

金星大気大循環モデル AFES-Venus による
現実的な安定度と東西風の再現

中井 茉熙

神戸大学 理学部 惑星学科
流体地球物理学教育研究分野

2025/03/25

要旨

金星ではスーパーローテーションとよばれる赤道上の自転速度の 60 倍にもなる東風が吹いていることが知られている。他にも金星では周極低温域や筋状構造といった様々な特徴的な現象が発生している。そして、これらの金星大気で発生している諸現象をより詳しく理解するために世界各地で様々なモデル計算が行われてきた。本研究で用いる大気大循環モデル AFES-Venus もその一つである。

AFES-Venus では上記の様々な現象が再現され、近年では探査機「あかつき」とのデータ同化も行われている。様々な現象が再現されている一方で、AFES-Venus では計算の際に強制する安定度に観測に基づく値を用いていて、高度 55–60 km において実現された安定度は観測の値を上回っていた。岡田 (2023) では、高度 55–60 km において強制する静的安定度を負にすることで金星雲層における中立に近い安定度分布を再現した。しかし、負の安定度を強制すると観測に基づく安定度を強制した場合と比べて東西風が 6 割程度に弱まってしまった。

本研究では、より現実的な静的安定度分布と東西平均東西風を再現することを目的とする。そのために、岡田 (2023) で強制した負の静的安定度を用いつつ、太陽加熱率の南北加熱差を 1.05 倍から 1.2 倍の範囲で拡大した。南北加熱差を拡大することで東西風を強めることができた。南北加熱差を拡大しなかったときは約 75 m/s であったが 1.05 倍に拡大したときに約 85 m/s が実現された。しかし、南北加熱差を 1.1 倍以上に拡大すると速度は観測の値を上回った。また、負の安定度を強制すると南北加熱差を拡大しても実現される安定度は中立に近いままだった。加えて、南北加熱差の大きさにかかわらず質量流線関数の逆循環が見られた。そのため傾圧不安定が発生していることが推察された。

目次

第1章	はじめに	1
1.1	研究背景	1
1.2	実験方針	2
1.3	本論文の構成	3
第2章	モデルの概要と実験設定	5
2.1	力学過程	5
2.2	AFES-Venus における放射過程	7
2.3	実験設定	8
2.4	計算設定	10
第3章	実験	11
3.1	東西平均東西風の時間発展	11
3.2	東西平均東西風	12
3.3	温度場	13
3.4	温位	14
3.5	実現された安定度	15

3.6 質量流線関数	17
第4章 考察	19
第5章 結論	21
謝辞	22
参考文献	23

第1章 はじめに

1.1 研究背景

金星は、太陽系の第二惑星であり、地球と同様に大気を持つ。しかしその組成は大きく異なりその約 96.5% を二酸化炭素が、約 3.5% を窒素が占める。地表面はおよそ 90 気圧の高圧なだけでなく二酸化炭素の温室効果により 700 K 程度の非常に高温な環境である。大気運動に着目すると、スーパーローテーションと呼ばれる東風が吹いており、赤道付近では 100 m/s を超える速さである。金星は自転が地球と逆向きであり、赤道ジェットは自転を追い越す向きに吹いている。また、金星の自転周期は 243 地球日に相当し、地球よりも長い。加えて、金星大気の静的安定度に着目すると高度 55–60 km 付近に静的安定度が中立に近い層が存在している。

物理量を詳細に把握するためにモデル計算を用いて金星大気を再現しようとする研究が世界各地で行われてきた。具体的にはフランスの IPSL-VGCM (Institut Pierre-Simon Laplace-Venus General Circulation Model) [1] や日本の AFES-Venus (AFES: Atmospheric general circulation model For the Earth Simulator) [2] がある。今回用いる AFES-Venus では、周極低温域や [3] や筋状構造 [4] が再現されてきている。また近年では探査機「あかつき」とのデータ同化も行われてきた [5]。AFES-Venus では金星の静的安定度分布を再現する際に観測に基づく静的安定度を採用している。安定度は温位の高度微分の値であり、計算の際にはニュートン冷却の基準温度場として強制されている。しかし、高度 55–60 km において実現される安定度分布には観測される値とずれが存在した。これに対して岡田 (2023) [6] では高度 55–60 km に対して強制する静的安定度分布に負の値を設定することでより現実的な金星大気の安定度分布を実現することに成功した。しかしながら、この研究では東西平均した東西風が弱まってしまい、金星大気の特徴であるスーパーローテーションが十分に再現されなかった。

1.2 実験方針

既存の研究では, 観測に基づく安定度分布を強制してきた. 図 1.1 は電波掩蔽観測によって明らかになった静的安定度分布である. 高度 50–55 km において中立に近い安定度が観測されている. 以後この安定度が中立に近い層を低安定度層と呼ぶ. この観測に基づき, Kashimura et al. (2019) [4] では 0.1 K/km という安定度を高度 55–60 km に対して強制した. これによって筋状構造を再現することに成功した. しかしながら計算終了時に低安定度層で実現された安定度はおよそ 1 K/km と観測された値とはずれのあるものとなった.

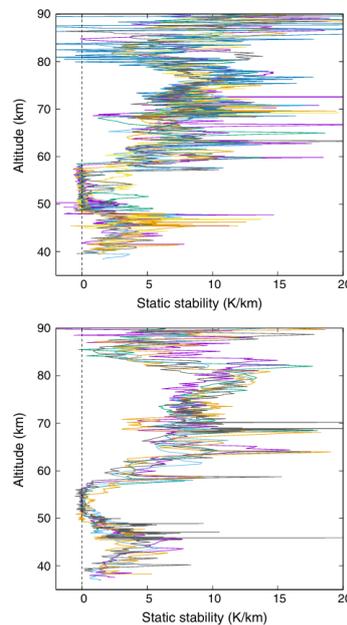


図 1.1: 40°N–40°S における金星大気の静的安定度. 上図は金星時で 01:10–07:10. 下図は 16:10–17:30. Imamura et al. (2017) Fig. 7 [7] より引用

それに対して岡田 (2023) [6] では低安定度層に対して -0.1 K/km から -2.0 K/km という負の静的安定度を強制した. 図 1.2 はその実験結果の一部を抜粋したものである. 右図は実現した静的安定度の図である. 負の安定度を強制した場合, 実現された安定度は最小で 0.1 K/km 程度と観測された値に整合的な値をとった. また, 左図と中央の図は東西平均東西風の図である. 左図は観測された値に整合的な安定度である -0.1 K/km を低安定度層に対して強制した場合, 中央は同じ層に対して -2.0 K/km を強制した場合である. 観測に基づく安定度を強制した場合には約 130 m/s の東西風が見られたが, 負の安定度を強制した場合には 70 m/s 程度である. 東西風が観測に基づく安定度を強制した場合に比べて 6 割程度に弱まっ

ていることがわかる。また、左図ではジェットが中緯度まで発達しているが中央図では赤道上空のみが最速である。加えて、左図では赤道上空高度 40 km 付近に速度の極大値がある。このように、速度分布にも違いが存在する。

本研究では観測に基づく静的安定度を再現しつつ東西平均東西風もまた観測された値と整合的な状況を再現することを目指す。温度風の関係より東西風のシアは南北温度差に比例する。そこで、AFES-Venus における南北方向の加熱率の振幅を拡大する。この際、低安定度層に対して強制する安定度は岡田 (2023) [6] で最も観測に整合的な安定度を実現した -2.0 K/km とした。また、対照実験として南北加熱差を変更せず、低安定度層の安定度に対して観測に基づく 0.1 K/km を強制した計算も行った。これらの計算結果に対して東西風や安定度分布にどのような影響が及ぶのか考察を行う。

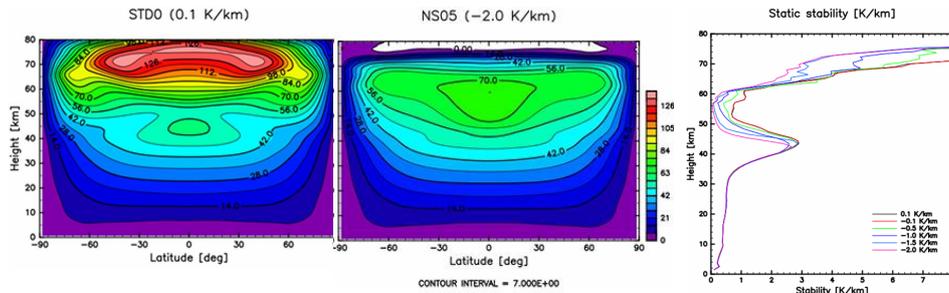


図 1.2: 左図は観測に基づく正の安定度を強制したときの東西平均東西風。中央の図は負の安定度を強制したときの東西平均東西風。右図は水平平均した安定度分布。それぞれ計算期間の最終 1 年を時間平均している。左図と中央の図は岡田 (2023) [6] の図 3.4 から抜粋。右図は岡田 (2023) の図 3.2 より引用

1.3 本論文の構成

第 2 章では今回の実験で用いたモデルである AFES-Venus の支配方程式や着目する放射過程の詳細、今回の実験の実験設定や計算設定を説明する。第 3 章では今回行った実験の結果を安定度や東西風の観点から示す。また、質量流線関数の図を描画し、傾圧不安定が発生しているかどうかを考える。第 4 章では考察を行う。第

5 章では全体の結論を示す.

第2章 モデルの概要と実験設定

本研究では大気大循環モデル AFES-Venus を用いて計算を行った。AFES-Venus は地球用の大気大循環モデル AFES [9][10] を金星計算用に改良 [2] したモデルである。以下では AFES-Venus の概要を述べる。また、後半部分では全ての実験で共通なモデルの設定について述べる。

2.1 力学過程

AFES-Venus はプリミティブ方程式系を用いている。プリミティブ方程式は近似計算の際に薄い球殻近似, 伝統的な近似, 静水圧平衡近似を用いる。なお, 水平方向には球面座標系を, 鉛直方向には σ 座標系を用いる。 σ 座標は, $\sigma = \frac{p}{p_s}$ で表される座標系である。ここで p は圧力, p_s は基準圧力である。以下にその方程式を示す。以下の方程式系の理解には, AFES マニュアル [11] や岡田 (2023) [6] を参考にした。

運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \eta v - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\Phi + E) - \frac{R_d T_v}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \ln p_s - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \mathcal{D}(u) \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\eta u - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} (\Phi + E) - \frac{R_d T_v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} \ln p_s - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - \mathcal{D}(v) \quad (2.2)$$

連続の式

$$\frac{\partial \ln p_s}{\partial t} = -(\mathbf{v}_h \cdot \nabla_\sigma \ln p_s + \delta) - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (2.3)$$

静力学方程式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial (\ln \sigma)} = -R_d T_v \quad (2.4)$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = -\frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (UT') - \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \mu} (VT') + T'\delta - \dot{\sigma} \frac{\partial T'}{\partial \sigma} + Q \quad (2.5)$$

ここで,

$$\eta = \zeta + f \quad (2.6)$$

$$\zeta = \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \phi} (u \cos \phi) \right] \quad (2.7)$$

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (2.8)$$

$$\nabla_{\sigma} = \mathbf{i} \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \right)_{\sigma} + \mathbf{j} \frac{1}{a} \left(\frac{\partial}{\partial \phi} \right)_{\sigma} \quad (2.9)$$

$$\delta = \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] \quad (2.10)$$

$$E = \frac{u^2 + v^2}{2} \quad (2.11)$$

$$\mathbf{v}_h = (u, v) \quad (2.12)$$

$$T_v(\lambda, \mu, \sigma, t) = T'_v(\lambda, \mu, \sigma, t) + T_0(\sigma) \quad (2.13)$$

である。加えて、鉛直方向の境界条件を

$$\dot{\sigma} = 0 \quad \text{for} \quad \sigma = 0, 1 \quad (2.14)$$

とした。

表 2.1: 変数の定義

文字	意味	文字	意味	文字	意味
u	東西風	v	南北風	t	時間
ζ	相対渦度の鉛直成分	f	コリオリパラメータ	Ω	自転角速度
a	金星半径	ϕ	緯度	λ	経度
Φ	ジオポテンシャル	E	運動エネルギー	R_d	気体定数
T	温度	T_v	仮温度	T_0	標準温度
T'	温度の変動成分	p_s	地表面気圧	σ	σ 高度
$\dot{\sigma}$	鉛直 σ 速度	\mathcal{D}	水平拡散項	\mathbf{v}_h	水平風
δ	水平発散	μ	$\sin \phi$	U	$u \cos \phi$
V	$v \cos \phi$	Q	加熱		

2.2 AFES-Venus における放射過程

AFES-Venus における放射過程はニュートン冷却 [12] と太陽加熱関数 [13][14] の二つで簡略化されている。太陽加熱関数は観測に基づく太陽放射加熱の強さを決定する。この計算ではまず、Tomasko et al. [13] による全球平均した太陽放射のフラックスを各高度層に当てはめる。上下の層のフラックス差から該当の層の吸収量を計算する。ここに気体による効果や太陽天頂角による加熱の強弱の効果を含ませて計算することで太陽加熱の値を決定している。本研究では太陽加熱関数の南北方向の振幅を変更した。すなわち、極付近ほど弱く、赤道付近ほど強く加熱されるようにした。なお、変更したのは南北方向の振幅のみで水平平均した太陽加熱はすべての実験で共通である。

ニュートン冷却は

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{T - T_{nc}}{\tau} \quad (2.15)$$

の関係式で表される。ここで T は温度、 T_{nc} は基準温度場、 τ は緩和時定数である。実現された温度場と基準温度場のずれがどのくらいの時間で緩和されるか決定する。緩和時定数は Sugimoto et al. (2014) [9] と同一のものを用いていて、図 2.1 に示した。岡田 (2023) による強制する安定度の変更はニュートン冷却の基準温度場の変更と対応する。なぜなら、静的安定度は

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_p} \quad (2.16)$$

の形式で表されるからである。ここで、 θ は温位、 z は高度、 T は温度、 p_0 は基準圧力、 p は圧力、 R_d は乾燥大気的气体定数、 C_p は等圧比熱である。すなわち、温位の高度微分である安定度は温度の式で書き換えることができる。よって安定度の変更を基準温度場の変更と対応付けることができる。安定度分布は岡田 (2023) を踏襲して決定した。負の静的安定度を強制しても実現する安定度は正であることに注意が必要である。

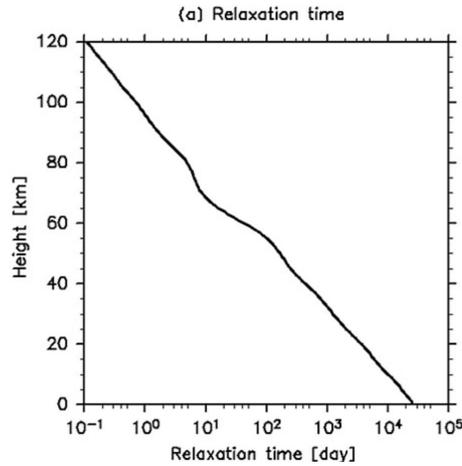


図 2.1: ニュートン冷却の緩和時定数. Sugimoto et al. (2014) Fig 1a より引用 [9]

2.3 実験設定

本研究では観測と整合的な安定度分布を再現しつつ現実的な東西風を再現することを目指す。南北加熱差を拡大する倍率と低安定度層の静的安定度の分布は表 2.2 にまとめた。なお、ここで低安定度層の高度はすべての条件で共通であり、高度 55–60 km である。Kashimura et al. (2019) [4] による観測と整合的な安定度を強制した実験を STD とする。また、岡田 (2023) [6] で提案された負の安定度を強制したものを A とする。さらに、負の安定度を強制しつつ太陽加熱の南北加熱差を 1.05 倍から 1.2 倍の間で拡大した実験を B–E とする。この際、強制する安定度は基準温度場となり、実現される安定度は負にならない。また、拡大する南北加熱はあくまでも南北方向の振幅であり水平平均した太陽加熱の総量に変化はない。以上の 2 点に注意が必要である。

表 2.2: 実験設定

	STD	A	B	C	D	E
南北方向の振幅 (倍)	1.0	1.0	1.05	1.1	1.15	1.2
低安定度層に強制する安定度 [K/km]	0.1	- 2.0	- 2.0	- 2.0	- 2.0	- 2.0

低安定度層以外の強制する安定度はすべての実験で共通である。雲層に覆われた 0–35 km の下層では 0.5 K/km を、雲層下端の 45 km では 4.0 K/km を強制した。この安定度は観測と整合的であり、Kahsimura et al. (2019) [4] や岡田 (2023) [6] と共通である。

ここからは実験内で共通な設定について述べる。初期東西風は図 2.2 に示している通りで観測と整合的な大きさを、逆向きに吹く西風を赤道上に与えた。この西風は東西方向に一様であり、南北方向と鉛直方向に勾配を与えられ、以下の式で表される。

$$u(\phi, z) = \begin{cases} u_{max}(\cos \phi)z/z_{sc} & (z < z_{sc}) \\ u_{max} \cos \phi & (z \geq z_{sc}) \end{cases} \quad (2.17)$$

ここで ϕ は緯度、 u_{max} は東西風の最大値、 z は高度、 z_{sc} は赤道上の u_{max} の高度である。今回の実験では $u_{max} = 100\text{m/s}$ 、 $z_{sc} = 70\text{km}$ とした。

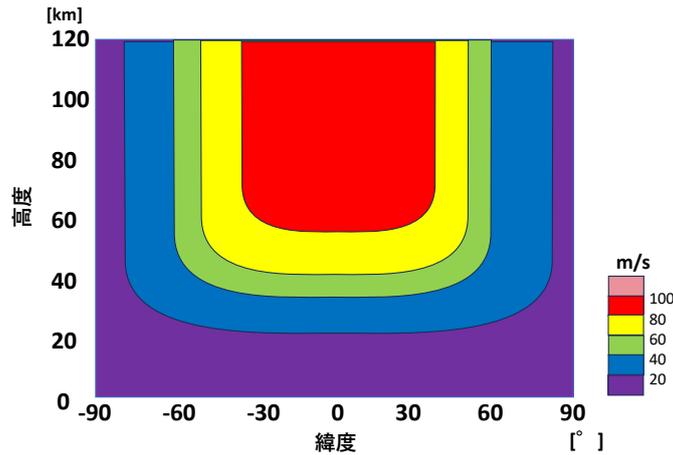


図 2.2: 与えた初期東西風. 高度 70 km の赤道上に 100 m/s の東西風を与え、緯度と高度で変化させた。

また、全ての実験において物理定数は共通であり、以下の表 2.3 にまとめた。なお、以下の大気に関する定数は乾燥大気を仮定している。

表 2.3: 物理定数

物理定数	値	物理定数	値
金星半径	6058.1 km	重力加速度	8.87 m/s^2
自転角速度	$3.0 \times 10^{-7} / \text{s}$	地表面気圧	$9.2 \times 10^6 \text{ Pa}$
定圧比熱	1000 J/kg · K	気体定数	191.4 J/(K · mol)

2.4 計算設定

以上の方程式をコンピュータで数値的に解くために離散化を行う。水平方向の離散化には球面調和関数を用いたスペクトル法が、鉛直方向の離散化には差分法が用いられている。離散化した座標系において経度方向は等間隔に、緯度方向は Gauss 緯度を用いて分割されている。

空間解像度は T63L120 である。T は水平方向の解像度を示し、スペクトル法における三角切断の切断波数である。このとき、水平方向は 192×96 格子である。また、L は鉛直方向の層数を示す。各層の間隔はそれぞれ等間隔になるように σ 座標が設定されていて、その間隔は 1 km である。

積分時間は実験設定ごとに準定常状態になるまでそれぞれ行った。A, B で 35 年, C で 30 年, D で 20 年, E で 15 年, STD で 20 年行った。出力はすべての実験設定で共通で 1 地球日ごとである。また、解析に用いたのは最後の半年間である。自転の方向は地球と同じ向きで実際の金星とは逆である。そのため、本来金星で見られるスーパーローテーションは東風であるが計算結果としては西風が卓越する。

高度 80 km 以上にスポンジ層を導入した。なお、AFES-Venus では雲過程、光化学反応、地形効果を省略している。なお、計算の際初期値はすべて STD と共通な設定を使用した。

第3章 実験

この章では、実際に太陽加熱率の南北加熱差を拡大した時の実験結果を示す。

3.1 東西平均東西風の時間発展

図 3.1 は赤道上の東西平均東西風の時間発展を示す図である。横軸が時間、縦軸が高度である。また、スポンジ層の高度 80 km 以上は描画していない。等値線を 10 m/s 間隔で引いている。STD と A は岡田 (2023) の 4 倍の計算期間で計算した結果である。岡田 (2023) において A の設定計算は積分期間 5 年で計算し、約 70 m/s で準定常状態であると示された。しかしながら、35 年計算することで東西風が約 80 m/s まで増加することが明らかになった。STD, A, B はそれぞれ計算終了時点では準定常状態に至っていると考えられる。一方で C, D, E は計算途中で東西風が成長を続け観測の値を上回ってしまった。A, B は初期値として与えた東西風から一度 70 m/s 程度まで減少後、数年経過してから速度が増加し準定常状態に至っている。また、A, B で見られるジェットは高度約 60 km 付近に存在しており、STD より低い位置にある。一方で C は 28 年ごろ、D は 15 年ごろに、E は 13 年ごろに STD の速度を上回りその後も増加を続けた。E はその後速度が減少することはないと判断し、15 年の時点で計算を終了した。しかしながらこの 3 つではジェットの高度は上昇した。

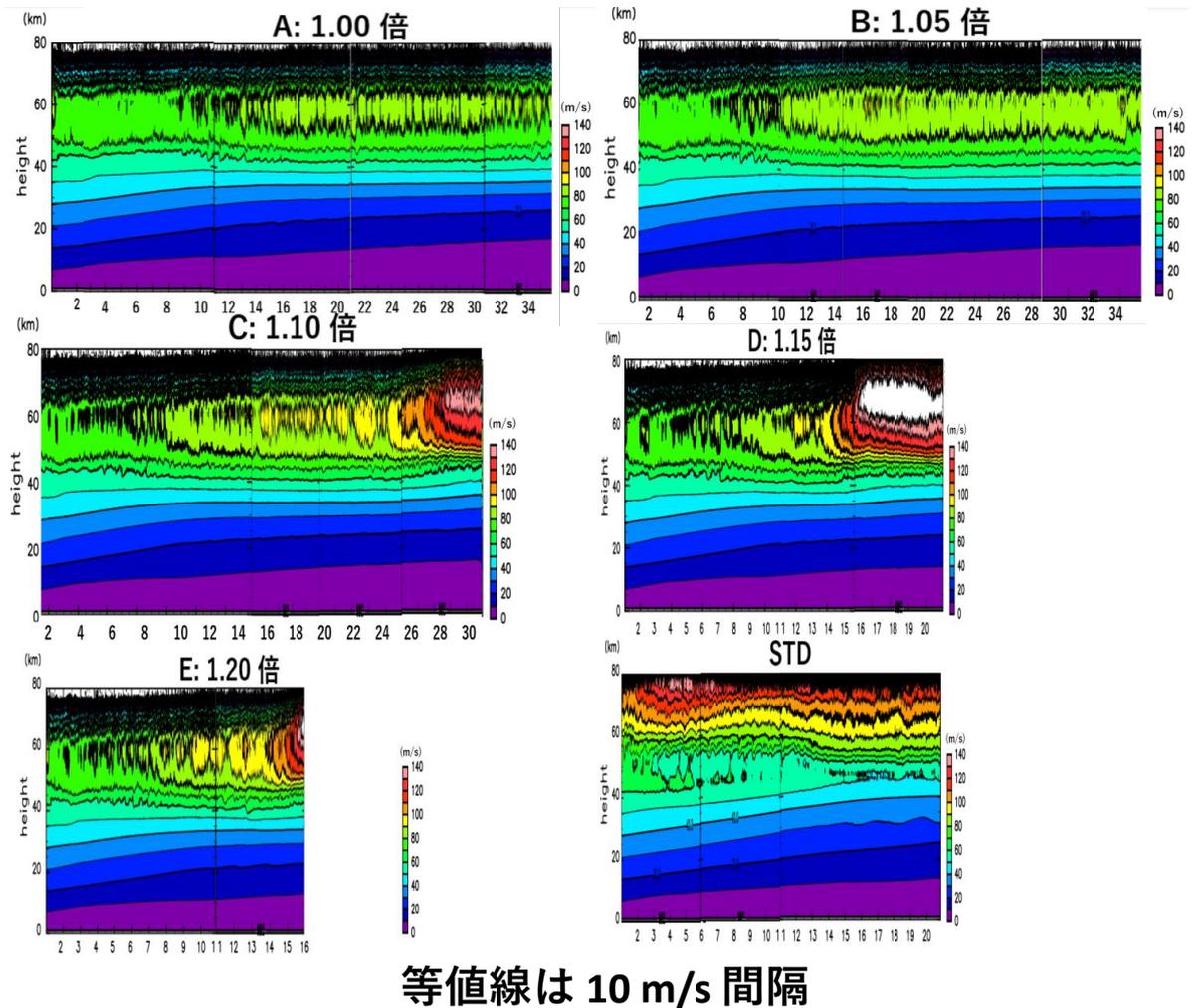
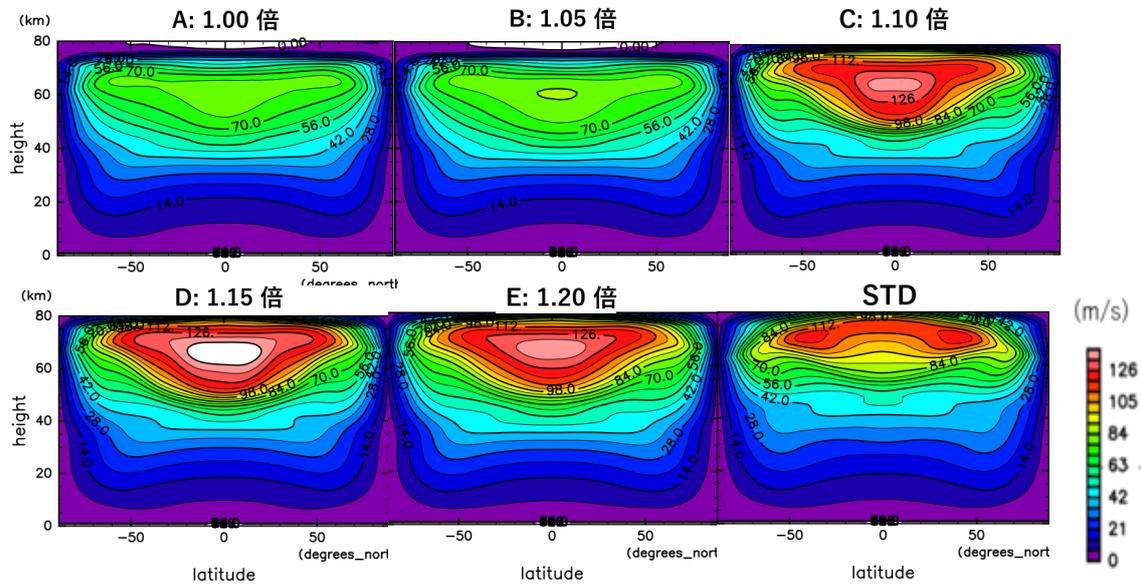


図 3.1: 赤道上的の東西平均東西風の時間発展

3.2 東西平均東西風

図 3.2 は東西時間平均された東西風の分布を示している。横軸が緯度、縦軸が高度である。また、スポンジ層の高度 80 km 以上は描画していない。等値線は 7 m/s 間隔で引いている。先ほどの東西風の時間発展とは間隔が違うことに注意が必要である。また、A, B は 35 年経過時点、C は 30 年経過時点、D, STD は 20 年経過

時点, E は 15 年経過時点の解析結果である. A, B, C と南北加熱差を大きくするほど赤道のジェットは強まり, また短い積分期間で速度が成長し, B の 1.05 倍では約 85 m/s の強さになっている. よって東西風は強まっているが, STD 程の強さで定常状態に至った実験設定はなかった. また, 最もジェットが速い位置は赤道上空で, 中緯度上空が最も速い STD とは分布が異なっている. 準定常状態に至っていない C, D, E も赤道線上において最速であり STD とは異なっている. また STD では赤道上の高度 40 km ほどに速度の極大値が存在するが, A から E の負の安定度を強制した場合には見られなかった.



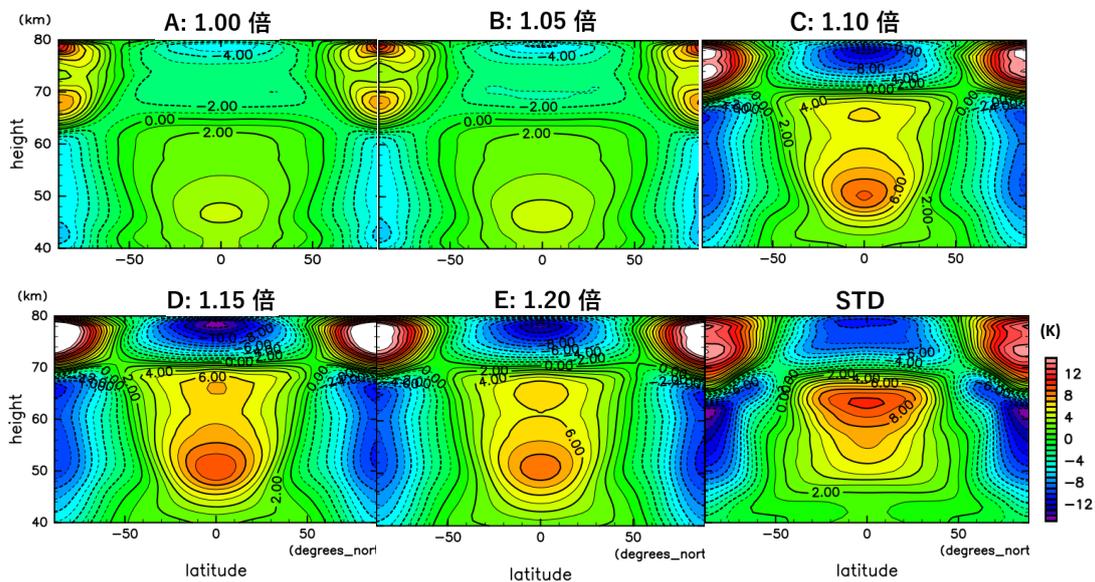
等値線は 7 m/s 間隔. A, B は 35 年, C は 30 年, D, STD は 20 年, E は 15 年の最終半年を平均.

図 3.2: 東西時間平均した東西風. それぞれ計算期間の最終半年で時間平均している.

3.3 温度場

図 3.3 は温度場の図である. 東西平均温度の, 水平平均温度からのずれを示している. 横軸が緯度, 縦軸が高度である. なお, 高度 40 km 以上を切り出している. 先ほどの東西平均東西風の図とは異なる. そして, 等値線を 1 K 間隔で引いている. また, A, B は 35 年経過時点, C は 30 年経過時点, D, STD は 20 年経過時点, E は 15 年経過時点の解析結果である. 南北加熱差を拡大するにつれて, 南北方向, 高度方向共に温度差が拡大している. 赤道上空では, 低安定度層に負の安定度を強

制した5つの実験で高度40 kmから50 kmにかけて平均よりも高い温度になっている場所がある。A, Bではこの極大値は1つだがC, D, Eでは高度65 kmにもう1つ正の極大値がある。一方でSTDでは高度65 kmにのみ等値線の山が存在している。また、全ての図でさらに上空には温度が南北平均よりも低い範囲がある。次に極付近の温度場に注目する。極付近では低安定度層の高度においては平均よりも低い温度になっており、平均からのずれは太陽加熱率を拡大するにつれて大きくなっている。これはSTDでも同様の分布をしているが、STDでは平均からのずれが負の範囲が中緯度まで伸びている。極付近でも、より高層では高度が高い場所ほど温度が高い温度の逆転現象が起きている。この範囲についても太陽加熱率を拡大するにつれて温度差が大きくなっている。



等値線は1 K 間隔. A, B は35年, C は30年, D, STD は20年, E は15年の最終半年を平均.

図 3.3: 東西時間平均した温度の、水平平均からのずれ。それぞれ計算期間の最終半年で時間平均している。

3.4 温位

温位は基準圧力まで乾燥断熱変化させたときの温度である。今回の計算では基準圧力を900000 Paとした。図3.4は北半球の温位の図である。横軸が緯度、縦軸が高度である。等値線を4 K 間隔で引いている。また先ほどまでの図と同様に、A, B は35年経過時点, C は30年経過時点, D, STD は20年経過時点, E は15年経

過時点の解析結果である。同じ緯度では高度が上がるにつれて温位も高くなっている。低安定度層では、赤道から極に向かって温位は上昇している、特に北緯 60 度前後で急激に上昇している。また、その上がり幅は南北加熱差を拡大するほど大きくなっている。すなわち、南北加熱差を拡大すると同じ高度に対して極付近では低温位に、赤道付近では高温位になっている。また、高度 70 km 付近では逆に高緯度ほど温位が低くなっている。しかし、その高度では STD のみ北緯 60 度ほどで最も高い温位となっている。

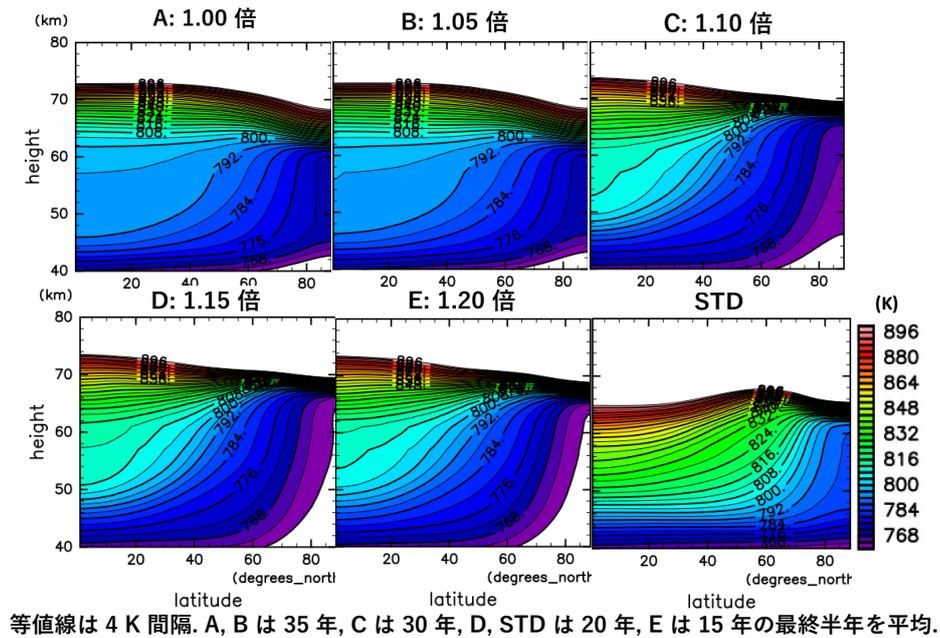


図 3.4: 東西平均した温位。基準圧力を 900000 Pa とした。それぞれ計算期間の最終半年で時間平均している。

3.5 実現された安定度

この実験で実現された水平平均した安定度分布は以下の図 3.5 の通りである。横軸が安定度、縦軸が高度である。実現された安定度は大別すると A と B, C と D と E, STD の 3 つに大別される。すなわち、強制した安定度と準定常状態かどうかで区別される。A, B は高度 55 km で 0.1 K/km 程度の観測に整合的な安定度が実現されているグループである。高度 40 km の雲層下端では約 2 K/km となっていて、その高度での安定度は南北加熱差を拡大するほど小さくなっている。次に、C, D, E の速度が発散したグループは低安定度層において約 0.5 K/km と高い安

定度になった。また雲層下端から高度 60 km までの安定度の変化が小さくおおむね 1 K/km から 0.5 K/km の間に収まっている。STD では低安定度層において 1 K/km を超える最も高い安定度になっている。これは積分期間は異なるものの岡田 (2023) の結果と整合的である。

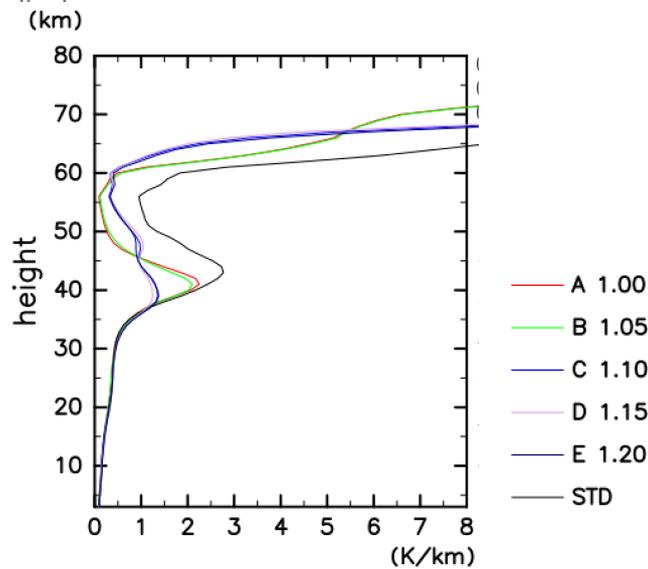


図 3.5: 水平時間平均した安定度。それぞれ計算期間の最終半年で時間平均している。

また、次の図 3.6 は実現した安定度の子午面分布を示している。横軸が緯度、縦軸が高度である。高度は低安定度層前後を切り出しているため、先述の東西平均東西風とは範囲が異なる。等値線は 1 K/km 間隔で描画している。STD を除く A から E のすべてで 0.1 K/km の低安定度層が実現された。赤道上空の低安定度層の厚さは南北加熱差を拡大するほど薄くなった。また、中緯度の安定度も南北加熱差を拡大するほど高くなった。これは先ほどの水平平均の安定度が南北加熱差が大きくなるほど大きくなっていることと整合的である。一方で、極域の低安定度層は南北加熱差を拡大するほど厚くなった。しかしながら、A, B では安定度が負の範囲が存在するため D, E の安定度そのものは高くなっている。

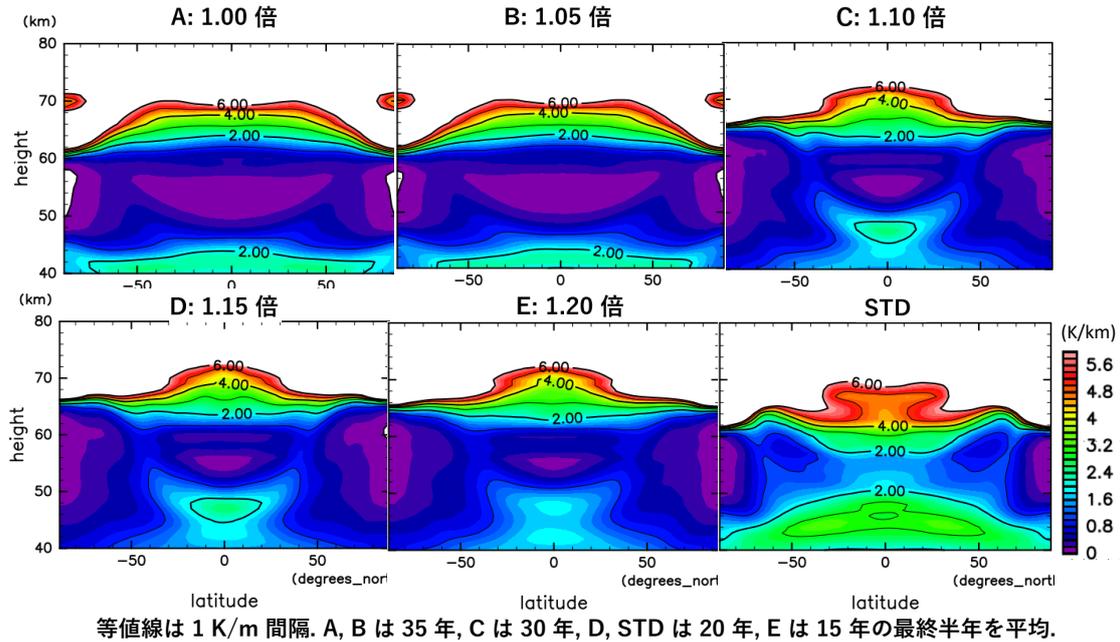


図 3.6: 東西時間平均した安定度. それぞれ計算期間の最終半年で時間平均している.

3.6 質量流線関数

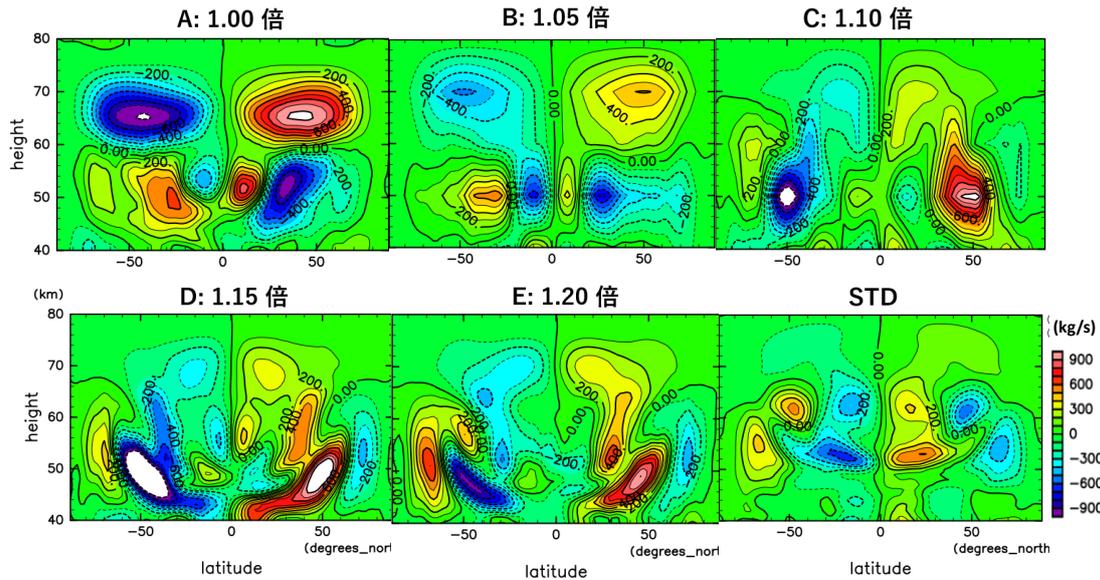
図 3.7 は質量流線関数の子午面分布の図である.

質量流線関数は,

$$\Psi = \frac{2\pi a \cos \phi}{g} \int_0^p \bar{v} dp \quad (3.1)$$

で計算される. 上式で, a は惑星半径, ϕ は緯度, g は重力加速度, v は南北風速, p は圧力, 上線は東西平均を示す. 子午面の流線関数は南北風を鉛直方向に積分し, 質量成分を掛け合わせたもので, 子午面循環の形態や強度を示す. また, 質量流線関数の逆循環が存在することと傾圧不安定が発生していることには関係性がある. 筋状構造には低安定度層の傾圧不安定が必要であるとされている. [4] この図は横軸が緯度, 縦軸が高度を示しており, 高度の範囲は先ほどの安定度分布と共通である. 等値線は 100 kg/s 間隔で引いている. また, A, B は 35 年経過時点, C は 30 年経過時点, D, STD は 20 年経過時点, E は 15 年経過時点の解析結果である. 各図の右側, 北半球の領域では寒色の負の値が逆循環, 暖色の正の値が直接循環であ

る。南半球では逆である。図を見ると、全ての図で逆循環が存在しており、傾圧不安定が発生していると考えられる。A, B, C, D では北緯 30 度付近と北緯 70 度付近の 2 つの逆循環が見られる。A, B では赤道側の循環のほうが、D では極側の循環のほうが強く、大きい。しかしながら、その循環の強さや大きさと南北加熱差の拡大した倍率に相関はみられない。STD においても逆循環はみられ、傾圧不安定が発生していると考えられる。



等値線は 100 kg/s 間隔。A, B は 35 年, C は 30 年, D, STD は 20 年, E は 15 年の最終半年を平均。

図 3.7: 質量流線関数の子午面分布。それぞれ計算期間の最終半年で時間平均している。

第4章 考察

太陽加熱率の南北加熱差を拡大することで、東西平均東西風を強めることができた。具体的には 1.05 倍に拡大した際に約 85 m/s のジェットが見られた。しかし南北加熱差を 1.10 倍以上に拡大すると東西風の速度は観測された値や STD の値を上回った。温度風の関係より南北温度差は東西風のシアーに比例する。よって、はじめは南北加熱差を拡大することで南北温度差も大きくなり、東西風も強まったと考えられる。温度の図 3.3 をみると南北温度差は太陽加熱率の拡大につれて大きくなっていることがみられる。また、D の 1.15 倍や E の 1.20 倍に南北加熱差を拡大した時の温度場は STD の温度場よりも南北温度差が大きくなっている。そのため、D や E での東西風は STD の東西風よりも強まったと考える。安定度の観点からみると、東西風が発達した B では A と近い安定度の子午面分布をしていた。しかし東西風が STD よりも発達してしまった C, D, E では安定度も大きくなり低安定度層において約 0.5 K/km となった。しかしこの値は STD の安定度よりも小さく半分程度である。したがって、適切な大きさを南北加熱率を拡大すると、中立に近い安定度と東西風は両立できることが推察される。その値は 1.05 倍から 1.10 倍の間にあると推察される。しかし速度が STD を上回るまでに E では 15 年、D では 20 年、C では 35 年の積分期間を要しており、1.05 倍から 1.10 倍の間の“適切な値”の探索にはより長い積分期間が必要であることが推測される。これについては最後の段落でより詳細に検討する。

負の安定度を強制したときの東西風は赤道上空のみにジェットがあり、中緯度までジェットが伸びている STD とは構造が異なる。また、ジェットの高度も STD と比較して 10 km ほど低い位置にある。なお、高度については速度が観測を上回って発達した C や D, E では上昇して STD に近い 70 km 付近に存在する。図 3.7 をみると、STD では逆循環が高度 60 km 付近の位置にある。一方で負の安定度を強制した A-E では高度 50 km と比較的低い位置にある。また、緯度に着目すると STD では北緯 50 度と中緯度に存在しているが A-E では北緯 30 度付近の赤道寄りに位置している。この質量流線関数の分布の違いが東西平均東西風の構造の違いに影響しているのではないかと考える。

最後に、A や STD は岡田 (2023) [6] と積分期間以外の設定が同じである。岡田

(2023) では A と STD についていずれも 5 地球年計算を行い, 準定常状態であると判断している. しかし今回 35 年計算を行うことで A は約 75 m/s まで速度が発達した. 図 3.1 をみると計算開始から 8 年経過してようやく速度が発達している. その後, 13 年目から 35 年の計算終了までほとんど速度は発達しなかったため, 今回の実験では 35 年経過で準定常状態であると判断した. B の時間発展の図を見ると, 7 年目ごろから速度は発達を始め, 11 年目で一旦発達が停止している. しかし計算を続けることで 17 年目ごろから 85 m/s を超える速度が見られるようになっている. さらに C, D, E と速度発達までの時間は縮まっているものの速度はいきなり発達するのではなく数年経過してから発達している. また, A の図は B の 15 年目までを, C の 10 年目までを引き延ばしたような形状にである. すなわち, A, B は更に長い期間計算を続けることでより東西風が発達し観測と整合的な東西風になったり,あるいは C, D や E のように観測の値を上回って速度が発達し続ける可能性が考えられる. 今回は太陽加熱関数を変更している計算をしており, 微分方程式の境界値問題を解いている. 多重平衡解が存在する可能性もある. しかしながら今回用いたニュートン加熱の平均緩和時間は東西風ジェット下端の高度 40 km でおおよそ数千日, すなわち 10 年弱である. 実際に定常状態になるためにはその数倍の期間が必要であることを鑑みると, より正確な定常状態の判断にはさらなる計算期間が必要であると考えられる. 長い積分期間の計算にはより多くの計算資源を必要とするが, 計算資源は有限である. そのため, 太陽加熱率の拡大と負の安定度の強制は, 何に注目したいのか (東西風か, 安定度か) によって適切に判断する必要がある.

第5章 結論

全球大気計算モデル AFES-Venus を用いて金星大気を東西風と安定度の観点からより現実的に再現することを目指した。先行研究では金星の低安定度層に対して負の安定度を強制することで観測と整合的な安定度を再現することに成功した。しかし、実現される東西風が6割程度に弱まるという欠点があった。そこで、観測と整合的な安定度分布を再現しつつ南北加熱差を拡大することで東西風を強め、東西風もまた観測と整合的になることを目指した。

太陽加熱関数の南北加熱差を拡大することで東西平均東西風を増加させることができた。南北加熱差1.05倍で約85 m/sの強さが実現された。しかし、ジェットの高さや中緯度の速度などその構造は違うままだった。一方で南北加熱差を1.10倍以上に拡大すると東西平均東西風の強さは現実のものより強くなった。現実の金星大気における東西風を再現するためには1.05倍から1.10倍の間で拡大すると整合的であると考えられる。また、岡田(2023)においてAの設定の計算は5年の積分期間で準定常状態であると示された。しかし、35年の積分期間計算することで東西風がさらに発展することが明らかになった。Bについてもさらに計算を進めるとより速度が成長する可能性がある。また、東西風が観測の値を上回るほど成長してもその分布はSTDと異なるという点も注意が必要である。

南北加熱差を拡大しても負の安定度分布を強制すると実現された安定度は中立に近いままだった。高度55–60 kmの低安定度層において0.1 K/kmの安定度が実現された。準定常状態に至った実験設定では低い安定度が実現されたが、南北加熱差を拡大すると中緯度の安定度が大きくなる傾向はあった。しかしSTDと比較すると中立に近い安定度である。また、これらの中緯度の安定度が大きくなっている場合には東西風はSTDを上回っているが安定度はSTDよりも小さいままである。そのため、低安定度層における低い安定度と観測と整合的な強さの東西風の両方を同時に再現することは可能であると考えられる。

加えて、南北加熱差を拡大しても流線関数の子午面分布を参照すると逆循環が存在し、傾圧不安定が発生していると考えられる。南北加熱差の拡大具合と循環の強さ、大きさには相関性は見られなかった。安定度を変更すると循環の分布は変わっ

たが, 逆循環は存在した.

謝辞

本研究を行うにあたり、櫻村博基講師には研究の方向性を示していただき、論文読解の方法や数値モデルの使い方、プログラミングと数多くのご指導、助言を頂きました。高橋芳幸准教授、林祥介特命教授には基礎理論読書会や大気セミナーを通してたくさんの指導、助言を頂きました。地球および惑星大気科学研究室の皆さまにも、日々の研究室活動や大気セミナーを通して多くの助言を頂きました。大変お世話になりました。ここに深く感謝申し上げます。

本研究の計算では金星大気大循環モデル AFES-Venus を使用しました。また、データ解析および図の作成には地球流体電脳倶楽部のライブラリを使用しました。開発、運用に関わる皆様に深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] Lebonnois *et al.*, 2010: Superrotation of Venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, **115**.
- [2] Enomoto, T., Kuwano-Yoshida, A., Komori, N., and Ohfuchi, W., 2008: Description of AFES 2: Improvements for High-Resolution and Coupled Simulations. *High Resolution Numerical Modeling of the Atmosphere and Ocean*, 77-97.
- [3] Ando, H.*et al.*, 2016: The puzzling Venusian polar atmospheric structure reproduced by a general circulation model, *Nat Commun*, **7**, 10398.
- [4] Kashimura, H., Sugimoto, N., Takagi, M. *et al.*, 2019: Planetary-scale streak structure reproduced in high-resolution simulations of the Venus atmosphere with a low-stability layer. *Nat Commun*, **10**, 23.
- [5] Fujisawa, Y. *et al.*, 2022: The first assimilation of Akatsuki single-layer winds and its validation with Venusian atmospheric waves excited by solar heating, *Scientific Reports*, **12**, 14577.
- [6] 岡田 陸, 2023: 金星大気大循環モデルにおける静的安定度の傾圧不安定への影響, https://www.gfd-dennou.org/arch/prepri/2023/kobe-u/230217_rokada5-Bthesis/paper/pub/thesis.pdf.
- [7] Imamura, T. *et al.*, 2017: Initial performance of the radio occultation experiment in the Venus orbiter mission Akatsuki. *Earth Planets Space*, **69**, 137.
- [8] Sugimoto, N. *et al.*, 2013: Baroclinic Modes in the Atmosphere on Venus Simulated by AFES, *Theoretical and Applied Mechanics Japan*, **63**, 11-21.
- [9] Sugimoto, N., Takagi, M., and Matsuda, Y., 2014: Baroclinic instability in the Venus atmosphere simulated by GCM. *Journal of Geophysical Research*. **119**, 1950-1968.
- [10] Ohfuchi, W. *et al.*, 2004: 10-km mesh meso-scale resolving simulations of the global atmosphere on the Earth Simulator: preliminary outcomes of AFES (AGCM for the Earth Simulator). *J. Earth Simula.*, **1**, 8-34.

-
- [11] スペクトル法による大気大循環モデル AFES2.3 モデル説明書,
[https://gitlab.com/aosg_public/afes/-/wikis/uploads/
894a89dab13291f45f08dd427c1e25c3/AFES_model.pdf](https://gitlab.com/aosg_public/afes/-/wikis/uploads/894a89dab13291f45f08dd427c1e25c3/AFES_model.pdf).
- [12] Crisp, D., 1989: Radiative forcing of the Venus mesosphere: II. Thermal fluxes, cooling rates, and radiative equilibrium temperatures. *Icarus*, **77**, 391-413.
- [13] Tomasko, M. G., Doose, L. R., Smith, P. H., and Odell, A. P., 1980: Measurements of the flux of sunlight in the atmosphere of Venus. *Journal of Geophysical Research*, **85**, 8167-8186.
- [14] Crisp, D., 1986: Radiative forcing of the Venus mesosphere: I. solar fluxes and heating rates. *Icarus* **67**, 484-514.