \frac{\mu}{\kappa} \right)^{\frac{1}{3}}$$

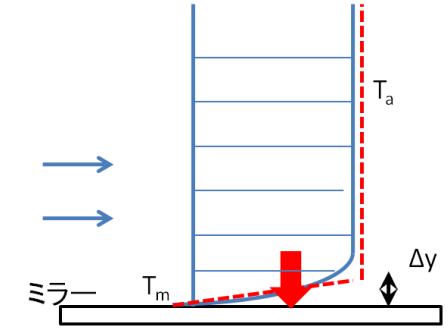


図 3.30 鏡面付近の温度分布

$$H = 0.0143 U \rho \left(\frac{\kappa}{\mu} \right)^{\frac{2}{3}} c_a^{\frac{1}{3}} [\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}] \quad (3.27)$$

となり風速に比例して伝達係数は大きくなる(層流 $\text{Re} < 2000$ 程度の場合)。 κ 、 ρ は温度の関数である。よって風速を与えた時の τ および ΔT は、

$$\tau = \frac{m c S}{-\alpha I + \beta + (0.143 \frac{U}{\mu} \kappa^{\frac{2}{3}} c_a^{\frac{1}{3}} \rho^{\frac{4}{3}}) S} \quad (3.28)$$

$$\Delta T = \frac{\frac{R I^2}{2} + \alpha I T_a}{-\alpha I + \beta + (0.143 \frac{U}{\mu} \kappa^{\frac{2}{3}} c_a^{\frac{1}{3}} \rho^{\frac{4}{3}}) S} \quad (3.29)$$

となる。式(3.28)は風速が大きい時ほど、時定数が早くなることを表しており、式(3.29)は風速が大きい時ほど、ペルチェが作ることができる最大温度差が小さくなることを表している。これらは図 3.27 の結果と整合的である。

第4章 ゾンデ版 FINEDEW™ の制御パラメータの決定

鏡面冷却の制御は PID 制御で行う。PID 制御は操作する量を目標値に素早く近づける制御として、空調による温度管理など一般に広く用いられている。鏡面冷却式センサでは、鏡面上の露(霜)の量を一定に保つことによって、常に鏡の温度を大気露(霜)点温度に保ち、露を平衡状態で保つ必要があるが、大気露点温度は常に変動し、露点温度以外の温度や気圧、風速などにも影響するため、常に平衡状態に保つことは容易でない。観測中、常に鏡面を露点温度に保つためには、環境に合わせた適切な制御設定にする必要がある。

本章では、まず鏡面冷却の制御における PID の特徴・特性について説明する。次に気温や気圧、風速にどのように影響を受けるかを明らかにするために様々な実験を行ったので、その結果について議論する。さらに、理論的な検討を行い、気圧・気温などの依存性を考察した。また、FINEDEW™ は通常、工業用などに用いられており、ラジオゾンデ観測のように水蒸気の大きな変動の計測には用いられていない。そこで、高層気象観測用に用いられている鏡面冷却方式センサ“Snow White”との室内比較実験により、高層気象観測に必要とされる性能の検討を行った。これらをもとに飛揚試験で用いる制御方法を、実験結果をもとに理論的な面からも検討した。

4.1 PID 制御

PID 制御は、フィードバック制御の一種であり、出力値(本研究の場合、ペルチェ電流)を計測値(計測時の散乱光強度)と目標値(うっすらと曇った状態での散乱光強度)との偏差、その積分量、および微分値の3つの要素で決定する制御方法である。ペルチェ電流量は

$$\text{ペルチェ電流} = K_p \times (\text{偏差}) + K_i \times \int (\text{偏差}) \, dt + K_d \times \frac{d(\text{偏差})}{dt} \quad (4.1)$$

で表せる。第1項は比例制御による出力、第2項は積分制御による出力、第3項は微分制御による出力であり、それぞれの項の係数 K_p 、 K_i 、 K_d は PID 制御パラメータであり、それぞれの出力の大きさを決定する。それぞれの制御の特徴は第 4.1. 2 項で詳しく説明するが、PID 制御において、 K_p 、 K_i 、 K_d をどのように決定するかで、制御の安定性や応答性が変わってくる。ラジオゾンデ用鏡面冷却方式センサでは、各高度で環境が大きくことなるため、各高度に適した PID 制御パラメータに決定する必要がある。

ここからは、本システムにおける PID 制御を詳しく説明する。鏡面冷却の制御において偏差にあたるのが鏡面上の露からの散乱光強度(AN1)で、この散乱光強度(鏡面に結露した水滴の量)を一定に保つことで、鏡面上の露(霜)の量が一定(蒸発速度と凝結速度がマクロに見てつりあう)となり、鏡面温度が露点温度に保ち続ける。光電センサから出力される散乱光強度は、約 1.0 V ~ 5.0 V で示され、鏡が乾いた時 1.0 V (キャップを外した状態では 0.8V)、十分に湿った状態で 5.0 V 以上となる。これをマイコンの AD 変換の入力範囲 0 V ~ 3.3 V に電圧を落とすため、インターフェイス回路を介しマイコンに

入力する。約 30 msec 毎に 12 bit で取込み制御に利用する。12bits のデジタル値 DEW と散乱光強度 PV[V]の関係は、

$$\text{散乱光強度 PV[V]} = 5 - \frac{3.3}{4096} \times \frac{430}{330} \times \text{DEW[bit]} \quad (4.2)$$

で表せる。例えば、目標散乱光強度の 1.3V は 3524 となる。目標散乱光強度の値 1.3V は工業用に用いられている FINEDEW™ で採用されている値である。目標散乱光強度については、節 4. 1.4 で詳細をまとめる。

本システムの鏡面冷却の制御は PID 制御を基本としている。出力値である電流値は $\pm 4 \sim \pm 20$ mA の信号をペルチェ駆動基板に与え、 $0 \sim \pm 2.7$ A のペルチェ電流としている。 $\pm 4 \sim \pm 20$ mA の信号をマイコンからの出力で生成するが、この信号を 12bits を用いて生成するので、分解能は 0.0049 mA(20mA/4096)である。PID 出力の基本形は、目標散乱光強度を 1.3 V(3524)とすると、

$$\text{電流信号[mA]} = \frac{20}{4096} \times \{K_p \times (\text{DEW} - 3524) + K_i \times \sum (\text{DEW} - 3524) + K_d \times (\text{DEW}[i] - \text{DEW}[i-1])\} \quad (4.3)$$

で表せる。{}内の第1項は比例制御による出力、第2項は積分制御による出力、第3項は微分制御による出力である。電流信号[mA]と電流値[A]の関係は、

$$\text{電流[A]} = 0.198 \times \frac{20}{4096} \times \text{電流信号[mA]} - 0.7925 \quad (4.4)$$

である。よって、式(4.3)(4.4)で、 K_p 、 K_i 、 K_d を与えれば、散乱光強度からペルチェ電流量を決定できる。言い換えると、 K_p 、 K_i 、 K_d の大きさを設定することで、ペルチェ電流を操作できる。

4.1.1 制御周期の比較

本システムはデジタル制御であるため、PID制御を行う前に、制御周期(AD変換によるデータ読み込みおよび電流値出力の間隔)を決定するため、ON-OFF 制御のみで約 30msec(図 4.1)と約 150msec(図 4.2)で制御したものを比較した。30msec はマイコンの処理速度を考慮し、無理のない程度にできる限り制御周期を短くした間隔である。ON-OFF 制御で制御周期以外の条件は同じであるが、30msec で制御したほうは散乱光強度が 1.4V $\sim$ 2.2 V の間で振動するのに対し、150msec で制御したものは 1.2 V $\sim$ 2.7 V で振動している。30 msec で制御したほうが振動幅が半分程度になっており、また、散乱光強度の振動に合わせ振動している鏡面温度についても振動幅が小さくなっている。鏡面冷却制御では、散乱光強度をできる限り一定に保ち続ける必要があり、振動幅が大きいことは鏡面上の露(霜)が大きく成長したり、蒸発したりを繰り返している状態を意味する。このため、鏡面冷却の制御において、散乱光強度の振動幅は小さいほうが好ましく、制御周期を短くしたほうがよい事が確認できた。よって、今後すべての制御は 30msec で行うこととした。

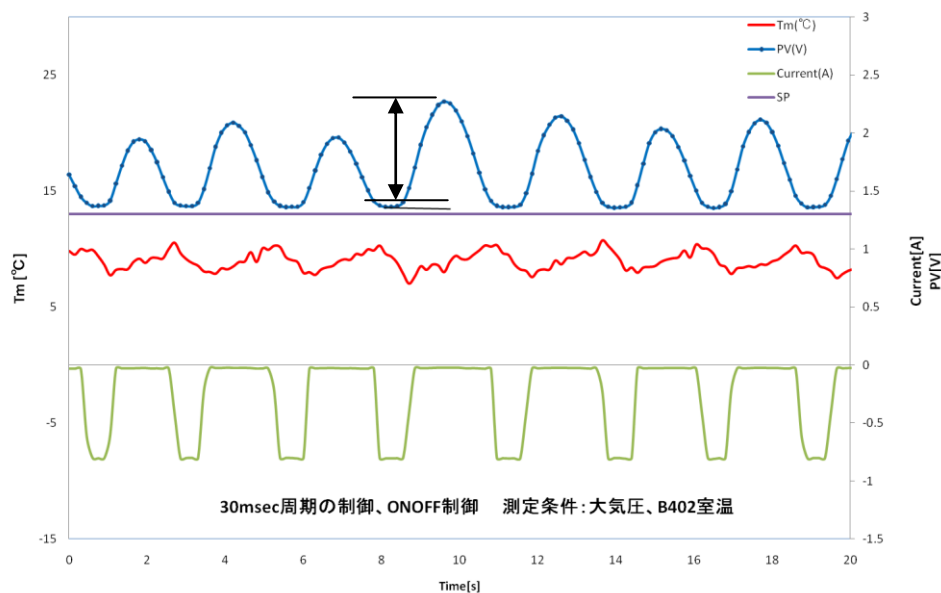


図 4. 1 制御周期 30msec でのON－OFF制御

Tm(赤線):鏡面温度、PV(青線): 光電センサで検出した散乱光強度、Current(緑線):ペルチェ電流

SP(紫線):目標散乱光強度

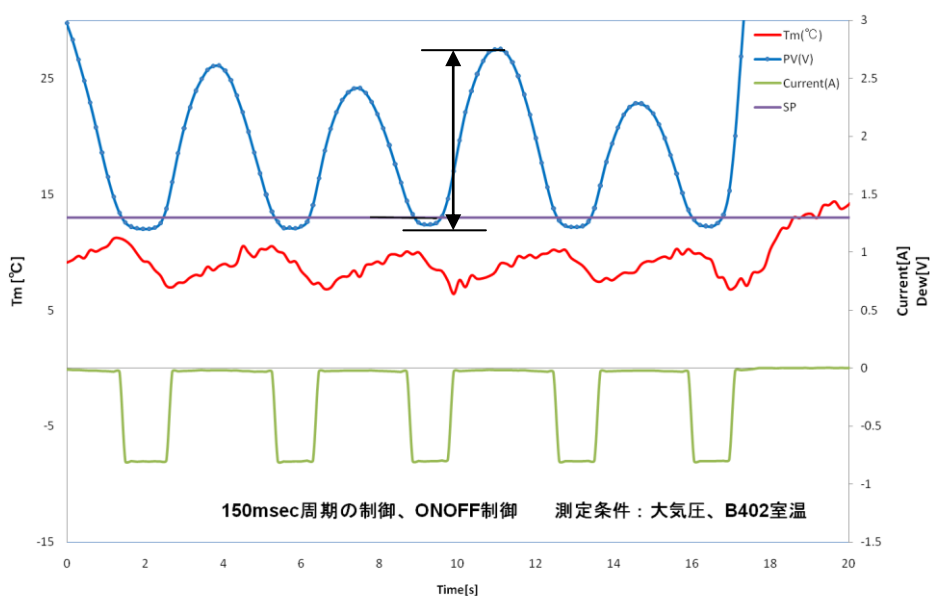


図 4. 2 制御周期 150msec でのON－OFF制御

Tm(赤線):鏡面温度、PV(青線): 光電センサで検出した散乱光強度、Current(緑線):ペルチェ電流

SP(紫線):目標散乱光強度

4.1.2 鏡面冷却制御におけるPID制御

鏡面冷却制御におけるPID制御について、比例(P)制御、積分(I)制御、微分(D)制御それぞれの制御の特徴・役割についてまとめる。

図4.3は、初めPID制御パラメータを全てゼロにした状態から、180秒間PID制御パラメータを与える操作を4度繰り返しており、比例係数 K_p を180sec毎に大きくしていった時の鏡面冷却制御の様子を示す。初め、 K_p の値が小さく出力も小さいため、鏡面に結露を付けるまで鏡面を冷却するに至らなかった。 K_p を段々と大きくしていくと、出力が大きくなるため、制御による散乱光強度の振動が大きくなり、定常偏差が小さくなることが確認できる。また、出力が大きくなるため、鏡を素早く冷却していることが確認できる。鏡面冷却の制御では鏡面に付いた結露の量(散乱光強度)が一定となった時、鏡面温度が露点温度となっているため、この場合も鏡面温度は露点温度になっているはずである。しかし、定常偏差の大きさは環境場に依存する。大気観測のような常に環境が変わる場合、定常偏差の大きさは環境に応じて変化することから、定常偏差を残したままのある一定の散乱光強度の値に保つことは困難である。このため、I制御を加え、目標散乱光強度で一定となるように制御を行う。

次に、PI制御において、積分係数 K_i を変化させた時の様子を図4.4に示す。 $K_i=0$ では、P制御となるため、定常偏差が残る。 K_i を大きくしていくと、定常偏差をなくすように働くことが確認できる。 K_i を大きくすると素早く平常偏差をなくすことができおり、目標散乱光強度で一定となる。

D制御は、偏差の増減の動向を操作量の決定に反映して制御特性の改善を図るために、偏差の微分に比例する項を出力に加える制御である。鏡面冷却制御において、散乱光強度は素早く反応し、オーバーシュートすることがよく見られる。例えば図4.4の時刻790secで見られるようなオーバーシュートを抑えるため、D制御をマイナス方向に加え、散乱光強度が増加(減少)する傾きに比例して出力が小さく(大きく)なるようにした。つまり、結露が素早く増え、散乱光強度が急に増加した時には、冷却を弱め急な変化を防ごうとする制御である。図4.5にPI制御に微分(D)制御を加え、微分係数 K_d を段々と大きくした時の様子を示す。 K_p 、 K_i は固定し、 K_d のみを段々と大きくしたD制御を加えることで、散乱光強度に振動が少なく緩やかな変動となることが確認できる。また、 K_d を大きくすると、細かな振動が小さくなっていく事が確かめられる。図4.5で示した結果は風速がゼロでの鏡面冷却の制御である。風速がある場合は、PI制御だけでは大きな振動が続き、安定した制御が不可能であった。D制御は散乱光強度の急な変動を抑えることから蒸発凝結速度が速くなる風速を与えた制御で特に有効であると予想される。風速を与えた実験は4.2.3で示す。

大気圧(1000hPa)、室温(20℃)、無風の条件において、最も良いと思われる鏡面冷却制御は図4.5のPID制御の(K_p, K_i, K_d)=(32, 64, 8)である。散乱光強度の振動がなく常に目標散乱光強度で一定となっている。環境(気温、気圧、風速、水蒸気量)を変化させた状況で、常にこのような制御ができることを目指し、鏡面冷却制御の環境にどの程度影響を受けるかを第4.2節の実験で確かめた。

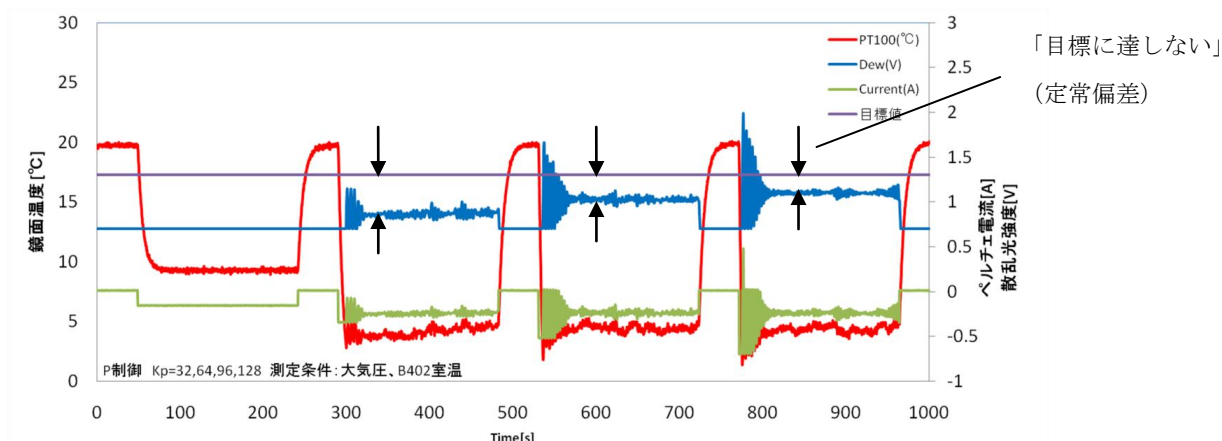


図 4.3 P 制御（赤線:鏡面温度、青線:散乱光強度、緑線:ペルチェ電流、紫線:目標散乱光強度）

左から順に PID 制御パラメータ $(K_p, K_i, K_d) = (32, 0, 0)$ 、 $(64, 0, 0)$ 、 $(96, 0, 0)$ 、 $(128, 0, 0)$

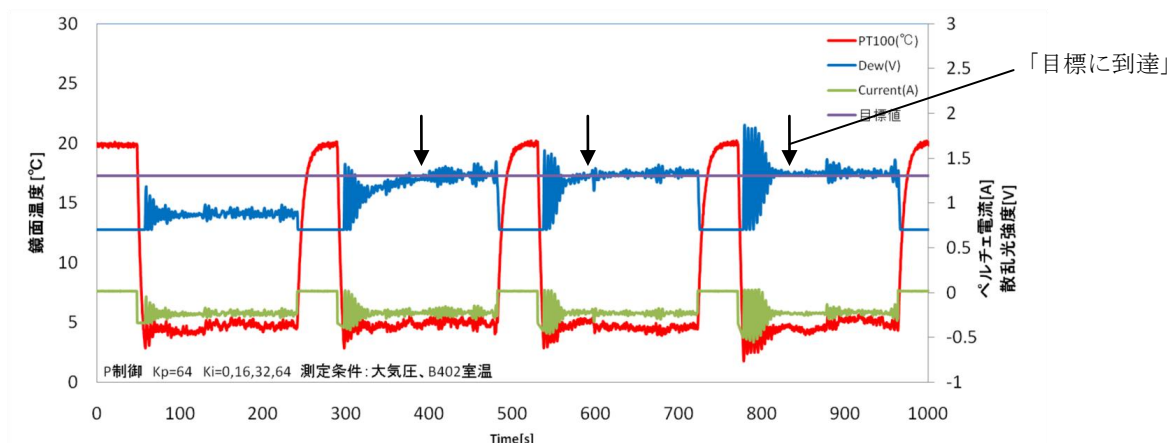


図 4.4 PI 制御（赤線:鏡面温度、青線:散乱光強度、緑線:ペルチェ電流、紫線:目標散乱光強度）

左から順に PID 制御パラメータ $(K_p, K_i, K_d) = (64, 0, 0)$ 、 $(64, 16, 0)$ 、 $(64, 32, 0)$ 、 $(64, 64, 0)$

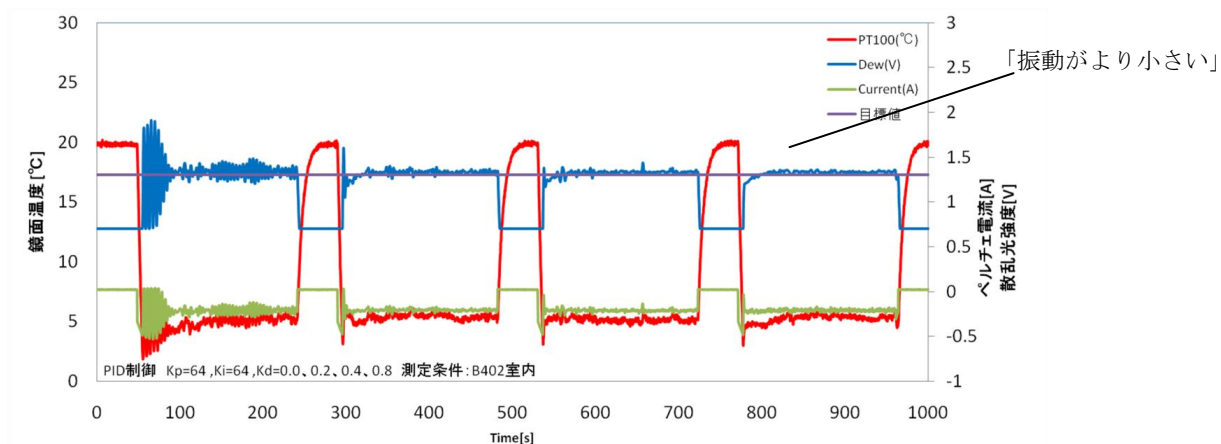


図 4.5 PID 制御（赤線:鏡面温度、青線:散乱光強度、緑線:ペルチェ電流、紫線:目標散乱光強度）

左から順に PID 制御パラメータ $(K_p, K_i, K_d) = (64, 64, 0)$ 、 $(64, 64, 2)$ 、 $(64, 64, 4)$ 、 $(64, 64, 8)$

4. 1.3 PID 制御+ON/OFF 制御

大気観測で露点温度を計測中は、常にうっすら露を付けた状態を保つ必要がある。しかし、大きく変動する大気中の露点温度では、極めて短時間に湿潤大気から乾燥大気に突入した場合などは鏡の露や霜が完全に飛んでしまうことがあり得る。このような事態が起こらないように PID 制御で常に散乱光強度を一定に保つべきであるが、万が一、露が飛んだ場合に備え、乾燥しきった状態から素早くうっすらと露が付いた状態に戻すための制御を加える。

PID 制御のみにて鏡面冷却の制御を行う場合、鏡面温度 > 露点温度となってしまうと、鏡面に結露がなくなった時はどんなに鏡面温度と露点温度の差が大きくても出力値を変えることができず、素早く目標の結露の量を付けることが困難となる。乾ききった状態から素早く目標散乱光強度に達するように、鏡が乾いた状態の時のみ ON/OFF 制御とし、できる限り鏡が乾いた状態にならないようにした。

鏡が乾いた状態(散乱光強度 1.0V 以下)の時、ペルチェ電流 - 1.5A(制御電流 - 11.3 mA)を固定して流す。鏡面が露点温度以下に冷やされ結露が始まったら(散乱光強度 1.0 V より大きい時)、PID 制御に切り替える。ON 制御から PID 制御に切り替えた時、積分制御の積分値の初期値には ON 制御を開始してから結露が始まる瞬間までの時間に比例した値を入れる。ON 制御を開始してから結露が始まるまでの時間は、鏡面温度と露点温度の差に対応しており、その温度差を作るために必要な電流量を計算し、その値を積分値の初期値とした。これにより、ON-OFF 制御から PID 制御に切り替わった時の散乱光強度の振動が少なくなるようにし、素早く鏡面温度が露点温度に落ち着くようにした。

ON 制御を入れた時と入れなかった時の制御の様子を図 4.6 と図 4.7 にそれぞれ示す。ON 制御を追加した時(図.7)は、PID 制御のみの時(図 4.6)に比べ素早く鏡面温度が下がる事が確認できる。鏡面温度が露点温度で一定になるまでの時間は、PID 制御のみの時が約 8 秒であり、PID+ON 制御が約 4 秒であり、半分程度の時間で素早く露点温度を計測する事ができている。

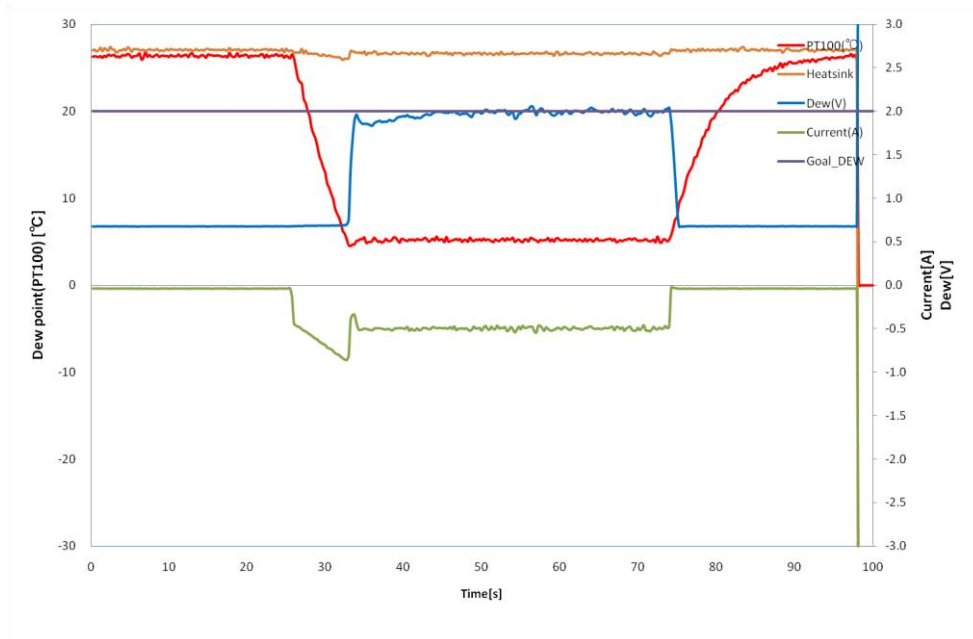


図 4.6 PID 制御 $(K_p, K_i, K_d) = (32, 64, 0.2)$ 扇風機で弱風を当てながら計測
 T_m (赤線):鏡面温度、PV(青): 光電センサで検出した散乱光強度、Current(緑):ペルチェ電流
 SP(紫): 目標散乱光強度

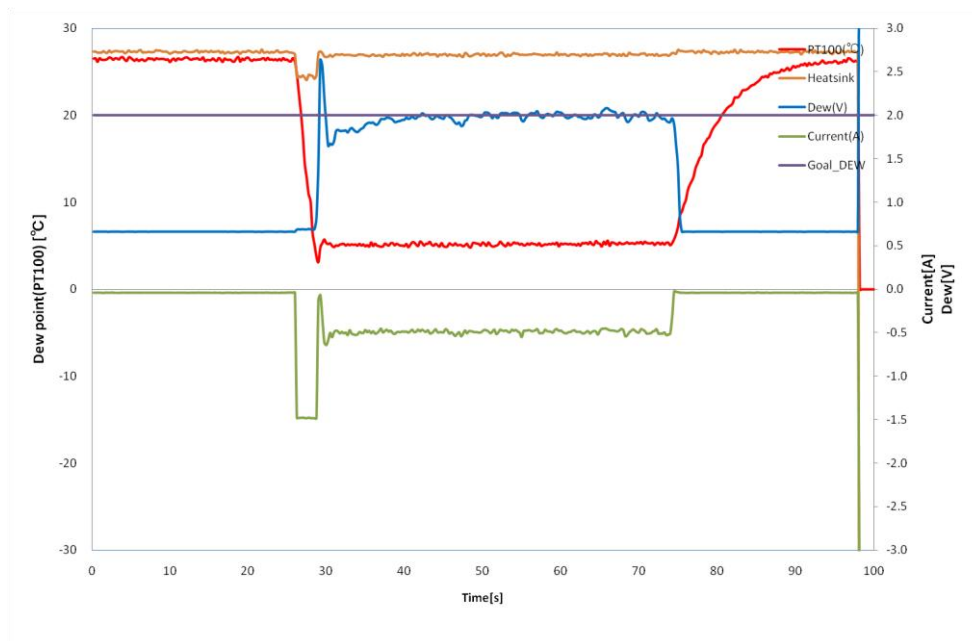


図 4.7 PID 制御 $(K_p, K_i, K_d) = (32, 64, 0.2)$ + ON 制御 扇風機で弱風を当てながら計測
 T_m (赤線):鏡面温度、PV(青): 光電センサで検出した散乱光強度、Current(緑線):ペルチェ電流
 SP(紫): 目標散乱光強度

4. 1.4 目標散乱光強度(鏡の曇り具合)

鏡面冷却方式水蒸気センサでは、鏡面に付いた露(霜)を平衡状態に保つ必要がある。露が増えもせず、減りもしない平衡状態の時、鏡面に付いた露の量に依らず、鏡面温度と露点温度が等しくなっているはずである。つまり、原理的には目標散乱光強度の値に影響されず、鏡面温度と露点温度は等しくなる。目標散乱光強度の値に依存しない事を確かめるため、目標散乱光強度を 1.1 V、1.3 V、1.5 V、3.0 V、5.0 V に変化させた時の露点温度や散乱光強度の様子を調べた。

結果を図 4.8 に示す。下図は露点温度付近を拡大した図である。目標散乱光強度を変化させても最終的に鏡面温度は同じ値に落ち着く事が確認できた。鏡面温度が一定に落ち着いた状態の鏡面温度を平均値を露点温度とし、標準偏差 σ を求めると、露点温度 $T_d=13.8^{\circ}\text{C}$ 、 $\sigma=0.10^{\circ}\text{C}$ であった。目標散乱光強度を変化させた時、鏡面温度が露点温度に至るまでの時間を比較するため、鏡面温度が「露点温度 $\pm 3\sigma$ 」内に入るまでの時間を測った。目標散乱光強度を大きくすると、散乱光強度の振動は大きくなるが、露点温度に至るまでの時間は短くなる傾向があることがわかる。この時、PID 制御パラメータは不変で、目標散乱光強度を大きくするほど散乱光強度の初期値と目標散乱光強度の差が大きくなるため出力(ペルチェ電流)が大きくなるので、鏡面が素早く冷却されたと考えられる。

目標散乱光強度の値によって散乱光強度や鏡面温度の様子が変わることと、最終的には目標散乱光強度の値によらず鏡面温度が露点温度を示すことが確かめられた。散乱光強度は鏡に付く凝結物の大きさに対応している。産業用に用いられる FINEDEW™ の目標散乱光強度は 1.3V に設定されており、この時の水滴の大きさは約 $5\mu\text{m}$ である。鏡面冷却の制御において鏡面が露点温度以下になった時、露が発生し、間をおかずに約 $5\mu\text{m}$ まで成長する(日本機械学会, 1992)。目標散乱光強度は、鏡面に作る露の大きさを決定することに対応し、目標散乱光強度を低く設定することは小さな露を鏡面に作ることになる。小さな水滴のほうが成長速度は早いため、鏡面冷却制御には望ましいと思われる。しかし、露が小さすぎると曲率効果が働き露点温度(水蒸気分圧)を高く計測してしまう。また、大気観測の場合には大きな環境場の変動があるため、鏡面上の露が小さな水滴の場合は少しの変動で露が飛んでしまい恐れがあり制御を外しやすい。これらのことを考慮し、目標散乱光強度を設定する必要がある。

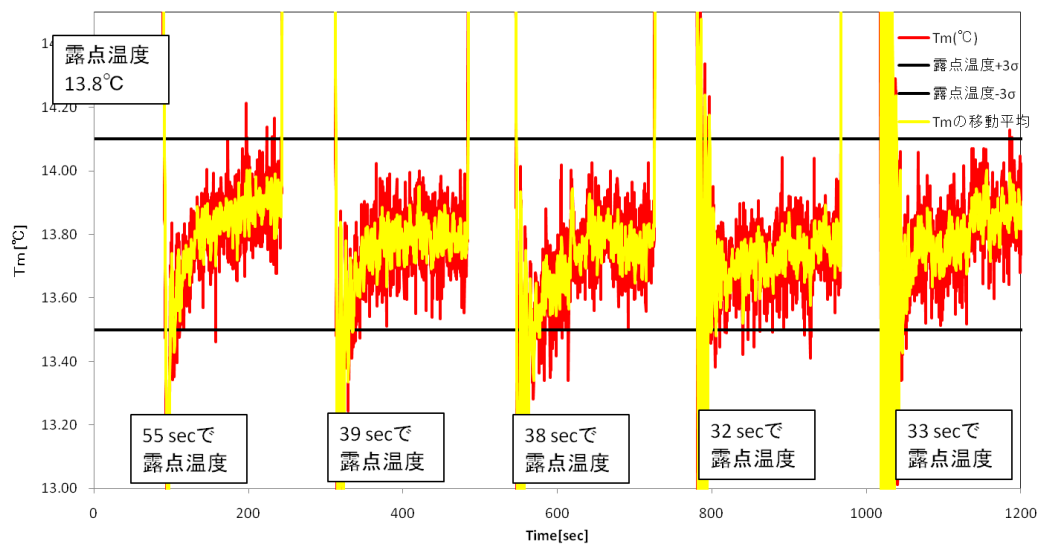
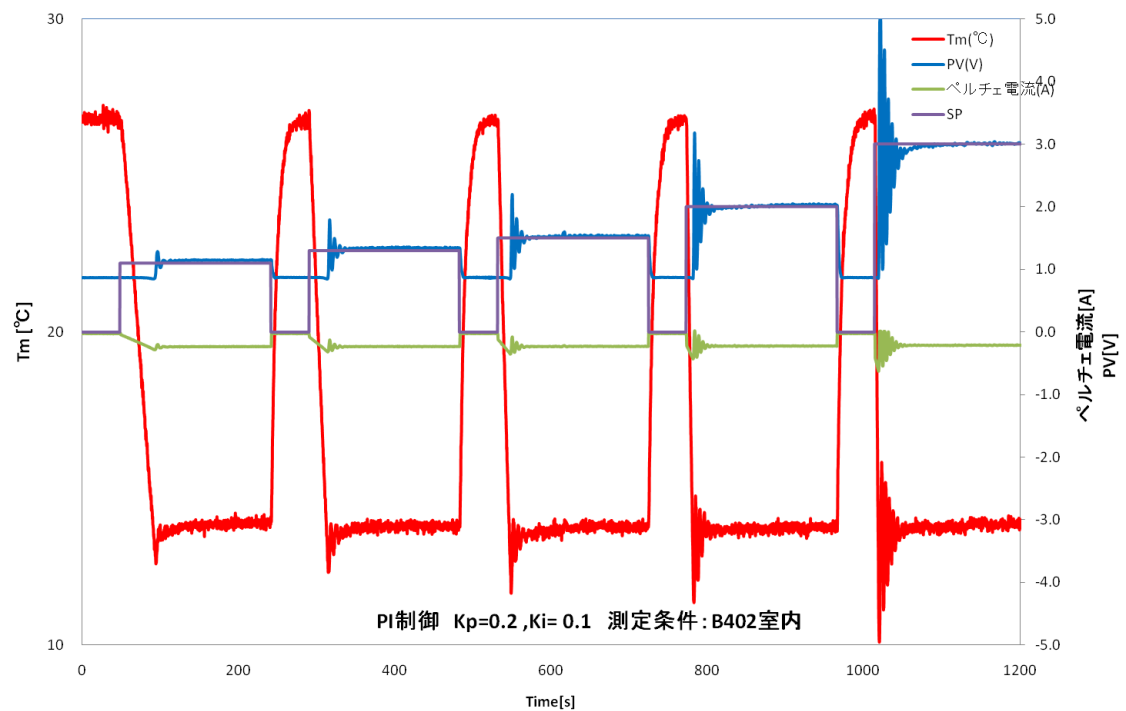


図 4.8 目標散乱光強度を変化させた制御

Tm(赤):鏡面温度、PV(青): 光電センサで検出した散乱光強度、Current(緑):ペルチェ電流
SP(紫):目標散乱光強度

下図は露点温度付近の拡大図。鏡面温度の 1sec 平均(黄線)、黒線の範囲は露点温度 $\pm 3\sigma$ の範囲を示す。

4.2 制御パラメータの環境依存性の評価実験

4.2.1 気温依存性

大気圧・常温(約 20℃)で制御を安定させることができる PID 制御パラメータに設定・固定し環境を変えた時にどの範囲まで安定した制御が可能であるかを調べる。図 4.9 は北海道大学低温研究所の低温室で気温を変化させた時に、露点温度の計測を行った時の様子である。低温室は初め約 10℃であり、-20℃に設定して気温を下げ続けた。45 分(2800sec))程度経過したところで再び、10℃に設定し、気温を上昇させた。

低温室内の気温の低下とともに露点温度が下がっている様子が確認できる。この時、散乱光強度はほぼ一定であるが、露点温度が 8℃から - 10℃くらいまで下がる間は細かな振動が確認できる。この細かな振動が露点温度計測にどの程度影響するかは定量的な考察はできていない。露点温度が下がる傾きの減少とともに振動が少なくなっていることから、水蒸気量の変化量が大きい時、振動が起こるのではないかと推測できる。

露点温度が - 16℃付近になった時刻 1400sec の時、鏡面温度が急上昇し、その後振動が続いていることがわかる。散乱光強度を見ると、この前後で振動の周期が大きく異なる。よって、この点で鏡面の凝結物の相変化が起こったと考えられ、鏡面温度が - 16℃までは過冷却の状態で露が存在し、この露が氷になることで、散乱率を変えることや氷と水の凝結速度の違いで、露の PID 制御パラメータでは安定した制御ができずに周期の長い大きな振動が起きたと考えられる。

時刻 2800sec 経過後、低温室の設定を - 20℃⇒10℃にした時、低温室内が飽和状態となった。この時、制御が加熱制御に切り替わり、気温に対して鏡を暖める制御となる。図から明らかなように加熱制御時には周期の短い振幅の大きな振動が起こる。冷却に比べ、加熱は効率が良いため同じ PID 制御パラメータでは大きな振動が生じてしまい、冷却と同じパラメータでは安定した制御はできないことがわかる。

低温室での気温を変化させた環境での露点温度計測実験より、露と霜で PID 制御パラメータを切り替える必要があることが確かめられた。また、今回計測した範囲(露点温度 - 15～10℃、霜点温度 - 16～ - 20℃)では、凝結物が同じ相であれば PID 制御パラメータを切り替える必要がなかった。大気観測ではさらに低温まで下がるため、凝結物が氷の状態どこまで同じ PID 制御パラメータで計測できるか確かめる必要がある。もう一点は、加熱制御時は冷却制御とは異なることがわかった。加熱制御時は、冷却制御時より敏感に鏡面温度が反応するため、細かな振動が大きく続いている。出力を抑えることや微分制御を強くするなどの対応が有効だと考えられる。

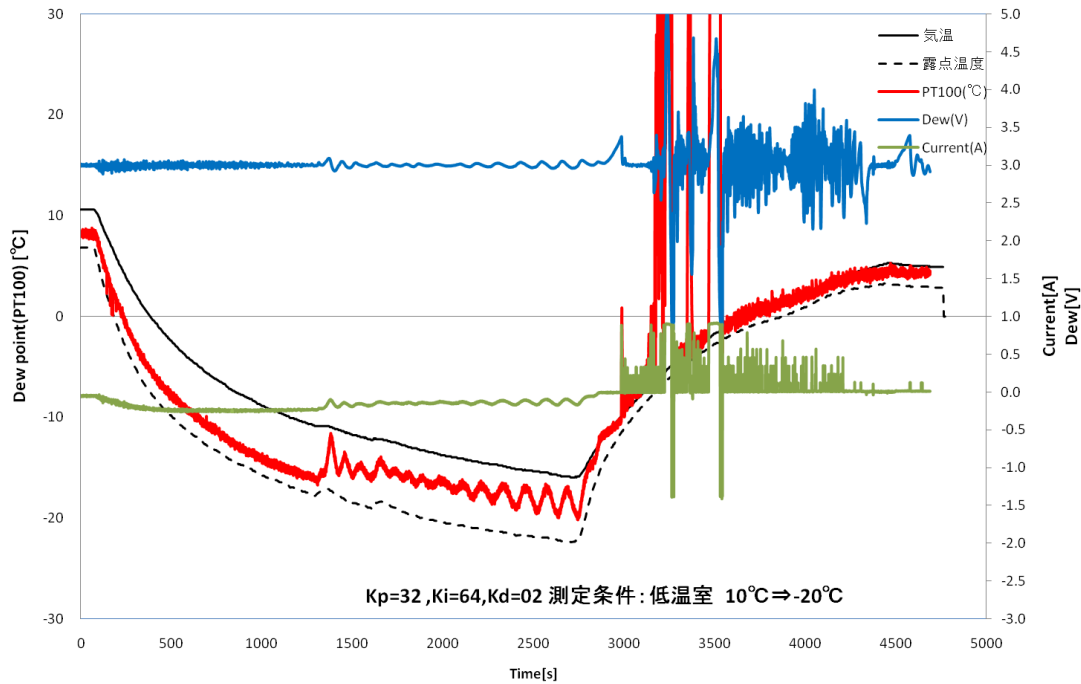


図 4.9 PID 制御パラメータ固定で気温を変化させた時の制御の様子

図 4.10 は図 4.9 で相変化した時刻 1400sec 前後を拡大したものである。70sec あたりの相変化の前後で、露点温度と霜点温度に大きな差が生じていることがわかる。鏡面に露が付いていると思われる時の鏡面温度・20.3°C に対し、霜が付いていると思われる時の鏡面温度は・17.9°C であった。気温が 0°C 以下の領域では、同じ水蒸気量に対して露点温度 < 霜点温度となり、氷の飽和水蒸気圧より過冷却水の飽和水蒸気圧のほうが高くなる。露点温度と水蒸気圧、霜点温度と水蒸気圧の変換には、それぞれ様々な式があるが、ここでは、次式を用いる。水に対する飽和水蒸気圧は、飽和水蒸気圧 e_w [hPa]、 T_w [°C] とすると、

$$e_w = 6.112 \times \exp\left(\frac{17.62}{243.12 + T_w}\right) \quad (4.5)$$

である。一方、氷に対する飽和水蒸気圧は、飽和水蒸気圧 e_i [hPa]、 T_i [°C] とすると、

$$e_i = 6.112 \times \exp\left(\frac{22.46}{272.62 + T_i}\right) \quad (4.6)$$

である。式(4.5)(4.6)を用いて、霜点温度から露点温度へ変換すると、水蒸気分圧は一定値 1.27 hPa であり、その水蒸気分圧に対する霜点温度・17.8°C であり、露点温度は・20.0°C となる。露から霜へ相変化する前の露点温度との差が 0.3°C と近い値をとることがわかった。これらの考察より、散乱光強度が滑らかに変化している時刻 1400sec で相変化の起きたと考えられる。

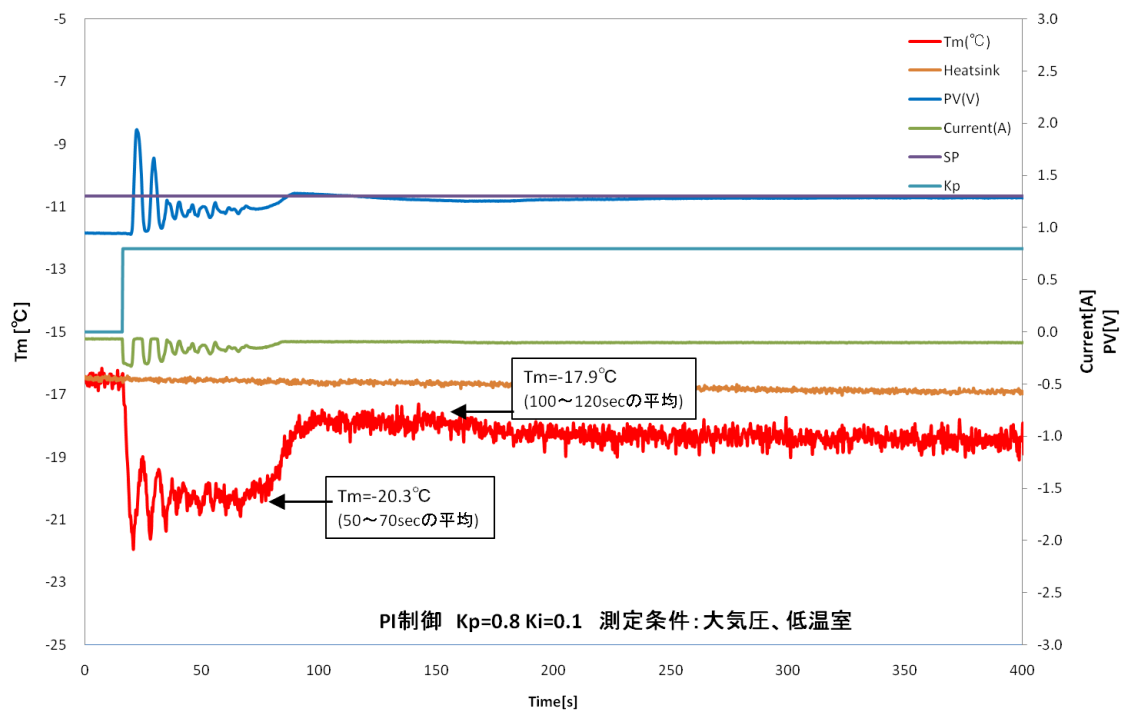


図 4.10 霜への相変化

T_m (赤線):鏡面温度、 PV (青線): 光電センサで検出した散乱光強度、 $Current$ (緑線):ペルチェ電流

SP (紫線):目標散乱光強度

次に過飽和状態の測定のため、および、雲粒の混在による測定汚染の回避のため、加熱制御を加えた。高層気象観測において、雲に入ったときを想定した制御で、雲粒(水滴)が鏡面に直接当たらないようにすれば、雲中の過飽和度を計測することができる。図 4.11 は、加湿器によって作り出した過飽和状態で測定したときの鏡面温度および散乱光強度を示している。加熱は冷却に比べ効率が良いため、小電流で大きな温度差を作ることができるため、冷却の PID 制御パラメータとは区別して考える必要がある。この測定時、加熱側の制御は、比例制御($K_p=0.1$)のみで行っている。40sec あたりで加湿器による過飽和の空気に鏡面をさらしたため、加熱が始まり鏡面温度が上昇している。図 4.11 の実験時では、比例制御のみのため、1V 以上の大きな定常偏差が残っていることが確認できる。

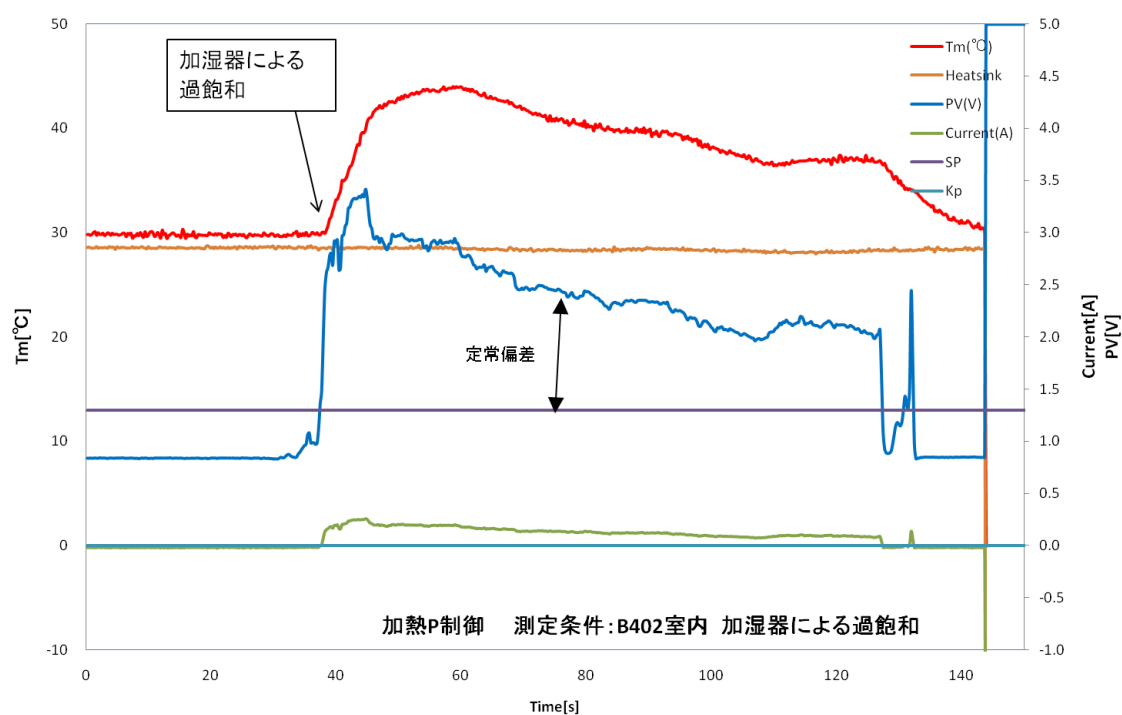


図 4.11 過飽和時の加熱制御

Tm(赤):鏡面温度、PV(青線): 光電センサで検出した散乱光強度、Current(緑):ペルチェ電流
SP(紫):目標散乱光強度

4.2.2 気圧依存性

気圧槽を用いて気圧を変化させた環境で、露点温度の計測を行った。図 4.12 は気圧を 1000、500、30hPa での計測の様子を示している。ここでは、比例制御のみで制御を行ったため、定常偏差が残っている。また、気圧を下げる時は、ポンプで槽内の空気を排出するため、水蒸気も一緒に排出され、気圧を下げるほど、露点温度も下がっている様子が確認できる。30hPa については、結露させるまでに至らなかった。

1000hPa の時、気温が約 30℃に対し、露点温度が約 15℃で、式(4.6)により水蒸気圧に変換すると、17 hPa である。気圧槽ではポンプにより気圧下げるため、気圧槽内の内壁や装置から水の蒸発がないと仮定すれば、水蒸気圧も気圧に比例して下がると考えられる。よって、500hPa のとき、水蒸気圧は約 8.5hPa となり、露点温度に換算すると、約 5℃となる。さらに 30hPa のとき、水蒸気圧は 0.51hPa となり、露点温度は約 -30℃となる。よって、気温 30℃において、気圧を 30hPa まで下げると、ペルチェ素子で 60℃の温度差を作る必要がある。第3章より、ペルチェの性能が 30hPa、18℃において最大温度差が 60℃であることを考えると、最大限ペルチェの性能を発揮させないと、鏡面冷却制御を行うのは困難である。

ここでは、気圧変化のみに鏡面冷却制御がどのように依存するか確認したかったが、気圧槽を用いた実験では水蒸気量が気圧に比例して下がってしまい、気圧のみによる影響を調べる事が困難であった。このため、気圧依存性については理論的な検討を第 4.4 節で行う。

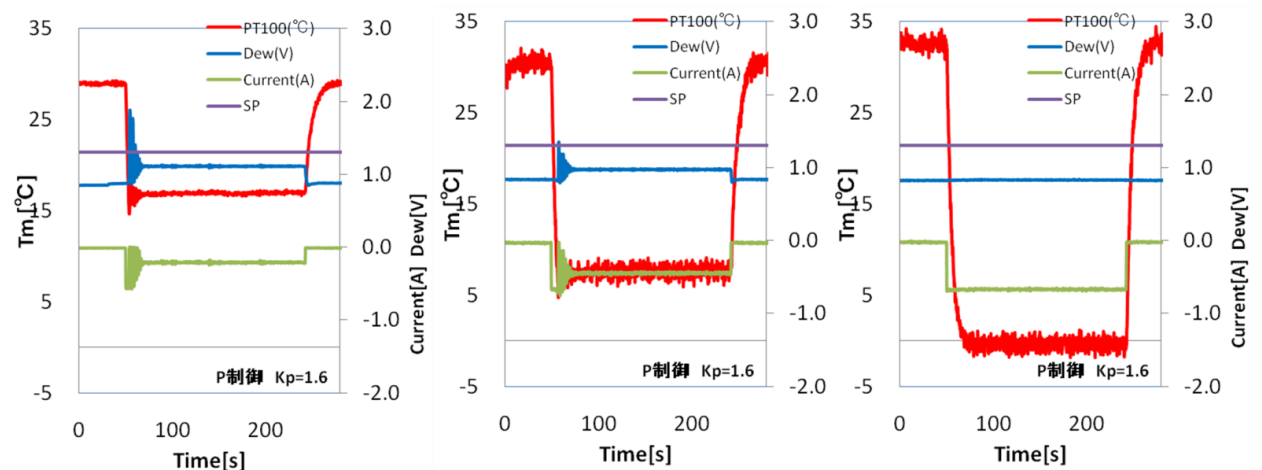


図 4.12 PID 制御パラメータ固定で気圧を変化させた時の制御の様子
左から 1000hPa、500hPa、30hPa

4.2.3 風速依存性

鏡面冷却制御は鏡面付近にある程度の空気の流れが必要とされる。ここでは、鏡面付近にあたる風速を変化させた時の鏡面冷却の制御の様子を確認した。図 4.13 は、風速なし、弱風、強風時において、微分係数 K_d の値のみを 0、0.2、0.4、0.8 と変更し、ステップ応答を見た。上図は風速なし、中図は弱風、下図は強風の時の応答の様子を示す。風速がない時は K_d が 0 以外で振動がなく素早く目標散乱光強度に落ち着いている。しかし、風を与えた時は K_d が 0.8 の時、微分制御による出力が大きすぎるためか散乱光強度、ペルチェ出力に振動が増える事が確かめられた。風速が強いほど、振動が大きくなる事がわかる。この原因としては、鏡面近傍に生じている境界層(水蒸気濃度勾配、温度勾配)が乱されることや、鏡面近傍の水蒸気輸送が活発になり凝結物の蒸発凝結速度が早くなるためだと考えられる。

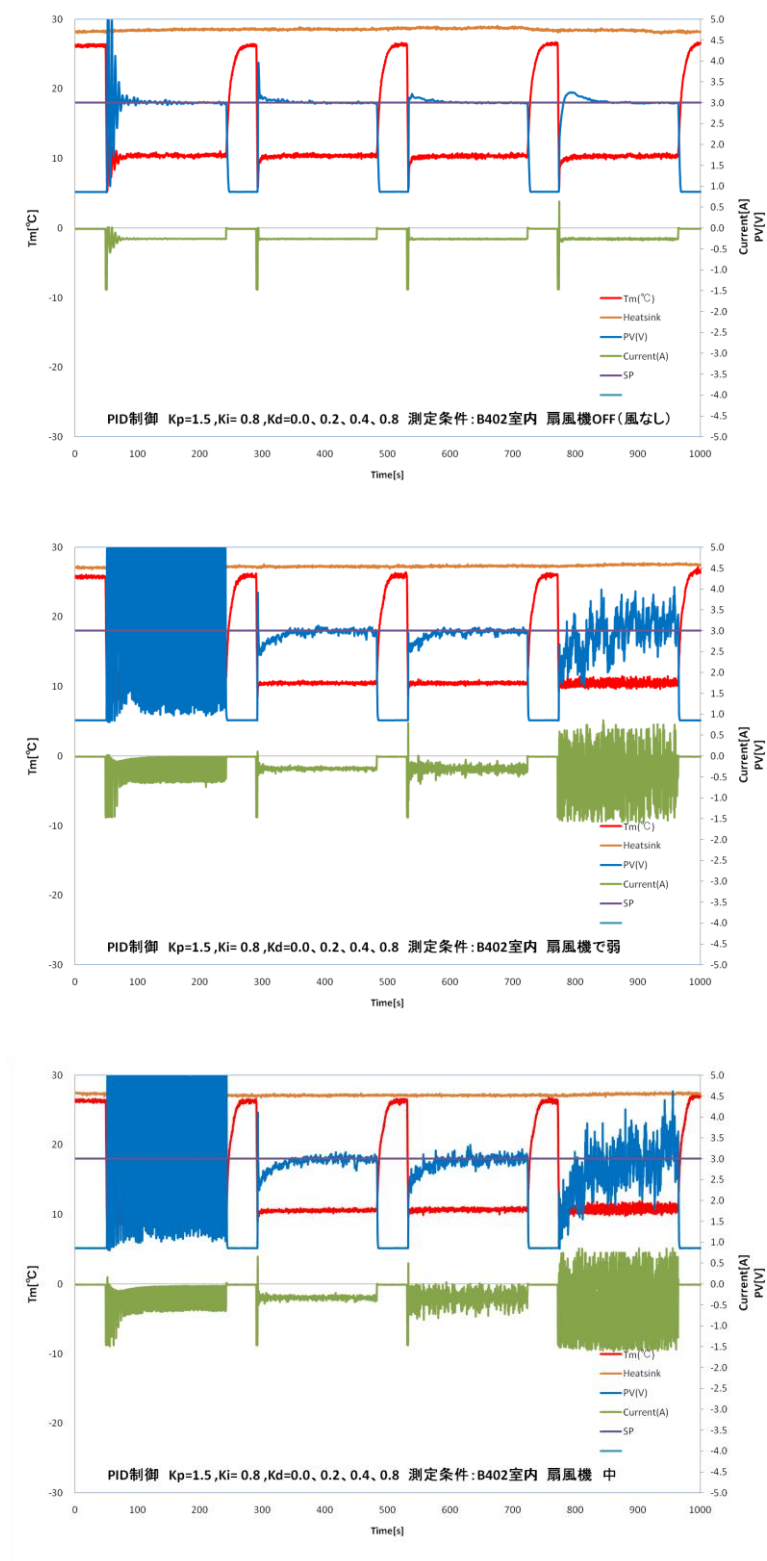


図 4.13 FINEDEW センサに当たる風速の影響

上: 風速なし 中: 扇風機 弱風 下: 扇風機 強風

各図とも Kd のみを変更。Kd が 0 もしくは 0.8 は振動が大きくなる。(Kd は大きすぎてもダメ)

4.3 Meteolabor 社製 Snow White との比較計測実験

Snow White はスイスの Meteolabor 社が開発したラジオゾンデ用鏡面冷却型露点温度計である。1996 年から使われており改良が進められている。上部対流圏の非常に乾燥した領域などではうまく制御できていないとされているが、ゾンデ版 FINEDEW™と同様、ペルチェ式の冷却方式を取っており、比較対象としては妥当である。ゾンデ版 FINEDEW™と異なる最も大きな点はコントロール回路がアナログ回路で作られていることである。このため、鏡面冷却における PID 制御パラメータを環境に応じて変化させることが困難であると考えられる。

Snow White と鏡面温度の応答を比較した結果を図 4.14 に示す。ここで用いたゾンデ版 FINEDEW™の PID 制御パラメータは、 $(K_p, K_i, K_d) = (32, 64, 0.2)$ である。20sec でゾンデ版 FINEDEW™と Snow White で、同時にペルチェ電流を ON にした。両センサとも素早く立ち下がっている (Snow White のほうが若干立ち下がり速度は早い)。鏡面温度が一定になった値を露点温度とすると、Snow White は大きくオーバーシュートしてしまい、露点温度に達するのにゾンデ版 FINEDEW™より時間がかかっている。また、計測中、140sec、170sec、210sec の計3回、両センサに息を吹きかけた時の応答を見た。両センサとも鏡面温度については同程度の反応を示している。しかし、ペルチェ電流に注目すると、Snow White に比べ、ゾンデ版 FINEDEW™は大きく出力を変動させている。光電電圧については、Snow White に比べ、ゾンデ版 FINEDEW™の散乱光強度のほうが敏感に大きく反応している様子がわかり、鏡の反射光または散乱光の検出感度が高いことがわかる。これは、鏡面の凝結物のわずかな変化にも対応できることを示していると思われるが、定量的な確認は行っていない。(Snow White は光電電圧を直接モニタしていないため、実際に制御に用いている光電電圧値がどうなっているかの詳細は不明。)

ゾンデ版 FINEDEW™で計測した露点温度に $1^{\circ}\text{C} \sim 2^{\circ}\text{C}$ のバイアスが生じている。考えられる原因は、①Snow White とマイコンとの間のインターフェイス回路で、レファレンス電圧値が数%ずれているため、②ゾンデ版 FINEDEW™の PT100 での計測誤差、③その他、が考えられる。ここまでの実験では、正しく露点温度を測るよりも、安定した鏡面冷却の制御を目的としているため、ゾンデ版 FINEDEW™の PT100 や回路について校正していない。ゾンデ版 FINEDEW™における測定誤差については第6章でまとめる。

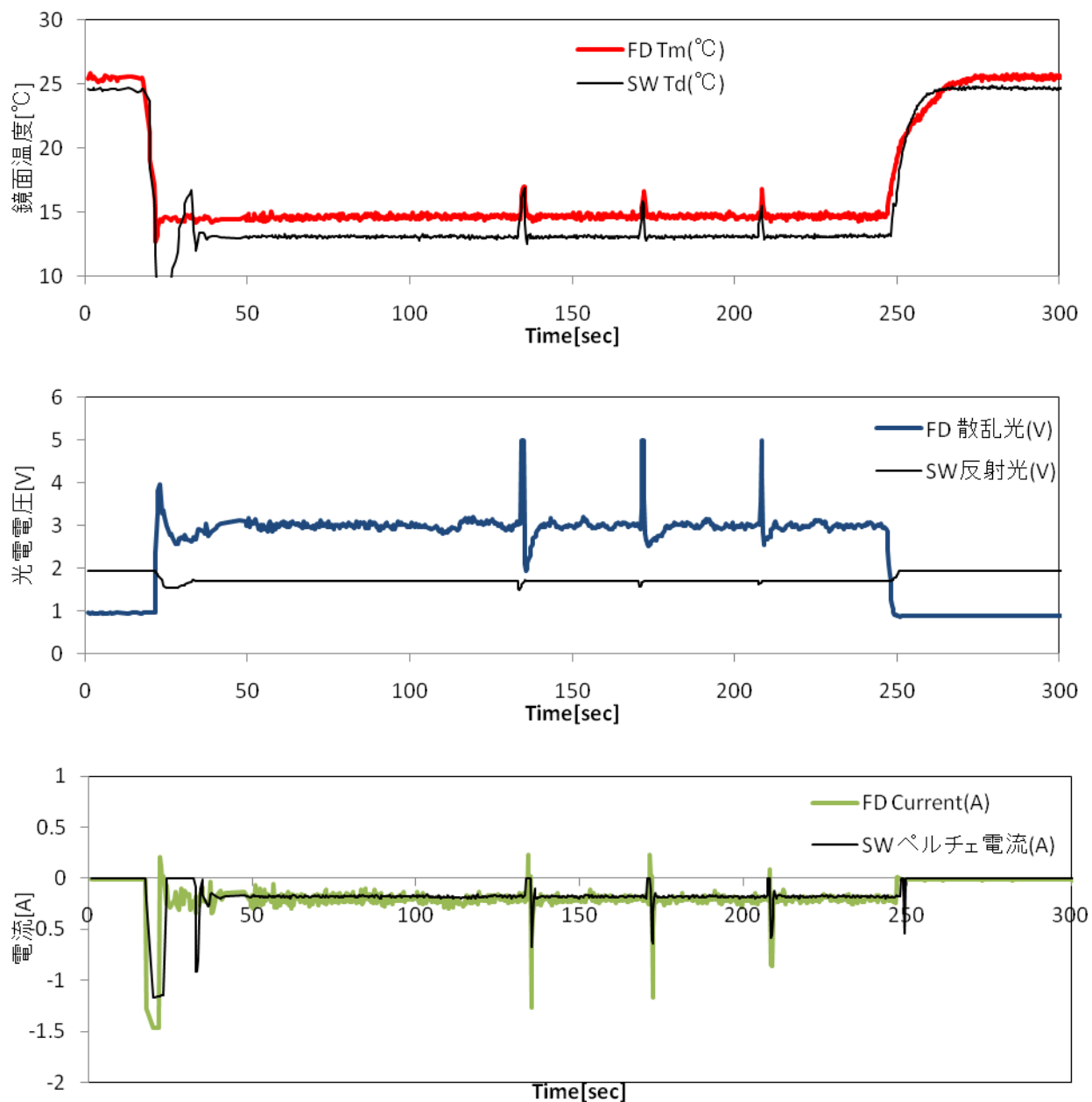


図 4.14 ゾンデ版 FINEDEW™と Snow White の比較計測。ゾンデ版 FINEDEW™の PID 制御パラメータは(K_p, K_i, K_d)=(32,64,02)である。

上:鏡面温度ゾンデ版 FINEDEW™の(赤)のほうが Snow White(黒)より早く一定に落ちつく。

途中で息を吹きかけた時(3回)の応答の様子はほぼ同じ。

バイアスの原因は調査中(おそらく Snow White とマイコンのインターフェイス回路で問題有)

下:ゾンデ版 FINEDEW™のペルチェ電流(緑)と Snow White のペルチェ電流(黒)の比較

ゾンデ版 FINEDEW™のほうが結露の変動に対して、大きく出力値を変化させている。

4.4 制御パラメータの環境依存性の理論的検討

鏡面冷却方式センサにおける最適な PID 制御パラメータは、環境場(気圧・気温・水蒸気濃度)に依存すると考えられる。これは、環境場によってペルチェ素子による冷却能力が変化するためと、露(霜)の蒸発凝結速度が環境場によって変化すると考えられるためである。後者の蒸発凝結速度は、露(霜)による散乱光強度の変動に対応することから、散乱光強度を一定にする制御において特に重要なのではないかと考えられている。ここでは、露(霜)の蒸発凝結速度の環境場による依存を検討するため、空気中の水蒸気を物質ととらえ、物質移動の観点から理論的に蒸発凝結速度(物質移動速度)の考察を行う。

ある物質において濃度差があれば必ず拡散による物質の移動が生じる。露点温度に等しくなるように制御された鏡面付近では、水蒸気の濃度勾配がないため、拡散による水蒸気の移動は生じない。しかし、実際には大気中の露点温度は常に変動しており、水蒸気の濃度勾配が生じてしまうと考えられる。鏡面冷却制御は鏡面温度を露点温度に合わせようとする事で、この濃度勾配を打ち消そうとする制御であると言えるが、濃度勾配が存在するか存在しないか判断するために参照できるものは散乱光強度の変動だけである。よって、蒸発凝結速度が遅いほど、濃度勾配の存在の有無を判断するのが遅れてしまうことになる。この遅れを少なくするために、蒸発凝結速度が遅い時ほど PID 制御パラメータの調整により積極的な制御を行う必要があるのではないかと考えられる。

また、流体中のある物質の濃度勾配は流れの状態によって左右される。鏡面近傍の流れは、流体の粘性の影響が強い領域(境界層)を生じていると考えられ、その境界層内の速度分布は、境界層方程式を解くことにより得られる。ここでは、簡単のため流れに対して平行に置かれた板に生じる層流場における境界層を考える(実際には、主流が様な流れとは限らない)。そこで得られた速度分布を連続式(質量保存則)に適用することで、濃度分布を導くことができ、物質移動速度が得られる。

ここでは、はじめに拡散による物質移動についてまとめ、その後、連続式(質量保存則)、境界層方程式についてまとめ、それらを解くことにより物質移動速度を得る。そして最後に、得られた物質移動速度をもとに高層気象観測における環境場での蒸発凝結速度について考察する。この節の議論は、浅野(1976)を主に参考にする。

4.4.1 拡散による物質移動

・フィックの拡散法則

鏡面付近での物質(水蒸気)および熱の移動について考察する。

静止した空間において、ある物質の濃度が場所によって異なる時、拡散により濃度を均一化する方向に物質は移動する。その拡散速度は濃度勾配および接触界面の大きさに比例し、拡散する物質および媒体(空気)の種類に関係することが知られている。これは Fick の法則と呼ばれ、1855 年 A.Fick により経験的に得られたものである。単位当たりの拡散速度(流速) J [kg/m²s] は、

$$J = -\rho D_{AB} \frac{\partial \omega_A}{\partial y}$$

(4.7)

で与えられる。 ρ は混合流体の密度、 D_{AB} は成分 A の成分 B に対する拡散係数[m²/s]、 ω_A は成分 A の質量分率[kg/kg]、 y は拡散方向の距離である。この拡散現象により物質の移動が行われ、濃度が均一にならない限り常に進行する。しかし、鏡面近傍の濃度勾配を直接測定することは困難である。そこで、流れ場において鏡面と空気の境界面の濃度と主流の濃度の濃度差が濃度勾配に依存するとみなし、濃度差を物質移動の推進力とみなす。すると、

$$(\text{物質の移動速度}) = (\text{物質伝達係数}) \times (\text{濃度差})$$

と熱伝達と同様に考えることもできる。物質伝達係数は流れの状態、流体の物性値などの関数であり、濃度分布から求めることができる。

分子スケールで観察すれば、個々の分子はすべて異なる速度で運動している。いま混合流体の微小要素の重心速度、すなわち局所質量平均速度 v を

$$v \equiv \sum_{k=1}^N \omega_k v_k \quad (4.8)$$

と定義し、速度 v に対して拡散により移動する成分 A の相対的な移動速度は k_A

$$J_A \equiv \rho \omega_A (v_A - v) \quad (4.9)$$

と定義することができる。

ここで、境界面における成分 A の速度(境界面と垂直方向)を v_A 、混合流体の密度を ρ_s 、成分 A の質量分率を ω_{AS} 、とすれば、 $(\rho_s v_A \omega_{AS})$ は単位時間あたりに単位面積を通過する成分 A の質量を表す。したがって、質量基準の表示を用いた物質移動流速 N_A [kg/ m²s] は、

$$N_A \equiv \rho_s v_A \omega_{AS}$$

であらわせる。変形すれば、

$$\begin{aligned} N_A &\equiv \rho_s v_A \omega_{AS} \\ &= \rho_s v_A \omega_{AS} + \{\rho_s \omega_{AS} (v_{AS} - v_s)\} \\ &= \rho_s v_A \omega_{AS} + (J_A)_s \end{aligned} \quad (4.10)$$

となる。 v_s は境界面における混合流体の局所質量平均速度である。第一項は境界面における流体の流れによる輸送を表し、第二項は拡散による輸送を表す。

・拡散係数

分子拡散は分子の熱運動に基づく現象である。簡単のため、分子運動を1次元(x 軸方向のみ)で考え、その速度を v_{mA} [m/ s] で代表されるものとする。また、2成分混合気体中の成分 A の個数密度[個/ m³] は x 座標のみの関数とする。この場合、成分 A の拡散流速は、単位時間当たり x 軸に垂直な単位断面を正の方向に通過する分子数と負の方向に通過する分子数との差に比例すると考えられる。いま、

面 x を正の方向に通過する分子は、通過前においては平均自由行程 l [m]だけ離れた位置($x-l$)に、負の方向には $x+l$ の位置にあるとすれば、拡散流速 J は、

$$J \approx v_{mA} n_A|_{x-l} - v_A n_A|_{x+l} = v_{mA} l \frac{\partial n_A}{\partial x} \quad (4.11)$$

となる。ここで式(4.7)と比較すれば、

$$D_{AB} \propto v_{mA} l \quad (4.12)$$

となる。平均自由行程 l は、2成分混合気体の個数密度 $n(=n_A + n_B)$ および衝突直径 d_{AB} [m] (2分子の直径の平均) により

$$l \approx \left(\frac{1}{n d_{AB}} \right) \quad (4.13)$$

と表わされ、理想気体を仮定すれば、

$$n = \frac{P}{kT} \quad (4.14)$$

ただし、 k はボルツマン係数で、 P は全圧[Pa]、 T は温度[K]である。一方、混合気体の熱運動の速度 v_{mA} [m/s]は、

$$v_{mA} \propto T^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{M_A} - \frac{1}{M_B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.15)$$

であるから、式(4.12)は

$$D_{AB} \propto \frac{T^{\frac{3}{2}}}{P d_{AB}^2} \left(\frac{1}{M_A} - \frac{1}{M_B} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.16)$$

ただし、 M は分子量である。

4. 4.2. 層流場における濃度境界層

・成分に着目した連続の式

微小体積要素 $dV(dx, dy, dz)$ に流入、流出する流体について質量保存の法則を適用する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \int_S \rho v \cdot n dS \quad (4.17)$$

ガウスの発散定理を用いて、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4.18)$$

ここで、成分 A に注目した質量保存則は、

$$\frac{\partial \rho_A}{\partial t} + \frac{\partial \rho_A u_A}{\partial x} + \frac{\partial \rho_A v_A}{\partial y} + \frac{\partial \rho_A w_A}{\partial z} + r_A M_A = 0 \quad (4.19)$$

と表すことができる。ここで、 ρ_A は成分 A の分密度、 M_A は分子量、 r_A は反応による A の生成速度である。

$\rho_A = \rho \omega_A$ であるので、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_A}{\partial t} &= \frac{\partial \rho \omega_A}{\partial t} = \frac{\partial \omega_A}{\partial t} + \omega_A \frac{\partial \rho}{\partial t} \\ \frac{\partial \rho_A u_A}{\partial x} &= \frac{\partial \rho u_A \omega_A}{\partial x} + \frac{\partial \rho \omega_A (u_A - u)}{\partial x} \\ \frac{\partial \rho_A u_A}{\partial x} &= \rho u \frac{\partial \omega_A}{\partial x} + \omega_A \frac{\partial \rho u}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial \omega_A}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (4.20)$$

式(4.20)の関係を用いて式(4.19)整理すれば、成分 A についての連続式は

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \omega_A}{\partial t} + \rho u \frac{\partial \omega_A}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega_A}{\partial y} + \rho w \frac{\partial \omega_A}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial \omega_A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial \omega_A}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial \omega_A}{\partial z} \right) + r M \end{aligned} \quad (4.21)$$

•境界層方程式

流れに対し、平行に置かれた平板からの物質移動について 2 次元で考える。

主流の代表長さを 1 とし、境界層厚さを δ とし、ナビエーストークス方程式より、

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (4.22)$$

$\delta \ll 1$ であれば、 δ の高次の項を除いて

$$\begin{aligned}
u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\
0 &= \frac{\partial P}{\partial y}
\end{aligned}
\tag{4.23}$$

式(4.23)は境界層内部の圧力が、境界層の外側と等しいことを示している。よって、理想流体についての Bernoulli の式:

$$P + \frac{1}{2} \rho U^2 = \text{一定}$$
(4.24)

を用いると、速度についての境界層方程式は

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U \frac{\partial U}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$
(4.25)

となる。ただし、 U は主流の速度である。

同様に濃度についての境界層方程式は、式(4.21)より

$$u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = D \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2}$$
(4.26)

となる。

ここで、主流の流れに対して平行に置かれた平板のまわりの流れを考える。 $dU/dx=0$ なので、運動方程式および連続の式は、

$$\begin{aligned}
u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\
\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0
\end{aligned}
\tag{4.27}$$

となる。境界条件は $y = 0$ で $u = v = 0$ 、 $y = \infty$ で $y = U$ である。

境界層内の速度分布が相似であると仮定すれば、 u/U は、 (y/δ) のみの関数として表わすことができる。 δ は境界層の厚さを表すパラメータである。境界面からの距離を表す無次元変数 η を次のように定義し、

$$\eta \equiv y \left(\frac{U}{\nu x} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{y}{\delta} \right)$$
(4.28)

となる。

式(4.27)を満足する関数、すなわち流れ関数 $\varphi(x,y)$ を次式で無次元化すれば、

$$\varphi = (vxU)^{\frac{1}{2}} F(\eta) \quad (4.29)$$

ただし、 F は無次元の流れ関数で η のみの関数である。

一方、流れ関数の定義より、

$$\begin{aligned} u &\equiv \frac{\partial \varphi}{\partial y} = UF'(\eta) \\ v &\equiv -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{2} \left(\frac{vU}{x} \right)^{\frac{1}{2}} (\eta F'(\eta) - F(\eta)) \end{aligned} \quad (4.30)$$

式(4.30)を式(4.29)に代入すると、

$$\frac{d^3 F}{d\eta^3} + \frac{1}{2} F \frac{d^2 F}{d\eta^2} = 0 \quad (4.31)$$

が得られる。境界条件は $\eta = 0$ で $F = F' = 0$ 、 $\eta = \infty$ で $F'' = 1$ となる。

式(4.31)は非線形であるため、解析解を得ることはできないが、Howarth(1938)は数値解を与えており、平板のまわりの流れの速度分布を求めている。その速度分布によると、速度境界層厚さ δ は、おおよそ

$$\delta \approx 5.0 \left(\frac{vx}{U} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.32)$$

である。

次に濃度境界層方程式について

$$u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = D \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \quad (4.33)$$

境界条件は $y = 0$ で $\omega = \omega_s$ 、 $y = \omega_0$ となる。

ここで無次元濃度 θ を

$$\theta = \frac{\omega_s - \omega}{\omega_s - \omega_0} \quad (4.34)$$

と定義し、 η と F を用いて整理すれば、

$$\frac{d^2 \theta}{d\eta^2} + \frac{Sc}{2} F \frac{d\theta}{d\eta} = 0 \quad (4.35)$$

となる。ここで、 Sc はシュミット数で速度境界層厚さに対する濃度境界層厚さの相対的な大きさに関するパラメータである。

$$Sc \equiv \frac{\mu}{\rho D} \quad (4.36)$$

境界層内の速度分布は物質移動によってほとんど影響されないから、式(4.26)を積分することができて

$$\begin{aligned} \theta &= \left(\frac{d\theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} \left\{ \int_0^\eta \exp\left(-\frac{Sc}{2} \int_0^\eta F d\eta\right) d\eta \right\} \\ \left(\frac{d\theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} &= \left\{ \int_0^\eta \exp\left(-\frac{Sc}{2} \int_0^\eta F d\eta\right) d\eta \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (4.37)$$

となる。Pohlhausen(1921)は、流れ関数 F について数値解を用いて、計算した結果、 $0.6 < Sc < 10$ の範囲では、

$$\left(\frac{d\theta}{d\eta}\right)_{\eta=0} = 0.332 Sc^{\frac{1}{3}} \quad (4.38)$$

で近似できる(Schlichting, 1979)。

したがって、式(4.38)を用いて物質移動速度 N_A [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$] は、

$$\begin{aligned} N_A &= -\rho D \left(\frac{\partial \omega}{\partial y}\right)_{y=0} \\ &= 0.332 \left(\frac{\rho D}{x}\right) (\omega_s - \omega_0) Sc^{\frac{1}{3}} Re^{\frac{1}{2}} \\ &= 0.332 \rho^{\frac{7}{6}} D^{\frac{2}{3}} x^{-\frac{1}{2}} U^{\frac{1}{2}} \mu^{-\frac{1}{6}} (\omega_s - \omega_0) \end{aligned} \quad (4.39)$$

となる。拡散係数 D は式(4.16)より T と P の関数であり、気体の状態方程式 $p = \rho RT$ の関係を用いれば、物質移動速度は、

$$N_A \propto P^{\frac{1}{2}} U^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{6}} \mu^{-\frac{1}{6}} x^{-\frac{1}{2}} (\omega_s - \omega_0) \quad (4.40)$$

となる。ここで水蒸気濃度は質量分率(mass fraction) ω [kg/kg] を用いている。成分 A の質量分率は、

$$\omega_A \equiv \frac{m_A}{m_{\text{total}}} \quad (4.41)$$

と定義される。特に空気中の水蒸気の場合、式(4.43)は、

$$\omega_v = \frac{m_v}{m_D + m_v} \quad (4.42)$$

となる。 m_v は水蒸気の質量、 m_D は乾燥空気の質量を表す。式(4.42)は、水蒸気圧、気圧を用いて表す

と、

$$\omega_v = \frac{\varepsilon e}{P - (1 - \varepsilon)e} \quad (4.43)$$

となる。P は全圧[hPa]、e は水蒸気圧[hPa]、 $\varepsilon = \frac{M_v}{M_d} = 0.622$ である。よって、 $(\omega_s - \omega_0)$ は、

$$(\omega_s - \omega_0) = \frac{\varepsilon e_s}{P_s - (1 - \varepsilon)e_s} - \frac{\varepsilon e_0}{P_0 - (1 - \varepsilon)e_s} \quad (4.44)$$

ここで、 $P_s \cong P_0$ 、 $P_0 \gg e_s$ であるとする、

$$(\omega_s - \omega_0) = \frac{\varepsilon}{P_0} (e_s - e_0) \quad (4.45)$$

となる。粘性係数 μ については、気体の種類と温度のみに依存する。

$$\mu \propto T^{\frac{1}{2}} \quad (4.46)$$

式(4.45)(4.46)を用いて、式(4.40)を整理すると、

$$\begin{aligned} N_A &\propto P^{\frac{1}{2}} U^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{6}} \mu^{-\frac{1}{6}} x^{-\frac{1}{2}} (\omega_s - \omega_0) \\ &\propto P^{-\frac{1}{2}} U^{\frac{1}{2}} T^{-\frac{1}{12}} x^{-\frac{1}{2}} (e_s - e_0) \end{aligned} \quad (4.47)$$

となり、物質移動速度が気圧の 1/2 乗、気温の-1/6 乗、風速の 1/2 乗、境界面と鏡面から十分に離れた場所の水蒸気濃度差に比例することが分かる。

4. 4.3 FINEDEW™ における蒸発凝結速度

ここまでの理論考察をもとに実際に使用する FINEDEWT に即して、鏡面上の水滴(霜)の凝結蒸発速度について考察する。

・FINEDEW™ 鏡面における流れ

Re はレイノルズ数で流れ場における粘性力に対する慣性力の相対的な大きさを表す。

$$Re \equiv \frac{\rho x U}{\mu} \quad (4.48)$$

空気の場合、大気圧、0℃においては $\rho=1.3[\text{kg/m}^3]$ 、鏡の長さを $x=3.0 \times 10^{-3}[\text{m}]$ 、粘性 $\mu=0.0171 \times 10^{-3}[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ とすれば、 $Re=2280 U$ となる。平板上の流れでは、臨界レイノルズ数は 10^5 のオーダーだとすると、大気観測中で経験する風速の範囲(～5m/s)では臨界レイノルズ数を越えることはないと考えられる。よって、鏡面付近では層流が生じることになる。ただし、ここでは鏡から十分離れた

場所では一定の流れがあることを前提として考えている。装置の構成(筒状などの空気の入込み口)次第では、鏡から離れた場所の流れが一定とは限らないため、計測空気の入込み口の形状等を考慮した流れのなかでの、鏡面近傍の流れを考える必要がある。

ここで、 Sc は空気の場合、大気圧、 $0^{\circ}C$ においては $\rho=1.3[kg/m^3]$ 、粘性 $\mu=0.0171\times 10^{-3}[Pa\cdot s]$ 、水蒸気の拡散係数 $D=0.22[cm^2/s]$ とすれば、 $Sc=0.6$ となり、速度境界層より濃度境界層が薄くなることが示される。また、(4.32)より速度境界層の厚さは、風速 $5.0[m/s]$ 、動粘性係数 ν を $13.2\times 10^{-6}[m^2/s]$ 、 $x=3.0\times 10^{-3}[m]$ では、

$$\delta \approx 5.0\left(\frac{\nu x}{U}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 0.45[mm] \quad (4.49)$$

となる。鏡面上の露の大きさ $5\mu m$ に比べると、100 倍程度の厚さとなっていると考えられる。よって、鏡についた露の周辺では、粘性の影響を受けた主流とは異なる流れが生じていることになる。また、式(4.39)から明らかなように鏡面の大きさを小さくすれば、蒸発凝結速度を速くすることができ、速度境界層の厚さも薄くすることができる。よって、鏡の大きさを小さくすればするほど、測定の時定数を速くすることができるのではないかと考えられる。

・高層における物質移動速度

式(4.47)より、物質移動速度は気圧、気温、風速、水蒸気濃度に依存することが確かめられた。ここで、ラジオゾンデ観測で経験する気圧、気温、水蒸気圧の変動のスケールについて考える。

図 4.15 は、熱帯地域でのラジオゾンデ観測の結果である。この結果をもとに、式(4.47)から、 $P^{-\frac{1}{2}}$ 、 $T^{-\frac{1}{12}}$ 、 $(e_s - e_0)$ 、の変動のスケールを求めた結果を図 4.16 に示す。 $(e_s - e_0)$ について、鏡から十分に離れた場所の水蒸気圧 e_0 は、高度とともに変化する。ラジオゾンデは一定速度で上昇するので、時間あたりの水蒸気圧の差とした。図 4.16 より、気温や気圧の変動に比べ、水蒸気圧の変動は $10^{-6}\sim 10^{-1}$ とダイナミックに変動していることがわかる。よって、ラジオゾンデ観測で経験する環境場の変化のなかで水蒸気圧の変動が物質移動速度に影響を及ぼすのではないかと考えられる。これは、高度が上がり、水蒸気圧が低下すると、蒸発凝結速度が $1/10^5$ と非常に遅くなる(散乱光強度の変動が遅くなる)ことを表しており、冒頭で触れたとおり PID 制御パラメータが蒸発凝結速度に依存するとすれば、物質移動の観点からは水蒸気圧によって変化させるべきだと考えられる。しかし、計測対象の未知の物理量であり、空気塊の移流などの影響により短時間に大きく変動する水蒸気圧によって随時 PID 制御パラメータを変動させることは、PID 制御の不安定化を引き起こす恐れがある。このため、計測した露点温度によって即座に PID を切り替えるのではなく、数 km 移動平均した露点温度などによって PID 制御パラメータを切り替えることが望ましいのではないかと考えられる。

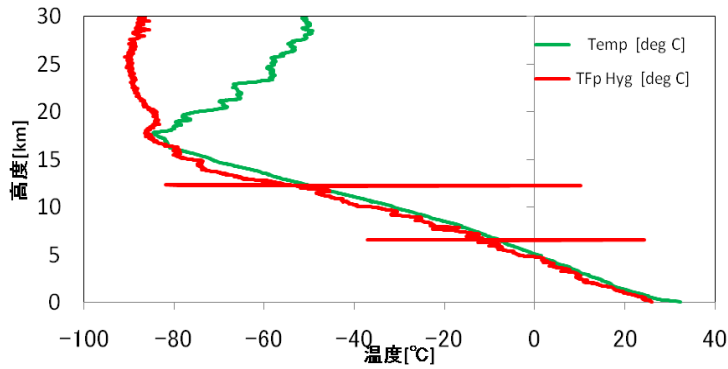


図 4.15 熱帯地域における気温・露点温度の高度分布 (CFH による計測)

・水滴・氷の成長速度

ここまで、拡散速度＝蒸発凝結速度として考えてきた。球状の半径 R の水滴の成長速度 $[g \cdot s^{-1}]$ は拡散方程式より、

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R^2 D \frac{dy}{dx} \Big|_R$$

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R D [\rho(\infty) - \rho(R)]$$
(4.50)

と表せる。小さければ小さいほど速く成長し、濃度差(濃度勾配)が高いほど、速く成長することを示している。鏡面冷却方式のセンサでは、散乱光強度を一定に保つ制御であることから、水滴の大きさはほぼ一定であると考えられる。よって、水滴の成長速度は、濃度勾配のみによって決定できると考える。よって、濃度勾配を考えることは、拡散速度を考えることと同じである。

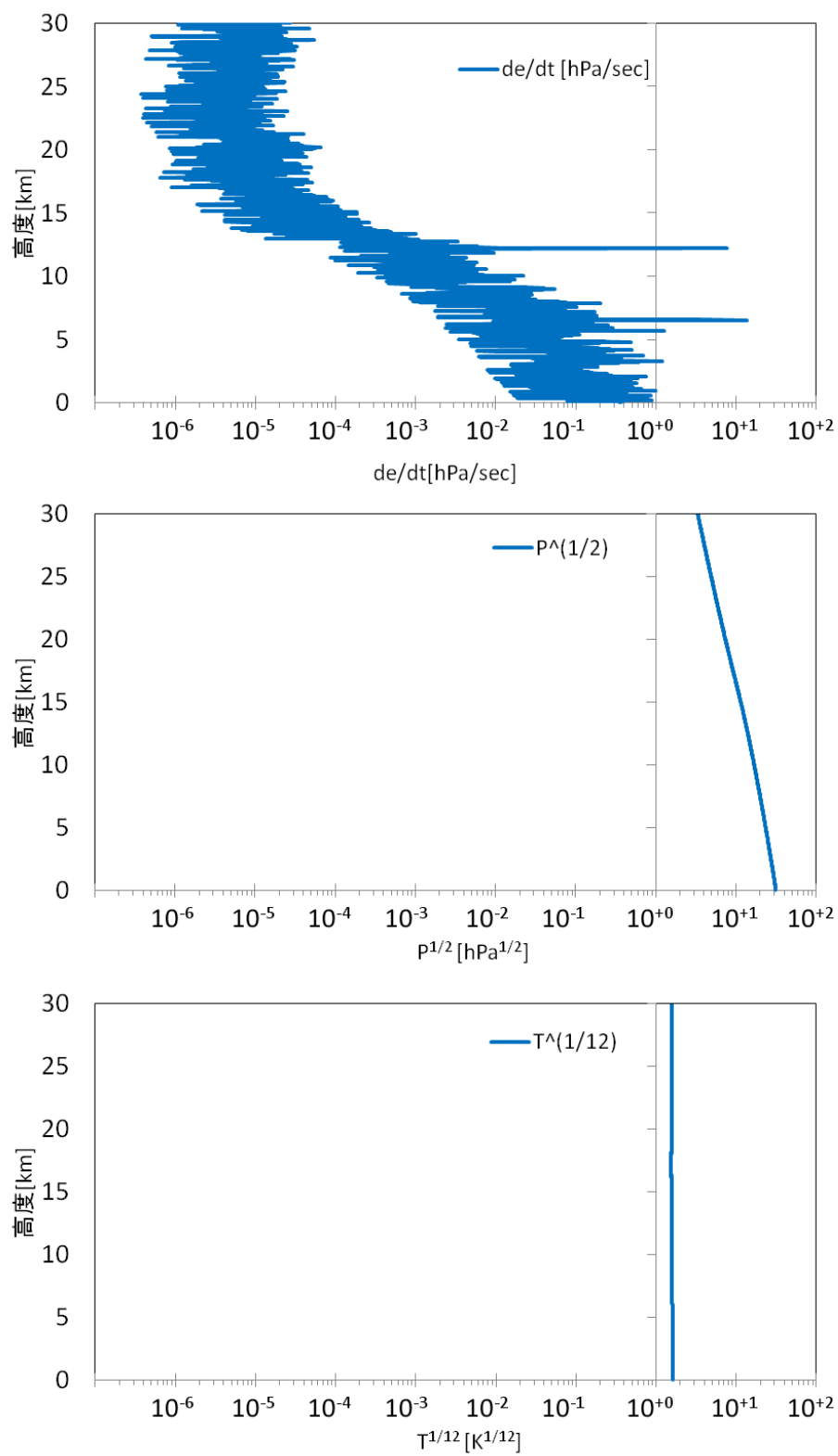


図 4.16 水蒸気、気圧、気温による式(4.47)に及ぼす影響のスケール

4.5 飛揚時の制御パラメータ

ここまで、室内実験で鏡面冷却制御の環境依存性を確認し、蒸発凝結速度の面から理論的な考察を行ってきた。ここでは、実際に飛揚する際の PID 制御パラメータおよび PID 制御パラメータを切り替えるタイミング等についての検討についてまとめる。

PID 制御パラメータの切り替えに関して、切り替える必要があると確実にわかっているのは、

1. 鏡面の凝結物が露から霜になった時
2. 飽和状態となり、加熱制御となった時の2点である。

露の時と霜のときで明らかに散乱光強度の応答の様子が異なり、霜のほうが散乱光強度の変動が鈍くなり、露の時と同様の PID 制御パラメータで制御すると、周期の長い振動が収まらない事がわかっている。このため、霜の場合には比例係数を露の時に比べ大きくし、微分係数を小さくして周期の長い振動を抑えるような PID 制御パラメータに設定する。切り替えるタイミングに関しては大きく分けて2パターンが考えられる。一つ目は単純に露点温度もしくは気温や気圧で、鏡面上が過冷却の状態か霜かを推測して PID 制御パラメータを切り替える方法である。もう一つの方法は、露点温度が氷点下のある温度に達した時、鏡面温度を強制的に一気に冷却し、鏡面を霜に変え、それを維持する方法である。CFH は後者の方法を用いており、 -12.5 に達した時、 -38°C まで一気に冷却を行っている。この操作により鏡面温度が急低下してしまうため、この間 200 m 程は正しい計測はできていないとされる[Vömel, 2007b]。

飽和状態の時、鏡面が曇りすぎ散乱光強度が上昇し続ける。積分制御の偏差の積分値がマイナスになり、ペルチェ電流が加熱方向になった時、ペルチェ電流の出力の変化に対し散乱光強度は敏感に反応する。このため、出力(ペルチェ電流)を冷却時の $1/3$ 程度に落とすよう設定した。

以上の2点以外に PID を切り替えるタイミングは、第 4.4 節の蒸発凝結速度の考察から水蒸気量、すなわち、露(霜)点温度で切り替えることが有効だと思われる。高層気象観測では下部対流圏を除き、ほぼ鏡面の凝結物は霜だと思われるので、霜の時の PID 制御パラメータをさらに中部対流圏、上部対流圏、成層圏の領域でそれぞれ PID 制御パラメータを定め、気圧で切り替える方法が有効ではないかと考えられる。また、連続的に PID 制御パラメータを変化させることも考えられる。

第1回目の飛揚試験時には、露用と霜用の2種類の PID 制御パラメータのみ使用し、切り替えは単純な方法を採用し、鏡面温度が 30 sec 連続で -25°C 以下に下回った時に霜用の PID 制御パラメータに切り替わる設定を行った。FINEDEW の鏡面の場合、経験的に -20°C を過ぎると確実に霜に変化していることから、切り替えのタイミングを -25°C に設定し、過冷却水の時に PID 制御パラメータが切り替わり動作が不安定になることを防いだ。また、霜の時の PID 制御パラメータは比例制御を4倍の出力とし、微分制御については、微分係数をマイナスにして、微分制御による出力が露の時とは逆方向に働くようにして積極的な冷却加熱が起こり素早く反応するように設定した。これらの PID 制御パラメータ設定を行い、飛揚試験に挑んだ。飛揚試験の結果については、第6章で詳しくまとめる。

第5章 飛揚時の装置構成

5.1 観測空気を取り込み

5.1.1 筒内の流れ：理論的検討

ラジオゾンデ観測では、気球浮力により一定速度(約 5～6m/s)で上昇する。また、センサはバルーンにつられていて、振り子運動をしている。この振り子運動のため、吊るされた装置が経験する風は一定とならない。鏡面冷却制御において、風速がランダムに変化すると安定した制御が困難となる。また、センサに当たる風が増すとペルチェの冷却能力が落ちることが確認されており、風速 2.5m/s がセンサに当たると、無風状態の時に比べ約 8 割程度、風速 5.0m/s で約 7 割程度まで落ちる(第3章)。よって、鏡面にはできる限り安定した弱い風(風速 1m/s 以下程度)を当てたい。このため、計測空気を取り込むための筒を付ける。しかし、空気の流れが弱すぎると計測の時定数が遅くなる。例えば、筒内の風速が 0.01m/s まで落ちたとし、筒の進入口から鏡面までの距離を 20cm とすれば、観測空気が筒に進入してからセンサに到達するまで 20 秒掛かる。その間気球・ゾンデ全体は 5 m/s で上昇していたとして 100 m 進む。空気取り込みでの計測時定数の遅れを 1s 以下に抑えるには、最低でも 0.2m/s の空気の流れは確保したい。ここでは、筒の効果を定量的に検討し、使用する筒の形状の決定を行った。

初めに、上昇中のバルーンの振り子運動についてまとめる。その後、最も単純なまっすぐな円筒に対して様な流れが進入してきた時の筒内の流れについて検討する。次に、高度(気圧)により円筒内の流れがどのように変化するか、また、円筒内の流れの円筒の形状(口径)による依存性について考察し、最後に今回用いる筒の形状について検討する。この節の議論は、松尾(2007)と山根(2003)を主に参考にする。

5.1.1.1 上昇中のバルーンの運動

・上昇速度

静止大気中を気球が一定速度で上昇している場合には、上昇速度 v は

$$v = 2 \cdot \frac{m_g M T_g - m_t}{\rho_a C_D A_b} g \quad (5.1)$$

で与えられる(矢島 2004)。 ρ_a は大気密度、 C_D は実効効力係数、 m_g は浮揚ガスの質量、 m_t は気球システム全体の質量、 A_b は気球に作用する全ての力(浮力、重力、気球の運動に伴って発生する力)を計算する際の基準面積である。大気の気温や密度によって変わるが、通常用いるラジオゾンデの上昇速度は約 5～6 m/s である。

また、水平方向には風の影響を受け移動するが、風の影響以外にも気球とゾンデ間の紐の長さ L によって決まる振り子運動を生じる。振り子運動周期 T は、

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad (5.2)$$

である。

これらの影響を考慮した流れなかで筒のなかの流れについて考える。

5.1.1.2 まっすぐな円筒内の流れ

装置構成において、空気取込みの筒の形状は、鏡面付近の流れを決定するため、重要である。円筒の径によっても、円筒内流れが層流になるか乱流になるか決定される。円筒内の流れのレイノルズ数は、代表長さ L を円筒の直径 $2R$ [m]、代表速度 V を円筒内の平均速度 $\bar{u}$ [m/s]、密度 ρ [kg/m³]、粘性係数 μ [Pa・s] として、

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} = \frac{2\rho R \bar{u}}{\mu} \quad (5.3)$$

で表せる。レイノルズ数は、流体の慣性力と粘性力の比を表しており、小さいほど粘性の影響を強く受ける。よって、密度、半径、風速が小さいほど粘性の影響を強く受けることになる。管内の流れについて、臨界レイノルズ数は、 $Re_c \approx 2300$ である。密度、平均風速、粘性係数は高度によって異なる値を取り、高度によって流れの様子も大きく異なる。

筒内の平均風速について考える。

一様な流れに平行に置かれた円筒内の流れは、円筒の壁との摩擦による圧力損失を受け、圧力差が生じる。

$$\Delta p = p_{in} - p_{out} \quad (5.4)$$

圧力損失は流体の粘度 μ 、管の直径、流量、管壁の粗さなどの影響を受ける。直径 $2R$ の管内の流れにおいて、平均速度 $\bar{u}$ を大きくしていくと Δp は次の3通りで変化する。①流れが層流に保たれた場合、 Δp は $\bar{u}$ に比例して増加する。②乱流領域では Δp は $\bar{u}$ の 1.7 乗から 2 乗に比例して増加する。③層流から乱流へ遷移するときの Δp は①②の間で複雑である。

円筒内の流れが層流の場合、十分に流れが発達すると、中心軸対称の流れとなる。中心軸に沿う方向に x 軸、半径方向に r 軸をとり、長さ dx の微小要素について考える。圧力勾配は dp/dx であり、下流に向かうほど圧力は減少していく。定常状態の場合、円筒側面に働くせん断応力 τ と圧力傾度力が釣り合っている。流体要素に働く力のつり合いより、

$$p\pi r^2 - \left(p + \frac{dp}{dx} dx\right) \pi r^2 = 2\pi r dx \cdot \tau \quad (5.5)$$

となり、 τ について解くと、

$$\tau = -\frac{dp}{dx} \frac{r}{2} \quad (5.6)$$

一方、せん断応力は速度勾配に比例するので、 r の増加により速度 u が減少する流れでは、

$$\tau = -\mu \frac{du}{dr} \quad (5.7)$$

式(5.6)(5.7)より、 τ を消去すると、

$$\frac{du}{dr} = \frac{r}{2\mu} \left(\frac{dp}{dx} \right) \quad (5.8)$$

$r=R$ において、 $u=0$ という境界条件を考慮し、 u について解くと、

$$u = \frac{R^2}{4\mu} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \left\{ 1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\} \quad (5.9)$$

である。円筒中心で最大流速 $u_{max} = R^2/4\mu (-dp/dx)$ が生じ、円筒壁に向かうにつれて速度が減少する流れであることがわかる(以下では、放射状の流れと呼ぶ)。管断面を通る単位時間あたりの流量 Q は、 u を断面にわたり積分して

$$Q = \int_0^R 2\pi r u dr = \frac{\pi R^4}{8\mu} \left(-\frac{dp}{dx} \right) \quad (5.10)$$

流れ方向の距離 l の区間における摩擦による圧力降下を Δp とすれば、 $dp/dx = \Delta p/l$ と表せ、

$$Q = \frac{\pi R^4}{8\mu} \frac{\Delta p}{l} \quad (5.11)$$

断面における筒内平均流速 $\bar{u}$ は

$$\bar{u} = \frac{Q}{\pi R^2} = \frac{R^2}{8\mu} \left(-\frac{dp}{dx} \right) = \frac{R^2}{8\mu} \frac{\Delta p}{l} \quad (5.12)$$

である。

次に、一様な流れ u_0 のなかに円筒が置かれた場合について考える。

入口から乱れなく流れが円筒内に進入すると、入った瞬間には速度分布は一様である。しかし、円筒内部に進むほど、粘性の影響を受け流れは減速する。十分に流れが発達すると、定常な速度分布(ポアズイユの流れ)となる。入口から十分に発達した流れに至るまでの距離を助走区間と呼ぶ。助走区間は実験により様々な式が提唱されているが、層流の場合、およそ、

$$Li \approx 0.06 Re d \quad (5.13)$$

で表せる。

5m/s のような流れのなかに筒を置いた場合、進入してきた流体は壁面との摩擦により圧力降下が生じる。圧力降下は筒内平均風速 $\bar{u}$ を用いて、式(5.12)より、 $L=2R$ とすれば、

$$\Delta p = \frac{32\mu l}{L^2} \bar{u} \quad (5.14)$$

である(実際は、助走区間における圧力損失は十分発達した流れより大きくなるが、とりあえずここでは、十分発達した層流での圧力損失として計算する。また、 $\bar{u}$ が大きければ十分発達した流れが乱流となり放射状の流れと異なる速度分布となるが、ここでは全て層流を仮定して計算する)。ここで、円筒軸方向の流れに対して、ベルヌーイの定理を適用する。ベルヌーイの定理は、非粘性の定常な流線に沿った流れについてのエネルギー保存則を表しており、

$$\frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + z = const \quad \left[m = \frac{j}{N} \right] \quad (5.15)$$

が成り立つ。左辺第1項は運動エネルギー、第2項は圧力エネルギー、第3項は位置エネルギーを表しており、それらの和は一定に保たれる。しかし、筒内の流体について、筒に入る前に比べ、摩擦による圧力降下 Δp が生じ、筒内の流れは遅くなる。よって、エネルギーは圧力損失分が熱エネルギーに変換され、保存されなくなる。筒に入る前の流れと筒に入り Δp の圧力損失が生じた所での流れについて、摩擦により損失した圧力エネルギーを考慮し、

$$\begin{aligned} \frac{u_0^2}{2g} &= \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{\Delta p}{\rho g} \\ \frac{u_0^2}{2g} &= \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{1}{\rho g} \cdot \frac{32\mu l}{L^2} \bar{u} \end{aligned} \quad (5.16)$$

が成り立ち、 Δp に式(5.14)を代入して、筒内平均風速 $\bar{u}$ について解くと、

$$\bar{u} = \frac{-\frac{64\mu l}{\rho L^2} \pm \sqrt{\left(\frac{64\mu l}{\rho L^2}\right)^2 + 4u_0^2}}{2} \quad (5.17)$$

となる。

5.1.1.3 筒内の流れの気圧依存性

各高度での筒内の流れについて考える。各高度では、気温、気圧が変化することから、粘性係数および密度が高度により異なる。よって、レイノルズ数 Re は

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} = \frac{2\rho R \bar{u}}{\mu} \quad (5.3)$$

で表せるので、密度は高度が高いほど低くなるため、密度変化は Re が高度により小さくする変化をもたらすと考えられる。また、粘性係数については、温度依存性は小さくオーダーでみれば等しい。筒内平均風速 $\bar{u}$ は式(5.17)であり、密度に依存するため、高度により大きく変化するはずである。式(5.16)からも明らかなように、密度が小さいほど、摩擦の影響が大きく、筒内平均風速は遅くなると予想される。

式(5.13)、(5.17)のなかで、密度、粘性係数、上昇速度 u_0 は高度や観測条件によってほぼ決まる物理量である。一方、円筒の半径 R や長さ l は自由に設定できる値であり、これらを調整することで、流れをコントロールすることができるはずである。まず、風速(一様な流れ) $u_0=5\text{m/s}$ 、筒の直径 2cm 、長さ 30cm で条件を固定し、高度による筒内平均風速、 Re 、助走距離を計算した結果を表 5.1 に示す。地上付近の条件では、筒内平均風速は 4.0m 、助走距離は 6.6m となり、流れは十分に発達しないまま筒を抜ける。この場合、筒の中での摩擦の影響は大きくない。しかし、高度 30km 付近の条件では、筒に侵入した流れは 6mm 程度で十分に発達し、筒内平均風速は 0.2m と地上付近の $1/20$ 程度の流れとなる。対流圏界面付近の高度 15km では、筒内平均風速は以上の半分程度である。

次に筒の口径を 1cm 、 2cm 、 3cm と変化させた場合について、筒内平均風速、 Re の高度変化を図 5.1 に示す。筒の口径を小さくするほど、摩擦による影響が大きくなり、筒内平均風速は遅くなる。また口径に関わらず、筒内平均風速および Re は高度により大きく変化する。

図 5.1 で示すように高度が高くなるにつれて筒内平均風速が非常に遅くなる。この筒内平均風速の遅さが計測の時定数にどの程度影響を及ぼすかを求める。簡単のため、観測空気が筒に進入したと同時に表 5.1 に示す筒内平均風速になったとして計算する。筒の上端(空気入口)からセンサまでの距離を 0.2m として各高度での筒内平均風速より、観測空気が筒に進入してからセンサに達する時間を求めると、図 5.2 のようになる。高度が高いほど計測の遅れが大きくなる。

表 5.1 標準大気の高高度における筒内の流れ

高度 [km]	気温 [K]	気圧 [hPa]	密度 [kg/m ³]	粘性係数 [μPa・s]	風速 [m/s]	Re	助走距離 [m]
0	288	1013	1.2	17.4	4.0	5480	6.6
5	256	540	0.74	15.8	3.6	3349	4.0
10	223	265	0.41	14.1	3.0	1719	2.1
15	216	121	0.19	13.8	1.9	511	0.61
20	216	55	0.089	13.8	1.0	125	0.15
25	221	25	0.040	14.0	0.4	25	0.03
30	226	12	0.018	14.3	0.2	5	0.006

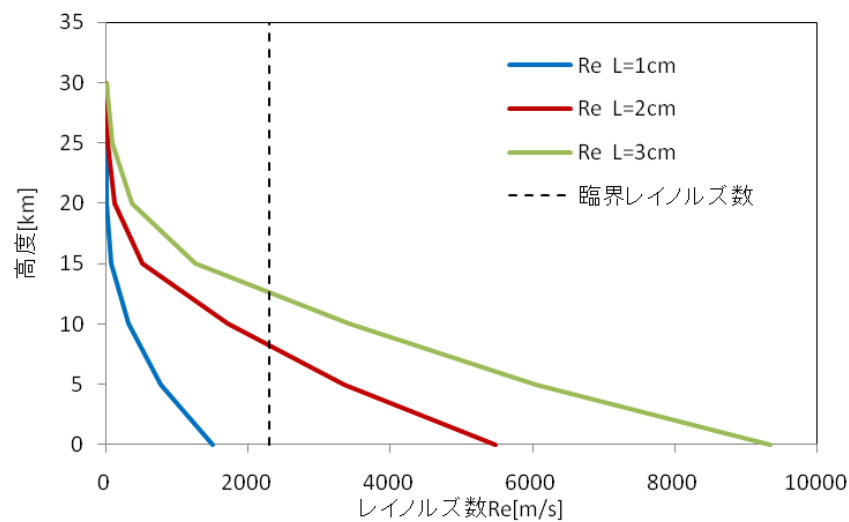
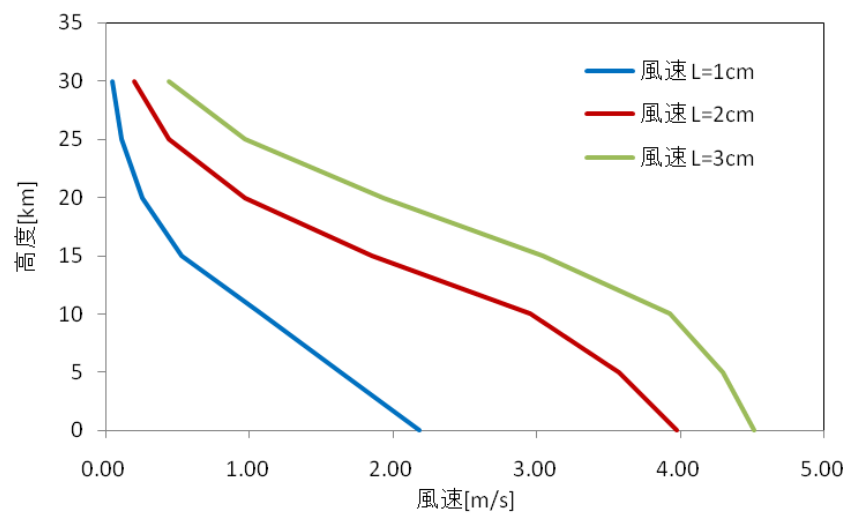


図 5.1 口径 1、2、3cm の筒内風速および Re の高度変化

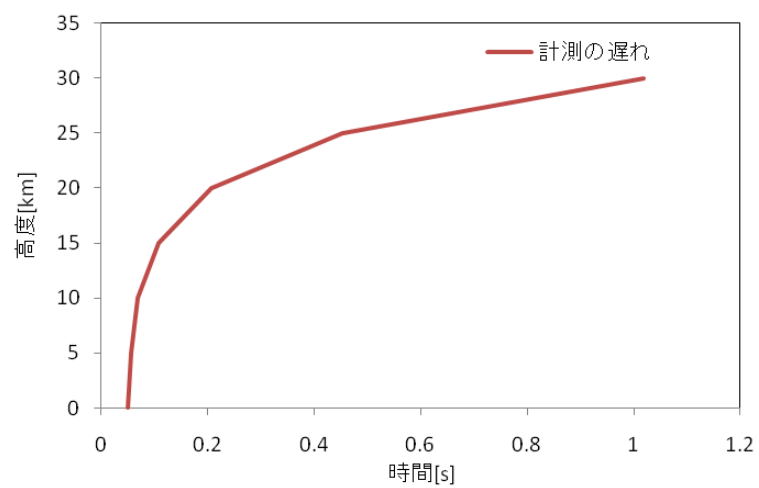


図 5.2 各高度における計測の遅れ(直径 2cm の円筒の場合)

5.1.1.4 摩擦以外による損失を受ける円筒内の流れ

以上では、円筒内の流れを摩擦による圧力損失のみを考慮して、筒内平均風速を求めた。しかし、実際には、観測中ラジオゾンデは風に揺られながら上昇し、安定した一様な流れが筒内に進入するとは限らない。入口付近の流れの乱れにより生じる損失は入口損失と呼ばれる。また、筒内の流れの形状が変化（一様な流れから放射状の流れに）することによる圧力エネルギーの損失、筒を途中で曲げたり、広げたりすることによって生じる損失などを考慮する必要がある。さらに、円筒内には障害物がないとして計算しているが、実際にはセンサが存在し、流れを堰き止める障害物となる。これらの損失を考慮すると、さらに筒内平均風速は減少するかもしれない。このため、図 5.1 で示した筒内平均風速は起こりえる最大風速を示したこととなる。ここでは、摩擦以外の損失でどの程度、筒内平均風速が落ちるかを考察する。この節の議論は、日本機械学会(2006)を主に参考にする。

摩擦以外の損失をまとめると以下のとおり。

① 流れの形状が変化することによる損失

筒のなかの流体の運動エネルギーは、速度分布が u_0 で一様な流れ場合と筒内平均風速が u_0 の放射状の流れの場合では異なる。よって、一様な流れから放射線状の流れに変化することによる圧力降下が生じる。速度が u_0 で一様な流れ場合の体積当たりの運動エネルギー E_0 と筒内平均風速が u_0 の放射状の流れの体積あたりの断面平均の運動エネルギー E は、それぞれ、

$$E_0 = \frac{1}{2} \rho u_0^2$$
$$E = \frac{1}{\pi R^2 u_0} \int_0^R 2\pi r u \left(\frac{u^2}{2} \right) \rho dr = \frac{8\rho u_0^2}{R^2} \int_0^R \left\{ 1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\}^3 r dr = \rho u_0^2$$
(5.18)

となる。よって、一様な流れから放射線状の流れに変化したことによる圧力損失は、

$$\frac{\Delta p}{\rho g} = E - E_0 = \frac{\rho u_0^2}{2}$$
(5.19)

② 入口損失

管路に流体が進入するときに流れに乱れが生じることによる入口損失は

$$h_{loss} = \zeta \frac{V^2}{2g}$$
(5.20)

であり、流速に依存する。ここで ζ は入口の形状によって異なる定数であり、図 5.3 にいくつかの形状の ζ の値を示す。流体は入口で縮流し、それが下流で広がる過程で損失が生じる。角に丸みを付けると、丸み部分の曲率半径の増加とともに ζ は減少する。

③筒の曲がりに生じる損失

流れが曲がり管に流入すると、曲がり部分で渦が発生し、損失が生じる。曲がり管による損失は

$$h_{loss} = \zeta \frac{V^2}{2g} \quad (5.21)$$

ここで ζ は曲率半径、断面形状などに依存し、実験的に求められている。

④障害物による損失

センサなど、突起物があると筒の断面積を小さくするため、流れが乱れる。

⑤拡がり管での損失

断面積がゆるやかに拡大される管（ディフューザ）では、拡がり角度が大きくなると、内壁付近の流れの剥離が生じ、損失が生じる。

$$h_{loss} = \zeta \frac{V^2}{2g} \quad (5.22)$$

で表せ、 ζ は角度に応じて変化する。 ζ は拡がり角度が $\theta=5.3^\circ$ の時、最小で $\zeta=0.135$ となる。この角度を超えると、壁面で剥離を起こし、損失は増大する。角度が $\theta=7.5^\circ \sim 35^\circ$ のときは、

$$\zeta \cong 0.011\theta^{1.22} \quad (5.23)$$

となる。

これらの損失を踏まえたベルヌーイの定理は次のように表せる。

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} + z_1 = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + z_2 + h_{loss} \quad (5.24)$$

h_{loss} は摩擦による損失、曲がり管や弁管路の拡大や変形による損失の和である。5.1.1.2 で考察した損失のない理想的な筒でさえ、気圧が下がれば、流れが 1.0 m/s 以下と遅くなる。このため、できる限り損失を避けるため、まっすぐな筒とすることが望ましいと考えられる。

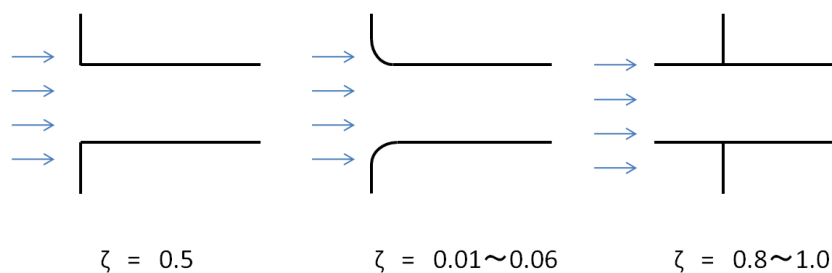


図 5.3 筒入口の形状による損失

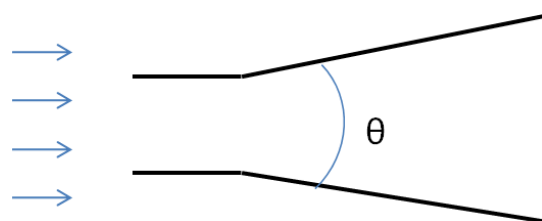


図 5.4 拡がり管

5.1.2 筒内の流れ：実験

5.1.1 では、空気取り込みに用いる筒内の流れについて、気圧依存性や形状依存性などを理論的に検討した。ここでは、それらの計算上の見積もりが正しいかを確認するため、筒内の風速の計測実験を行った。筒内風速を測るため、熱線風速計の原理を利用し、気圧槽を用いて気圧依存性や筒の形状依存性について確かめた。この節の議論は、笹木他(2006)と日本流体力学学会(1998)を主に参考にする。

5.1.2.1 熱線風速計の原理

熱線風速計は、金属細線に電流を流し、加熱細線からの強制対流熱伝達と気流速度との関係式を用いて流速を測ろうとする風速計である。理想化された無限の長さを持つ細線において、電流による発熱量と流れによる放熱量が釣り合う。温度 T_a の定常流に対して垂直に置かれた熱線の熱平衡式は、次式のように書ける。

$$I^2 R_w = (T_w - T_a) \pi l \lambda Nu \quad (5.25)$$

左辺はジュール熱で、 I は電流[A]、 R_w は熱線の電気抵抗を表す。右辺は強制対流による熱損失を表し、 T_w は熱線温度、 T_a は気温、 l は熱線の感受部の長さ[m]、 Nu はヌッセルト数を示す。ヌッセルト数は、無次元化された放熱量で、対流による個体と流体間の熱交換量を表す熱伝達と静止している流体の熱伝導の比率を示し、空気の熱伝導率 λ [mW m⁻¹ K⁻¹]、熱伝達率 H [W m⁻² K⁻¹]、代表長さ L [m] を用いて

$$Nu = \frac{H \cdot L}{\lambda} \quad (5.26)$$

で表せる。よって、式(5.26)を用いて式(5.25)の右边を整理すると、(温度差)×(物体の表面積)×(熱伝達率)の形に整理でき、強制対流による熱損失を表わしていることがわかる。空気の流れのなかに置かれた円柱型の物体におけるヌッセルト数については、

$$Nu = c Re^m \quad (5.27)$$

が使用できる。ただし、 c と m は定数ではなく、レイノルズ数に依存する係数である。熱線風速計の使用に際しては、 $m=0.5$ とする便法(Kingの法則)が使用される事が多いが、安定した層流場($0.02 \leq Re \leq 40$)に対しては Collos-Williams の式:

$$Nu \left(\frac{T_m}{T_a} \right)^{-0.17} = 0.24 + 0.56 Re^{0.45} \quad (5.28)$$

が使用できる[2]。 $T_m = (T_w + T_a)/2$ であり、諸式中の物性値はいずれも T_m で評価する。

よって、式(5.25)と式(5.27)もしくは(5.28)を用いることで、長さ l の熱線の熱平衡を $R_w(T_w)$ 、 I 、 T_a および Re で表すことができる。 Re は

$$Re = \frac{\rho U d}{\mu} \quad (5.3)$$

で表せることから、気圧(密度 ρ)・気温および熱線に流す電流量が既知であれば、 R_w から風速 U を求めることができる。

5.1.2.2 今回製作した熱線風速計の詳細および校正

今回の実験では、次節 5.1.2.3 風速発生装置で説明する通り、気圧槽内での風速を測るため、既存の熱線風速計は用いず、小型かつ電波によってリモートでデータが取得できる熱線風速計を製作した。今回作製した風速計は熱線部にサーミスタを用い、定電流形熱線風速計とした(図 5.6 および図 5.7)。式(5.25)からも明らかなように、気温と熱線温度の差が一定になるときの熱平衡状態のときの風速を求めるものであることから、気温が既知である必要がある。今回は2本のサーミスタを用い、1本は小さな電流(0.5 mA)を流すことで自己発熱を小さくし、気温計測用として用いる。もう1本には大きな電流(3.3 mA)を流し、発熱量を大きく(熱線温度を高く)し、強制対流による冷却を確認しやすいものとする。0.5mA を流したサーミスタの熱平衡は式(5.25)と式(5.28)から、

$$I_{0.5}^2 R_{w0.5} = (T_{w0.5} - T_a) \pi l \lambda (0.24 + 0.56 Re^{0.45}) \left(\frac{T_{m0.5}}{T_a} \right)^{0.17} \quad (5.29)$$

同様に 3.3mA を流したサーミスタの熱平衡は、

$$I_{3.3}^2 R_{w3.3} = (T_{w3.3} - T_a) \pi l \lambda (0.24 + 0.56 Re^{0.45}) \left(\frac{T_{m3.3}}{T_a} \right)^{0.17} \quad (5.30)$$

と表すことができる。ここで、定電流 0.5 mA を流した場合、自己発熱が十分小さく、 $T_{w0.5} = T_a$ であると仮定すると、式(5.30)は次のように書きなおせる。

$$\begin{aligned} I_{3.3}^2 R_{w3.3} &= (T_{w3.3} - T_{w0.5}) \pi l \lambda (0.24 + 0.56 Re^{0.45}) \left(\frac{T_{m3.3}}{T_{w0.5}} \right)^{0.17} \\ \frac{I_{3.3}^2 R_{w3.3}}{(T_{w3.3} - T_{w0.5})} \left(\frac{T_{m3.3}}{T_{w0.5}} \right)^{-0.17} &= \pi l \lambda (0.24 + 0.56 Re^{0.45}) \\ \frac{I_{3.3}^2 R_{w3.3}}{(T_{w3.3} - T_{w0.5})} \left(\frac{T_{w3.3} + T_{w0.5}}{2 T_{w0.5}^2} \right)^{-0.17} &= \pi l \lambda (0.24 + 0.56 Re^{0.45}) \end{aligned} \quad (5.31)$$

サーミスタの抵抗と温度の関係には、サーミスタにより決まる B 定数を用い、

$$R = R_0 \exp \left(B \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right) \quad (5.32)$$

である。

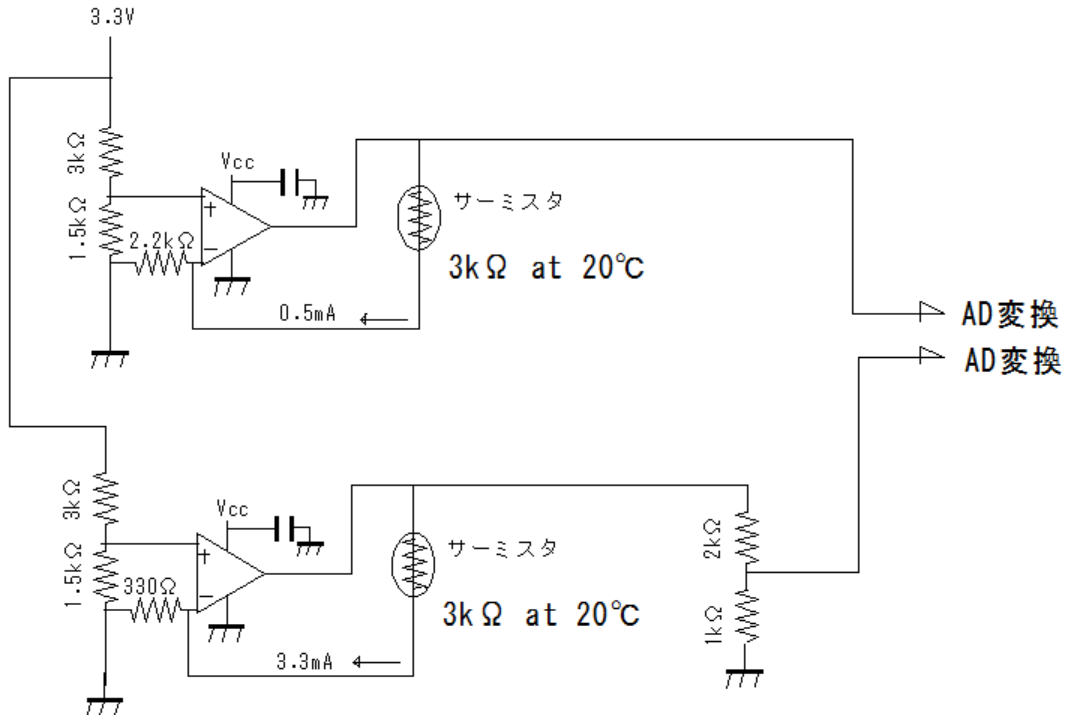


図 5.6 定電流形風速計の電気回路

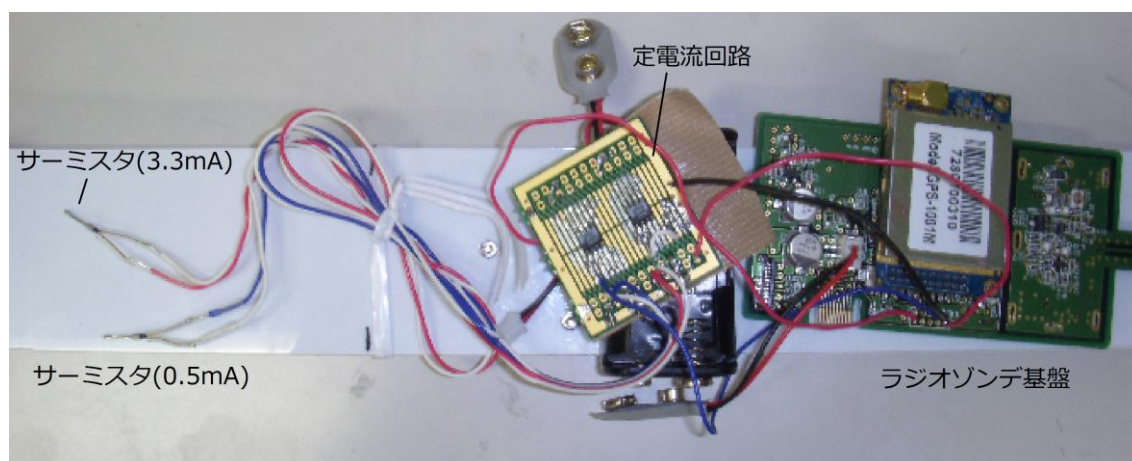


図 5.7 定電流形風速計の写真

赤の配線が 3.3mA の定電流、青の配線が 0.5mA の定電流

計測した抵抗値をAD変換し、ラジオゾンデ基盤に接続。ラジオゾンデからの電波を受信器で受信し、抵抗値を計測する。

ここで、サーミスタの直径 d 、粘性 μ は温度、気圧、風速等に依存しないので、式(5.31)は

$$\frac{I_{3.3}^2 R_{w3.3}}{(T_{w3.3} - T_{w0.5})} \left(\frac{T_{w3.3} + T_{w0.5}}{2T_{w0.5}} \right)^{-0.17} = A + B\rho^{0.45} \cdot U^{0.45}$$

$$A = 0.24 \pi l \lambda$$

$$B = 0.56 \pi l \lambda \mu^{-0.45} d^{0.45}$$

(5.35)

と書きなおすことができる(今回用いたサーミスタの直径は1mmと大きく、必ずしも $Re \leq 40$ とならず、大気圧で風速5m/sの時は $Re \geq 100$ となり、式(5.28)を用いることが適切でないかもしれない)。A、Bの値はサーミスタの熱感受部の長さ l 、空気の熱伝導率および粘性のみに依存する係数であり、気圧や温度に大きく依存せず、用いたサーミスタの形状・特性のみに依存する値である。このA、Bの値を他の風速計を用いて比較、校正し決定しておけば、抵抗値 R と密度 ρ (気圧) を計測することで、ある密度 ρ のときの風速 U を求めることができる。図5.8は校正された既存の熱線風速計を用いて、今回作製した風速計を校正したもので、既存の熱線風速計で計測した風速の0.45乗を横軸にとり、その時のサーミスタの抵抗値から式(5.35)の左辺を計算したものを縦軸にプロットした図である。一次式で近似することができ、 $A = -5.36 \times 10^{-6}$ 、 $B\rho^{0.45} = -1.58 \times 10^{-6}$ とすることができる。ここで決定した $B\rho^{0.45}$ は大気圧、20℃における係数である。本実験では、気温を一定とし、気圧(密度)のみを変化させるため、 $B\rho^{0.45}$ は各密度(気圧)で決定でき、各密度(気圧)における風速を求めることが理論上、可能である。

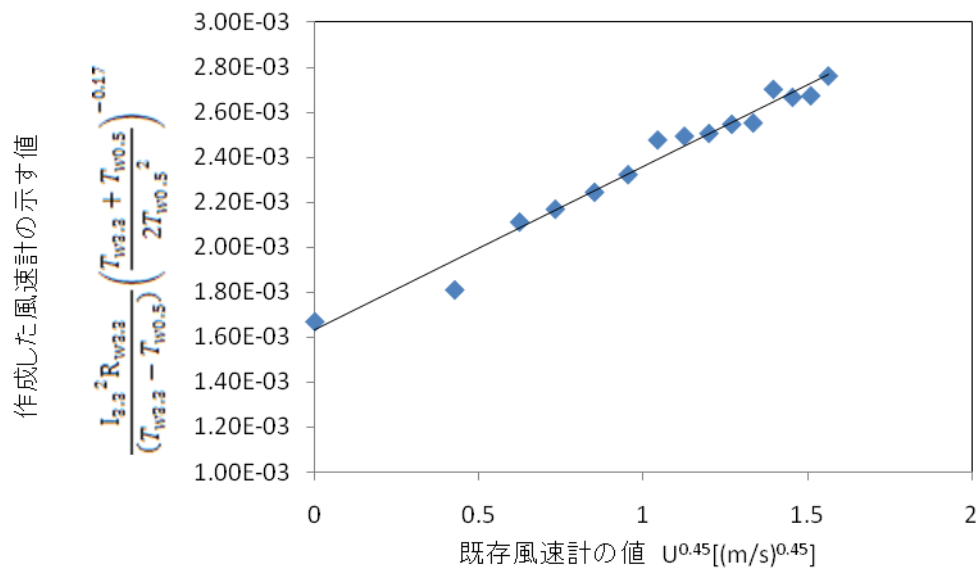


図 5.8 既存の風速計による校正曲線。傾き ($B\rho^{0.45}$) = 7.26×10^{-04} 、切片 (A) = 1.63×10^{-03}

ここで、作製した風速計で得られる計測値の不確かさについてまとめる。測定の原理で示した通りこの風速計では、いくつかの近似や仮定のもと風速を求めている。それらの近似や仮定で生じる不確かさについて考察する。まず、式(5.31)で $T_{w0.5} = T_a$ と仮定したことによる誤差について考える。風速 0～3 m/s の範囲で、0.5 mA の定電流のサーミスタは約 0.5 °C 変動する。この変動が自己発熱によるものだとし、式(5.31)から風速計測への影響を考えると、風速が大きい時ほど誤差が大きくなり、風速 3m/s において自己発熱が 0.5°C 発生すれば、誤差は 0.33 m/s となる。図 5.9 に横軸の風速の真値に対しての計測値の誤差を縦軸で示す。自己発熱による誤差の範囲を赤で示す。これらの誤差を小さくするには、さらに小さな電流を流し計測する必要がある。

次に、空気の粘性や熱伝導率が気圧・気温に依存しないとした近似による誤差がある。気圧には大きく依存しないが、粘性と熱伝導率は気温に依存性を持つ。本実験では気温は一定としているが、多少の変動は起こりえる。300K における熱伝導率は 26.14 mW/(mK) であるが、300K±数°C の範囲で熱伝導率は 1°C あたり約 0.07 mW/(mK) 変動する。±5°C の気温の変動による熱伝導率の変動が風速計測に及ぼす影響を図 5.9 の青で示す。また、粘性についても熱伝導率とほぼ同程度の影響をもたらし、図 5.9 の青で示される。

次に、電気回路で発生する誤差について考察する。熱線風速計では定電流回路を作成し、サーミスタの抵抗を計測しているが、電流値に変動が発生すると、直接測定誤差につながる。定電流 3.3 mA に仮に±0.05 mA の変動が起こった場合の風速計測への影響を図 5.9 緑で示す。

最後に校正時のばらつき誤差についてまとめる。図 5.9 の校正曲線から風速の計測値の標準偏差の推定量 S を求めると $S=0.15$ [m/s] である。よって、±0.3m/s が約 95% の信頼区間となる。

これらの合計が風速計の不確かさとなる。例えば、風速 2m/s のとき、不確かさの範囲は +1.2 m/s、-0.9 m/s であり、かなり大きな不確かさをもつ。しかし、筒内風速の筒の形状や気圧による依存性について、その傾向や定性的な計測には十分に利用できる。

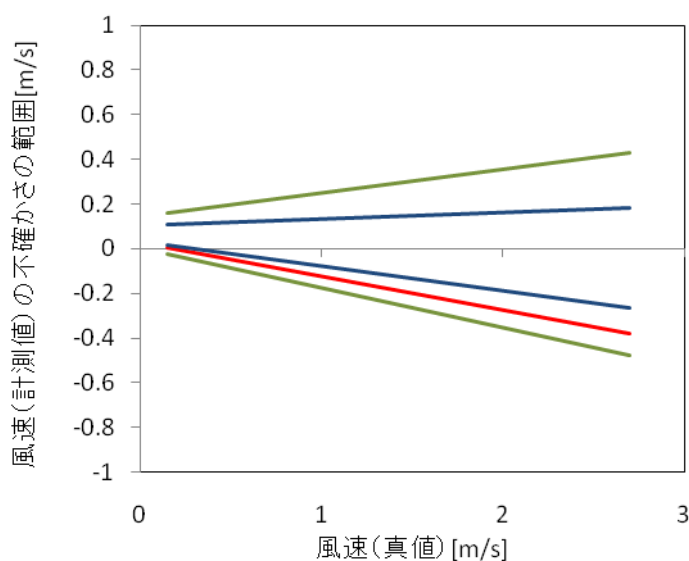


図 5.9 風速計の不確かさの要因と大きさ。黒線は真値を示し、青が自己発熱による誤差の範囲、赤が熱伝導率の温度依存性による誤差範囲、緑が電気回路(定電流)による誤差範囲を示す。

5.1.2.3 風速発生装置

次に気圧槽内で気圧を変化させたときの風速変化をみるため、図 5.10 のような装置を作った。周囲の静止した環境中で装置の回転速度を変化させることで、回転軸から離れた場所に相対的な風速を発生させる事ができる。今回は回転軸から 16cm 離れた場所に風速計および様々な形状の筒を設置し、風速を計測した。例えば、静止した空気の中かで 300 rotation per minute(rpm)の回転速度の時、16cm 離れた場所での相対的な風速 U は、

$$U = 0.16 \times 2 \times \pi \times \frac{300}{60} \approx 5 \text{ m/s}$$

(5.36)

となるはずである。

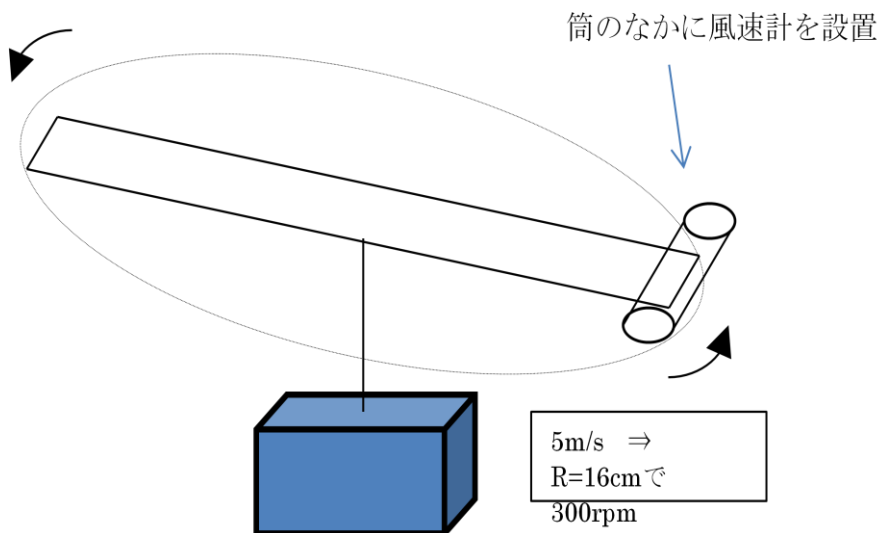


図 5.10 風速発生装置

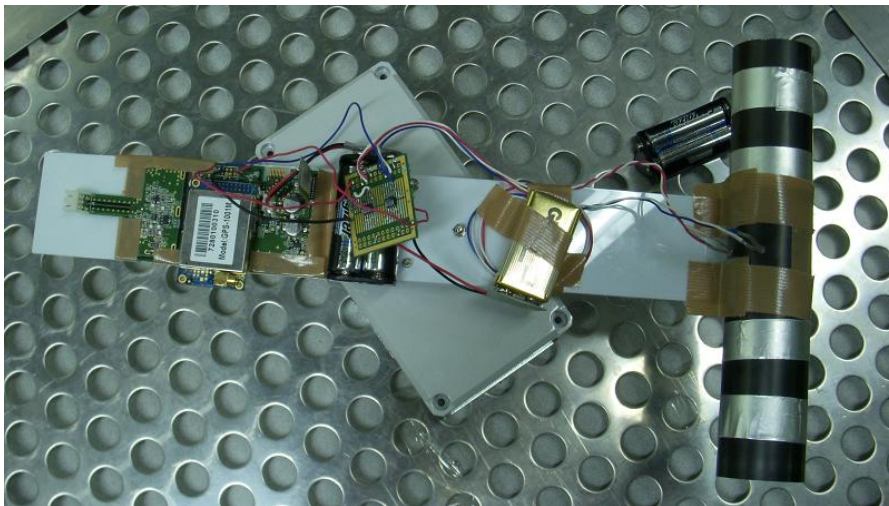
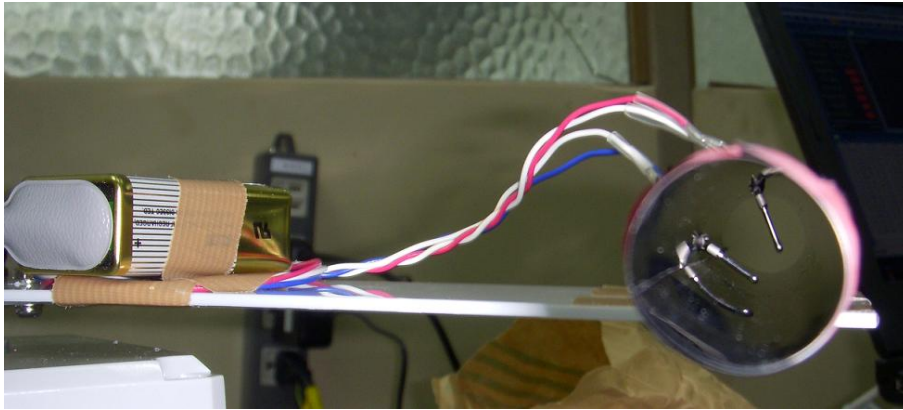


図 5.11 風速計測実験の様子(上:筒内のサーミスタの取り付け、中:回転台、下:気圧槽内での実験)

5.1.2.4 筒内風速の計測

(a)回転速度を変えた時の風速

大気圧で回転速度を変化させたときの回転軸から 16cm 離れた場所での風速を計測した。図 5.12 は横軸に回転速度から想定される相対的な風速をとり、縦軸は計測された風速を示し、筒を付けずに計測した風速を青で示す。回転速度から想定される風速に比べると、小さい値をとることが見いだされた。想定風速 2m/s の時、計測された風速は、1.4 m/s である。風速計の取り付け位置による誤差は、大きく見積もっても、 $\pm 1\text{cm}$ 内であり、風速に変換しても $\pm 0.13\text{m/s}$ の誤差にしかつながらない。この測定は、風速計の校正計測を行った翌日に行ったため、室内の気温の変動があったと考えられる。仮に 5°C くらいの低下があったとすれば、風速の計測への影響は 0.4m/s 程度である。

次に直径 2cm の筒を取り付け、筒のなかに風速計を設置した。図 5.11 に取り付けの様子を示す。筒なしのときと同様に回転速度から想定される風速に対して計測された風速をプロットしたところ、図 5.12 の赤で示すように、筒なしのときと同様に想定される風速より小さな値をとることが見てとれる。また、同様に筒を直径 4cm のものに取り変えた時の計測値を緑で示す。直径 2cm の筒と大きな差は見られない。すべての計測結果から想定される風速より小さな値をとること、校正時の気温に比べ実験時の気温が低かった可能性が考えられる。このため、以下では、筒の効果について、筒がある時とない時での相対的な風速の差について注目する。

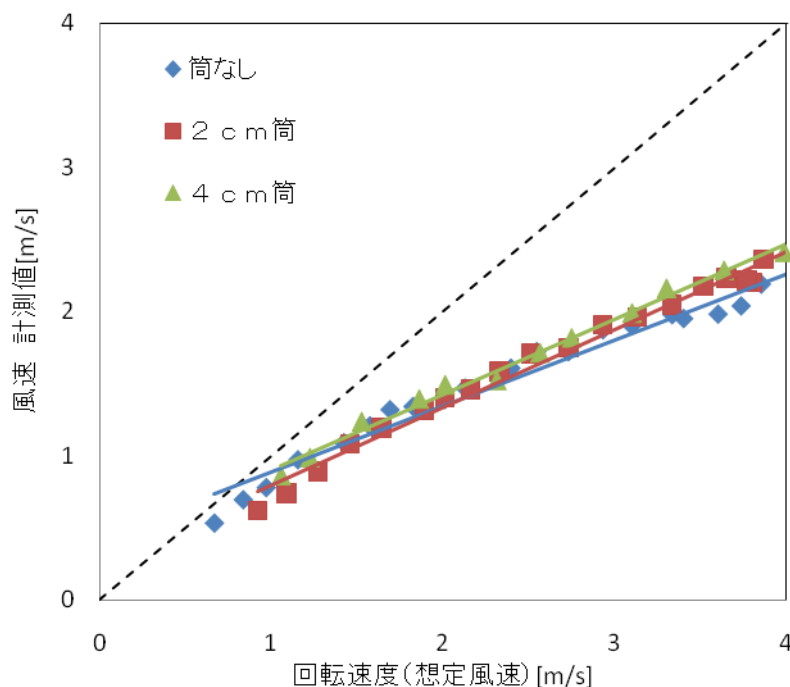


図 5.12 回転速度を変化させた時の風速(大気圧)。破線は傾き 1 の直線を示す。計測値の全てが想定される風速よりも小さい。

(b) 気圧を変えた時の風速

次に、回転速度を 240rpm (相対的な風速 4 m/s) に固定し、気圧槽で気圧を変化させた。図 5.13 は各気圧でのそれぞれのサーミスタの抵抗値の変化を示したもので、3.3mA 流したサーミスタは気圧を下げるほど、抵抗値が著しく低下しており、サーミスタ自己発熱が空気に放熱されにくくなった様子が確認できる。0.5mA を流したサーミスタはもともと自己発熱が小さく、気温に近い温度であるため、気圧による変化は小さい。式(5.35)と図 5.8 で校正した A 、 $B\rho^{0.45}$ および気圧(密度)から、各気圧での風速を求めた。筒なし、直径 2cm、3cm、4cm の筒でそれぞれ風速を求めた結果を図 5.14 に示す。青で示す筒なしでの風速は回転速度が一定であるため、計測値は一定となるはずであるが、気圧によって変化してしまった。特に 100hPa 以下で全ての計測値で急激に風速が減少している。実験時、気圧を大気圧から段々と低くしていき、筒内の風速計測している。図 5.11(写真下)を見るとわかるように、本実験で用いた気圧槽は、風速発生装置に比べ十分に大きいとは言えない。このため、はじめは静止していた気圧槽内の空気が風速発生装置の動きに引っ張られ、後半になるほど、空気が風速発生装置の動きに馴染んでしまい、相対的な風速が落ちることが一因として考えられる。気圧が下がるほど、気圧槽内の空気が少なくなり、空気と風速発生装置の摩擦の影響が大きくなるため、気圧槽内の空気の流れは風速発生装置に馴染みやすいことが予想される。また、 $B\rho^{0.45}$ は気圧によって変化するため、気圧の計測誤差が影響したことも考えられる。用いた気圧計の精度から ± 10 hPa 程度の誤差は生じることはある。この誤差は $B\rho^{0.45}$ に影響し、気圧が低いほど顕著に表れ、最大 ± 0.25 m/s の不確かさが生じる可能性がある。この気圧変化での不確かさに図 5.8 で評価した風速計測の不確かさが加わり、例えば、風速 2m/s のときで ± 1.0 m/s 以上の不確かさを生じる。

ここで、筒の有無による風速の低下を比較するため、筒なしでの風速と筒ありでの風速の相対的な差を図 5.15 に示す。筒がある場合、筒内の風速は気圧を下げるほど低下し、125hPa における直径 2cm の筒内風速は 1000hPa に比べ 1/5 程度まで低下することが確かめられた。しかし、定量的な判断をするには計測値の不確かさが大きすぎ、不確かさを小さくするためにはさらに精密な気圧の計測や安定した気温での計測が必要である。

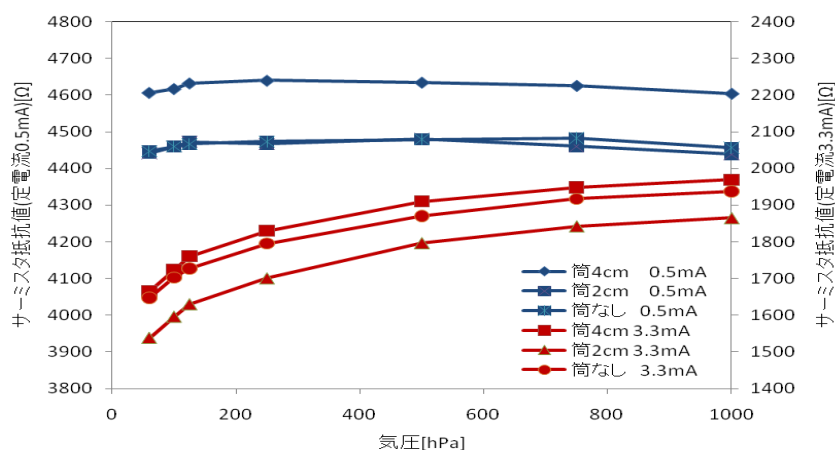


図 5.13 気圧を変化させた時のサーミスタの抵抗値の変化(回転速度 240rpm で固定)。

青が 0.5mA のサーミスタで気温計測用の抵抗値を示す。赤が 3.3 mA のサーミスタの抵抗値を示す。

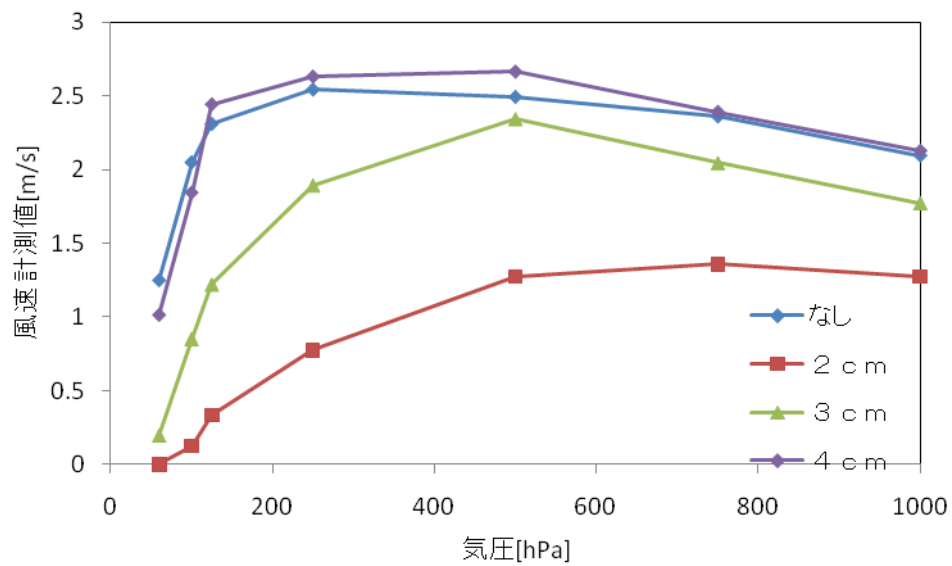


図 5.14 気圧を変えた時の筒内風速の計測値。青で示すものが筒がない場合の風速の計測値、赤が2 cm の筒、緑が 3cm の筒、紫が 4cm の筒の筒内の風速の計測値を示す。

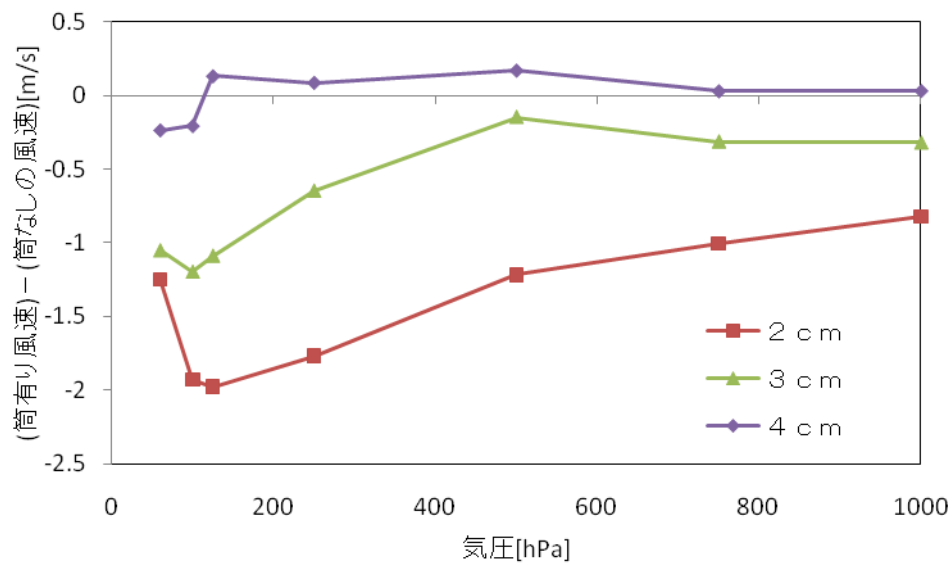


図 5.15 気圧を変えた時の筒内風速の計測値。各気圧でのそれぞれの筒有りの風速と筒なしの風速との差を示す。

(c)筒の形状を変えたときの風速

(a)(b)では、筒の形状は円柱形であった。ここでは、筒の形状を円錐形とし、円柱形の筒内の風速と比較を行った。用いた円錐形の筒は図 5.16 に示す形をしており、理論上は 2cm の円柱形のときに比べ 1/2.25 倍になるはずである。(a)と同様に回転速度を変え、それぞれの筒および筒なしの風速を行った結果を図 5.17 に示す。青は筒なしの風速を示し、緑は円柱形の筒内風速、赤が円錐形の筒内風速を示す。図 5.12 とは逆に、筒なしの風速で、想定風速より大きな値を示す。この理由としては、図 5.12 とは逆に、気温が校正時より高かった可能性がある。また、紫で示した円柱形の筒内風速の 1/2.25 倍した風速値は円錐形の筒内風速に近い値を示すことが確認できる。

次に(b)と同様に回転速度を 240rpm に固定し、円柱形の筒内風速と円錐形の筒内風速の比較を行った。図 5.18 に示すとおり、円柱形の筒内風速に比べ 1/2.25 倍になることが確かめられたが、風速の計測値は想定される風速よりも高い値をしめしている。

(a)(b)(c)により筒内風速の計測を行ったが、周辺気温を考慮していなかった事や、気圧槽内の空気が装置の動きによって動いてしまい正しい相対的な風速が計測できない恐れがある事などに精度の良い計測ができなかった。気圧槽内の気温を一定に保つことや、気圧槽内が静止している事を確認したうえで風速発生装置を動かし相対的な風速を計測することでより精度の高い計測が可能となると考えられる。

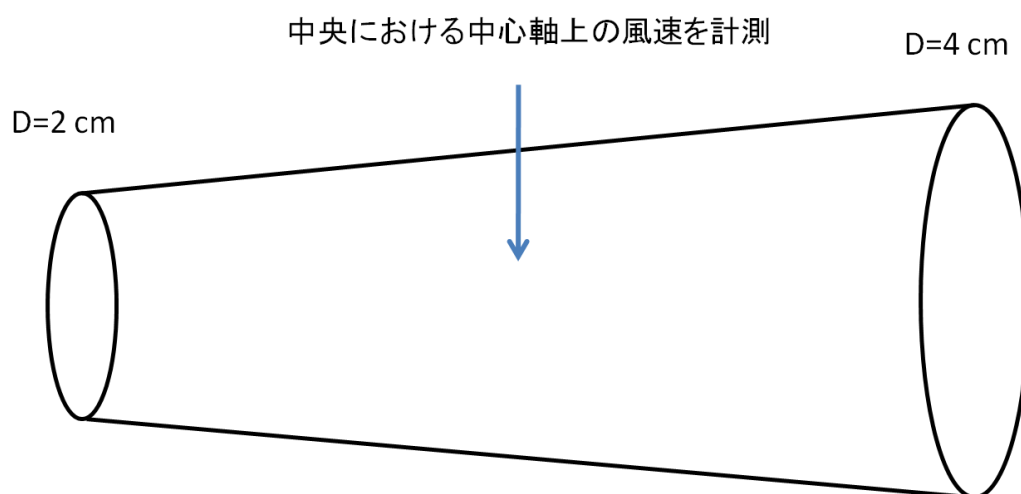


図 5.16 円錐形の筒の形状

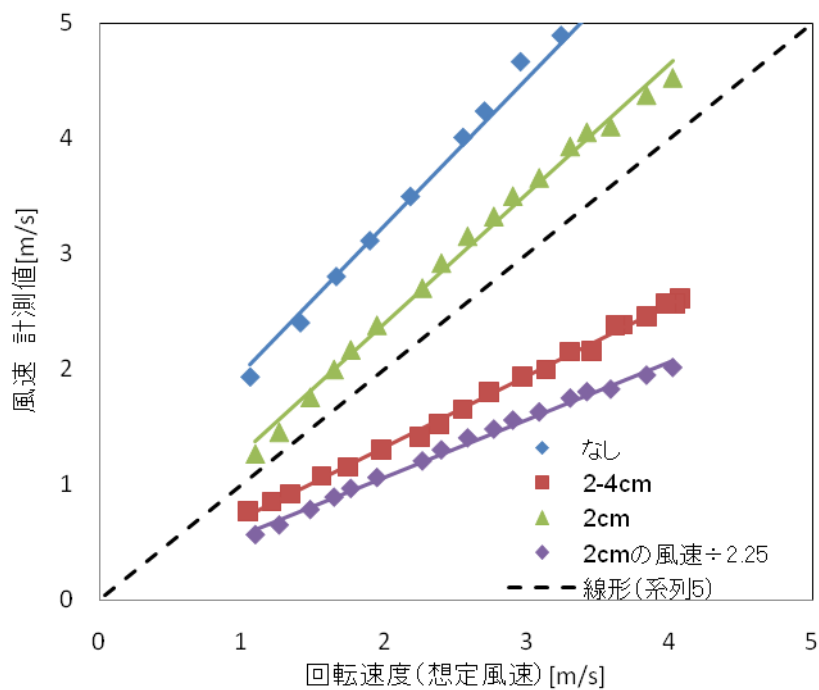


図 5.17 円錐形の筒内の風速。青が筒なしの風速、緑が筒2cmの時の筒内の風速、赤が円錐形の筒内の風速を示す。円錐形の筒内の風速は2cmの風速の半分程度の風速となる。

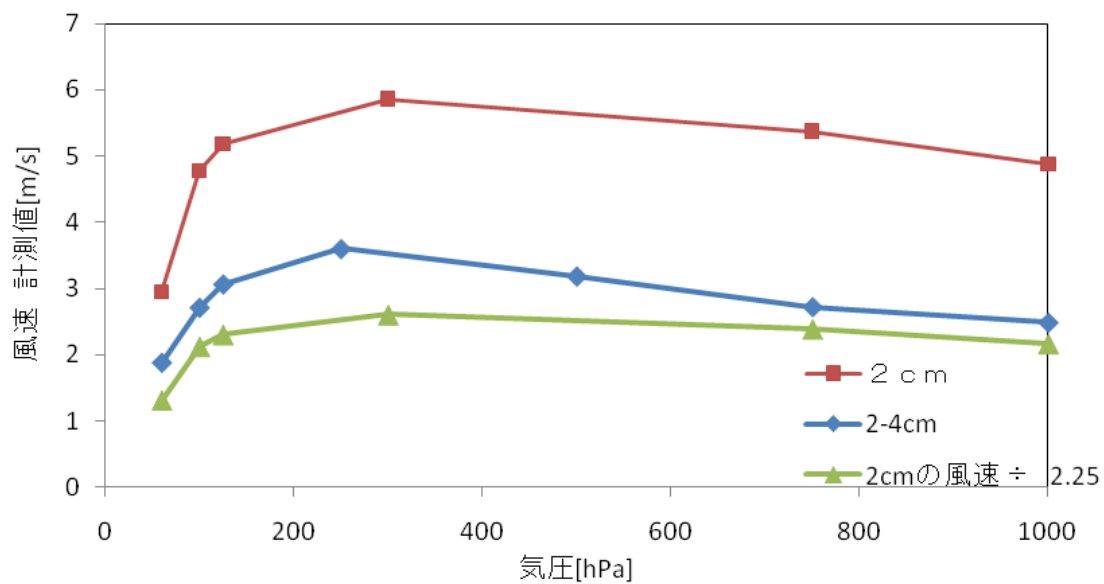


図 5.18 円錐形の筒内風速の気圧依存性。赤で示すものが2cmの筒。緑がその値を2.25で割った数値を示し、青が円錐形の筒内の風速を示す。

5.1.2.5 理論値と計測値の比較

次に 5.1. 1 で行った筒内風速の見積もり結果(図 5.1)と計測した筒内風速の比較を行った。図 5.15 で求めた各気圧に対する直径 2cm、3cm、4cmの筒内風速の計測値を気圧に対応する高度に直し、図 5.1 に重ねてプロットした結果を図 5.19 に示す。図 5.1 での理論値に比べ、計測値は半分程度の風速となっている。上でも述べた通り、計測値の不確かさが大きいため、定量的な考察はできない。また、筒を付けない場合の風速は理論上、気圧を下げても変わらないはずであるが、実験(b)で示した通り、大きく低下した。筒がある場合の気圧を下げたときの風速の落ち方は、筒がない場合に比べ著しく低下するという理論考察の通り、気圧を下げた時ほど筒内の風速が低下する傾向があり、直径 2cm の筒内風速は高度 15km(125hPa)付近では、地上(1000hPa)の少なくとも 1/5 程度は落ちることが確かめられた。

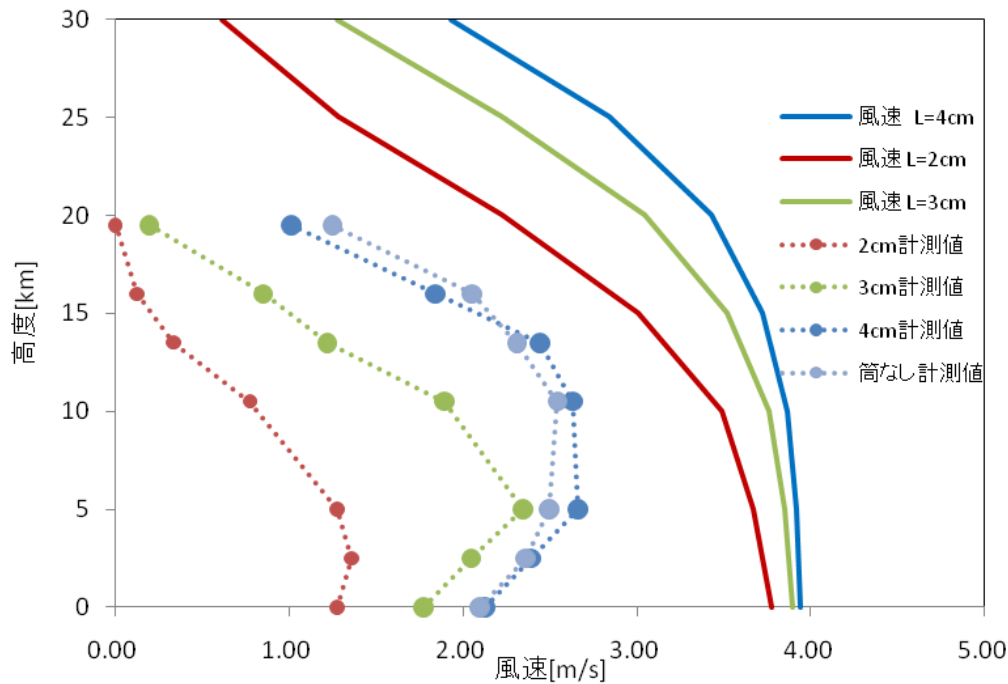


図 5.19 筒内風速の気圧依存性の理論値と計測値の比較。縦軸は標準大気のプロファイルで気圧を高度直したものを示す。実線で示すものが、5.1. 1 で示した理論値。破線で示すものが実験により計測した風速を示す。

5.1.3 筒の形状の検討・設計

理論考察および実験結果から筒内平均風速は高度によって変化し、直径 2cm の筒内風速については、高度 15km では地上付近の筒内風速に比べ、少なくとも 1/5 程度は落ちることがわかった。低高度では、筒内平均風速が大きいと、センサの冷却能力を落とさないようにするためには筒内の流れを減速させる必要がある。一方、高高度では、筒内の流れが遅く、これ以上減速させると計測の時定数にも大きく影響してくる。従って、これらの理由から筒の入口の断面積を絞って、出口を大きくする円錐型の筒(ディフューザ)を用いる。筒内の流量は常に一定なので、面積を倍にすれば流れは、摩擦の影響を無視すれば、半分になる。前項でまとめた摩擦以外については、入口での損失が起こりにくくするため、薄い SUS 板を用いて入口損失が起こりにくいようにする。また、広げる角度は流れの剥離を避けるため、拡がり角度を5°にし、緩やかに広げることとすることで、拡がり管による損失も小さくなるようにする。

用いる筒の形状は図 5.20 のとおりである。第 5.1. 2 項の筒内風速の計測実験に用いた筒の断面の形状は円形であったが、円形で寸法を合わせて工作することが困難であったため、断面積を正方形とした。センサを設置する場所での断面は入口断面積の約2倍に広げる。よって、表 5.1 で示した筒内平均風速の 1/2 程度となるはずである。しかし、筒を広げることで摩擦の影響が筒の下流に進むほど少なくなるため、表 5.1 で示す値より大きくなるのではないかとと思われる。しかし、ここでは摩擦以外の損失や筒が広がるときの摩擦の影響などを無視して議論しているため、実際の筒内の流れは表 5.1 や図 5.1 で示した値よりさらに小さいことが予想される。

また、筒の長さについては、図 5.20 に示すように約 30cm 程度とし、センサパッケージの横幅に比べ十分長いものとした。これは、飛揚中にパッケージに付着した水滴(氷)から蒸発した水蒸気が筒内に取り込まれ計測に影響しないようにするため、計測空気を取り込み口をパッケージの上端から 10cm 以上を離し、飛揚中に振り子運動により振動しても、このような汚染の影響がでないようにした。

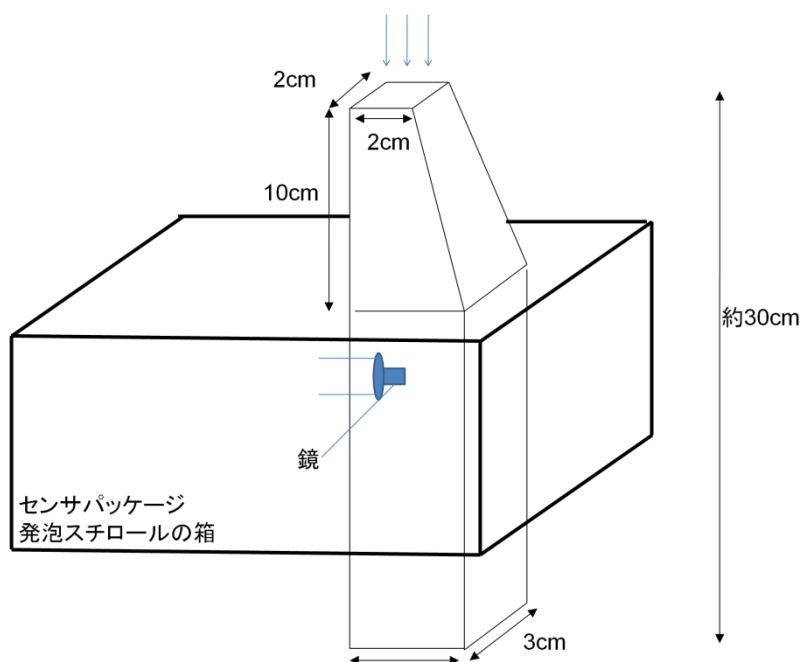


図 5.20 飛揚試験に用いる筒の形状および寸法

5.2 太陽光の影響の評価

鏡面冷却式センサでは、鏡からの散乱光を検出し制御を行うため、太陽光のような外光を避ける必要がある。今回用いた FINEDEW™ では、鏡に向けて発射する光を LED パルス変調として、太陽光のような外光が散乱光の検出に影響しないようにしている。しかし、ラジオゾンデ観測では装置が直射日光に晒され、上空に行けばより強い日射を受けることになる。ここでは、FINEDEW™ の光電センサが太陽光に影響されないかを疑似太陽光装置を用いて確かめた。

センサーキャップを外し様々な角度からセンサに向け光を当て、結露量および PT100 温度の変化を観察した。疑似太陽光の照度は 26 ワルクスである。結果として、

- ・光センサに直に光が入りこむ角度(図 5.21)のみ、太陽光の影響を受け、光量の信号に異常が見られる
- ・それ以外の角度は光量の信号に異常は確認できないが、鏡面に日射があたる角度では、日射により鏡面が温まる

の2点が確認できた。

図 5.21 は疑似太陽光をさまざまな角度で当てたときの PT100、結露の時系列を示し、鏡面温度が上昇している様子や、結露信号に異常が見られることがわかる。よって、飛揚時は、鏡面部に直射日光が当たらないような装置の構成にする必要がある。

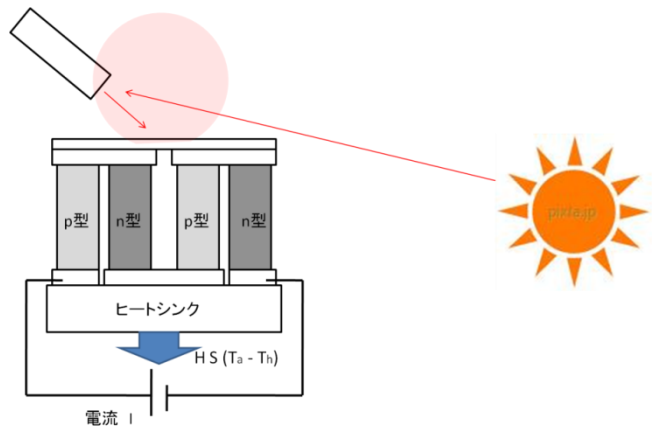


図 5.21 太陽光の影響を受ける角度

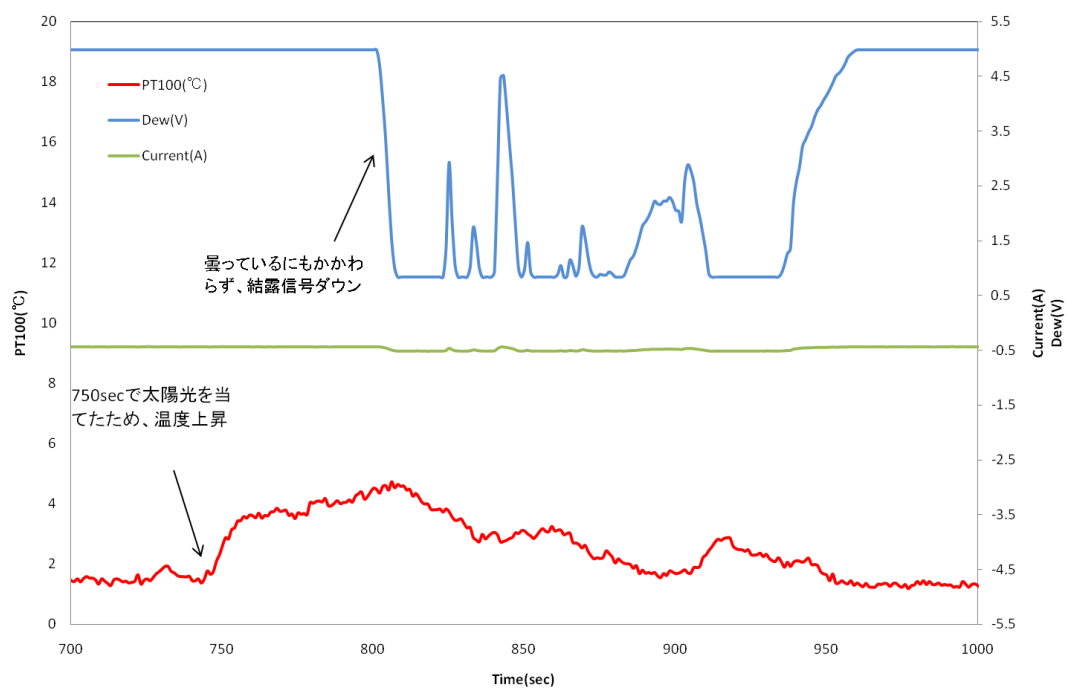


図 5.22 擬似太陽光による結露信号および PT100 の変化

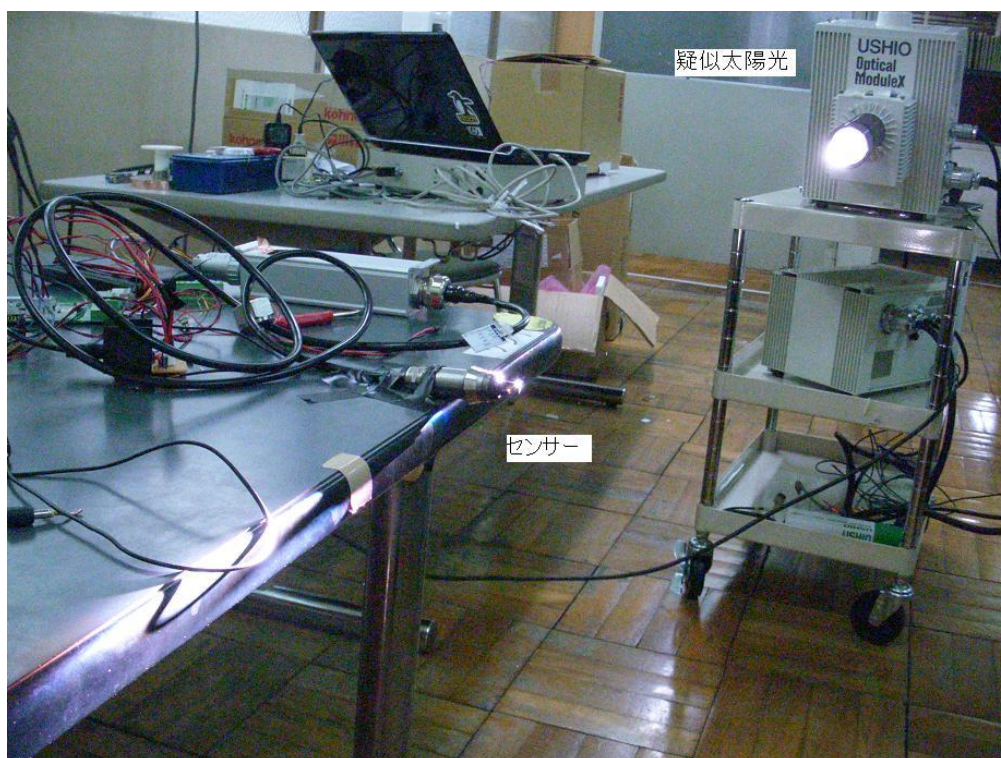


図 5.23 疑似太陽光を用いた実験の様子

5.3 飛揚時の装置外観

2011 年 1 月 28 日の飛揚試験に用いた試作品の装置写真を図 5.24～5.26 に示す。重量は約 900 g、発泡スチロールの容器のサイズは 16×23×25cm である。

空気導入用の筒について、形状は第 5.1. 3 項で検討したとおりとし、材質には黒色のステンレスを用いている。筒に水蒸気が付着すると、各高度での正しい水蒸気濃度が測れない。筒は、少なくとも各高度時点での露点(霜)温度より高くし、水蒸気の付着をさける必要があるため、日射で暖まりやすい黒色かつ熱容量の小さな材質を用いた。

センサ部について、ペルチェ素子はヒートシンクに対して温度差を作る素子であることから、冷却能力を高めるためにヒートシンクはできる限り気温に馴染んで冷えていることが望ましい。一方で計測回路やマイコン等は適正動作範囲の - 20℃以下などに冷えると動作が停止する恐れがある。よって、ヒートシンクだけを大気に晒し、日射によって暖まらないよう日陰になるように配置した。

その他の装置構成は主に、主に用いたセンサ部(鏡面、光ファイバ)等に依存している。特に、光ファイバーが今回の飛揚試験で用いるものは製品版のセンサを流用したため、1m あり非常に長いものを用いた。ゾンデ版ではこのような長いケーブルは不要であり、光ファイバーは許容曲げ半径 10cm であることから、半径 10cm 程度で容器内で数回巻くようにしている。

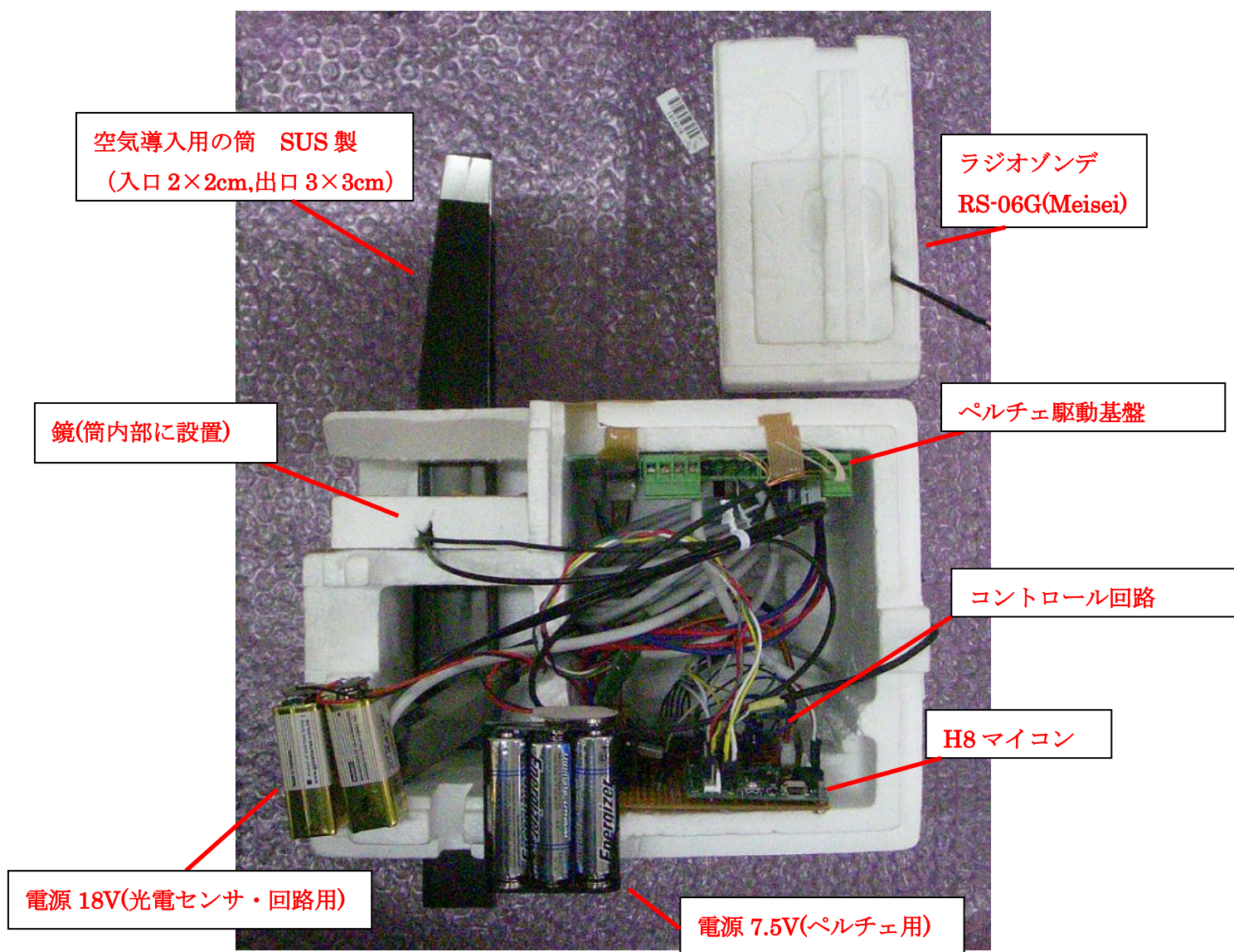


図 5.24 装置全体の写真。放球時は蓋をして回路・電池は密閉する。写真の上方向がゾンデ上昇時の上向き。

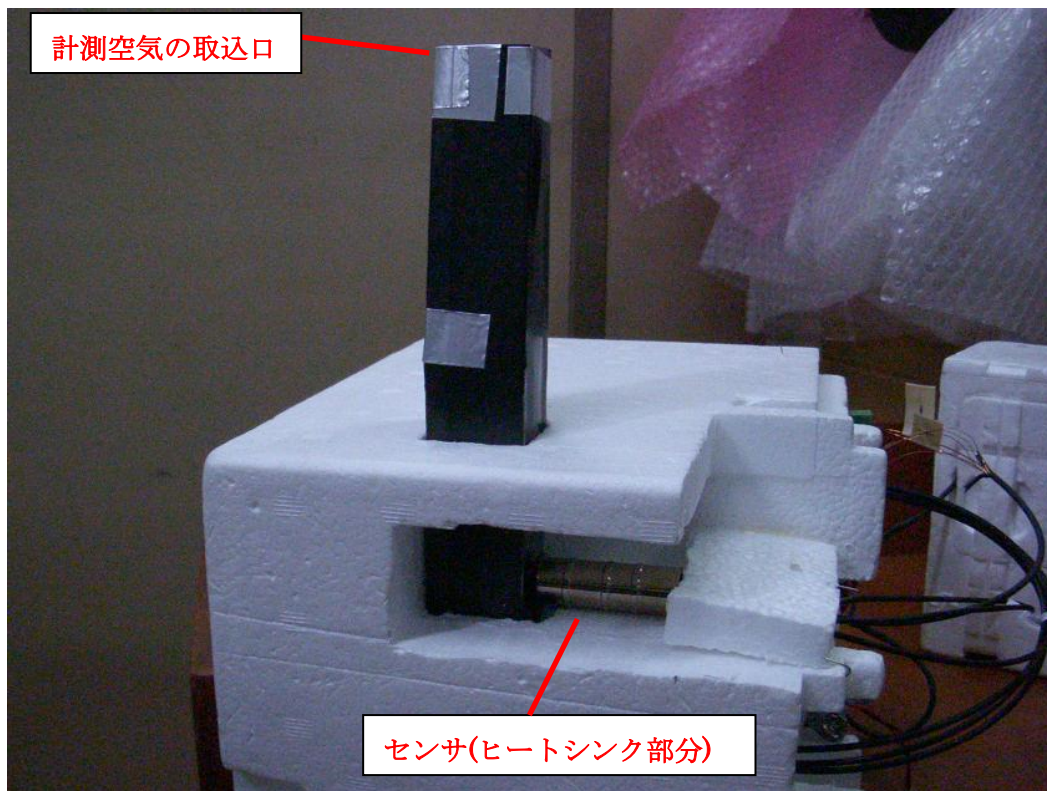


図 5.25 センサ部付近の拡大。発泡スチロールに囲まれた銀色部分はヒートシンク。筒は入口側を 2×2cm、出口側を 3×3 cm、長さ約 32 cm。

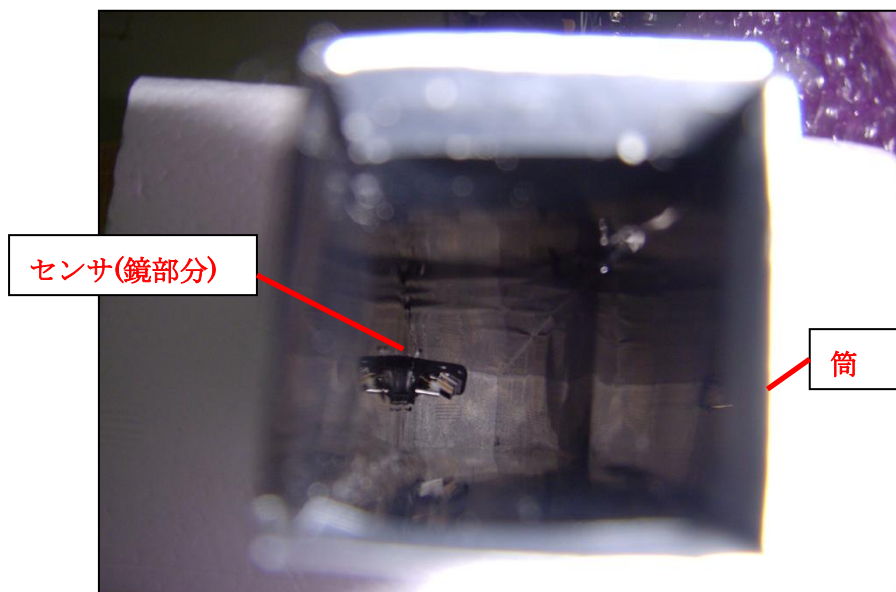


図 5.26 空気導入用の筒の上から筒内部を撮影。中央に見えるのがセンサの鏡面部分。流れに対して鏡が平行になる向きに設置している。

第6章 ゾンデ版 FINEDW™ 飛揚試験

2011年1月28日(金)、茨城県守谷市においてゾンデ版 FINEDW™ の飛揚試験を行った。本章では、ゾンデ版 FINEDW™ により得られた観測結果と考察についてまとめる。また、ゾンデ版 FINEDW™ における不確かさの評価とその要因について考察を行った。

6.1 飛揚試験の結果と考察

2011年1月28日14:30、茨城県守谷市において第1回目の飛揚試験を行った。観測当日の天気は快晴で、雲量0、連日の冬型の気圧配置のため観測地点の地上付近は非常に乾燥していた。当日の観測時の写真を図6.1に示す。放球の直前準備の段階で、PT100の計測回路において電波干渉によるノイズが発生したため、図6.1に示す通り竹竿を用いてラジオゾンデ RS-06G(写真手前)とゾンデ版 FINEDW™(写真奥)との距離を取り、さらにゾンデ版 FINEDW™ の外装にアルミホイルを巻きつけ、電波干渉対策を施し、電波干渉の問題が消えることを確認したのち、観測を実施した。

観測結果を図6.3に示す。観測時、大気は乾燥しており、露点温度は地上付近から0℃以下の値(気温6.3℃、相対湿度23.2%)であった。その後、高度の上昇とともに気温・露点温度は減少し、高度10kmでは気温-44℃、霜点温度-71.5℃に達した。この時、ペルチェの温度差は-27.5℃、電流値は-2.1Aであった。この高度までは、散乱光強度は $1.3 \pm 0.2V$ 内で振動しているが、鏡面冷却の制御を実施している。しかし、高度10km以上の成層圏の非常に乾燥した大気に達したところで、散乱光強度は1.0Vとなり鏡が乾ききった状態を示し、鏡面冷却の制御に失敗した。この原因は、制御プログラム上でペルチェ素子への過電流防止のための制限^{※1}(ペルチェ素子への出力信号が-2.1Aを超えた時、-1.8Aまでしか流さない)を設けていたため、非常に乾燥した領域である高度10km付近でこの制限が働き、その後も非常に乾燥した領域が続いたため、正常な制御に戻ることがなかったためである。しかし、高度10km以上では-1.8Aを流し続けているに関わらず、気温と鏡面温度の温度差は減少し、高度17km以上では気温と鏡面温度はほぼ一致している。第3章(図3.19)で示した通り、-44℃における冷却能力は30℃以上あることは確かめられたが、この高度では気温-70℃に達している。この気温で60hPaの時、理論的には36℃冷やすことができる。どれだけの冷却能力があるか実験により確かめる必要があるが、もし本当に-1.8Aが流れ続けているとすれば、この時のペルチェ素子のヒートシン

※1 ペルチェの過電流防止のため制限は、センサ破損防止のために室内実験用として設定していた。室内実験時、PIDパラメータの設定によってはペルチェ素子に±3.0A近くの設定以上の大電流が流れることがあった。特に加熱側の大電流が鏡面温度の急上昇を引き起こし、ペルチェ素子と鏡面の接着面の剥がれの原因となった。このため、冷却側には2.1A以上、加熱側には0.7A以上が流れないように制限を設定していた。

クが気温に対して十分に馴染まず高い温度を示していた可能性がある。装置構成を見直し、ヒートシンクの放熱効率を上げることが必須であり、今回製作上の都合でヒートシンク温度をモニタする事ができなかったが、今後の観測ではヒートシンク温度をモニタする必要がある。また、高度 28km 付近で加熱方向に電流が流れ、鏡面温度が急上昇している。これは、PID 制御のうちの積分制御の積分値が、大きな偏差を足し続け、プログラム上で定義された積分値の変数が飽和し、符号が逆転してしまい、大きな加熱方向の出力に切り替わってしまったのではないかと推測される。この加熱により鏡面温度は 98℃まで達している。加熱のペルチェ電流は 0.7A を流している。高度 28km での気温 - 43℃、気圧 15hPa において 0.7A のペルチェ電流を流した時の加熱能力は理論的には 60℃～70℃程度である。ヒートシンクが気温に対して十分に馴染んでいるとした時、0.7A を流しても 98℃に達することはない。よって、ヒートシンクが気温に馴染まず、気温より数十℃高くなっていると予想される。

今回の観測時には、PID 制御パラメータを1回だけ露から霜用の PID 制御パラメータに切り替えており、高度 2.7 km 付近で切り替わっている。しかし、0.8 km 付近で散乱光強度の様子が大きく変化しており、この高度ですでに鏡面上の露は霜に変化したと判断できる 0.8km～2.7kmの間は鏡面上が霜でありながら露用の PID 制御パラメータで制御されている。この領域で大きな水蒸気量の変動がなかったため、一見適正に制御されているように見えるが、計測の時定数が落ちているはずである。露と霜の両方において、PID 制御による振動が発生してしまっている箇所が確認できる。露の時は、全領域で振動が確認でき、霜の時は 3km～4km と 10km 付近で振動が発生していることが確認できる。霜の時の振動は、大きな水蒸気量の変動があった後に発生している。

次にラジオゾンデ RS-06G の相対湿度計との比較を行った。RS-06G の性能については表 6.2 にまとめる。ゾンデ版 FINEDEW™ では露(霜)点温度を計測しているため、RS-06G で計測された気温を用いて相対湿度に変換する。相対湿度 RH[%]は、飽和水蒸気圧 e_s に対する水蒸気圧 e_w もしくは e_i の比で表せ、露点温度や気温から水蒸気圧や飽和水蒸気圧への変換には次式を用いる。また、0℃以下においてはすぐに氷とならず、過冷却水となる場合がある。鏡面上の凝結物が過冷却水の場合の水蒸気圧 e_s と鏡面上の凝結物が氷の場合の水蒸気圧 e_i はそれぞれ、

$$e_w(T_w) = 6.112 \times \exp\left(\frac{17.62T_w}{243.12 + T_w}\right) \quad (6.1)$$

$$e_i(T_i) = 6.112 \times \exp\left(\frac{22.46T_i}{272.62 + T_i}\right) \quad (6.2)$$

で表すことができる(World Meteorological Organization, 2008)。また、飽和水蒸気圧は気温のみの関数であり、高層気象観測では慣習的に常に水に対する相対湿度で表すため、式(6.1)より

$$e_s(T_a) = 6.112 \times \exp\left(\frac{17.62T_a}{243.12 + T_a}\right) \quad (6.3)$$

である。ここで、ゾンデ版 FINEDEW™ の鏡面上の凝結物が水滴の場合、水に対する相対湿度

RH[%]は、

$$RH = \frac{e_w(T_w)}{e_s(T_a)} \times 100 \quad (6.4)$$

で表せる。鏡面上の凝結物が氷の場合は、

$$RH = \frac{e_i(T_i)}{e_s(T_a)} \times 100 \quad (6.5)$$

となる(Fujiwara et al., 2003)。図 6.5 はラジオゾンデ RS-06G の相対湿度計の値とゾンデ版 FINEDEW™ の露(霜)点温度を相対湿度へ変換した値との比較である。ゾンデ版 FINEDEW™ から変換した相対湿度を赤で示し、RS-06G の相対湿度計の値を紫で示す。さらに図 6.5 はこれらの差を示し、±7%に示した黒破線は RS-06G のメーカーカタログ値(2σ)で保証されている値を示す。また、露点温度から相対湿度への変換の際に RS-06G で計測された気温を用いるため、RS-06G で計測した気温の測定誤差が相対湿度への誤差へつながる。RS-06G による気温の測定誤差が±0.5℃とした時、ゾンデ版 FINEDEW™ の露(霜)点温度から相対湿度への変換で生じる誤差は最大でも 2.6%以内である。

図 6.6 は縦軸に RS-06G、横軸にゾンデ版 FINEDEW™ で計測した相対湿度の値をプロットし比較したものである。両センサにバイアスがなければ、傾き1の直線に乗るはずであるが、大きく外れた領域が3か所確認できた。まず、破線で囲った領域 A はゾンデ版 FINEDEW™ が RS-06G より高い値を示した高度 2.0km～3.0km に対応する。ここでは、鏡面上に霜がついていながら露の PID 制御パラメータで制御している領域であり、ゾンデ版 FINEDEW™ の計測の時定数の遅れがもたらした差であると判断できる。

次に、領域 B は相対湿度 50%程度の今回の観測のなかでは比較的湿った場所の計測で発生したずれであり、高度 1.5～2.0km、4.5～6.0km に対応する。これらの高度では、ゾンデ版 FINEDEW™ で計測した相対湿度が RS-06G で計測した相対湿度より 10%弱低く計測されている。これらの高度のゾンデ版 FINEDEW™ の動作を確認するため、図 6.7 に露点温度と気温とともに散乱光強度を示した。散乱光強度を見ると、目標値の 1.3V に対して±0.2V 程度の偏差が発生している事が確認できる。しかし、この散乱光強度の偏差の大きさがどの程度、露点温度計測に影響したか定量的な判断はできないが、定性的にはこれらの高度の散乱光強度の偏差の傾向は、高いほうから低いほうに推移している傾向があり、鏡面温度が真値よりも高い事を示している。これは、ゾンデ版 FINEDEW™ で計測した相対湿度が RS-06G で計測した相対湿度より 10%弱低い値を示すことと矛盾している。

次に図 6.7 に示す領域 C では、非常に乾燥した場所での計測であり、相対湿度の誤差の大きさとしては領域 A、B に比べ小さいが、ゾンデ版 FINEDEW™ で計測した相対湿度が RS-06G で計測した相対湿度より常に数%弱高く計測されている。高度 3.0～4.0km に対応しており、ここでの散乱光強度を見ると、大きく振動している事がわかった。これらの振動が露点温度の計測に影響した可能性がある。PID 制御のさらに改良し、散乱光強度が振動することによる不確かさを少なくすることが必要である。

そして、もう一つ目の対流圏界面の高度 9km 付近でも 7% 程度の差が生じている。ここでは、湿った場所で発生していた領域 B の計測値の差とは逆に、ゾンデ版 FINEDEW™ が高い値を示した。図 6.8 で示す通り 8.8km 前後では欠損が生じていた。このため正しい判断が困難であるが、欠損が始まる直前、図 6.8 左の散乱光強度(茶色)は上昇傾向を示していた。これは真の露(霜)点温度が鏡面温度よりも高く、ゾンデ版 FINEDEW™ で追従できていないと判断できる。このため、ゾンデ版 FINEDEW™ から変換した相対湿度の値に関しても、真値はこれよりも高いのではないかと推測される。また、相対湿度計である RS-06G では低温では時定数は遅くなるため、この変動に追従できていない可能性も考えられる。



図 6.1 飛揚直前の装置。手前がラジオゾンデ RS-06G(明星電気株式会社製)、奥がゾンデ版 FINEDEW。電波干渉防止のため、RS-06G とゾンデ版 FINEDEW™ の距離を離している。



図 6.2 飛揚直前のゾンデ版 FINEDEW。電波干渉防止のため、アルミホイルを貼り付けている。

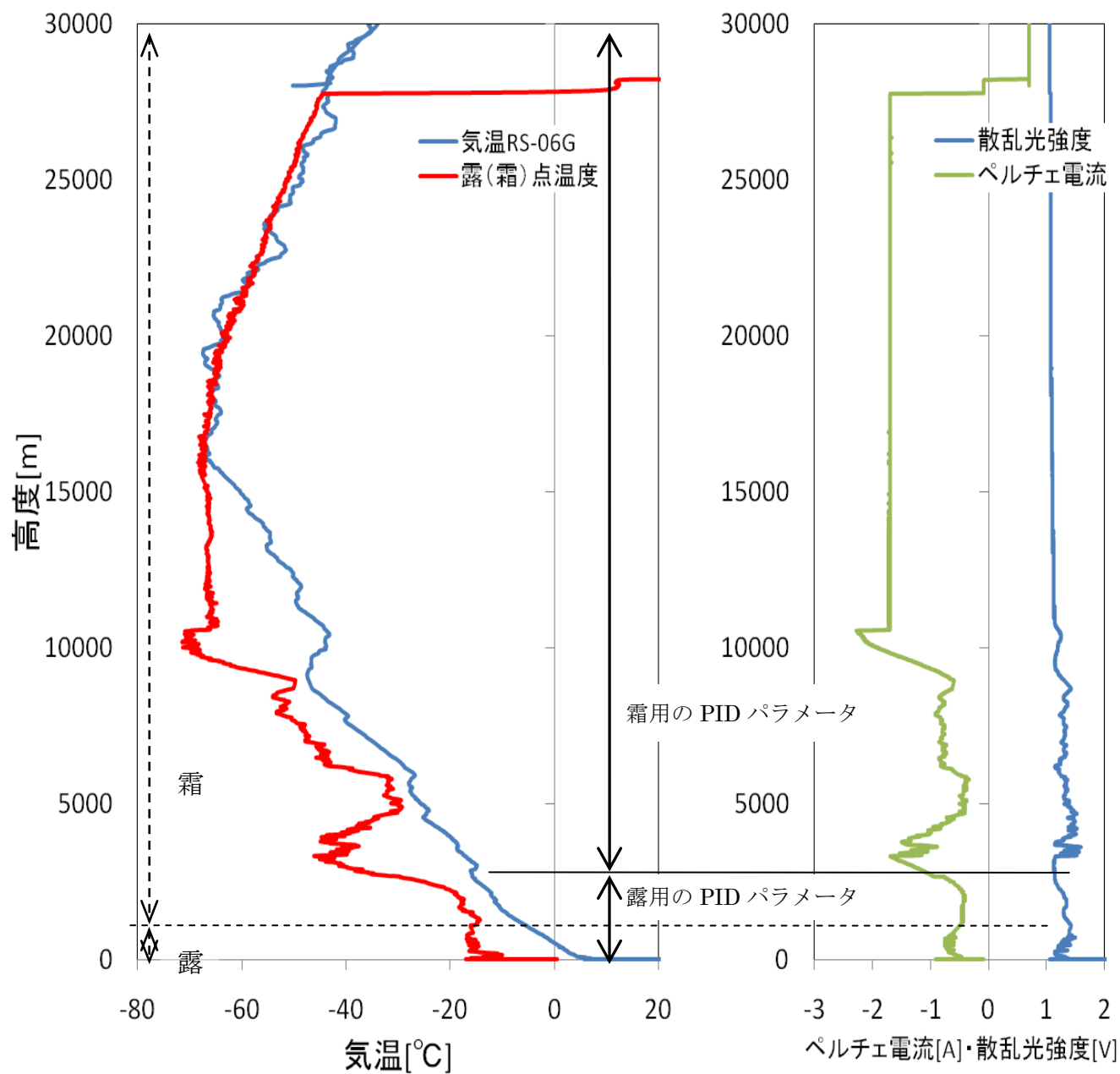


図 6.3 ゾンデ版 FINEDEW™ で得られた水蒸気の高度分布(左)と各高度でのペルチェ電流値(右図緑)と散乱光強度(右図青)。赤がゾンデ版 FINEDEW™ の露点温度で、青が RS-06G の気温を示す。破線で示した矢印とその領域は鏡面上の凝結物が露か霜かを推測した領域を示す。実線矢印とその範囲は PID 制御パラメータの露用もしくは霜用の PID 制御パラメータの範囲を示す。

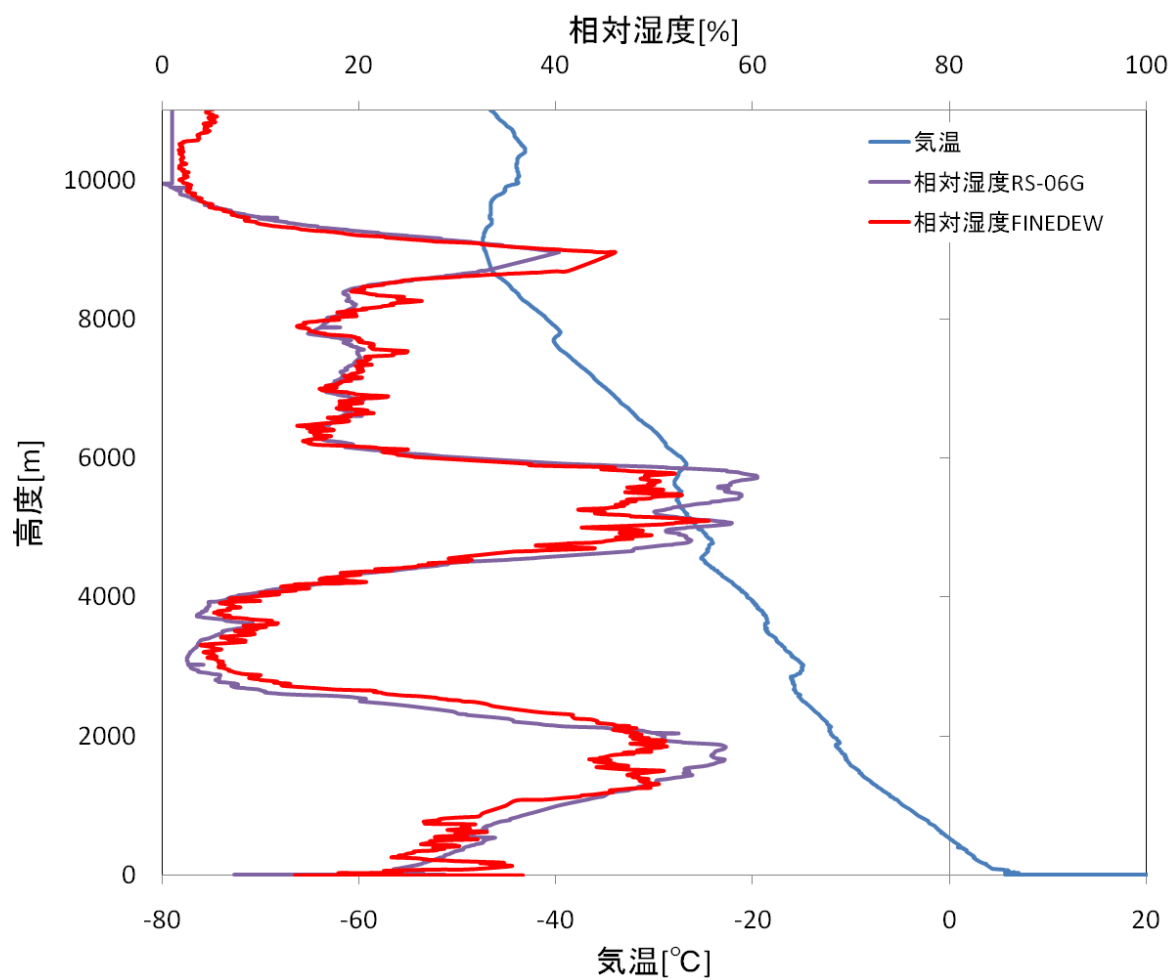


図 6.4 RS-06G とゾンデ版 FINEDEWTMとの比較。紫が RS-06G の相対湿度、赤がゾンデ版 FINEDEWTM で計測した露点温度から水に対する相対湿度に変換したもの、藍が氷に対する相対湿度に変換したものを示す。

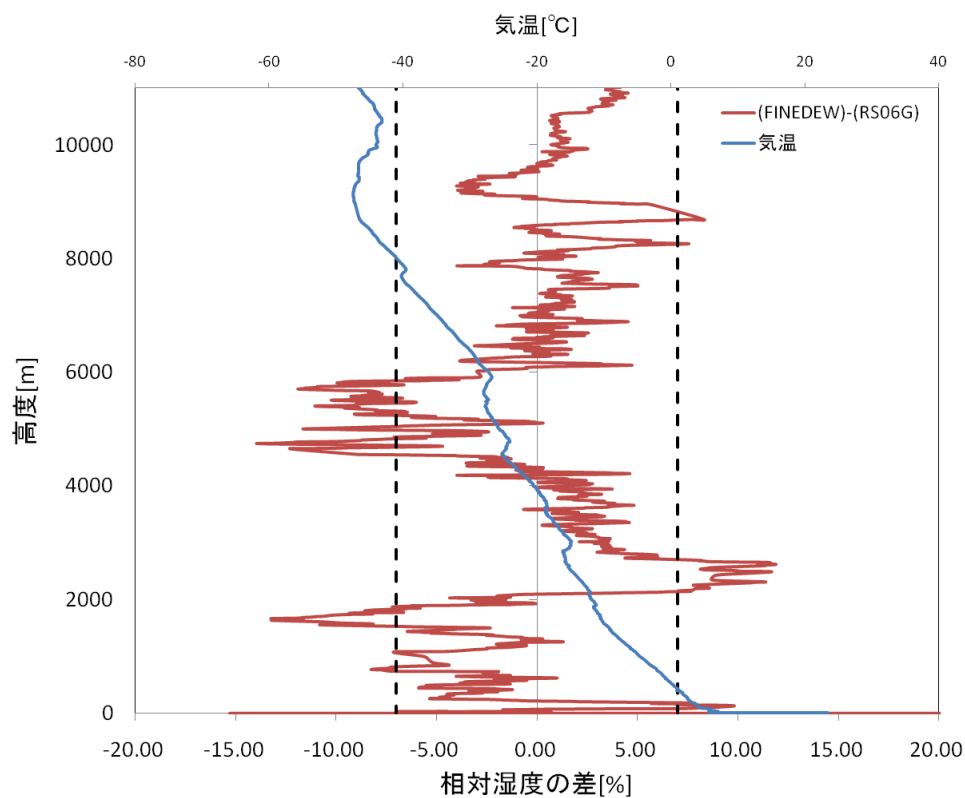


図 6.5 ゾンデ版 FINEDEWTM で計測した露点温度から変換した相対湿度と RS-06G で計測した相対湿度の差。黒破線は RS-06G の保証精度 $\pm 7.0\%$ (2σ)を示す。

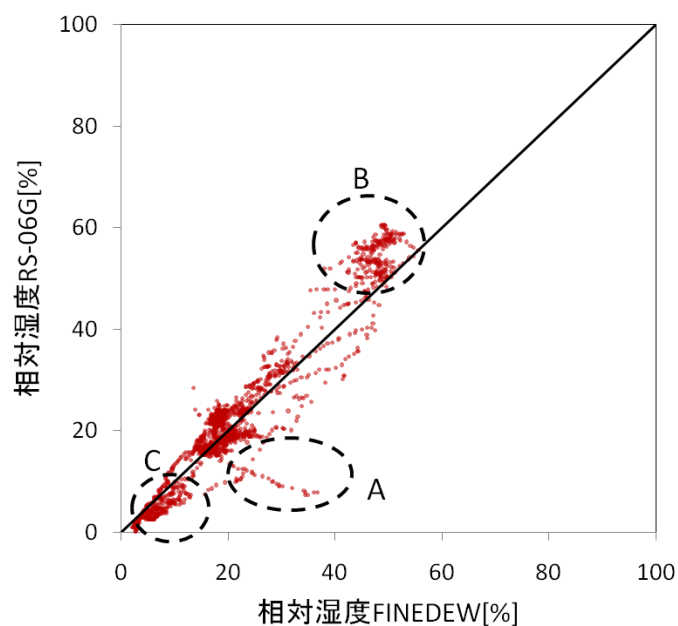


図 6.6 RS-06G とゾンデ版 FINEDEWTM で計測した相対湿度の比較。0km から 10km の FINEDEWTM が正常に動作していた高度のデータを使用し、横軸にゾンデ版 FINEDEWTM 縦軸 RS-06G である。y=x の黒線実線から大きく外れる領域 A,B,C を破線で囲う。

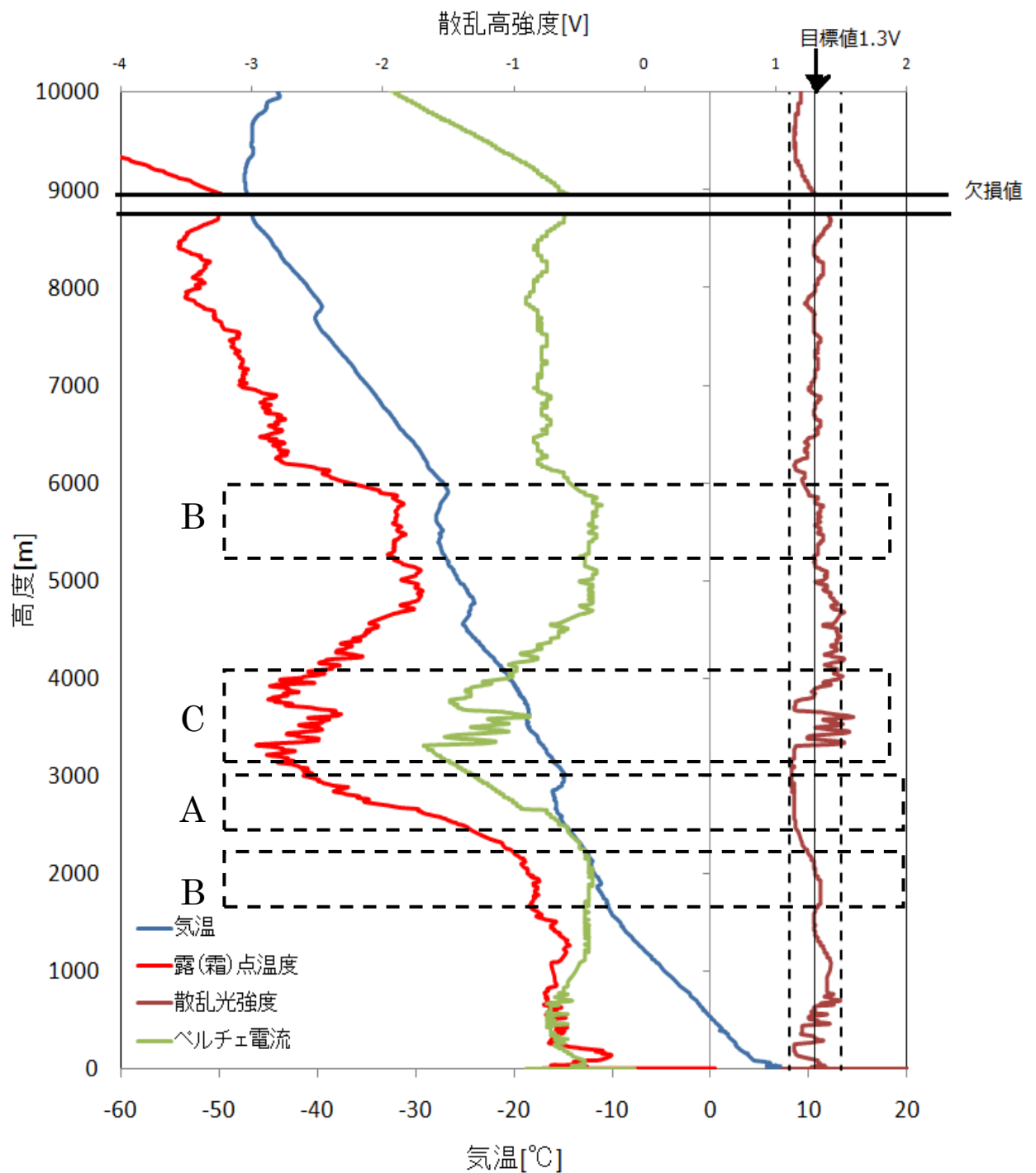


図 6.7 相対湿度の差が大きくなるそれぞれの高度付近の拡大 1.0km～3.0km、4.0km～6.0km、7.5～9.5km の露点温度(赤)、気温(青)、散乱光強度(茶)、散乱光強度目標値(黒実線)、目標散乱光強度 $\pm 0.2V$ (黒破線)を示す。また、8.7～8.9km の黒で囲んだ範囲は欠損値である。破線で囲った部分は図 6.6 の領域 A,B,C に対応している。

表 6.1 第1回飛揚試験の概要

場所	茨城県守谷市 緯度 N35.93.806 経度 E140.00.17 (明星電気株式会社つくば事務所 放球試験場)
時間	2011 年 1 月 28 日 14:30 放球
天候	快晴
雲量	0
地上気圧	1013.9 hPa
地上気温	6.3 °C
地上湿度	23.2 %

表 6.2 ラジオゾンデ RS-06G の仕様

気温	計測範囲	- 90°C～+ 40°C
	分解能	0.1°C
	計測精度	±0.5°C (2σ)
	応答時間	0.5 秒以下 (1000hPa、6m/s)
湿度	計測範囲	1%RH～100%RH
	分解能	0.1%RH
	計測精度	±7.0%(2σ)
	応答時間	0.5 秒以下 (1000hPa、25°C)
高度	計測範囲	- 200m～40000m
	分解能	0.1m
	計測精度	±5 m
気圧	計測範囲	1050hPa～3hPa
	分解能	0.1hPa
	計測精度	地上～100hPa:±1.0hPa 100hPa～3hPa:±0.5hPa
風向	計測範囲	0deg ～360deg
	分解能	0.1deg
風速	計測範囲	0m/s ～200m/s
	分解能	0.1 m/s
	計測精度	±0.2 m/s

(各値は明星電気株式会社 RS-06G カタログから引用。2007 年 9 月現在の仕様。)

6.2 ゾンデ版 FINEDEW™における不確かさとその要因

ゾンデ版 FINEDEW™に用いるセンサ部分(鏡面温度計測部)は株式会社山武により標準露点との比較計測から不確かさの大きさが決定されている。株式会社山武では、計量法による標準測器を持っており、この標準測器との比較により評価が行われている。センサプローブの不確かさの要因は、鏡の熱容量、ペルチェと pt と鏡の接触の熱抵抗、pt の偏差、光ファイバーの傾き、鏡面の濡れ性など様々あるが、今回飛揚試験に用いた鏡面温度計測の不確かさは 25℃において +0.2℃～ - 0.1℃である(付録 1)。ゾンデ版 FINEDEW™の露点温度計測の不確かさは、鏡面温度計測部の不確かさに加え、鏡面冷却の PID 制御の振動による不確かさ、計測回路に由来する不確かさ、PT100 抵抗値から温度への変換式、などが考えられる。

まず、今回の観測時で発生した鏡面冷却の制御の振動による不確かさについて考察する。制御は PID 制御にて行っており、最適な PID 制御パラメータを設定しないと、振動が発生しやすくなり大きな不確かさの要因となる。また、高度によって、環境場が変わると鏡面センサの動作特性も変化することから、制御の振動の振幅や周期も変化し、この不確かさの大きさは高度に依存する。図 6.8 は今回の観測時で最も大きな振動が発生した高度 4km 付近の霜点温度と散乱光強度を示したものである。散乱光強度が約 20sec(100m) 周期の振動が発生しており、霜点温度も同様に振動している。霜点温度の 20sec 移動平均を黒線で示しており、ここからのずれ(赤線の振動の振幅)は最大 2.6℃になる。よって、PID 制御による振動は、1sec 毎のデータ(高度分解能 6m)では、最大 2.6℃の不確かさにつながる。また、相対湿度計 RS-06G の相対湿度から霜点温度へ変換したものを図 6.8 に紫線で示す。高度 3.0km～4.0km 付近は非常に乾燥していた領域であり、相対湿度での RS-06G の計測値とゾンデ版 FINEDEW™の計測値の 20sec 平均した値の差は 3%程度であるが、霜点温度では最大 5℃程度の差が生じている。ただし、この差が PID 制御の振動によるものかは明らかではない。

次に、計測回路に由来する不確かさがある。計測回路のなかでも、露(霜)点温度計測に大きな不確かさをもたらしているものは PT100 抵抗値の計測に用いたオペアンプの温度依存性を打ち消すために使用しているリファレンス抵抗値の 100Ω 金属皮膜抵抗の許容誤差や温度依存性ではないかと考えられる。今回用いた 100Ω 金属皮膜抵抗は比較的高精度な許容誤差±0.25%のものをを用いている。この抵抗値の 100Ω±0.25%の誤差は、温度に変換すると、20℃において、±0.69℃の誤差をもたらす。温度が高い(抵抗値が高い)時ほど、温度に変換すると大きな誤差をもたらすことから 20℃以上ではさらに大きくなる。因みに-60℃において、この誤差は±0.48℃である。計測回路に由来する不確かさには、もう一つデジタル値の離散化による分解能による不確かさが発生するが、これについては、表 2.1 に示したとおり、鏡面温度計測への影響は 0.01℃程度と非常に小さい。

次に、PT100 抵抗値から温度への変換式で発生する不確かさについてまとめる。鏡面温度の温度計測には PT100 白金抵抗温度計を用いている。PT100 の抵抗値と温度の関係は、

$$R_T = R_0[1 + AT + BT^2] \quad (6.6)$$

で表せる。 R_T は温度 T における抵抗値、 R_0 は 0℃における抵抗値、 A 、 B が抵抗によって決まる係数である。PT100 抵抗値と温度の換算表から、 A 、 B を決定する。決定した A 、 B を用いて変換した時に発生

する抵抗値から温度への変換による誤差を図 6.9 に示す。最大でも -60°C 付近の $+0.06^{\circ}\text{C}$ であり、他の不確かさに比べると小さい。まとめると、計測値に不確かさをもたらす主因は、PID 制御の振動による誤差であり、鏡面温度が $2\sim 3^{\circ}\text{C}$ の振幅で振動を起こしてしまうことがわかった。また、振動が起きた鏡面温度を平均した値と相対湿度計から霜点温度に変換した値との差は最大 5°C と大きな差が生じた。今後、PID 制御パラメータを再調整することで、PID 制御の振動を抑える必要がある。この PID 制御の振動による不確かさを除くと、最大の不確かさをもたらすのは、計測回路による誤差であり、露点温度 20°C において、 0.7°C 程度の誤差をもたらす可能性がある。次に大きな不確かさをもたらすものとして、鏡面の熱容量やペルチェと PT と鏡面の接着面の熱抵抗などによる鏡面温度の計測に関わる不確かさとなる。

ここまでは、露(霜)点温度の計測に関する不確かさについてまとめた。今回の観測では、相対湿度計である RS-06G との比較を行った。したがって、露点温度から相対湿度へ変換するために、露点温度や気温から水蒸気圧や飽和水蒸気圧に変換する必要があり、式(4.5)、(4.6)を用いている。第1章で示したとおり、露点温度から水蒸気圧への変換式は、いくつかの実験式が作られている。これらのどの式を用いるかにより差が生じるが、露点温度の計測がもたらす不確かさに比べ小さく、今回の観測データにおいて、Goff and Grach(1946)の式と WMO (2008)の式を用いて、それぞれ相対湿度を算出した時の差は 1.0%未満であった。

計測時定数の遅れについて評価する。第 6.1 節でも考察したとおり、RS-06G との相対湿度の比較で大きな差が生じた 2km $\sim$ 3km の領域はゾンデ版 FINEDEWTM の PID 制御パラメータを鏡面が霜にも関わらず露用の設定になったために発生した FINEDEW の霜点温度計測の遅れだと考えられる。この時、散乱光強度も大きな周期で段々と目標の一定値から外れ始めており、露(霜)を一定の大きさ(平衡状態)に保つ制御を外していると言える。今後、散乱光強度と鏡面上の露(霜)の大きさの関係を定量的に明らかにすることで、この制御によるずれ(遅れ)がどの程度の時定数の遅れや不確かさをもたしているかを定量的に評価できるのではないかと考えている。

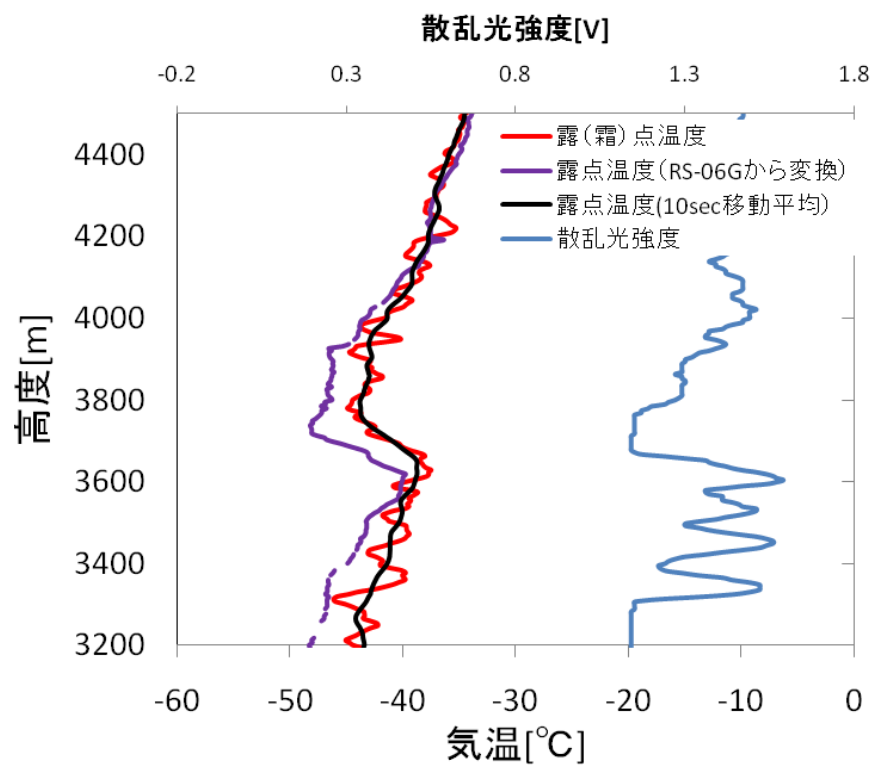


図 6.8 PID 制御により発生する振動。赤が計測した 1 秒ごとの霜点温度で黒がその 100m 移動平均を示す。紫色は相对湿度計 RS-06G の相对湿度から露点温度に変換したものを示す。青色は散乱光強度である。

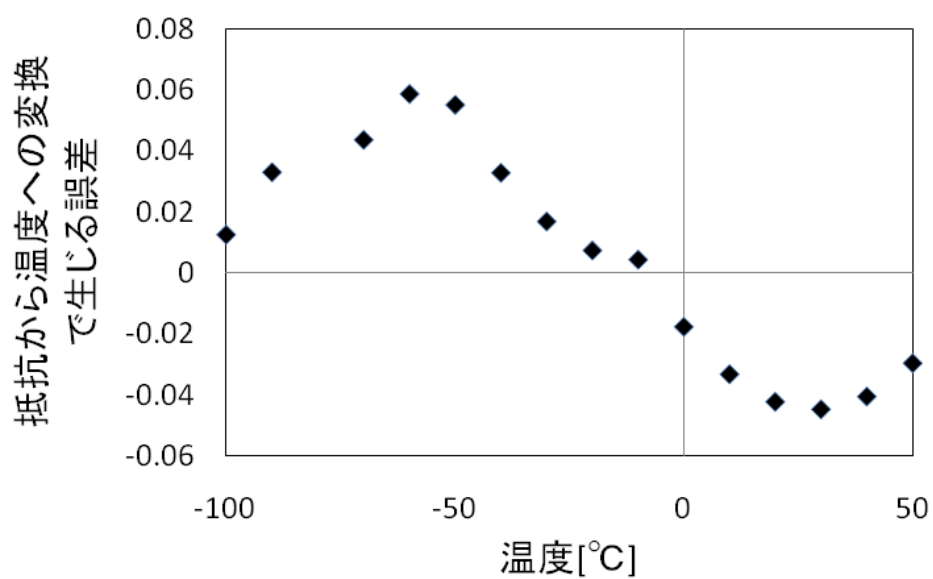


図 6.9 PT100 の抵抗値から温度への変換で生じる誤差。

6.3 ゾンデ版 FINEDEW(一号機)の問題点

今回の観測で明らかとなった課題についてまとめると以下(I)～(VI)のとおりである。

(I)ペルチェのヒートシンクの放熱効率

今回の観測では、ペルチェのヒートシンクの温度のモニタを行わなかった。センサがプログラム上のミスにより停止した 10km 以上ではヒートシンクの放熱効率が落ちている可能性が考えられるため、ヒートシンクの放熱率の向上と観測時のヒートシンクのモニタが不可欠である。

(II)鏡面温度計測の絶対精度

鏡面冷却式露点温度計は、熱力学的な物理原理に基づいた測定方法で水蒸気量の真値を測ることができるセンサである。しかし、鏡面温度の計測時の不確かさが水蒸気量の計測の不確かさになる。今回新たに製作したゾンデ版の計測回路を用いた時の鏡面温度の計測に関して校正を行い、高精度な鏡面温度計測が行えていることを実証する必要がある。

(III)ラジオゾンデの電波による計測回路への影響

観測当日、ラジオゾンデの電波による干渉により鏡面温度の計測にノイズが発生した。ノイズ発生時のデータを解析した結果、鏡面温度以外の散乱光強度やペルチェ電流値などのハウスキーピングデータにはノイズが入っていなかったことから PT100 の計測回路に用いた IC に電波干渉が生じたものと思われる。PT100 の計測回路の再設計が必要である。

(IV)PID 制御の再調整

PID 制御による鏡面温度の振動が発生した高度があった。大きな水蒸気量の変動があった時や鏡面が霜であるにも関わらず露用の PID 制御パラメータで制御を実施している高度で鏡面冷却の制御を外し振動が発生した。よって、PID 制御パラメータの切り替えるタイミング、水蒸気量が大きく変動する時の PID 制御パラメータについて特に見直す必要がある。また、高度 0.8km までの鏡面上に露が付いているとき、地上実験ではうまく制御できていたにも関わらず飛揚時には大きな振動が発生した。何により発生した振動が明らかにし、露用の PID 制御パラメータを再調整する必要がある。

(V)装置構成

ヒートシンクの放熱効率にも関わるが、装置全体を見直す必要がある。今回はコントロール回路に自作の回路を用いたことや鏡面センサ部の光ファイバーが長かったことからサイズが大きくなった。プリント基板を用いることや光ファイバーの短縮によりよりコンパクトな設計が可能となる。今回の観測ではバルーンサイズ 1200g を用いたが、装置を小型化することで、用いるバルーンサイズを小さしたり、ヘリウムガスの使用量を減らすことで、1回の観測にかかる全体のコストを削減することにつながる。

(VI)制御プログラム(ペルチェの冷却能力)

今回の観測では、ペルチェ素子への過電流防止のためにプログラムにより制限を設けていた。この制限は最大負荷電流の 7 割程度としていたため、ペルチェの冷却能力を最大限生かすことができなかった。これらの制限を取り外し、ペルチェの冷却能力を最大限生かす必要がある。

以上、6点の改良を行うことで、さらに正確に、さらに高い高度までの計測が可能になるはずである。

第7章 まとめ

本研究では、気候監視に用いる事ができる高精度なラジオゾンデ用の鏡面冷却方式水蒸気センサの開発を試みた。産業用に用いられている鏡面冷却方式露点温度計 FINEDEW™をラジオゾンデ用に用いるため、次の内容(1)～(5)の改造や検討を行った。

- (1) 高層の低温低圧の環境や飛揚時の振動を考慮し、軽量化したマイコンを用いた新たなコントロール回路を作成した。また、露点温度計測や鏡面冷却の制御を行うためのマイコンのソフトウェアを作成した。
- (2) FINEDEW™ の基本性能(ペルチェによる冷却能力)を調べるため、気圧気温槽および風洞装置を用いた冷却能力の確認実験を行った。
- (3) 高層気象観測に適した PID 制御パラメータを見いだすため、室内、低温室および気圧気温槽を用いた鏡面冷却の制御実験によるセンサの動作特性の環境依存性の確認を行った。
- (4) 鏡面冷却の制御の環境依存性を明らかにするため、センサの鏡面近傍で生じる物理的現象の理論的考察を行った。
- (5) 飛揚する際の装置構成の検討として、計測空気導入用の筒の必要性を確認するために、太陽光による散乱光検出への影響について疑似太陽光装置を用いて確認した。
- (6) 計測空気導入用の筒の形状と筒内の流れの考察を行い、実験により筒内の流れの気圧依存性を確かめた。

これらの事を考慮したセンサを製作し、2011 年 1 月 28 日守谷で飛揚試験を行った結果、開発したセンサは地上から高度 10.5km まで、鏡面冷却の制御を実施し、露(霜)点温度の計測を行えた。しかし、高度 10.5km を経過し、非常に乾燥した成層圏の大気に達したところでペルチェ電流の過電流防止のための制限が掛り、これより上空の露点温度の計測ができなかった。また、露点温度の計測が行えた高度 10.5km までのゾンデ版 FINEDEW™ で得られたデータをラジオゾンデの相対湿度計のデータと比較することでゾンデ版 FINEDEW™ について、いくつかの課題が見えた。今回の観測で明らかとなった課題についてまとめると次のとおりである。

- (I) PID 制御パラメータの調整不足により鏡面温度の振動や時定数の遅れが発生した。特に鏡面上の凝結物が過冷却水滴から霜に変わる時の PID 制御パラメータの切り替えのタイミングを検討する必要がある。
- (II) 上空でのペルチェのヒートシンクの放熱効率の低下が明らかとなった。ヒートシンクの放熱効率の向上を行うため、装置の構成を見直す必要がある。
- (III) ラジオゾンデの電波による計測回路への影響が生じた。計測回路内のどの IC に電波干渉が生じたのかを明らかにし、電波が生じない回路を再度設計する必要がある。

以上の課題を解決することで、地上から下部成層圏までの水蒸気の高精度な計測が可能なセンサとなる可能性がある。

謝辞

本研究を進めるにあたり、始終丁寧なご指導をして頂いた指導教官である藤原正智准教授には深く感謝いたします。何事に対してもいつも素早く対応をして頂き、考えが行き詰まり混乱してしまった時などは、丁寧な助言や内容の整理された教科書のようなメールにより何度も救われました。

明星電気株式会社の清水健作氏には、大気計測の基礎から装置設計に至るまで多くのアドバイスを頂き、研究支援をして頂きました。伊勢崎工場での滞在中には、実験を支援して頂いたり、センサ作りのノウハウを教えて頂いたりと本当にお世話になりました。澤田岳彦氏には、センサのプリント基板の設計などハードウェア設計を援助して頂きました。そして伊勢崎工場の滞在中には、吉川謙一氏、山口堅治氏など多くの方に貴重なコメントをいただきました。また、長期間の滞在にも関わらず、快く寮を使わせて頂いた総務の方々や寮の管理人さんなど明星電気株式会社の皆様にお世話になりました。心よりお礼申し上げます。

センサを提供して頂いた株式会社山武の井端一雅氏や金井良之氏には鏡面冷却センサに関して多くの事を教えて頂きましたし、鏡面センサに関する議論もさせて頂きました。何度もセンサを壊しては、修理して頂いたり、新しいセンサを送って頂いたりと早急な対応をして頂き、大変感謝しております。

そして、本コースの先生方にはいくつもの有意義なご意見を頂きました。長谷部文雄教授には、観測に関する様々なことを教えて頂きました。また、観測の厳しさ、難しさについても話してくださいました。藤吉康志教授には鏡面冷却センサの原理に関してのコメントを頂きましたし、副査を引き受けて頂きました。低温研究所低温室での実験に際しましては、豊田威信助教には利用手続きや利用方法に関してご指導頂きました。また、久保川厚教授、水田元太助教、堀之内武准教授には、装置構成の検討などに関して有益なアドバイスをもらいました。

同研究室の坂崎貴俊氏、そして OB の久保川陽呂鎮氏や中村一樹氏には、ゼミで発表練習を聞いて頂き、貴重な意見をいくつも頂きました。学校生活の大半を過ごした B402 部屋では、同部屋の田内裕人氏や水口元氏、元 B402 の古関俊也氏のおかげで、快適に過ごすことができました。また、B402 によく集まってきてくれたみなさんには、研究の話や世間話でよく盛り上がり、いい気分転換になりました。この他、同期の皆さま、先輩、後輩の皆さま、事務の皆さまのおかげで大変有意義な修士2年間の学生生活を送ることができました。

最後に、北海道での学生生活を支えて頂いた家族やアパートの大家さんに心から感謝します。

2011 年 2 月 杉立卓治

※FINEDEW™は株式会社山武の商標である。

参考文献

浅野康一, 1976: 物質移動論 共立出版株式会社

Dale F. Hurst, Samuel J. Oltmans, Holger Vömel, Karen H. Rosenlof, Sean M. Davis, Eric A. Ray, Emrys G. Hall, Allen F. Jordan 2011: Stratospheric water vapor trends over Boulder, Colorado: Analysis of the 30 year Boulder record, J. Geophys. Res., Vol. 116, D02306, 12 PP., 2011, doi:10.1029/2010JD015065

Daniel Rosenfeld, William L. Woodley, 2000: Deep convective clouds with sustained supercooled liquid water down to -37.5 C, Nature 405, 440-442, doi:10.1038/35013030

(独)産業技術総合研究所 計量標準総合センサー, (独)製品評価技術基盤機構 認定センター, 2008: 計測学 - 早わかり 第3版(EURAMET 文書の翻訳) METROLOGY – IN SHORT

Elliott, W. P., 1995: On detecting long-term changes in atmospheric moisture, Climatic Change, 31, 349-367

Fujiwara, M., M. Shiotani, F. Hasebe, H. Vömel, S. J. Oltmans, P. W. Ruppert, T. Horinouchi, and T. Tsuda, 2003: Performance of the Meteolabor "Snow White" chilled-mirror hygrometer in the tropical troposphere: Comparisons with the Vaisala RS80 A/H-Humicap sensors, Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 20, Issue 11, 1534-1542.

Fujiwara, M., H. Vömel, F. Hasebe, M. Shiotani, S.-Y. Ogino, S. Iwasaki, N. Nishi, T. Shibata, K. Shimizu, E. Nishimoto, J. M. Valverde-Canossa, H. B. Selkirk, and S. J. Oltmans, 2010: Seasonal to decadal variations of water vapor in the tropical lower stratosphere observed with balloon-borne cryogenic frost point hygrometers, J. Geophys. Res., 115, D18304, doi:10.1029/2010JD014179.

Fahey, D. W., R. S. Gao, and O. Möhler, 2009: Summary of the AquaVIT Water Vapor Intercomparison: Static Experiments. Available : https://aquavit.icg.kfa-juelich.de/WhitePaper/AquaVITWhitePaper_Final_23Oct2009_6MB.pdf

林電工株式会社, 2007: PT100 納入仕様書

Hurst, D. F., S. J. Oltmans, H. Vömel, K. H. Rosenlof, S. M. Davis, E. A. Ray, E. G. Hall, and A. F. Jordan, 2011: Stratospheric water vapor trends over Boulder, Colorado: Analysis of the 30 year Boulder record, *J. Geophys. Res.*, 116, D02306, doi:10.1029/2010JD015065.

Immler, F. J., J. Dykema, T. Gardiner, D. N. Whiteman, P. W. Thorne, and H. Vömel, 2010: Reference Quality Upper-Air Measurements: guidance for developing GRUAN data products, *Atmos. Meas. Technol.*, 3, 1217–1231, doi:10.5194/amt-3-1217-2010.

Joint Committee for Guides in Metrology, 2008a: Evaluation of measurement data Guide to the expression of uncertainty in measurement
http://www.bipm.org/utis/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf

Joint Committee for Guides in Metrology, 2008b: International Vocabulary of Metrology
http://www.bipm.org/utis/common/documents/jcgm/JCGM_200_2008.pdf

株式会社山武, 2007: ペルチェドライバ基板納入仕様書

株式会社山武, 2007: ミラー図面

小松エレクトロニクス株式会社, 2007: ペルチェ納入仕様書

久保田浪之介, 2009: 伝熱学 基礎のきそ 日刊工業新聞社

甲籐好朗, 1964: 伝熱概論 養賢堂

笠木伸英 木村竜治 西岡通男 日野幹雄 保原充, 1997: 流体実験ハンドブック 朝倉書店

Mayer, Sr, J. Reuder and J. Schween, 2005: Calibration of capacitive humidity sensors for atmospheric sounding by remotely piloted vehicles
http://folk.uib.no/sma087/calib_humidity.pdf

Montzka, S.A., L. Kuijpers, M.O. Battle, M. Aydin, K.R. Verhulst, E.S. Saltzman, 2009: Recent increases in global HFC-23 emissions, *Geophysical research letters* vol. 37, L02808, doi:10.1029/2009GL041195, 2010

Murphy, D.M and Koop.T , 2005:Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atomospheric applications

松尾一泰, 2007: 流体の力学 理工学社 発行

明星電気株式会社, 2007: GPS ラジオゾンデ RS-06G カタログ
<http://www.meisei.co.jp/products/meteo/pdf/RS-06G.pdf>

日本機械学会, 2006: 機械工学便覧基礎編・流体力学

日本機械学会編,1992 :湿度水分計測と環境のモニタ 技報堂出版

日本流体力学学会, 1998: 第2版 流体力学ハンドブック 発行所 丸善株式会社

二宮洗三, 2000: 気象がわかる数と式 オーム社

西川兼康 藤田恭伸,:1982: 伝熱学 理工学社

Rosenfeld.D¹ and Woodley.W, 2000: Deep convective clouds with sustained supercooled liquid water down to -37.5 °C、Nature 405, 440-442 (25 May 2000) | doi:10.1038/35013030

Schlichting H, 1979: Boundary Layer Theory, 7th editon McGraw-hill

Seidel, D. J., F. H. Berger, H. J. Diamond, J. Dykema, D. Goodrich, F. Immler, W. Murray, T. Peterson, D. Sisterson, M. Sommer, P. Thorne, H. Vömel, and J. Wang, 2009: Reference upper-air observations for climate: Rationale, progress, and plans, Bull. Amer. Meteorol. Soc., 90, 361369, doi:10.1175/2008BAMS2540.1.

Solomon, S., K. Rosenlof, R. Portmann, J. Daniel, S. Davis, T. Sanford, and G.-K. Plattner, 2010: Contributions of stratospheric water vapor to decadal changes in the rate of global warming, Science, 327, 1219–1223, doi:10.1126/science.1182488.

SPARC (Stratospheric Processes And their Role in Climate), 2000: SPARC assessment of upper tropospheric and stratospheric water vapour (Kley, D., J. M. Russell, and C. Phillips, eds.), WCRP 113, 312 pp., World Meteorol. Organ., Geneva, Switzerland.

坂田亮, 2005: 熱電変換-基礎と応用- 裳華房

Vetrov.V.V and V. P. Katushkin, 1974:Analysis of capacitive measurements of relative air humidity, Measurement Techniques, Volume 17, Number 5, 750-752, DOI: 10.1007/BF00812408

Vömel.H, M.Fujiwara, M.Shiotani, F.Hasebe, S. J. Oltmans, J.E.Barnes, 2003: The Behavior of the Snow White Cilled-Mirror Hygrometer in Extremely Dry Conditions, J. Atmos. Oceanic Technol,20 1560-1567

Vömel.H, J.E.Barnes, R.N.Forno, M.Fujiwara, F.Hasebe, S.Iwasaki, R.Kivi, N.Komala, E.Kyro, T.Lebance, B.Morel, S.-Y. Ogino, W.G.Read, S.C.Ryan, S.Saraspriya, H.Selkirk, M.Shiotani, J.Valverde Canossa, and D.N.Whiteman 2007a: Validation of Aura Microwave Limb Sounder water vapor by balloon-born Cryogenic Frost point Hygrometer measurements. J. Geophys. Res 112 D24S37 doi:10.1029/2007JD008698

Vömel, H., D. E. David, and K. Smith , 2007b: Accuracy of tropospheric and stratospheric water vapor measurements by the cryogenic frost point hygrometer: Instrumental details and observations, J. Geophys. Res., 112, D08305, doi:10.1029/2006JD007224.

Weinstock.E.M, J.B.Smith, D.S.Sayres, J.V.Pittman, J.R.Spackman, E.J.Hintsa, T.F.hanisco, E.J.Meyer, J.M.St.Clair, M.R.Sargent, and J.G.Anderson, 2009: Validation of the Harvard Lyman- α in situ water vapor instrument:Implications for the mechanisms that control stratospheric water vapor,J.Geophys.Res.,114,D23301,doi:10.1029/2009JD012427,2009

World Meteorological Organization, 2008: Guide to Meteorological Instruments and Methods of Observation -Seventh edition
http://www.wmo.int/pages/prog/www/IMOP/publications/CIMO-Guide/CIMO%20Guide%207th%20Edition,%202008/CIMO_Guide-7th_Edition-2008.pdf

矢島信之 井筒直樹 今村剛 阿部豊雄, 2004: 気球工学 ―成層圏および惑星大気に浮かぶ科学気球の技術― 株式会社コロナ

検査成績書

INSPECTION DATA

品名

Description: 卓上型鏡面冷却式露点計

形番

Model No.: FDW10X0006

コントローラ

Controller: ☒ FDB

☐

☐

☐

センサユニット

Sensor Unit: ☒ X0006

☐

シリアルNo.

Serial No.:

コントローラ

Controller: B3064

センサユニット

Sensor Unit: X0006

納入数

Quantity: 1

デートコード

Date Code: 1104

試験槽設定温湿度 Humidity Generator Temp./Humid. Set Point (°C/% RH)	標準露点 Standard Dew Point (°CDP)	製品指示値 Unit Under Test (°CDP)	偏差 Difference (°CDP)	許容差 Tolerance (°CDP)	合否判定 Judgment
25°C/20% RH	0.7	0.7	0	±0.5	☒ Good ☐ Fail
25°C/50% RH	13.4	13.3	-0.1	±0.5	☒ Good ☐ Fail
25°C/90% RH	22.4	22.6	+0.2	±0.5	☒ Good ☐ Fail

※上記の結果は標準となる露点計と比較した値である。

The table compares standard value as measured by the reference hygrometer with the reading on the unit under test.

※標準露点とは、標準となる露点計の値である。

Standard dew point is a value of the reference hygrometer.

※試験槽は分流式湿度発生装置を用いる。

The test chamber uses a divided flow type humidity generator.

※偏差は、製品指示値から標準露点を減じて求める。

Difference is calculated by subtracting the standard dew point from the reading on the unit under test.

検査年月日

Date Tested: 11-1-19

作成

Inspected by: 多川

室温

Room Temp.: 25°C

承認

Approved by: 金井

azbil

株式会社 山武

K37236 様式1 改02