

卒業論文

レイリーテイラー不安定による  
赤道電離圏プラズマバブルの発生

*Generation of Equatorial Ionospheric Plasma Bubbles  
by Rayleigh-Taylor Instability*

湯村 翼

Yumura Tsubasa

北海道大学 理学部 地球科学科  
惑星物理学研究室

2006/01/27

## 要旨

赤道上空の電離圏では、赤道スプレッド F と呼ばれるプラズマ密度の不規則構造が生じることが知られている。イオノゾンデ観測による研究ではその詳細は未解決であったが、非干渉性レーダー観測を用いた研究によって電離圏下部の密度の小さいプラズマが高高度へ上昇しているという考えがまとめられ、低高度のプラズマが泡のように上昇するこの現象を「プラズマバブル」と呼ぶ。プラズマバブルの発生を説明できる機構としてレイリーテイラー不安定が有力視される。レイリーテイラー不安定はプラズマが鉛直方向に正の密度勾配を持つときに重力によって発生する不安定である。この条件に一致する電離圏下部では、微小擾乱が大きな不安定へと成長し得る。

レイリーテイラー不安定の理論を用い電離圏密度の数値シミュレーションを行い、プラズマバブルの発生と成長を再現した。バブルの発生と成長に大きく寄与する要素を抽出するためパラメータを変えて様々な条件下でシミュレーションを行った。その結果、プラズマピークの高度がプラズマバブルの成長速度に大きく関わっていることが示された。プラズマピークが上昇するとバブルの成長は著しく早まり、プラズマピークの高度が下がるとバブルは発生しない。このことはイオン-中性大気の衝突周波数より考察できる。また、大気の鉛直温度構造もまたバブルの発生と成長に関わることが示された。大気が低温である夜型の温度構造においては昼型の温度構造よりもバブルの成長が早く、バブルが夜に頻出するという観測事実に一致する。

## 目次

1	はじめに	1
2	電離圏	5
2-1	地球電離圏の生成と構造	5
2-2	Chapman 関数	9
3	プラズマの運動	12
3-1	荷電粒子の回転運動	12
3-2	荷電粒子のドリフト運動	13
3-2-1	$E \times B$ ドリフト	13
3-2-2	重力ドリフト	14
3-3	運動方程式	15
4	レイリーテイラー不安定	17
4-1	概要	17
4-2	理論	18
5	数値シミュレーション	22
5-1	鉛直構造	22
5-1-1	温度	22
5-1-2	中性大気密度	23
5-1-3	衝突周波数	24
5-2	条件設定	25
5-3	シミュレーション結果	26
5-3-1	プラズマバブルの再現	26
5-3-2	初期微小振動の形を変えた結果	31
5-3-3	初期微小振動の大きさを変えた結果	36
5-3-4	温度を変えた結果	41
5-3-5	太陽天頂角を変えた結果	44
5-3-6	ピークの高度を変えた結果	47
5-3-7	ピークの密度を変えた結果	50
5-4	考察	54
6	まとめ	56
	謝辞	57
	参考文献	58

目次

1.1 Jicamarca レーダーで観測した後方散乱強度のグレースケールマップ [Kelley *et al.* (1981)] . . . . . 1

1.2 プラズマバブルの模式図 . . . . . 2

1.3 PLUMEX ロケットの観測によるプラズマ密度の鉛直プロファイルと Kwajalein 島の Altair レーダーによる後方散乱観測のグレースケールマップ [Rino *et al.* (1981)] . . . . . 3

1.4 AE-E 衛星の観測によるプラズマ密度の東西方向プロファイルと Altair レーダーによる後方散乱密度のグレースケールマップ [Tsunoda *et al.* (1982)] . . . . . 4

2.1 地球中緯度の典型的な鉛直温度構造 [Kelley (1989), The Earth's Ionosphere] . . . . . 6

2.2 地球中緯度の典型的なプラズマ密度構造 [Kelley (1989), The Earth's Ionosphere] . . . . . 6

2.3 質量分光計観測による大気構成の鉛直密度構造 [C.Y.Johnson (1969)] . . . . . 6

2.4 プエルトリコ, Arecibo 上空の夜間のプラズマ密度の分布 [Shen *et al.* (1976)] . . . . . 8

2.5 電離圏での太陽紫外吸収 [W. Baumjohann and R. A. Treumann (1997), Basic Space Plasma Physics] . . . . . 9

2.6 電離した層の形成 [W. Baumjohann and R. A. Treumann (1997), Basic Space Plasma Physics] . . . . . 10

3.1  $E \times B$  ドリフトの概念図 . . . . . 14

3.2 重力ドリフトの概念図 . . . . . 14

3.3 電子-中性大気及びイオン-中性大気衝突周波数の鉛直プロファイル [F.Johnson (1961)] . . . . . 16

4.1 レイリーテイラー不安定の概念図 . . . . . 17

5.1 IRI による緯度  $0^\circ$ , 経度  $135^\circ$  での 1983 年 12 月 21 日の中性大気の鉛直温度構造 . . . . . 22

5.2 IRI による緯度  $0^\circ$ , 経度  $135^\circ$  での 1983 年 12 月 21 日のイオンの鉛直温度構造 . . . . . 22

5.3 昼間, 夕方, 夜間の赤道での中性大気の鉛直密度構造 . . . . . 23

5.4 昼間, 夕方, 夜間の赤道での衝突周波数の鉛直構造 . . . . . 24

5.5 Chapman 関数による太陽天頂角を変化させたときのイオンの鉛直密度構造 . . . . . 25

5.6 密度の増減を与える正弦波型の初期微小振動 . . . . . 26

5.7 プラズマバブルの成長過程 . . . . . 27

5.8 カラーマップで表示させたプラズマバブルの成長過程 . . . . . 28

5.9 プラズマバブルの成長における電位変化の過程 (1) . . . . . 29

5.10 プラズマバブルの成長における電位変化の過程 (2) . . . . . 30

5.11 密度の増減を与える波数 3 の正弦波型の初期微小振動 . . . . . 31

5.12 密度の増減を与える谷型の初期微小振動 . . . . . 32

5.13 上方向への移動を与える正弦波型の初期微小振動 . . . . . 32

5.14 初期微小振動を波数 3 の正弦波型にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . . 33

5.15 初期微小振動を谷型にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . . 34

5.16 初期微小振動を高度方向の移動によって与えたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . . 35

5.17	初期微小振動の大きさを 3 倍にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	37
5.18	初期微小振動の大きさを 3 倍にしたときの電位分布 . . . . .	38
5.19	初期微小振動の大きさを 1/10 にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	39
5.20	初期微小振動の大きさを 1/10 にしたときの電位分布 . . . . .	40
5.21	温度構造を昼型にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	42
5.22	温度構造を夜型にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	43
5.23	太陽天頂角を 75° にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	45
5.24	太陽天頂角を 0° にしたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	46
5.25	太陽天頂角を 0° にしたときの電位分布 . . . . .	46
5.26	プラズマピーク高度を 50 km 下げたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	48
5.27	プラズマピーク高度を 50 km 下げたときの電位分布 . . . . .	48
5.28	プラズマピーク高度を 50 km 上げたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	49
5.29	プラズマピーク密度を $1.0 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$ としたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	51
5.30	プラズマピーク密度を $1.0 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$ としたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	52
5.31	プラズマピーク密度を $5.0 \times 10^{10} \text{m}^{-3}$ としたときのプラズマバブルの成長過程 . . . . .	53

## 1 はじめに

赤道電離圏 F 層で起こるプラズマ密度<sup>1</sup> の不規則構造現象は、赤道スプレッド F (ESF<sup>2</sup>) と名付けられた。研究当初はイオノゾンデを用いた観測が赤道スプレッド F を調べる主な手段であったが、データの不足もあり赤道スプレッド F を引き起こす基本的な機構は未解決であった。近代的な赤道スプレッド F の研究はペルーの Jicamarca レーダー観測所によって得られた観測結果を初めてまとめた仮説 (Farley *et al.*, 1970) によって始まり、1970 年代前半は、赤道スプレッド F の位置と強度を調べる手段としてレーダー観測によるグレースケールマップが広まった。

Jicamarca レーダーはほぼ鉛直方向に周波数 50 MHz のレーダーを送信し、ブラッグの散乱条件を満たす波の後方散乱を受信する。Jicamarca レーダー観測所で得られた代表的なデータを図 1.1 で示す。不規則の最も激しい層はやや周期的に上下動を繰り返しているが、時々この不規則構造がが高高度まで到達している。

赤道電離圏の不安定の原因として幾つもの機構が検討された中で、レイリーテイラー不安定<sup>3</sup> が有力視されるようになった。Woodman and LaHoz はグレース

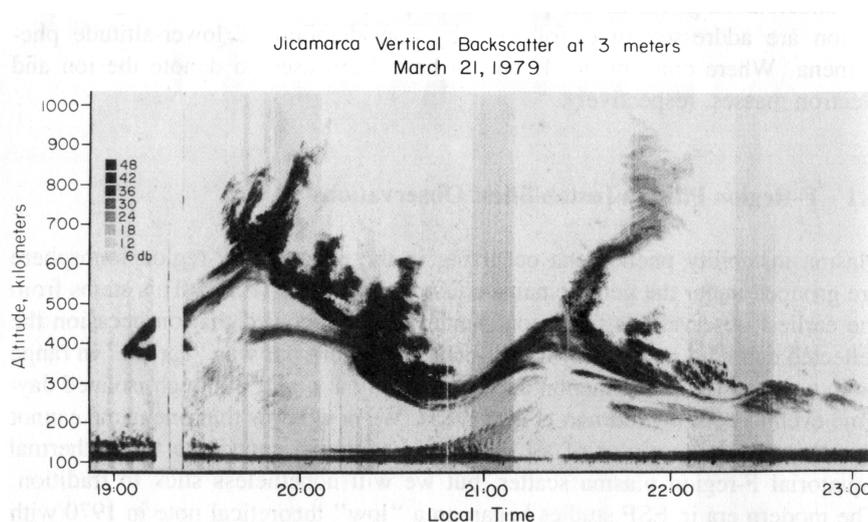


図 1.1: Jicamarca レーダーで観測した後方散乱強度のグレースケールマップ [Kelley *et al.* (1981)]

<sup>1</sup>単位体積当りの個数. 数密度. 本論文では、密度とは数密度を指すものとする.

<sup>2</sup>equatorial spread F の略

<sup>3</sup>4 節を参照

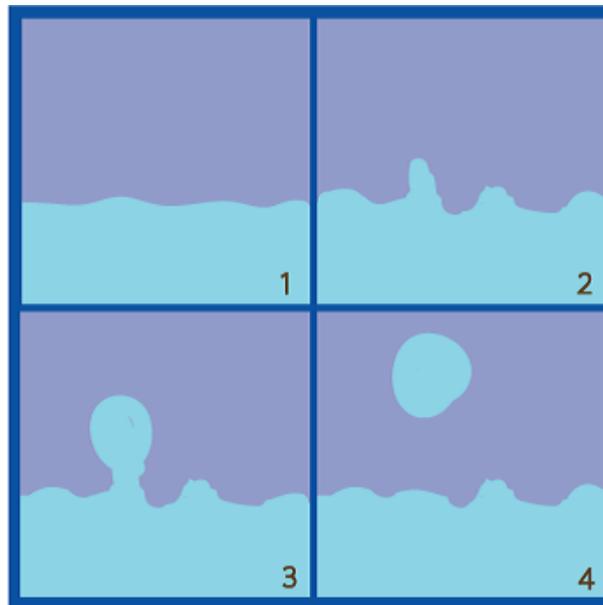


図 1.2: プラズマバブルの模式図

ケールマップから不規則の上昇をプラズマの”泡 (bubble)” と解釈し、レイリーテイラー不安定の非線形的な発達を考え、電離圏の低密度部分が下部から上昇する過程で周囲との密度差が十分に発達すると低密度領域は泡となって背景の密度勾配にかかわらず上昇を続けると考えた。この解釈がデータと一致することが時間をかけて証明されている。現在はロケットや衛星による不規則な層の直接観測も行われている。PLUMEX ロケットで観測したプラズマ密度の鉛直プロファイル (Rino *et al.*, 1981) と Kwajalein の Altair レーダーによる観測データの比較を図 1.3 で示す。レーダー観測での散乱がもっとも強い箇所がプラズマの希薄な箇所 = バブルであることが直接観測によってわかる。また、AE-E 衛星によるプラズマ密度観測と Altair レーダーによる観測データの比較を図 1.4 に示す。この図はレーダーの後方散乱が大きい箇所がプラズマ密度が希薄な箇所と一致することを、東西方向と高度との 2 次元的な測定によって示している。

本論文では、このプラズマバブルの理論を用いて赤道電離圏の数値シミュレーションを実行し、さまざまな条件の下でプラズマバブルの振る舞いがどのように変化するかを考察した結果を示す。

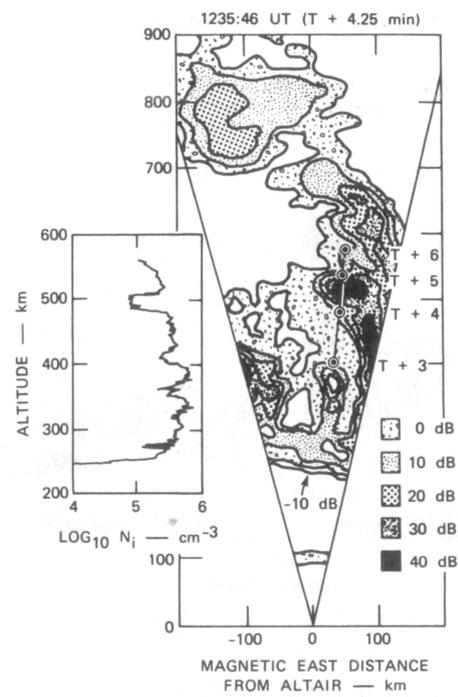


図 1.3: PLUMEX ロケットの観測によるプラズマ密度の鉛直プロファイルと Kwajalein 島の Altair レーダーによる後方散乱観測のグレースケールマップ [Rino *et al.* (1981)]

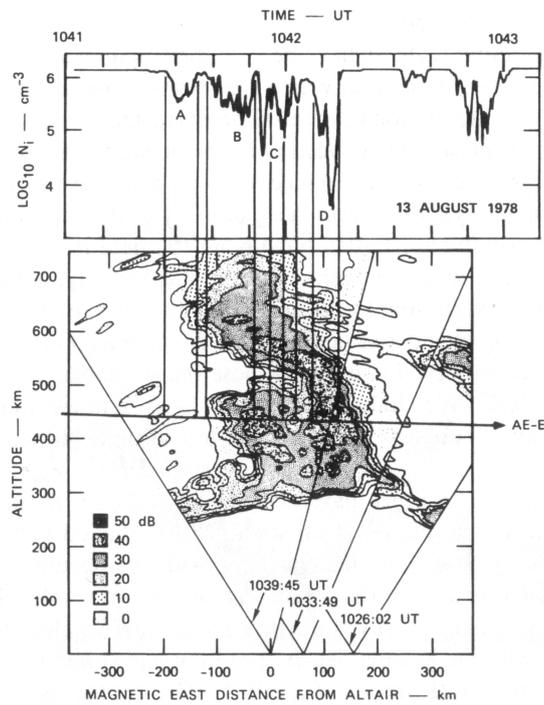


図 1.4: AE-E 衛星の観測によるプラズマ密度の東西方向プロファイルと Altair レーダーによる後方散乱密度のグレースケールマップ [Tsunoda *et al.* (1982)]

## 2 電離圏

### 2-1 地球電離圏の生成と構造

地球電離圏は電離した大気と中性大気<sup>1</sup>とで構成されており、大気圏と宇宙の繋ぎ役とも言える。気体が電離しているため、通常の流体力学で完全に記述することが難しい。実際、電離圏物理が発展したのは最近 50 年程であり、その大きな役割を担ったのはプラズマ物理学の発展である。しかし中性大気の密度はプラズマの密度よりも大きく、中性大気の振る舞いも同時に取り扱わなければならない。よって電離圏の研究においては流体力学とプラズマ物理学の両方が不可欠である。これに加え、プラズマの生成消滅過程を考えるためには光化学の知識も必要となる。

電離圏物理の分野の研究は、電波を伝播させる高層大気の起源と詳細を理解するという野望から始まった。初めての観測機器として電子の密度プロファイルを調査するリモートセンシング機であるイオノゾンデが作られ、電離圏の振る舞いや周期的変化などが観測された。

重力の影響により、大気圏、電離圏は水平な層をなす。大気圏は鉛直温度プロファイルによって領域が区別されており、電離圏は鉛直プラズマ密度プロファイルによって領域が区別されている。中緯度の典型的な温度及びプラズマ密度の鉛直プロファイルを図 2.1 に示す。地表面から高度約 7 km までの範囲の対流圏では高度が高くなるにつれて一定の減率で温度が低下していく。高度約 10 km の対流圏界面を越えると成層圏となり温度は高度につれて増加するようになるが、これはオゾンが太陽放射に含まれる紫外を吸収するためである。この効果が最大となる高度約 50 km の成層圏界面を越えると温度は再び低下していく。高度約 80 km の中間圏界面付近では放射冷却の効果により 130 ~ 190 K 程度まで温度が低下する。中間圏界面を越えると温度は再び増加するが、著しい温度上昇は 1000 K 程度までである。熱圏での温度上昇は太陽紫外スペクトルの吸収で説明できる。

また、太陽光は中性大気を電離させるのに十分なエネルギーを持っているので昼側のプラズマ生成の要因でもある。この電離過程によるプラズマ生成では陽イオンと電子が同数生成される。プラズマ気体の特徴の一つは、全体として中性であること、つまりイオンと電子の密度がほぼ等しいということである。

図 2.2 を見ると密度プロファイルは 2 種類与えられていて、一方は昼間、もう一方は夜間の典型的な例である。プラズマ密度が最大となる高度はプラズマピーク<sup>2</sup>

<sup>1</sup>電氣的に中性な、電離していない大気。

<sup>2</sup>F ピーク、あるいは単にピークとも呼ぶ。

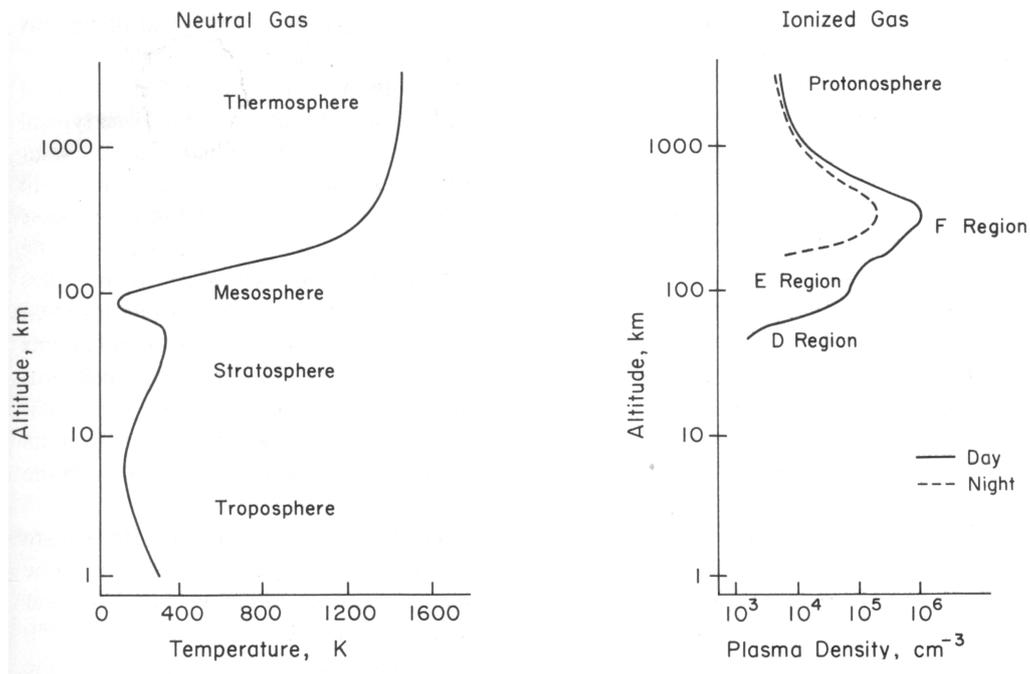


図 2.1: 地球中緯度の典型的な鉛直温度構造 [Kelley (1989), The Earth's Ionosphere] 図 2.2: 地球中緯度の典型的なプラズマ密度構造 [Kelley (1989), The Earth's Ionosphere]

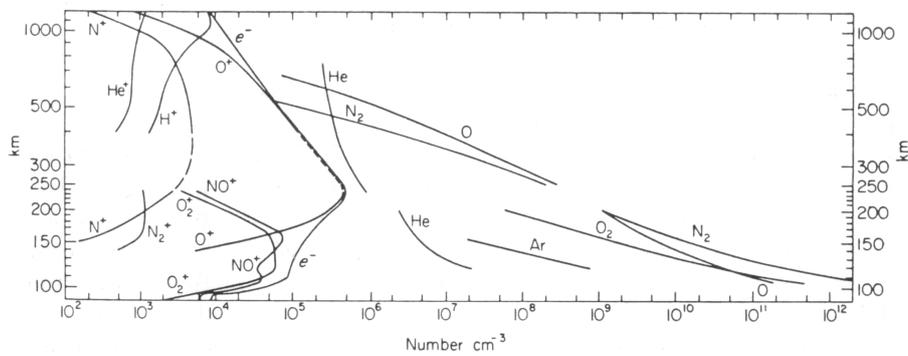


図 2.3: 質量分光計観測による大気構成の鉛直密度構造 [C.Y.Johnson (1969)]

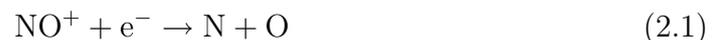
と呼ばれ、昼間には最大で  $10^6 \text{cm}^{-3}$  に達する。ピークの密度の値を定める要素は再結合率である。再結合率とはイオンと電子が結合して中性の分子や原子を構成する割合であり、プラズマ中のイオンの種類と中性大気との相互作用に依存する。

高度 100 km より上の大気のイオンと中性大気の構成を図 2.3 に示す。100 km

より低い高度では地表付近と同様に  $N_2$  と  $O_2$  が 4:1 の割合で占めている。酸素原子の量は高度 110 km 付近で  $O_2$  の量と同程度に達し、高度 250 km を越えると  $N_2$  の量を上回る。これは乱流圏界面より上では乱流混合が不十分になることと太陽紫外放射とが組み合わさって  $O_2$  の光解離が起こることが原因である。中性大気で酸素原子が卓越することはプラズマの構成にも反映されている。全てのプラズマの密度プロファイルは電子密度プロファイルを見ることで読み取れ、図 2.2 とよく一致している。ピーク付近ではイオンはほとんど  $O^+$  であり、中性大気の構成と一致する。高度 150 ~ 500 km の範囲は F 層と定義され、プラズマ密度が最大の高度を F ピークと呼ぶ。ピークの下でのプラズマでは、高度 150 km 以下で  $NO^+$  と  $O_2^+$  が卓越していて重要になっている。高度 90 ~ 150 km の範囲は E 層、高度 90 km 以下は D 層と定義される。また、高高度では  $H^+$  が  $O^+$  を上回る。

図 2.2 の夜間の密度プロファイルを見ると、低高度の密度は昼間に比べて大幅に減っているがピーク付近の密度は昼間より少し減っている程度である。このことは図 2.3 ではプラズマを構成するイオンの違いとして現れている。つまり、分子イオンが卓越する低高度では夜にプラズマ密度が大幅に減少するが、一方で  $O^+$  は夜になってもその密度はあまり変わらない。このことをプエルトリコの Arecibo の非干渉散乱レーダー観測で得たデータを使って図 2.4 でわかりやすく示した。日没と日の出の影響は低高度では大きい F 層ではあまり影響しない。

この違いは分子イオンは原子イオンと比べて再結合率がかなり高いことが原因である。再結合は以下の 2 種類の反応パターンで起こる。



前者の反応は分子が分裂するので光解離再結合と呼ばれ、後者は放射再結合と呼ばれる。前者の反応は後者と比べて反応率が 1000 倍くらい大きく、分子イオンは原子イオンよりもかなり寿命が短い。そのため夜になってプラズマの生成が消えると、再結合によって分子イオンの密度はすぐに減少していく。一方原子イオンである  $O^+$  の密度は、夜間でも  $10^4 \sim 10^5 \text{cm}^{-3}$  を維持している。

また、太陽紫外放射による光電離だけが電離圏プラズマの生成要因ではない。高高度では高エネルギー粒子衝突による電離も重要である。粒子が大気圏に衝突すると同時に可視光も放出され、この光の放出がオーロラを作り出す。

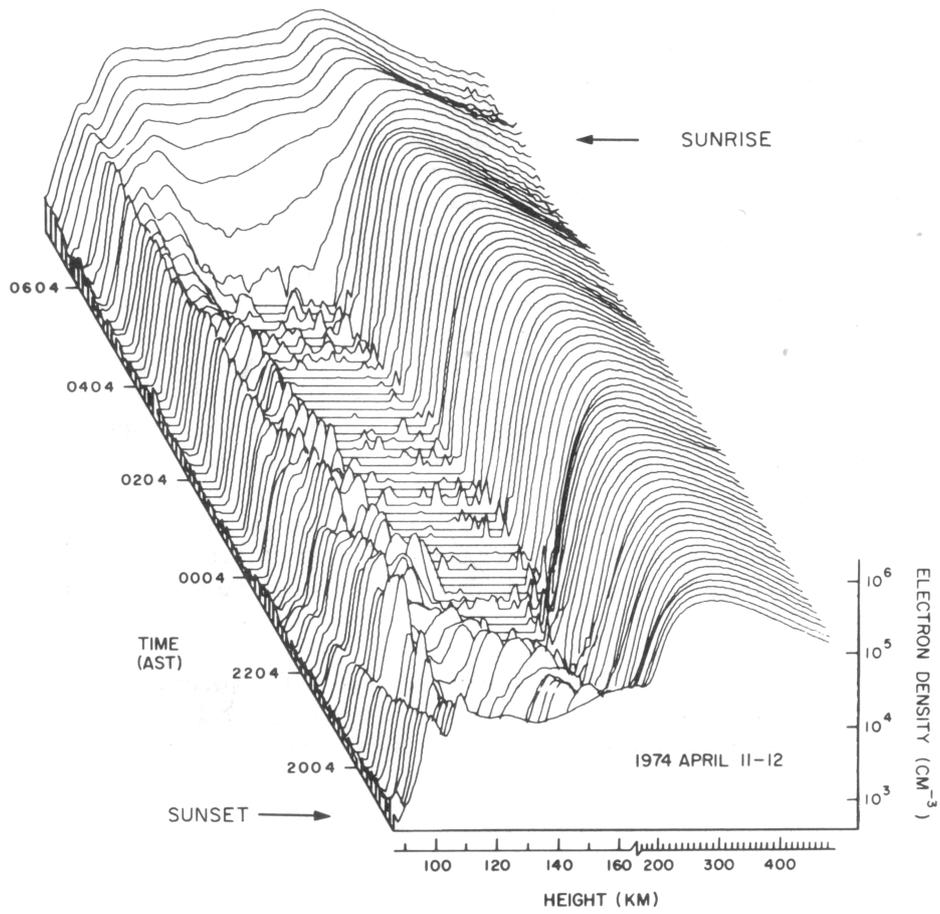


図 2.4: プエルトリコ, Arecibo 上空の夜間のプラズマ密度の分布 [Shen *et al.* (1976)]

## 2-2 Chapman 関数

電離圏の生成機構と鉛直密度構造を理解するために Chapman 関数というイオン生成関数について考える。電離を引き起こすためには、太陽からの光子は大気原子の電離エネルギーよりも高いエネルギーを持たなくてはならない。そのため、光子は紫外またはそれよりも振動数の大きい放射由来のものである。しかし太陽放射においては、より大きな振動数（または光子エネルギー）の放射は強度が非常に小さくまばらにしか存在しないため、電離圏の平均的な状態を考える場合には重要ではない。電離圏の構造は平板状である。その主要な変化は、高度  $z$  に依存し、中性大気密度  $n_n(z)$  の変化により規定される。1 成分の等温大気中では、密度は静水圧平衡の式

$$n_n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (2.3)$$

に従って変化する。分子質量  $m_n$ 、温度  $T_n$  の等温大気に対するスケールハイト  $H$  は、

$$H = \frac{k_B T_n}{m_n g} \quad (2.4)$$

で定義される。ここで、 $g$  は重力加速度、 $n_0$  は地表での中性大気密度である。

高度  $z$ 、角度  $\chi$  (図 2.5) で入射した太陽紫外放射は、密度  $n_n$  の中性大気と衝突し、電離を起こすことによりそのエネルギーを失い、放射は部分的に吸収される。放射と大気原子の相互作用は、斜めの光路すなわち  $z/\cos\chi$  に沿って行われる。高

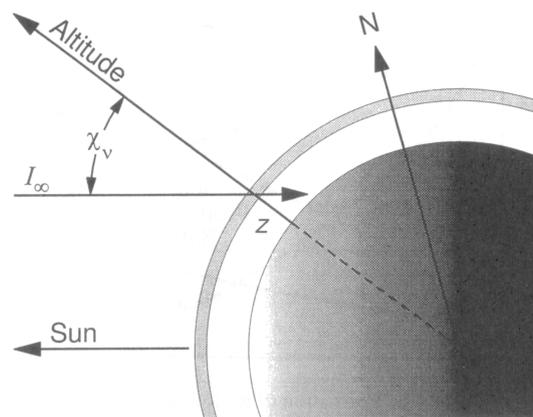


図 2.5: 電離圏での太陽紫外吸収 [W. Baumjohann and R. A. Treumann (1997), Basic Space Plasma Physics]

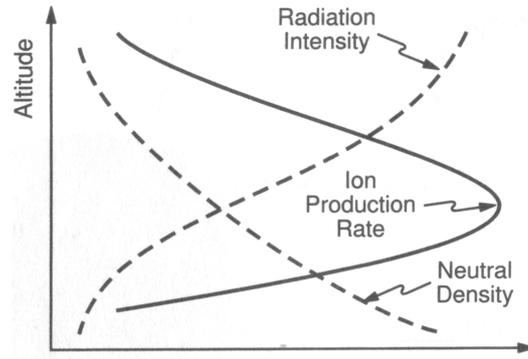


図 2.6: 電離した層の形成 [W. Baumjohann and R. A. Treumann (1997), Basic Space Plasma Physics]

度  $z$ , 光路要素  $dz/\cos\chi$  に沿った放射強度  $I$  の減少は,

$$dI = \sigma_\nu n_n \frac{dz}{\cos\chi} I \quad (2.5)$$

で与えられる. ここで  $\sigma_\nu$  は放射吸収断面積である. この式は, 放射強度の減少が入射強度・吸収を起こす中性粒子数密度・吸収断面積・大気中の光路長に比例することを示している. 静水圧平衡の式 (2.3) を代入し, (2.5) 式を積分することにより, 放射強度の高度変化が得られる.

$$\int_{I_\infty}^{I(z)} \frac{dI}{I} = \int_\infty^z \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \frac{\sigma_\nu n_0}{\cos\chi} dz \quad (2.6)$$

ここで,  $I_\infty$  は大気上端での太陽放射フラックスである.  $I(z)$  について解くことにより,

$$I(z) = I_\infty \exp\left[-\frac{\sigma_\nu n_0 H}{\cos\chi} \exp\left(-\frac{z}{H}\right)\right] \quad (2.7)$$

を得る. これは図 2.6 に模式的に示したように, 放射強度が高度とともに指数関数的に増えることを表している. 太陽紫外放射により生成される局所的な電子 - イオン対の数すなわち単位体積当りの光イオン化率  $q(z)$  は, 高度幅  $dz$  内での吸収量及び吸収量のうち電離反応に用いられるエネルギーの割合を表す光電離効率  $\kappa_\nu$  に比例する.

$$q_\nu(z) = \kappa_\nu \cos\chi \frac{dI}{dz} \quad (2.8)$$

(??) 式を用いて  $dI/dz$  を放射強度自身で置き換えると,

$$q_\nu(z) = \kappa_\nu \sigma_\nu n_n I \quad (2.9)$$

となる。(2.3), (2.7) 式により, 中性粒子数密度及び放射強度の高度依存性を明確に式の中に表すことができ,

$$q_\nu(z) = \kappa_\nu \sigma_\nu n_0 I_\infty \exp \left[ -\frac{z}{H} - \frac{\sigma_\nu n_0 H}{\cos \chi} \exp \left( -\frac{z}{H} \right) \right] \quad (2.10)$$

となる. この Chapman 関数は簡単な形に書き表すことが出来る.

$$q_\nu(z) = q_0 \cos \chi \exp \left[ 1 - \zeta - \frac{\exp(-\zeta)}{\cos \chi} \right] \quad (2.11)$$

ここで,  $\zeta = (z - z_0)/H$  であり, 太陽の天頂角  $\chi = 0$  のときのプラズマピークの高さとイオン化率をそれぞれ  $z_0, q_0$  とした.

### 3 プラズマの運動

#### 3-1 荷電粒子の回転運動

一様な磁場中におかれた荷電粒子はローレンツ力を受け、それを中心力とする旋回運動を行う。質量  $m$ 、電荷  $q$  の粒子がそのような回転運動をするときの運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.1)$$

と書ける。ここでは  $\mathbf{v}$  は粒子の速度である。両辺と  $\mathbf{v}$  との内積をとり、 $\mathbf{v} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$  より右辺が 0 となることを考えると

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \mathbf{v} = \frac{d}{dt} \left( \frac{mv^2}{2} \right) = 0 \quad (3.2)$$

となり、粒子の運動エネルギーが変化しないことを示す。磁場の大きさを  $B$ 、方向を  $z$  軸方向とすれば、各成分の運動方程式は

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= qBv_y \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -qBv_x \\ m \frac{dv_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

となる。さらに  $x$  成分と  $y$  成分について両辺を  $m$  でわり時間微分すると

$$\begin{aligned} m \frac{d^2v_x}{dt^2} &= -\omega^2 v_x \\ m \frac{d^2v_y}{dt^2} &= -\omega^2 v_y \end{aligned} \quad (3.4)$$

となる。ここでは、

$$\omega = \frac{qB}{m} \quad (3.5)$$

である回転周波数<sup>1</sup>  $\omega$  を用いた。また、(3.4) 式は次の調和振動子解を持つ方程式である。

$$\begin{aligned} x - x_0 &= r \sin \omega t \\ y - y_0 &= r \cos \omega t \end{aligned} \quad (3.6)$$

$r$  は旋回運動の回転半径

$$r = \frac{v}{|\omega|} = \frac{mv}{|q|B} \quad (3.7)$$

で、ここでの  $v$  は磁場に垂直な面内での速度を表し、 $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$  で一定である。

<sup>1</sup>サイクロトロン周波数とも呼ぶ。

## 3-2 荷電粒子のドリフト運動

### 3-2-1 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト

電場と磁場が存在している下での運動方程式は, (3.1) 式にクーロン力を加えて次のように書ける.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.8)$$

電場を  $x$  方向の成分のみで大きさ  $E$ , 磁場を  $z$  方向の成分のみで大きさ  $B$  とすると,  $x$  成分及び  $y$  成分の運動方程式は

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= qE + qv_y B \\ m \frac{dv_y}{dt} &= -qv_x B \end{aligned} \quad (3.9)$$

となる. 両辺を  $m$  で割り, 回転周波数  $\omega$  を使って表すと,

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{qE}{m} + \omega v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= -\omega v_x \end{aligned} \quad (3.10)$$

となる. 両辺を時間で微分すると,

$$\begin{aligned} \frac{d^2 v_x}{dt^2} &= -\omega^2 v_x \\ \frac{d^2 v_y}{dt^2} &= -\omega^2 \left( v_y + \frac{E}{B} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

となる. この下の式で  $v_y + \frac{E}{B} = v'_y$  と置くと (3.4) 式と同じ形になることから, 旋回中心を  $-y$  方向へ移動させながら旋回運動を行うことがわかる. この旋回中心の移動による粒子の移動は  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトと呼ばれ, そのドリフト速度は

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (3.12)$$

と表すことができる.  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトは電荷の正負には依存せず, イオンも電子も同方向へ移動する. 図 3.1 は互いに垂直な電場と磁場による  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトを示したものである. イオンの軌道では, 図の下から上へ向かう回転軌道の左半分では電場によって加速され回転半径が大きくなる. 一方図の上から下へ向かう回転軌道の右半分では電場によって減速され回転半径が小さくなる. この組み合わせによって旋回中心は図の右方向へと移動していく. 電子の場合, 電場による加速の方向はイオンの逆であるが回転方向も逆であるので結果的にイオンと同じ方向にドリフトする.

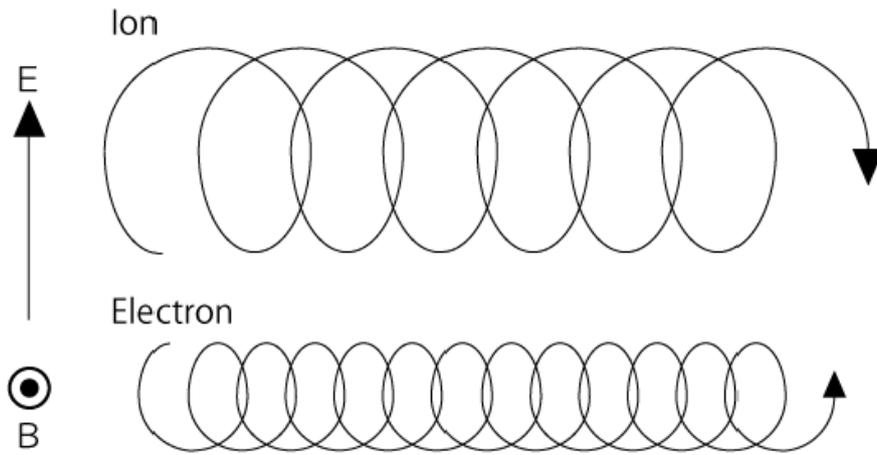


図 3.1:  $E \times B$  ドリフトの概念図

### 3-2-2 重力ドリフト

磁場と重力場が存在している下での運動方程式は, (3.1) 式に重力を加えて次のように書ける.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} + m\mathbf{g} \quad (3.13)$$

重力の大きさを  $g$ , 磁場の大きさを  $B$  とし互いに垂直であるとすると,  $E \times B$  ドリフトと同様の理論で旋回中心が  $g \times B$  の方向へ移動する. 図 3.2 は互いに垂直

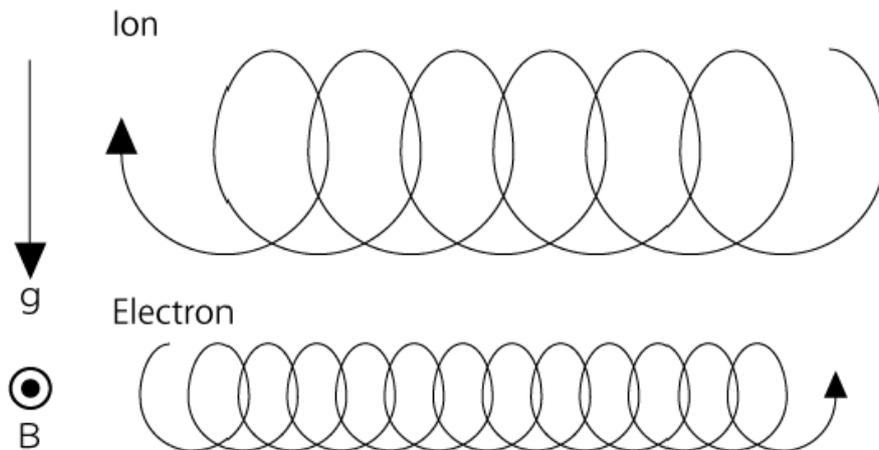


図 3.2: 重力ドリフトの概念図

な重力と磁場による重力ドリフトを示したものである。イオンの軌道では、図の上から下へ向かう回転軌道の右半分では電場によって加速され回転半径が大きくなる。一方、図の下から上へ向かう回転軌道の左半分では重力によって減速され回転半径が小さくなる。この組み合わせによってイオンの旋回中心は図の左方向へと移動していく。電子の場合、重力による加速の方向はイオンと同じであるが回転方向は逆であるので結果的にイオンと逆方向にドリフトする。この旋回中心の移動による粒子の移動は重力ドリフト<sup>2</sup>と呼ばれ、そのドリフト速度は

$$\mathbf{v}_g = \frac{\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{\omega B} \quad (3.14)$$

と表すことができる。

### 3-3 運動方程式

力学と電気力学による運動方程式は以下のように記述することが出来る。

$$\rho_j \frac{d\mathbf{v}_j}{dt} = -\nabla p_j + \rho_j \mathbf{g} + \frac{q_j \rho_j}{m_j} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}) - \sum_{k, j \neq k} \rho_j \nu_{jk} (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_k) \quad (3.15)$$

添字  $j$  はプラズマの種類を表し、 $i$  (イオン) か  $e$  (電子) があてはまる。 $\nu_{jk}$  はプラズマ粒子 (イオンまたは電子) と中性大気との衝突周波数で、部分電離プラズマを考えると重要な役割を担っている。衝突周波数の典型的な鉛直プロファイルを図 3.3 に示す。

(3.15) 式をイオンと電子の速度について解く。簡単のため、質量  $m_i$  のイオン 1 種類のみを考える。イオンと電子の温度が一定と考えると、以下の 2 つの式を得る。

$$\begin{aligned} 0 &= -k_b T_i \nabla n + n m_i \mathbf{g} + n e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - n m_i \nu_{in} (\mathbf{v}_i - \mathbf{U}) \\ 0 &= -k_b T_e \nabla n + n m_e \mathbf{g} + n e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - n m_i \nu_{in} (\mathbf{v}_e - \mathbf{U}) \end{aligned} \quad (3.16)$$

ここで、 $m_e$  は電子の質量、 $e$  はイオンの電荷である。また、イオンと電子の密度は等しい  $n_i = n_e = n$  とした。(3.16) 式中の  $\mathbf{E}$  と  $\mathbf{B}$  は静止系で見た電場と磁場であるが大気流速  $\mathbf{U}$  で動く慣性系で見る電場及び磁場は

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}} (\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}) \quad (3.17)$$

$$\mathbf{B}' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U^2}{c^2}}} \left( \mathbf{B} + \frac{\mathbf{U} \times \mathbf{E}}{c^2} \right) \quad (3.18)$$

<sup>2</sup> $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$  ドリフトとも呼ぶ。

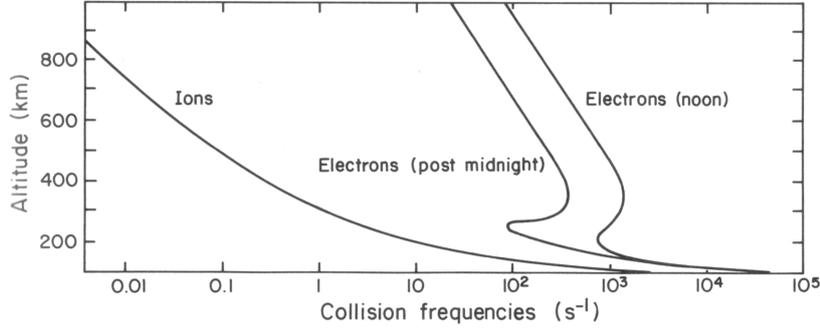


図 3.3: 電子-中性大気及びイオン-中性大気衝突周波数の鉛直プロファイル [F.Johnson (1961)]

となる<sup>3</sup>. 地球電離圏を考えたときには, (3.18) の  $\mathbf{U} \times \mathbf{E}/c^2$  の項は  $\mathbf{B}$  と比べて小さいので無視できる. また, 当然  $U \ll c$  であるので, 慣性系での電場及び磁場は

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} \quad (3.19)$$

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} \quad (3.20)$$

となる. これに従って (3.15) 式を中性風  $\mathbf{U}$  で動く慣性系での記述に変換する.  $\mathbf{v}'_j = \mathbf{v}_j - \mathbf{U}$  より (3.15) 式は

$$0 = -k_B T_j \nabla n + n m_j \mathbf{g} + n q_j \mathbf{v}'_j \times \mathbf{B} - n m_j \nu_{jn} \mathbf{v}'_j \quad (3.21)$$

となる. ここで両辺を  $n m_j \nu_{jn}$  で割って整理すると

$$\mathbf{v}'_j - \kappa_j \frac{\mathbf{v}_j \times \mathbf{B}}{B} = -D_j \frac{\nabla n}{n} + b_j \mathbf{E}' + \frac{D_j \mathbf{g}}{H_j g} \equiv \mathbf{W}'_j \quad (3.22)$$

ここで  $\kappa_j$  は回転周波数と衝突周波数の比,  $D_j$  は拡散係数,  $b_j$  は可動性,  $H_j$  はスケールハイトであり, それぞれ

$$\kappa_j = \frac{q_j B}{m_j \nu_{jn}} \quad (3.23)$$

$$D_j = \frac{k_b T_j}{m_j \nu_{jn}} \quad (3.24)$$

$$b_j = \frac{q_j}{m_j \nu_{jn}} \quad (3.25)$$

$$H_j = \frac{k_b T_j}{m_j g} \quad (3.26)$$

である.

<sup>3</sup>プライムは慣性系での値, プライムなしは静止系での値を意味する.

## 4 レイリーテイラー不安定

レイリーテイラー不安定は、プラズマバブルの発生機構として有力視されているメカニズムである。本節ではレイリーテイラー不安定の物理過程とプラズマバブル発生に対する寄与について記述する。

### 4-1 概要

初めに、レイリーテイラー不安定の概念を理解するため、簡単なモデルによって考察する。図 4.1 に簡単のため 2 次元 2 層流体を考えたレイリーテイラー不安定の概念図を示す。プラズマ密度がそれぞれ  $n_1, n_2$  ( $n_1 > n_2$ ) の上層大気と下層大気を考える。重力は鉛直下向き、磁場は紙面の奥へ向かう方向である。プラズマの衝突効果は考えないものとする。図の右方向を  $x$  の正の向き、上方向を  $z$  の正の向きとして考える。まず、重力と磁場が存在することにより上層のプラズマは常に重力ドリフトをしていることになる。重力ドリフト方向はイオンで  $x$  方向の正の向き、電子は負の向きである。次に中央の層境界面で正弦波型の微小振動の発生を仮定する。すると重力ドリフトと波型振動の組み合わせによって電荷の分極が起こる。電荷の分極により発生する電場は境界面の山型の箇所では  $x$  の正の向き、谷型の箇所では  $x$  の負の向きである。この過程により発生した電場と、もともとの磁場とに

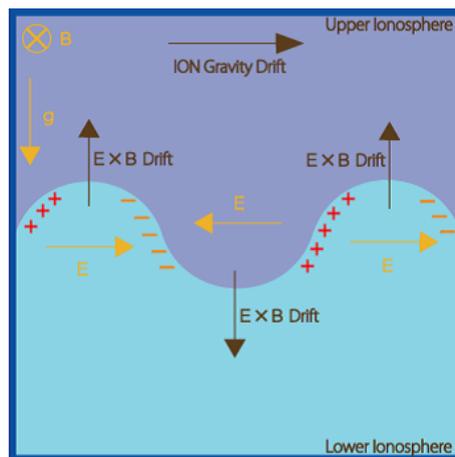


図 4.1: レイリーテイラー不安定の概念図

よって  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトが発生する.  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトの方向はイオン, 電子ともに境界面の山型の箇所では  $z$  の正の向き, 谷型の箇所では  $z$  の負の向きである. つまり,  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトによって粒子は境界面の波の振幅を増大させる方向へ進み, 不安定を成長させる.

## 4-2 理論

密度勾配をもつプラズマの微小な初期振動によるレイリーテイラー不安定の成長率を見積もる. 慣性項は無視できるものとし, これは  $\nu_{in} \gg \partial/\partial t$  に相当する. この近似は電離層の下部 ~ 高度 450 km 程度で有効である. また, 粘性も無視できるとする. (3.22) 式より電場と重力場での粒子の平均速度は

$$\mathbf{v}_j = \frac{1}{1 + k_j^2} \mathbf{W}_j + \frac{k_j}{1 + k_j^2} \frac{\mathbf{W} \times \mathbf{B}}{B} \quad (4.1)$$

となる. ここで  $\mathbf{W}_j$  は

$$\mathbf{W}_j = b_j \mathbf{E} + \frac{\mathbf{g}}{\nu_{jn}} - \frac{D_j \nabla n}{n} \quad (4.2)$$

である. 電子の場合,  $k_e$  が大きく (4.1) 式の第 2 項が卓越する.

$$\mathbf{v}_e = \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{E}}{B^2} - \frac{m}{eB^2} (\mathbf{g} \times \mathbf{B}) + \frac{k_B T_e}{eB^2 n} (\nabla n \times \mathbf{B}) \quad (4.3)$$

イオンの場合, F 層では  $k_i \gg 1$  であるがそれほど大きくないので電子の場合とは違い (4.1) 式の第 1 項は無視できない.

$$\mathbf{v}_i = \frac{b_i}{k_i^2} \mathbf{E} + \frac{\mathbf{g}}{\nu_{in} k_i^2} - \frac{D_i \nabla n}{k_i^2 n} + \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{E}}{B^2} + \frac{m}{eB^2} (\mathbf{g} \times \mathbf{B}) - \frac{k_B T_i}{eB^2 n} (\nabla n \times \mathbf{B}) \quad (4.4)$$

電子の質量は小さいので, (4.3) 式の  $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$  項は無視できる. また  $k_i \gg 1$  より, (4.4) 式の右辺第 2 項と第 3 項は小さい. これより電流  $\mathbf{J}$  は

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= ne(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \\ &= \sigma_p \mathbf{E} + \frac{ne}{\omega_i B} \mathbf{g} \times \mathbf{B} - \frac{k_b}{B^2} (T_i + T_e) (\nabla n \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (4.5)$$

である. ここでは  $k_i$  が大きいときに  $\sigma_p = neb_i/k_i^2$  とできることを用いた. また, 重力ドリフトの項は回転周波数  $\omega_i$  を用いて書き直した. 重力ドリフトによる電流は無衝突プラズマでも発生するが, 一方電場による電流は  $\sigma_p \neq 0$  のときのみ存在することに注目できる.

そして、連続の式と電流の式を解析に用いる。電場  $\mathbf{E}$  は背景電場  $\mathbf{E}_0$  を考えず微小振動により発生した微小電場  $\delta\mathbf{E}$  のみを考える。プラズマ粒子の生成消滅の効果は考慮しないが、これは日没後の高い F 層を考えると妥当である。連続の式は、

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla n + n \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.6)$$

である。  $m_i \gg m_e$  よりプラズマの速度  $\mathbf{v}$  は  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_i$  で近似している。まず圧縮項  $\nabla \cdot \mathbf{v}$  について考える。電場が微小で  $k_i$  が大きいという条件の下で (4.4) 式を用いると圧縮項は

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \nabla \cdot \left( \frac{m_i}{eB^2} \mathbf{g} \times \mathbf{B} - \frac{k_B T_i}{enB^2} \nabla n \times \mathbf{B} \right) \quad (4.7)$$

である。さらに  $\mathbf{g}$  と  $\mathbf{B}$  が  $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$  方向に変化しないこと、  $\nabla \cdot (\nabla n \times \mathbf{B}) = 0$  ,  $(\nabla n \times \mathbf{B}) \cdot \nabla = 0$  より非圧縮項は

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.8)$$

となり、プラズマの流れは非圧縮である。これは電離圏 F 層を計算するのに有効な近似ではあるが、あらゆる場合について検討しなければならないので適応するときには注意が必要である。非圧縮として線形化した方程式は、

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla n = 0 \quad (4.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (4.10)$$

である。電場を生み出す静電ポテンシャル  $\phi$  は

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (4.11)$$

であり、鉛直方向に密度勾配を持つ条件の下でこれらの方程式の静電不安定性を考えるために静電ポテンシャルとプラズマ密度の形を次のように仮定する。

$$\phi = \phi' e^{i(\omega t - kx)} \quad (4.12)$$

$$n = n_0(z) + \delta n e^{i(\omega t - kx)} \quad (4.13)$$

ここでは大気全体では電荷が中性であると考え  $n_i = n_e = n$  とした。  $\mathbf{E}$  を  $-\nabla\phi$  におきかえると (4.10) 式は

$$\nabla \cdot \left[ \frac{ne}{\Omega_i B} \mathbf{g} \times \mathbf{B} - \frac{ne^2 \nu_{in}}{m_i \Omega_i^2} \nabla\phi \right] = 0 \quad (4.14)$$

となる。ここでは圧力による電流を 0 とするため  $\nabla \cdot (\nabla n \times \mathbf{B}) = 0$  を用い、F 層でのペダーセン電気伝導度  $\sigma_p$  は

$$\sigma_p = \frac{nm_i \nu_{in}}{B^2} \quad (4.15)$$

で表した. ここで  $\nabla\phi$  を  $x$  方向のみと考えると [ ] 内は  $x$  成分のみを持つことになり, (4.14) 式は

$$\frac{eg}{\Omega_i} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{e^2 \nu_{in}}{m_i \Omega_i^2} \frac{\partial n}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{ne^2 \nu_{in}}{m_i \Omega_i^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0 \quad (4.16)$$

となり, さらに第2項は2次の微小量として無視すると

$$\frac{eg}{\Omega_i} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{ne^2 \nu_{in}}{m_i \Omega_i^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0 \quad (4.17)$$

となる.  $P = m_i \nu_{in} / B^2$ ,  $Q = m_i g / B$  とおくと,

$$Q \frac{\partial n}{\partial x} - nP \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0 \quad (4.18)$$

のように書け, これが電流の式の線形型である. また, 連続の式 (4.10) について, 速度  $v_x$  と  $v_z$  は (4.4) 式より得られる.

$$v_x = \frac{m_i g}{eB} = \frac{Q}{e} \quad (4.19)$$

$$v_z = \frac{E}{B} = -\frac{1}{B} \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (4.20)$$

これより線形化した連続の式は,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{Q}{e} - \frac{1}{B} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial z} = 0 \quad (4.21)$$

となる. (4.12) 式と (4.13) 式を用いると, (4.18) 式と (4.21) 式は

$$-ikQ\delta n + n_0 k^2 P \phi' = 0 \quad (4.22)$$

$$\left( i\omega - ik \frac{Q}{e} \right) \delta n + \frac{ik}{B} \frac{\partial n_0}{\partial z} \phi' = 0 \quad (4.23)$$

と書ける. ここで  $n_0$  と  $\frac{\partial n_0}{\partial z}$  に適当な値を設定すると, 2つの方程式に対して未知数は  $\delta n$  と  $\phi'$  の2つなので係数の行列式を0として解くことができる. これより分散関係を得る.

$$\omega = \frac{kQ}{e} - i \frac{g}{n_0 \nu_{in}} \frac{\partial n_0}{\partial z} \quad (4.24)$$

$\omega$  の実部,  $\omega_r$  は平面波が以下に与えられる位相速度  $v_\phi$  で東方向に伝播することを示す.

$$v_\phi = \frac{\omega_r}{k} = \frac{Q}{e} = \frac{m_i g}{eB} \quad (4.25)$$

赤道の酸素原子プラズマでは  $v_\phi \approx 6$  cm/s であり, これは極めて小さい. また  $\omega$  の虚部は

$$\omega_i = -i \frac{g}{n_0 \nu_{in}} \frac{\partial n_0}{\partial z} \quad (4.26)$$

であり,  $\frac{\partial n_0}{\partial z}$  が正のとき  $\omega_i$  は負となり不安定が成長する.

$$e^{i\omega t} = e^{i\omega_r t} e^{\gamma t} \quad (4.27)$$

ここで  $\gamma$  は

$$\gamma = \frac{g}{n_0 \nu_{in}} \frac{\partial n_0}{\partial z} \quad (4.28)$$

であり, この  $\gamma$  を不安定性成長率と呼ぶ.  $\gamma$  が正のとき成長解を生み出す.

(4.28) 式で与えられる不安定性成長率  $\gamma$  によって, プラズマバブルの特徴のいくつかを考察することができる. 不安定の初期発展で, 鉛直方向の密度勾配が正である高さの範囲では, VHF レーダーの反射を得る傾向がある. 実際, Jicamarca の観測では, F ピークでは 1% のプラズマ密度差によって後方散乱が起こり始める. F ピークの上部でレーダーの反射が得られないときのロケットによる観測によると, 確かに強い不規則がピークの下に観測されたが, ピークの上ではなめらかな構造であった. これは不安定性の線形理論を支持している. また,  $\gamma$  が分母に衝突周波数を含んでいることより, 高高度ほど  $\nu_{in}$  は小さくなり不安定成長率が大きくなる. 図 1.1 を見ると, 反射層が高いときにプラズマバブルの初期発生が起こっていることがわかる.

## 5 数値シミュレーション

### 5-1 鉛直構造

プラズマバブルの発生を再現する電離圏シミュレーションのためにいくつかの条件を定める必要がある。電離圏を考えるのに妥当な条件を考え、高度依存するパラメータを算出する。

#### 5-1-1 温度

中性大気とプラズマ大気の鉛直温度構造は IRI<sup>1</sup>モデルによって定めた。IRI によって求めた緯度 0°, 経度 135° での 1983 年 12 月 21 日の正午, 夕方, 深夜の中性大気とイオンの鉛直温度プロファイルを図 5.1 と図 5.2 に示す。

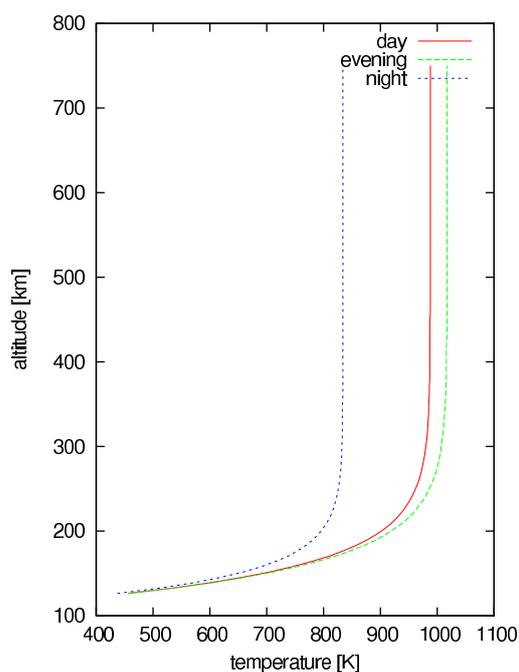


図 5.1: IRI による緯度 0°, 経度 135° での 1983 年 12 月 21 日の中性大気の鉛直温度構造

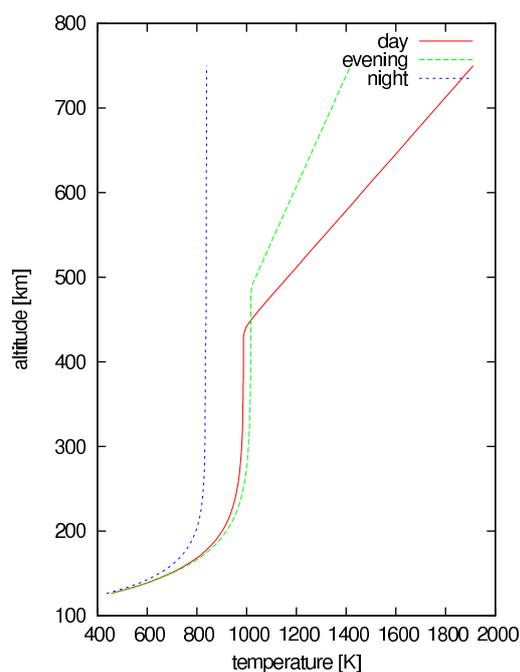


図 5.2: IRI による緯度 0°, 経度 135° での 1983 年 12 月 21 日のイオンの鉛直温度構造

<sup>1</sup>International Reference Ionosphere : 国際標準電離圏

## 5-1-2 中性大気密度

中性大気が平行平板大気と考えると、密度分布は静水圧平行の式

$$n_n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right) \quad (5.1)$$

に従い、スケールハイト  $H$  は

$$H = \frac{k_B T_n}{m_n g} \quad (5.2)$$

で定義される。ここで  $n_0$  は地表付近での大気密度、 $k_B$  はボルツマン定数、 $m_n$  は分子質量である。

IRI で求めた中性大気温度を用いてスケールハイトを計算することにより、中性大気の鉛直プロファイルが求まる。中性大気を全て  $N_2$  大気と仮定した時の中性大気の鉛直密度プロファイルを図 5.3 に示す。

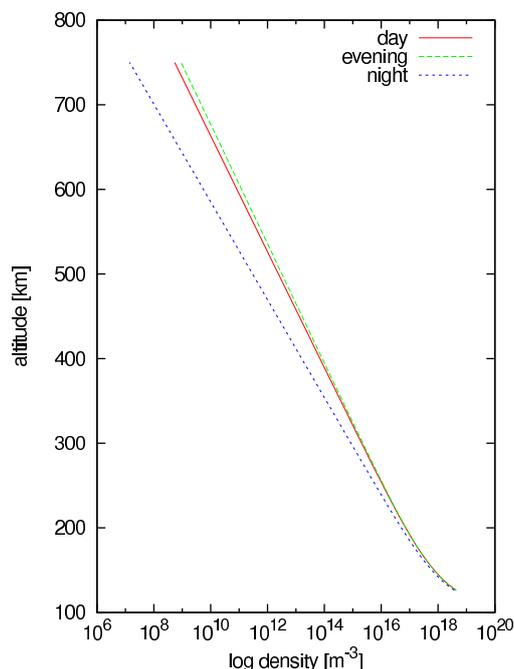


図 5.3: 昼間、夕方、夜間の赤道での中性大気の鉛直密度構造

## 5-1-3 衝突周波数

イオンと中性大気の衝突周波数  $\nu_{in}$  は

$$\nu_{in} = \frac{C}{\sqrt{A}}(n_n + n_i) \quad (5.3)$$

で与えられる (Chapman, 1956). ここで  $n_n$  と  $n_i$  はそれぞれ中性大気とイオンの密度, 係数  $C$  は SI 単位系では  $C = 3.3 \times 10^{-19}$ ,  $A$  は中性大気分子とイオンの平均質量である. 電離圏では中性大気分子はイオンよりもはるかに多いので, 中性大気 1 粒子の質量  $m_n$  を用いて (5.3) 式は

$$\nu_{in} = \frac{Cn_n}{\sqrt{m_n}} \quad (5.4)$$

と書くことができる.

衝突周波数の鉛直プロファイルを図 5.4 に示す.

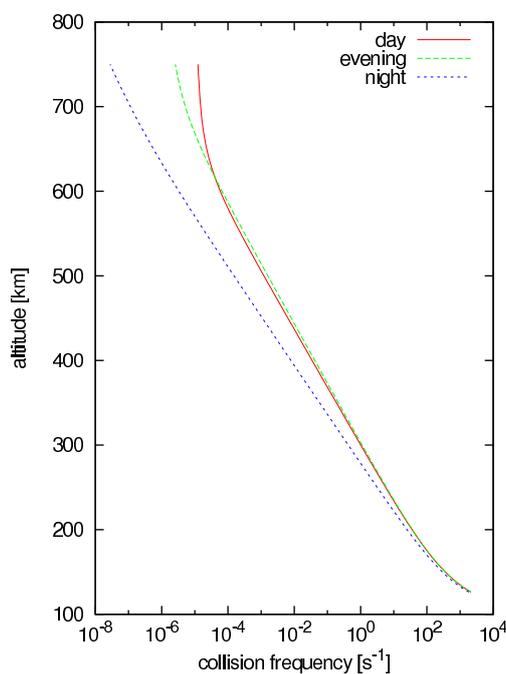


図 5.4: 昼間, 夕方, 夜間の赤道での衝突周波数の鉛直構造

## 5-2 条件設定

経度と高度の2次元赤道平面を考えて数値計算を行う。まず、密度の初期条件を考える。赤道上空の低高度の電離圏では高エネルギー粒子の降下によるプラズマの電離生成の影響は小さいので、太陽紫外放射によるプラズマの電離生成が電離圏のプラズマ密度であると考えられることができる。(2.11) 式の Chapman 関数からイオンの鉛直密度構造を考えると

$$n(z) = n_p \cos \chi \exp \left[ 1 - \frac{z - z_p}{H} - \frac{\exp(-\frac{z-z_p}{H})}{\cos \chi} \right] \quad (5.5)$$

となる。ここで  $n_p$  と  $z_p$  はそれぞれ太陽天頂角が  $0^\circ$  のときのプラズマピークの密度と高度である。太陽天頂角  $\chi$  を変化させたイオンの鉛直密度構造を図 5.5 に示す。

Chapman 関数で求めた初期密度の鉛直構造に対し、プラズマバブルの初期発生に必要な、経度方向に依存する初期微小振動を与える。正弦波型に密度を増減させ、その値は  $\pm 1\%$  の範囲とする。初期微小振動によって増減させる密度を図 5.6 に示す。ただし、横軸は経度方向の長さ [km]、縦軸は密度の増減の割合 [%] である。

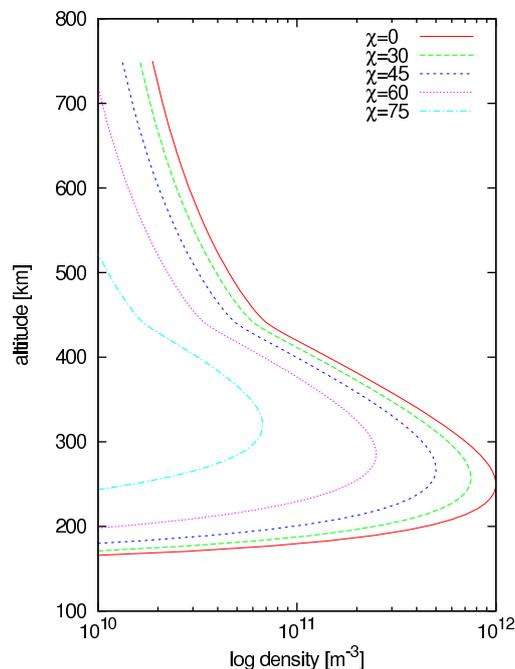


図 5.5: Chapman 関数による太陽天頂角を変化させたときのイオンの鉛直密度構造

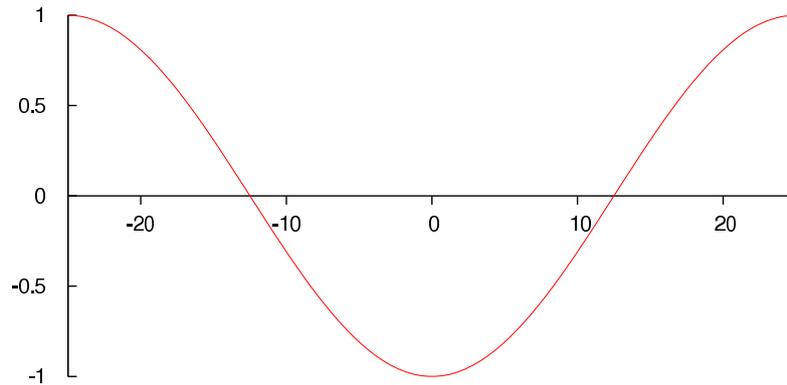


図 5.6: 密度の増減を与える正弦波型の初期微小振動

計算に関する各パラメータは、温度は IRI より得た 1983 年 12 月 21 日の夕方 (18 時 /LT) の温度構造を、 $n_p$  は  $1.0 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$ 、 $z_p$  は 300 km、そして太陽天頂角は  $60^\circ$  とする。また、経度方向の境界には周期境界条件を用いる。

### 5-3 シミュレーション結果

#### 5-3-1 プラズマバブルの再現

始めに、基本パラメータでの数値実験で再現されたプラズマバブルの成長過程を図 5.7 に示す。図のコンターはイオン密度を表し、単位は  $\text{m}^{-3}$  である。6 枚の図の時間は等間隔では無いことに注意する必要がある。また、図 5.7 と同じデータをカラーマップ表示させたものを図 5.8 に示す。

そして、密度変化に伴う電位の変化をカラーマップで図 5.9, 5.10 に示す。カラーマップのカラーバーの範囲は固定されていないことに注意する必要がある。

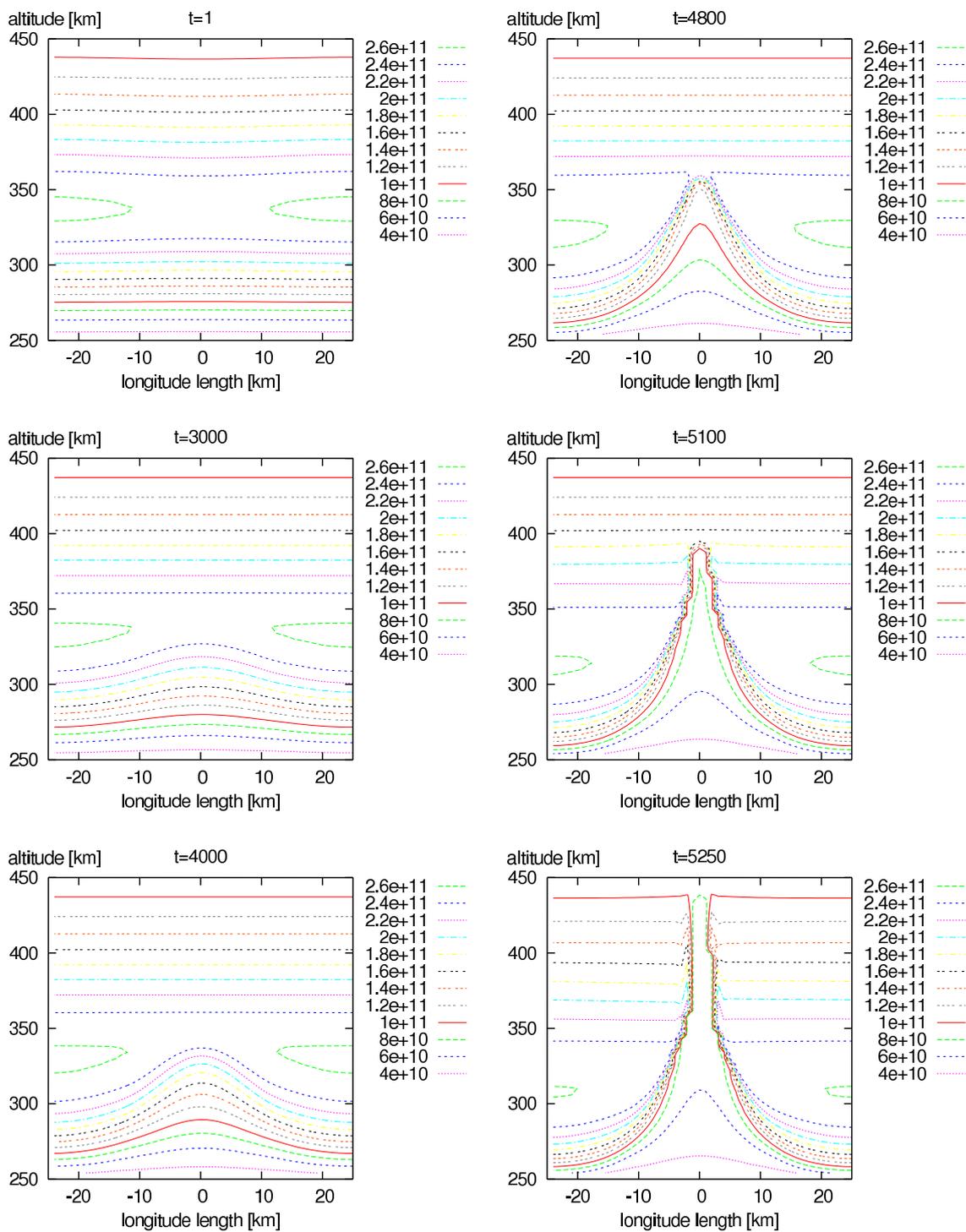


図 5.7: プラズマバブルの成長過程

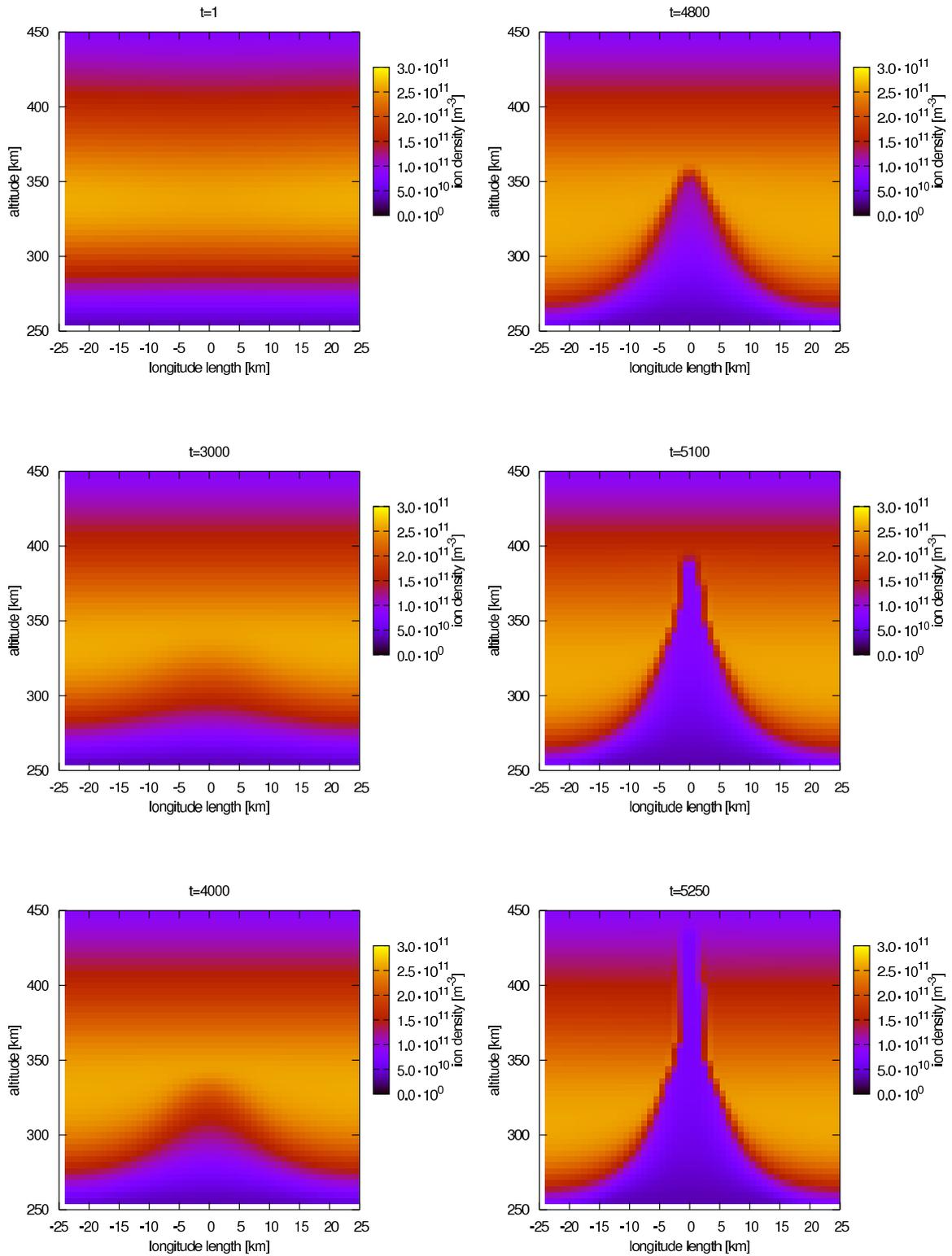


図 5.8: カラーマップで表示させたプラズマバブルの成長過程

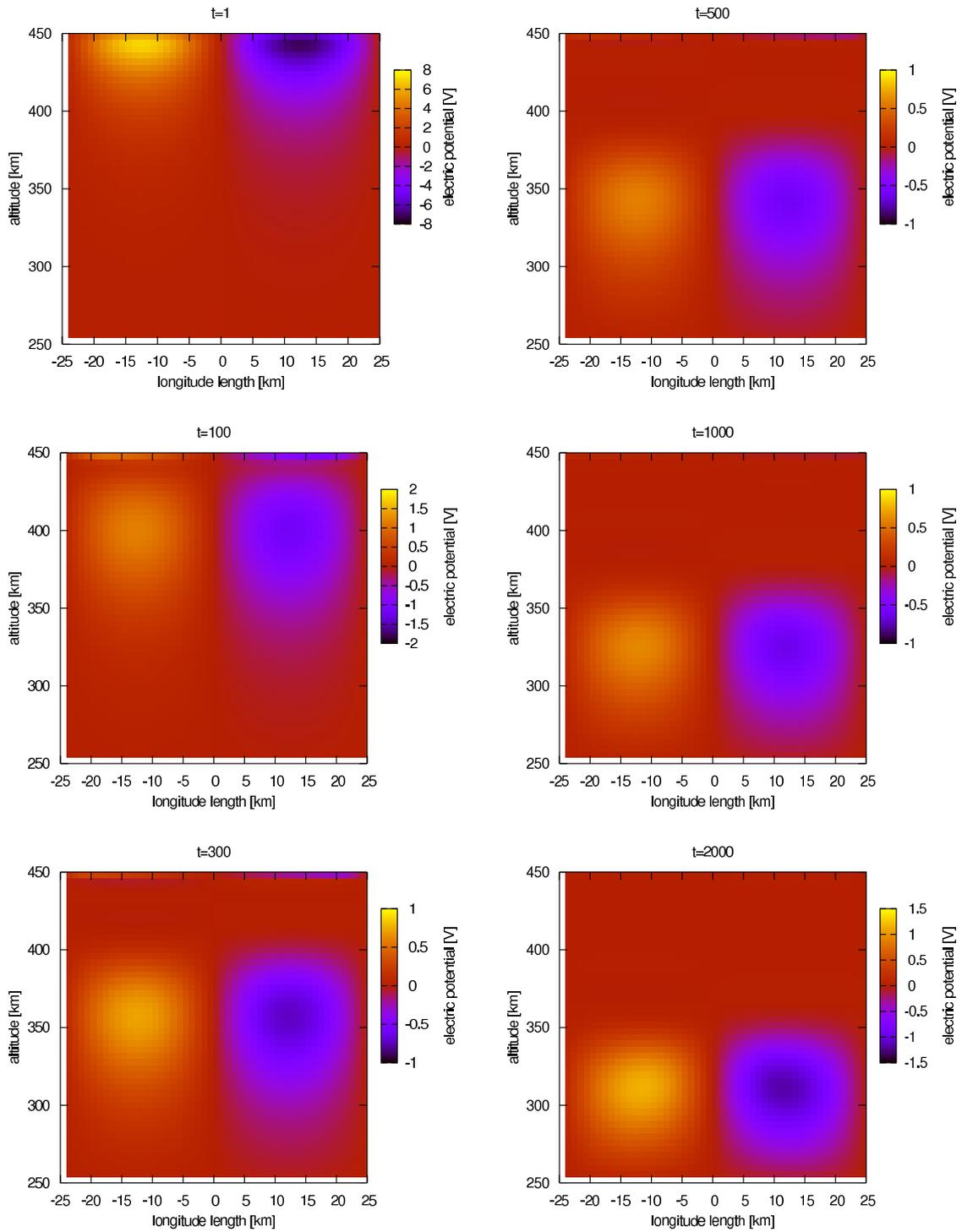


図 5.9: プラズマバブルの成長における電位変化の過程 (1)

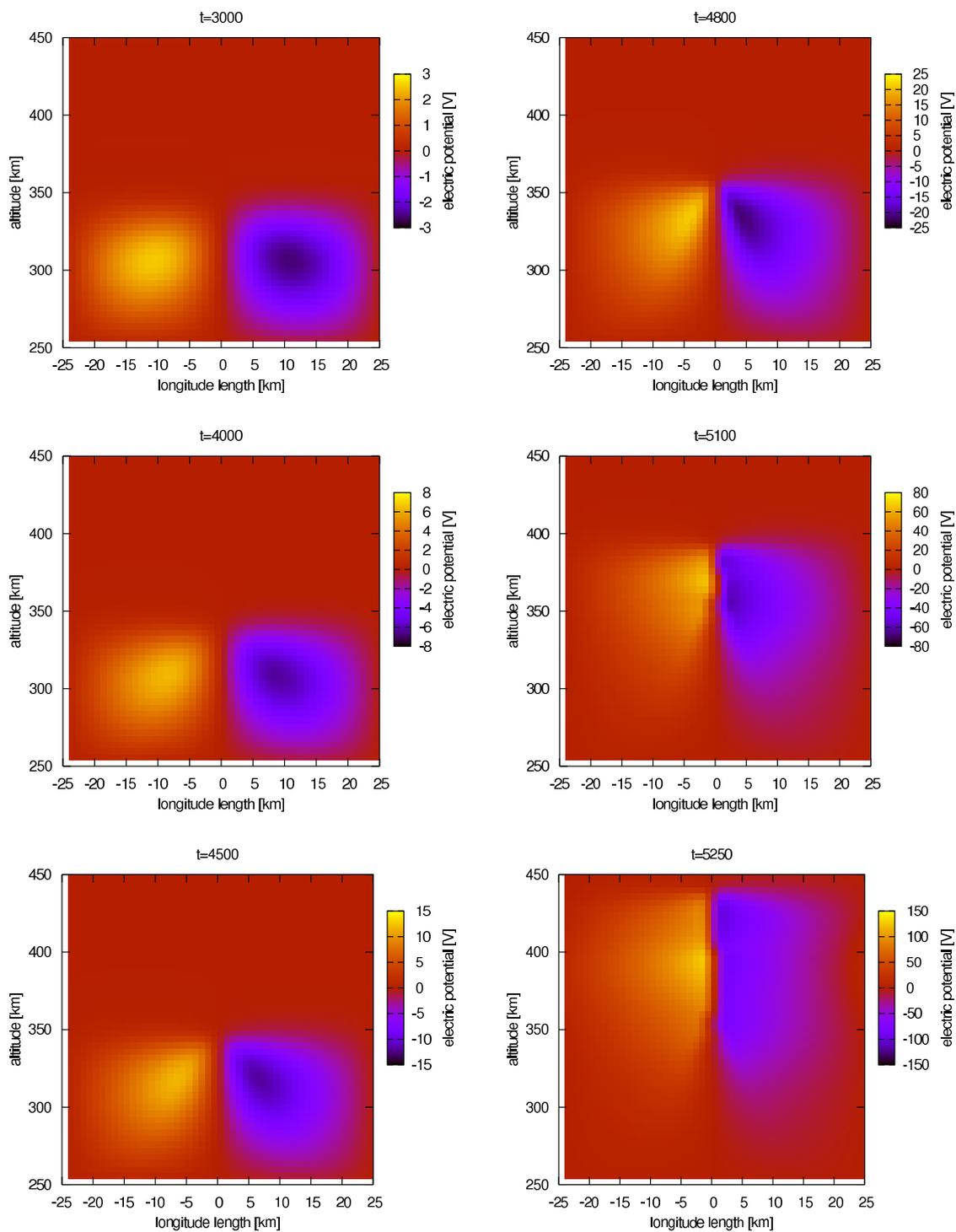


図 5.10: プラズマバブルの成長における電位変化の過程 (2)

## 5-3-2 初期微小振動の形を変えた結果

初期微小振動の形を変えてバブルの成長の違いを見る。ここでは、図 5.11 に示す正弦波の波数を 3 倍にした振動、図 5.12 に示す谷形の振動、最後に密度ではなく高度によって与えた図 5.13 に示す正弦波型の振動の 3 種類について考える。ただし、図 5.11, 5.12 の横軸は経度方向の長さ [km], 縦軸はその高度の密度を 100% としたときの密度の増減の割合 [%], 図 5.13 の縦軸は図の下端から上端までの高度の範囲を 100% としたときの上方方向への移動の割合 [%] である。

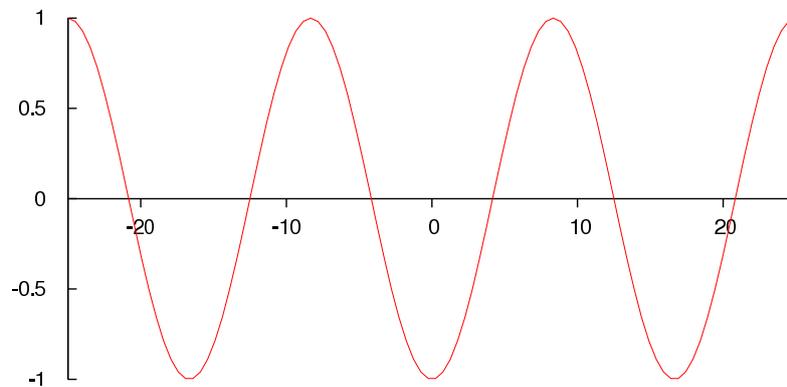


図 5.11: 密度の増減を与える波数 3 の正弦波型の初期微小振動

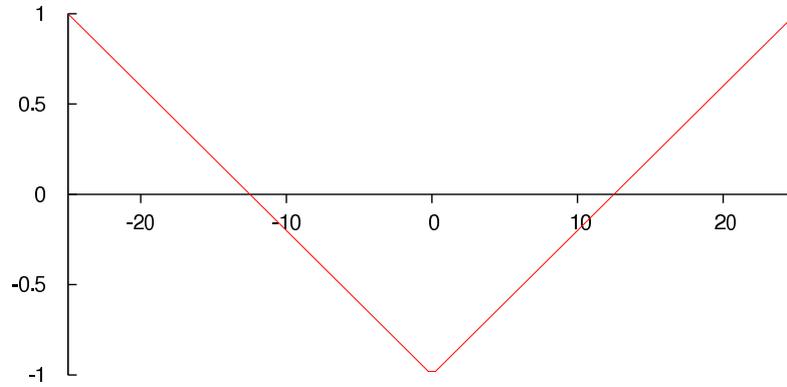


図 5.12: 密度の増減を与える谷型の初期微小振動

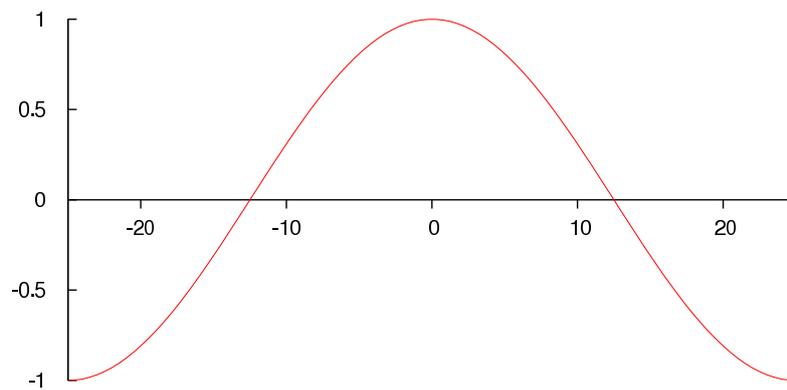


図 5.13: 上方向への移動を与える正弦波型の初期微小振動

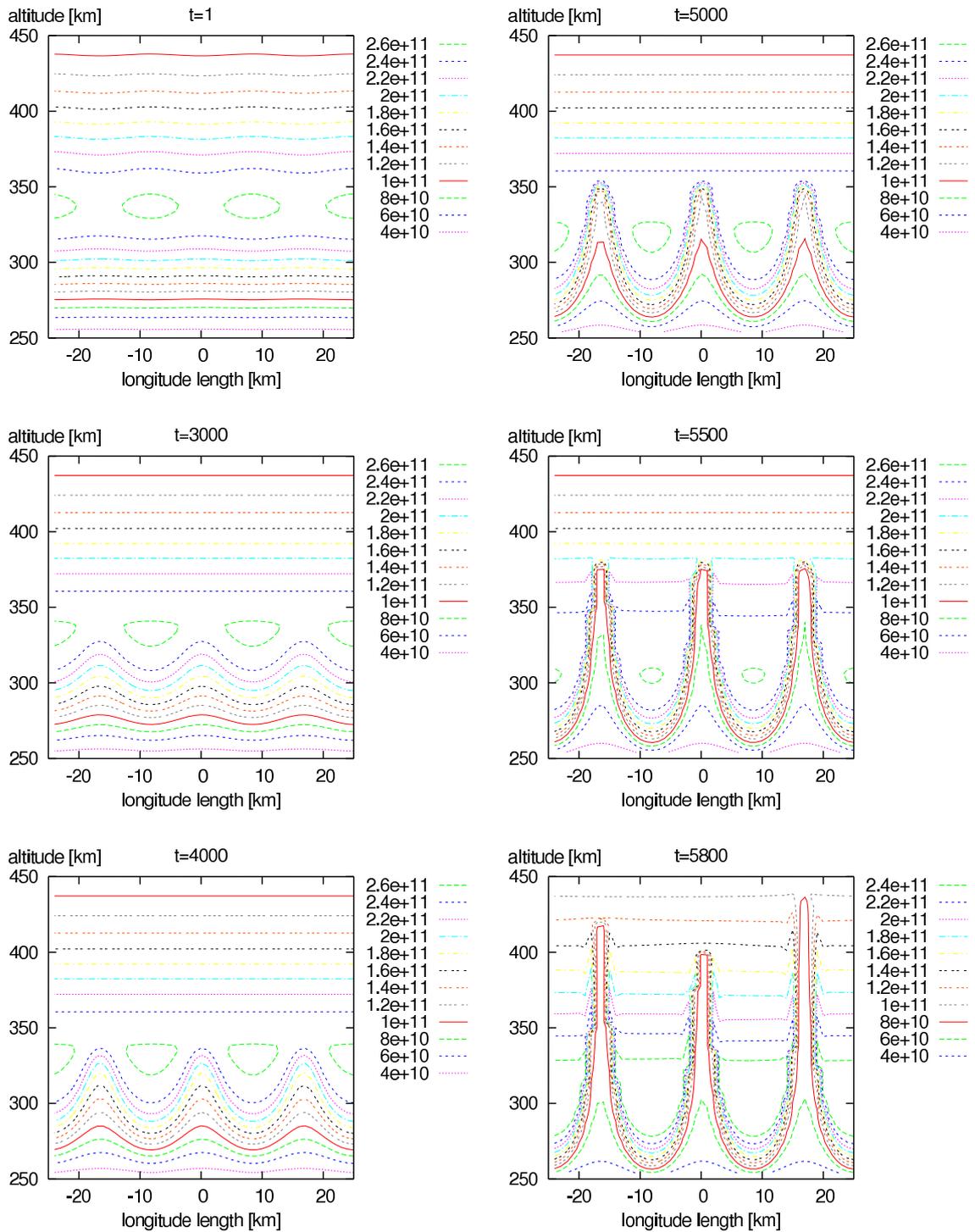


図 5.14: 初期微小振動を波数 3 の正弦波型にしたときのプラズマバブルの成長過程

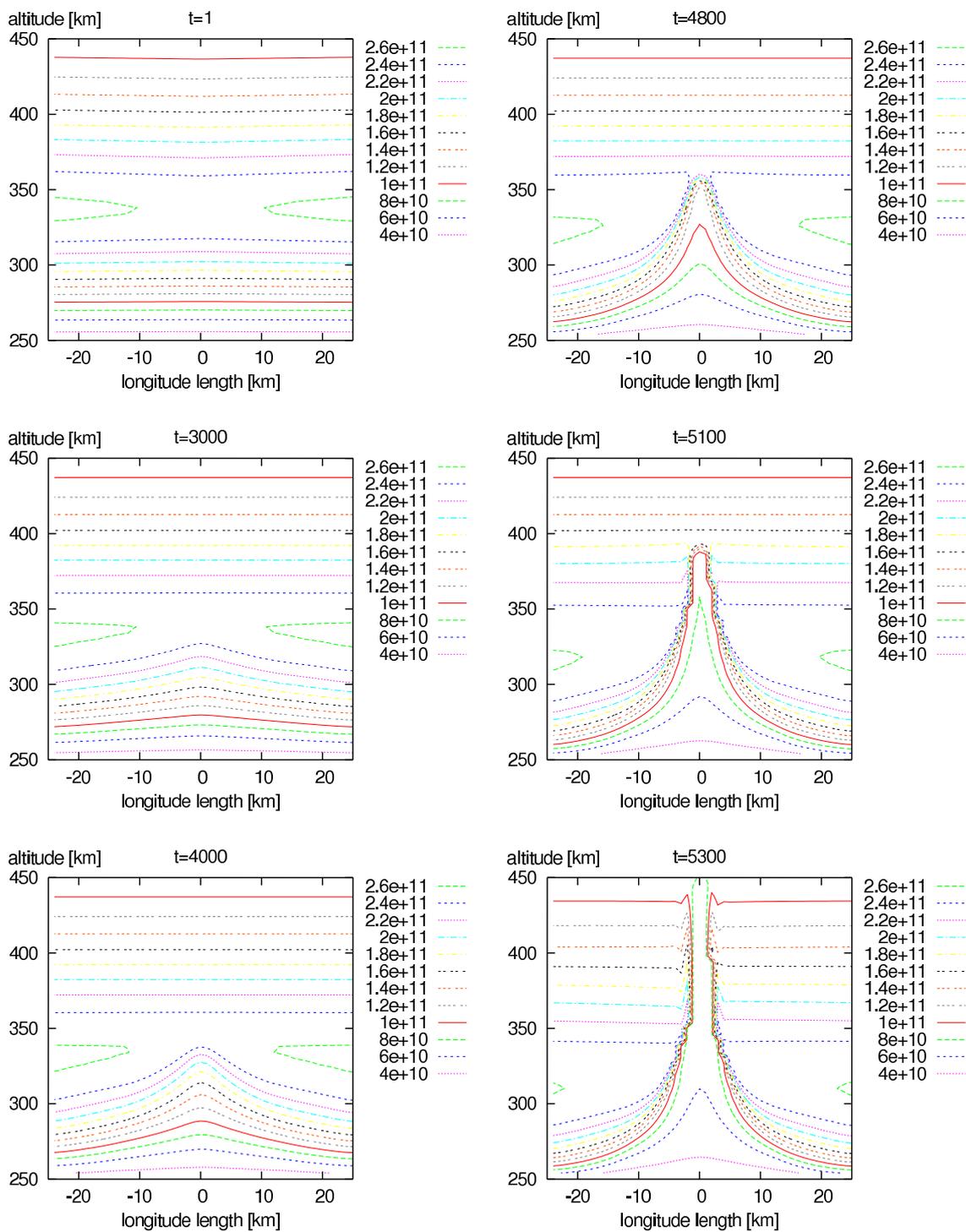


図 5.15: 初期微小振動を谷型にしたときのプラズマバブルの成長過程

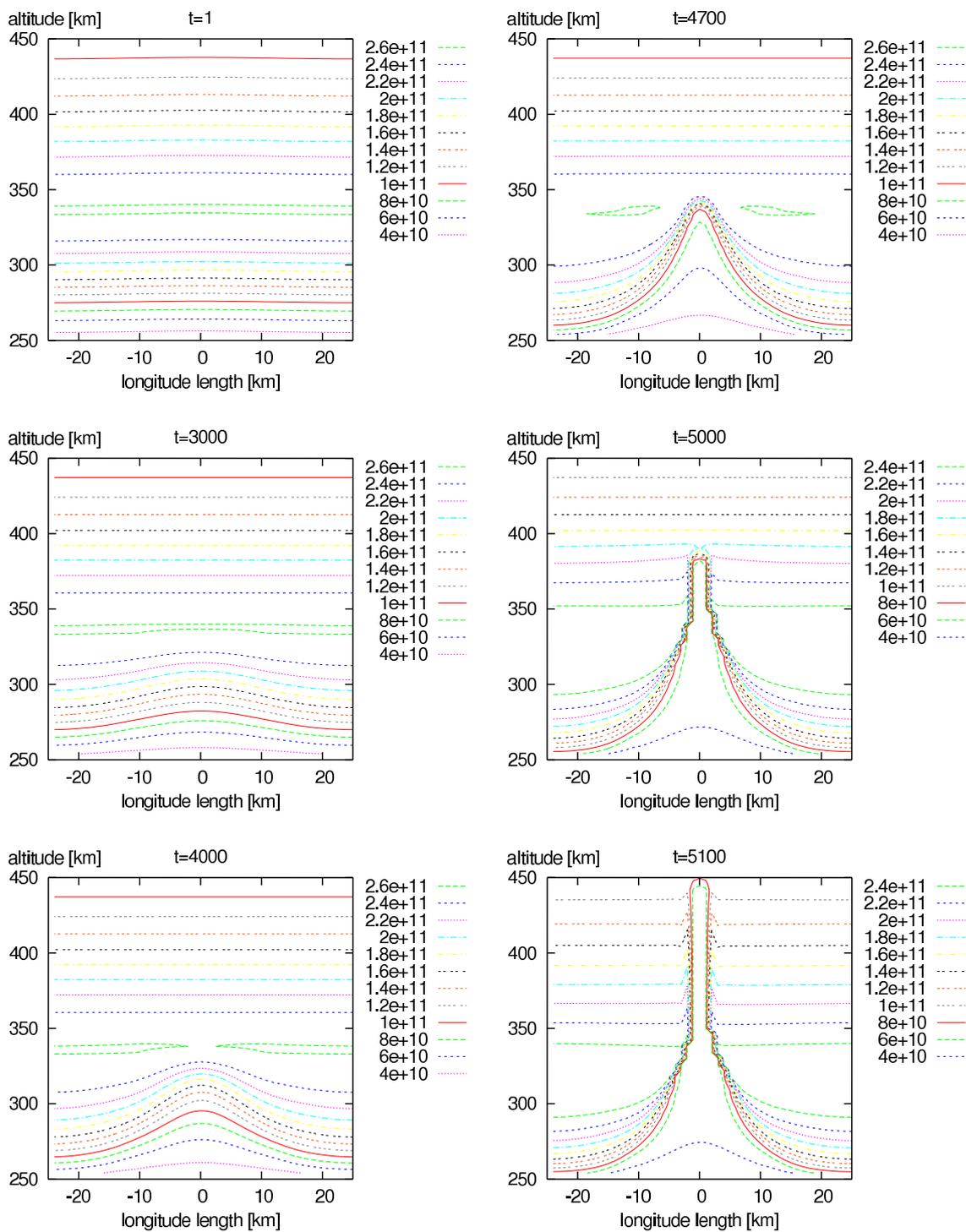


図 5.16: 初期微小振動を高度方向の移動によって与えたときのプラズマバブルの成長過程

### 5-3-3 初期微小振動の大きさを変えた結果

初期微小振動の振幅を変えてバブルの成長の違いを見る。初期微小振動は密度の  $\pm 1\%$  で与えていたが、ここでは 3 倍の  $3\%$ 、 $1/10$  の  $0.1\%$  で振幅を与え計算を行う。

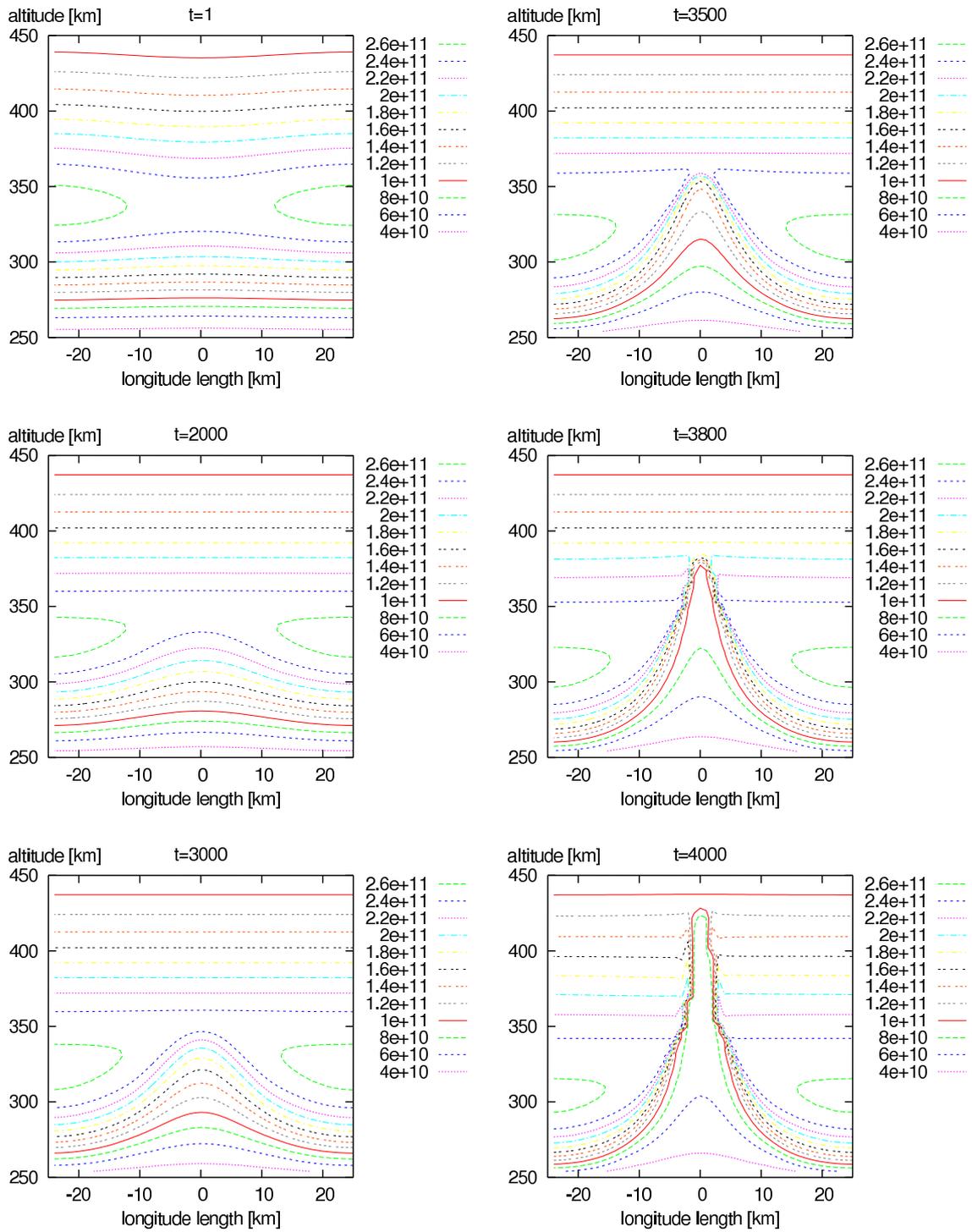


図 5.17: 初期微小振動の大きさを 3 倍にしたときのプラズマバブルの成長過程

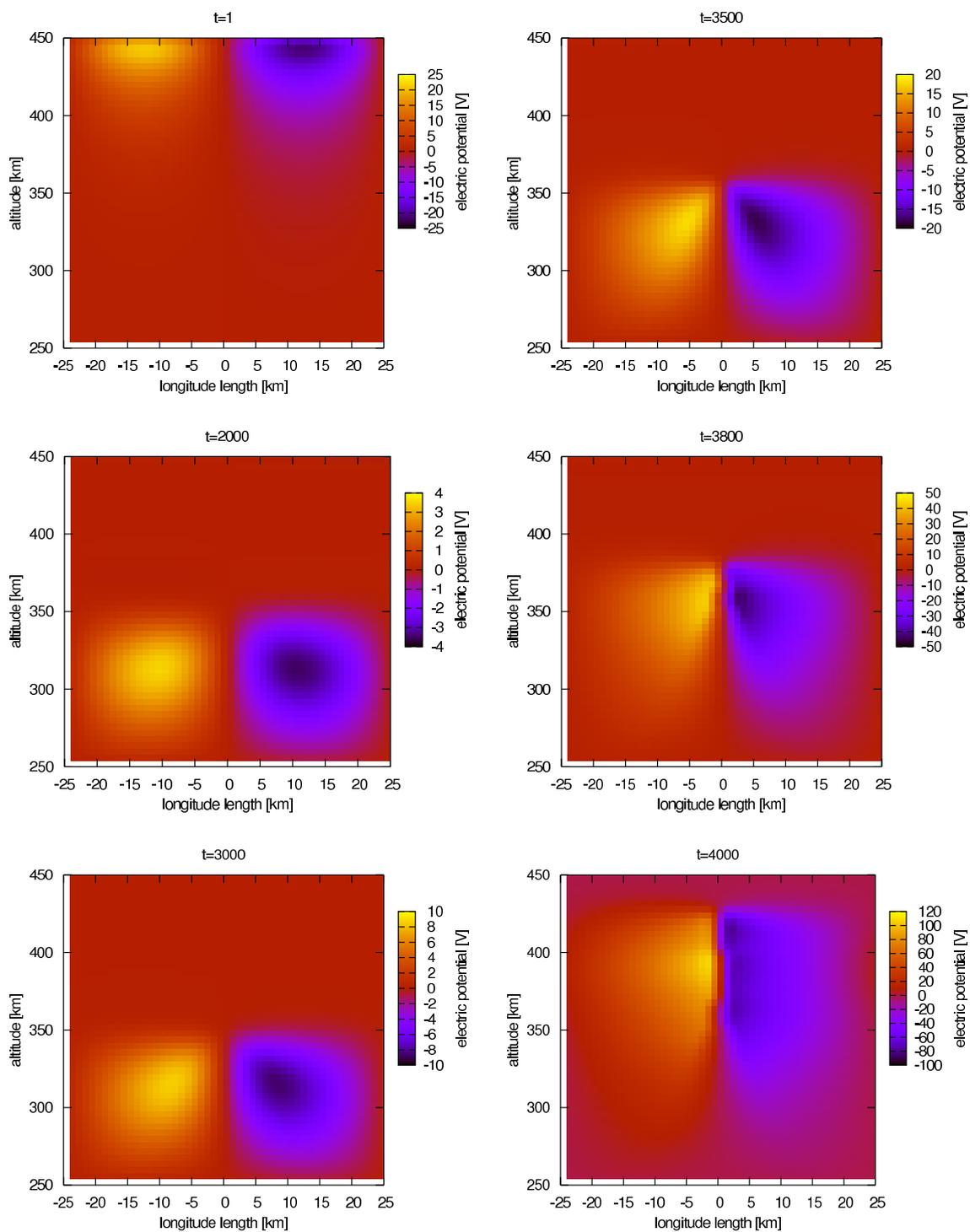


図 5.18: 初期微小振動の大きさを 3 倍にしたときの電位分布

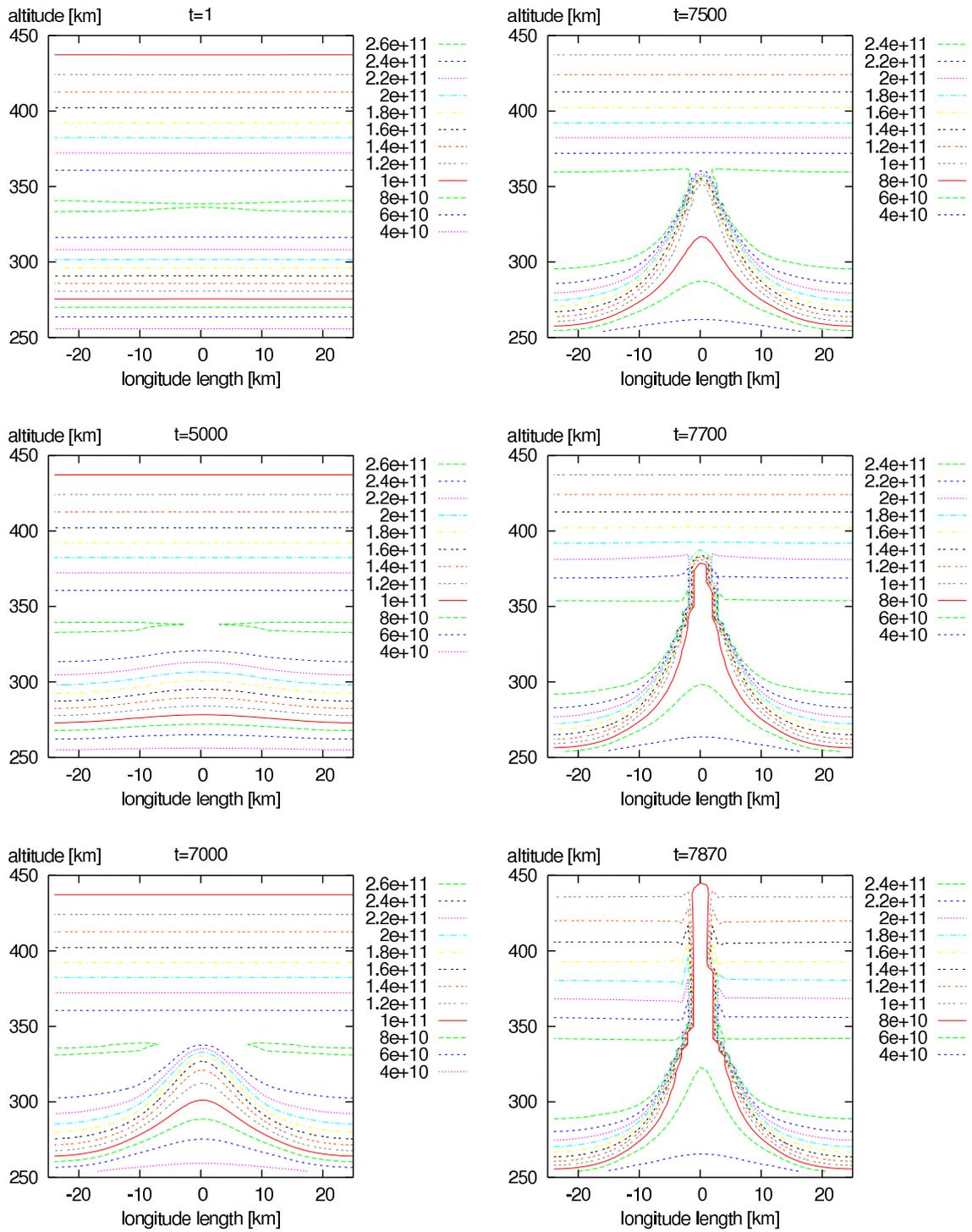


図 5.19: 初期微小振動の大きさを 1/10 にしたときのプラズマバブルの成長過程

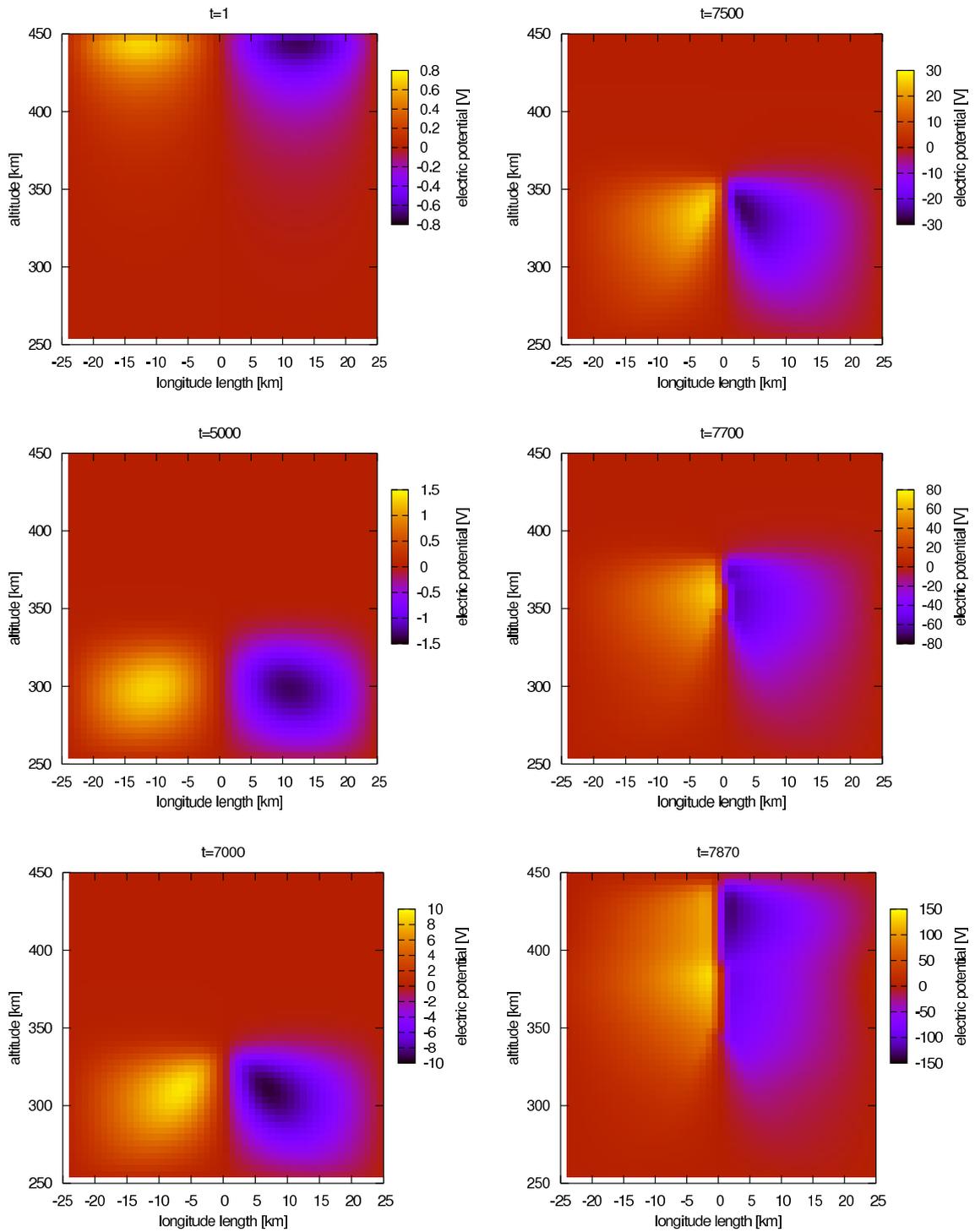


図 5.20: 初期微小振動の大きさを 1/10 にしたときの電位分布

#### 5-3-4 温度を変えた結果

IRI によって得た 1983 年 12 月 21 日の 12 時と 0 時の温度構造を用いて昼型と夜型の温度構造での数値計算を行い, プラズマバブルの成長の違いを見る.

図 5.21 に昼型の温度での, 図 5.22 に夜型の温度での計算結果を示す.

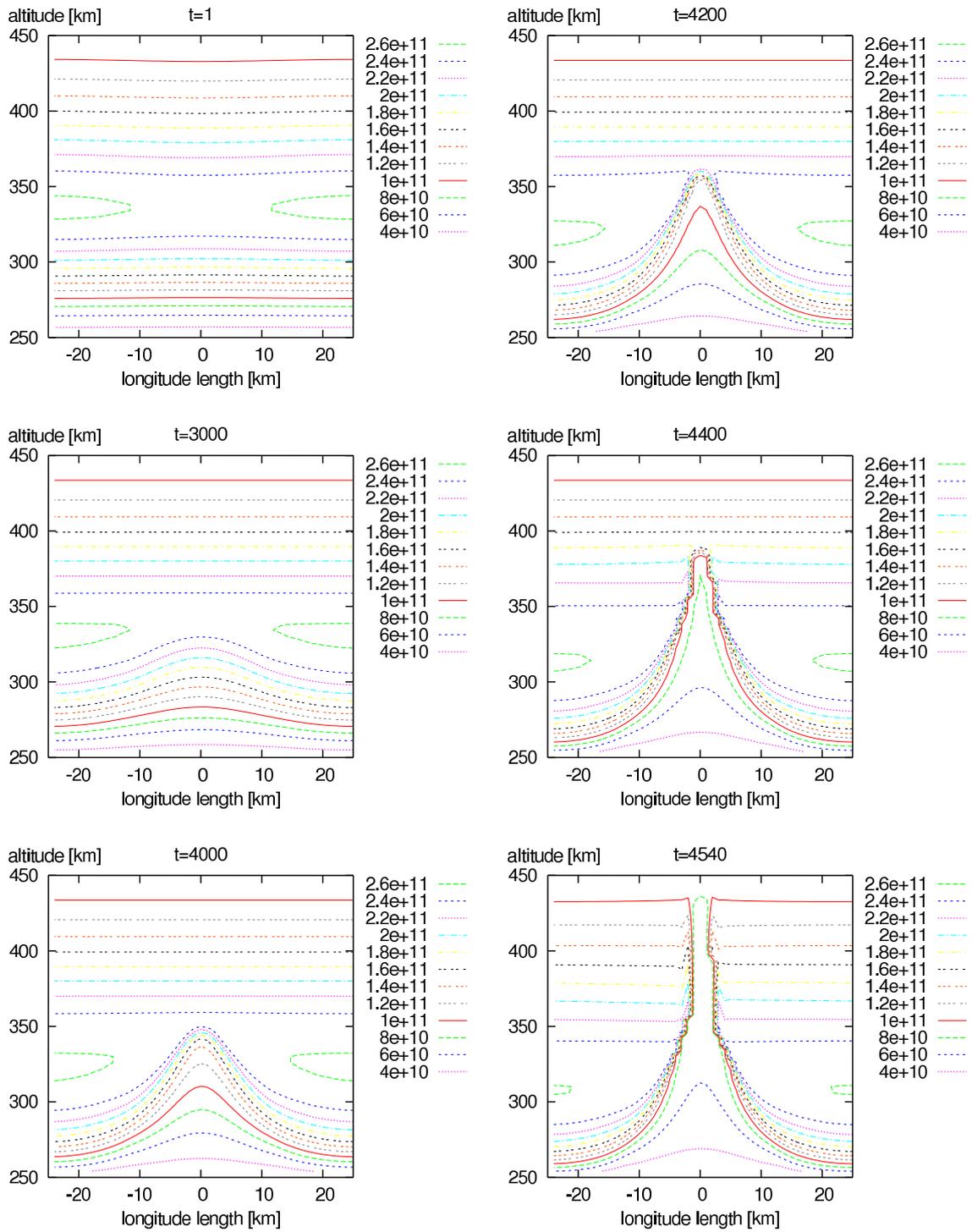


図 5.21: 温度構造を昼型にしたときのプラズマバブルの成長過程

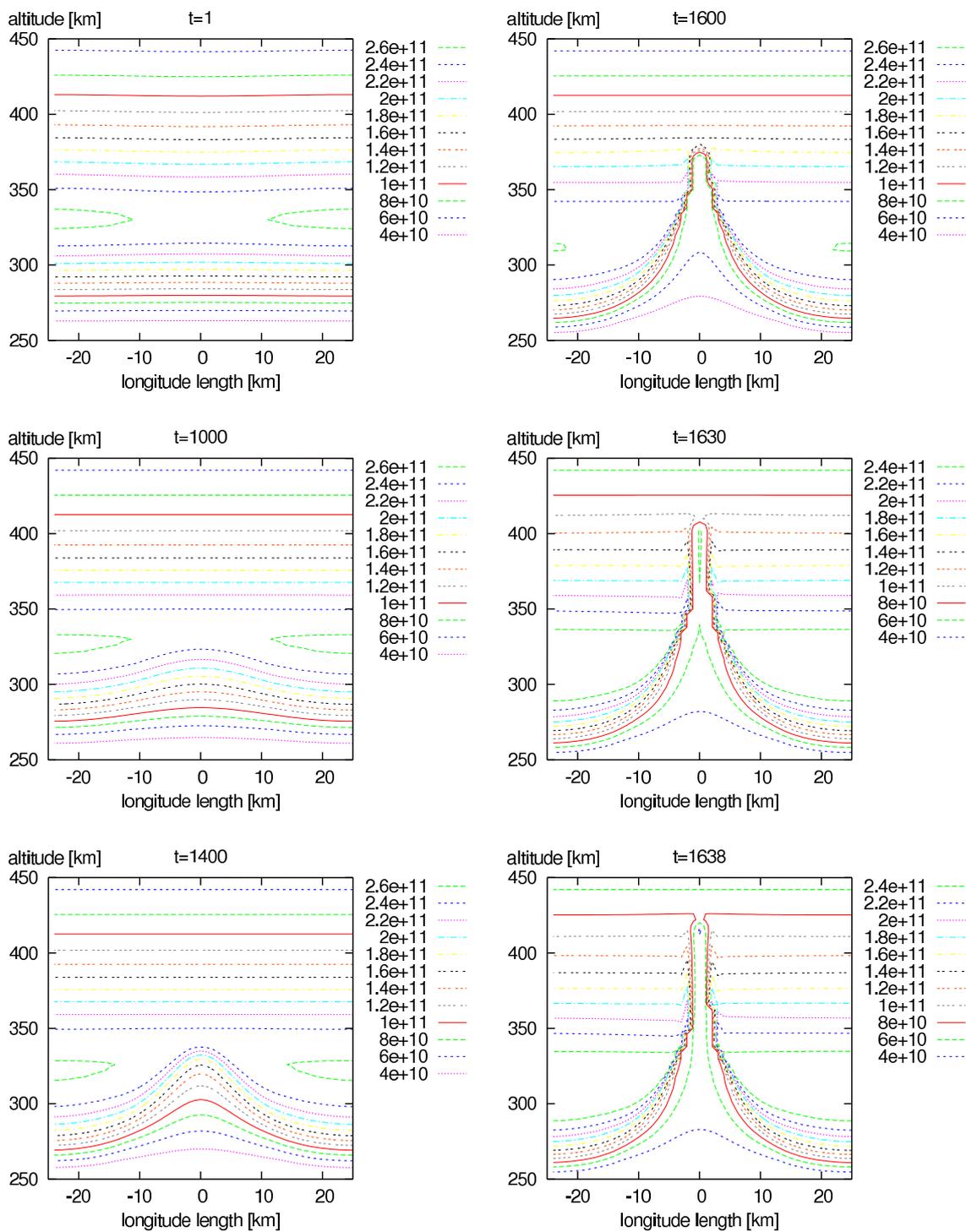


図 5.22: 温度構造を夜型にしたときのプラズマバブルの成長過程

### 5-3-5 太陽天頂角を変えた結果

太陽天頂角を  $75^\circ$  の場合と  $0^\circ$  の場合について計算を行い、プラズマバブルの成長の違いを見る。太陽天頂角を変えると、プラズマピークの高度と密度がともに変化する。また、図に示した高度の範囲がこれまでの図と異なることに注意したい。

太陽天頂角  $0^\circ$  の場合は計算時間内にバブルは発生しなかった。併せて、電位分布のカラーマップを図 5.25 に示す。

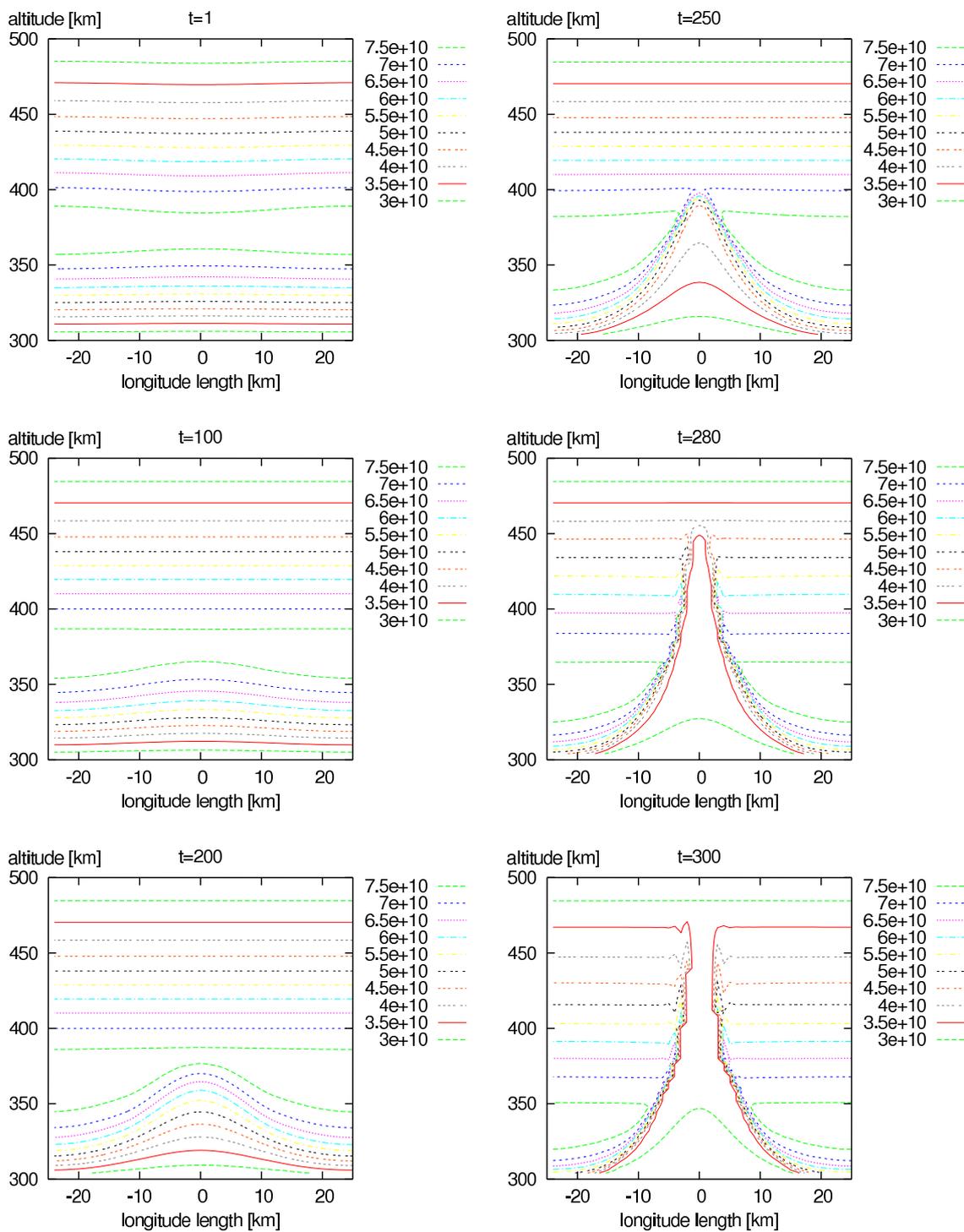


図 5.23: 太陽天頂角を  $75^\circ$  にしたときのプラズマバブルの成長過程

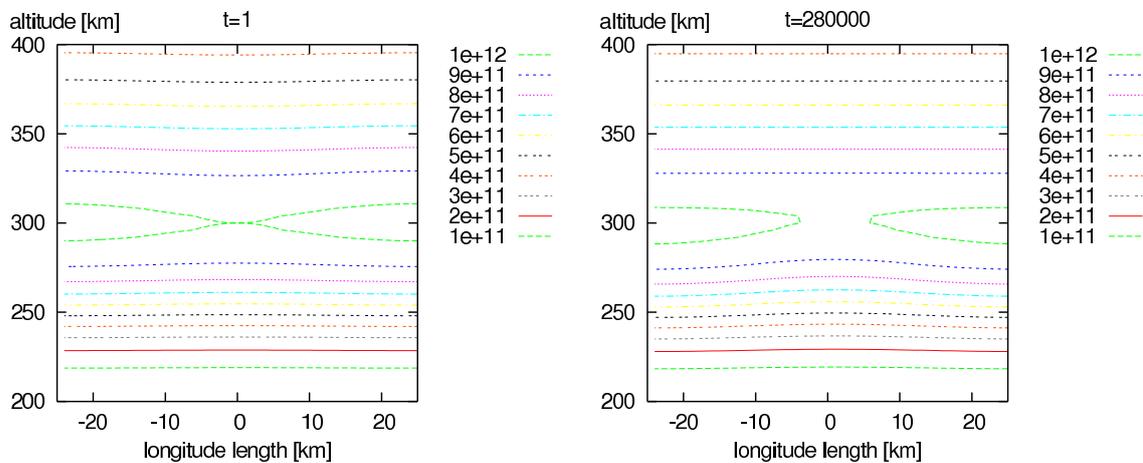


図 5.24: 太陽天頂角を  $0^\circ$  にしたときのプラズマバブルの成長過程

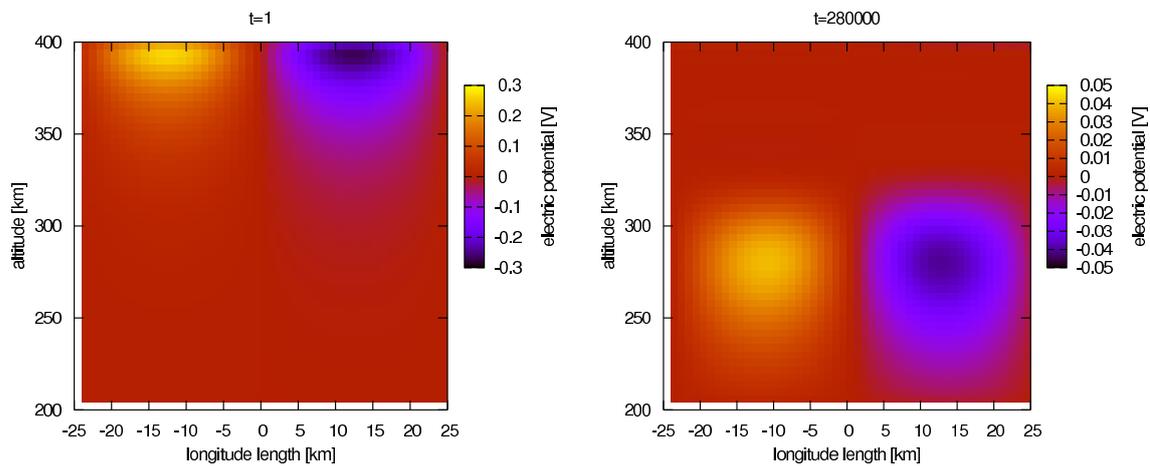


図 5.25: 太陽天頂角を  $0^\circ$  にしたときの電位分布

### 5-3-6 ピークの高度を変えた結果

プラズマピークの高度を変えて数値計算を行い、バブルの成長の変化を見る。これまでの条件下ではプラズマピークは高度 330 km 付近に生成されていた。ここではピークを 50 km 上下に移動させる。

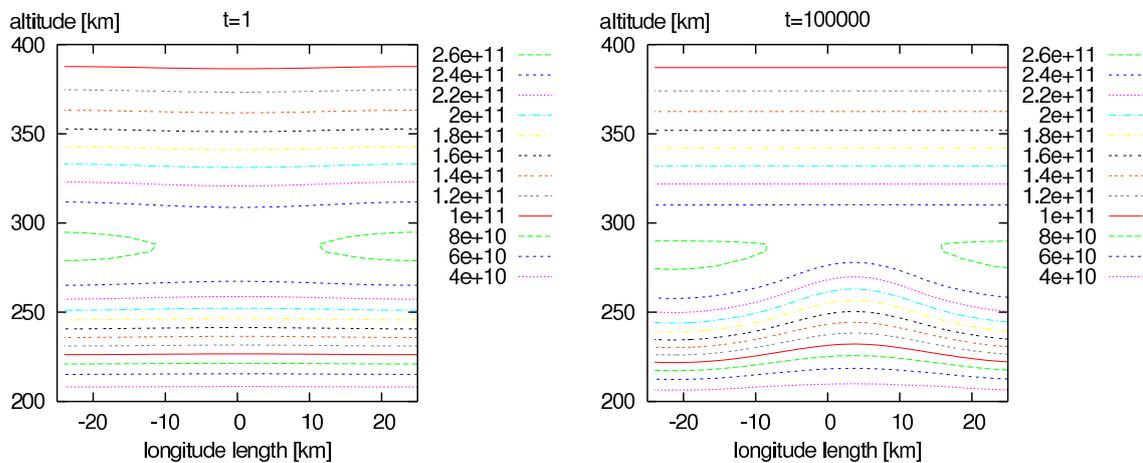


図 5.26: プラズマピーク高度を 50 km 下げたときのプラズマバブルの成長過程

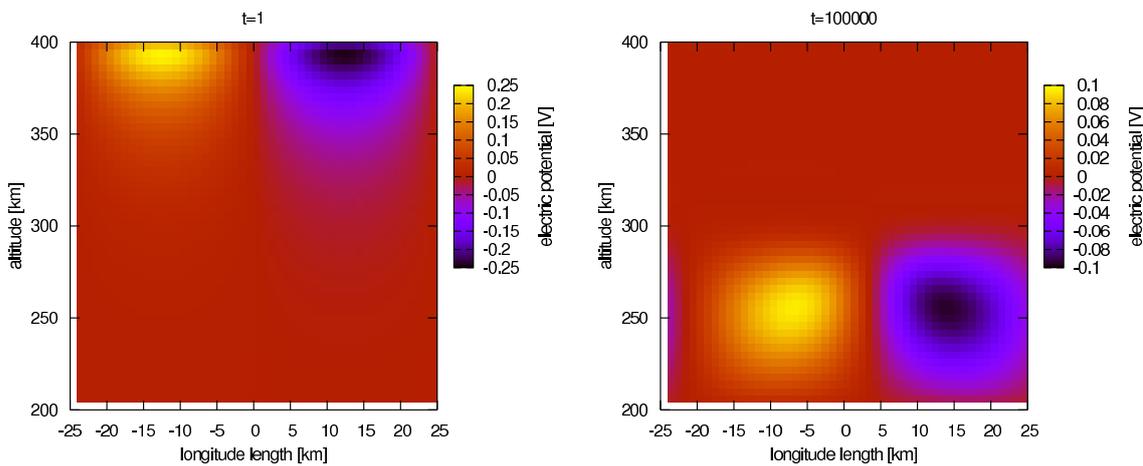


図 5.27: プラズマピーク高度を 50 km 下げたときの電位分布

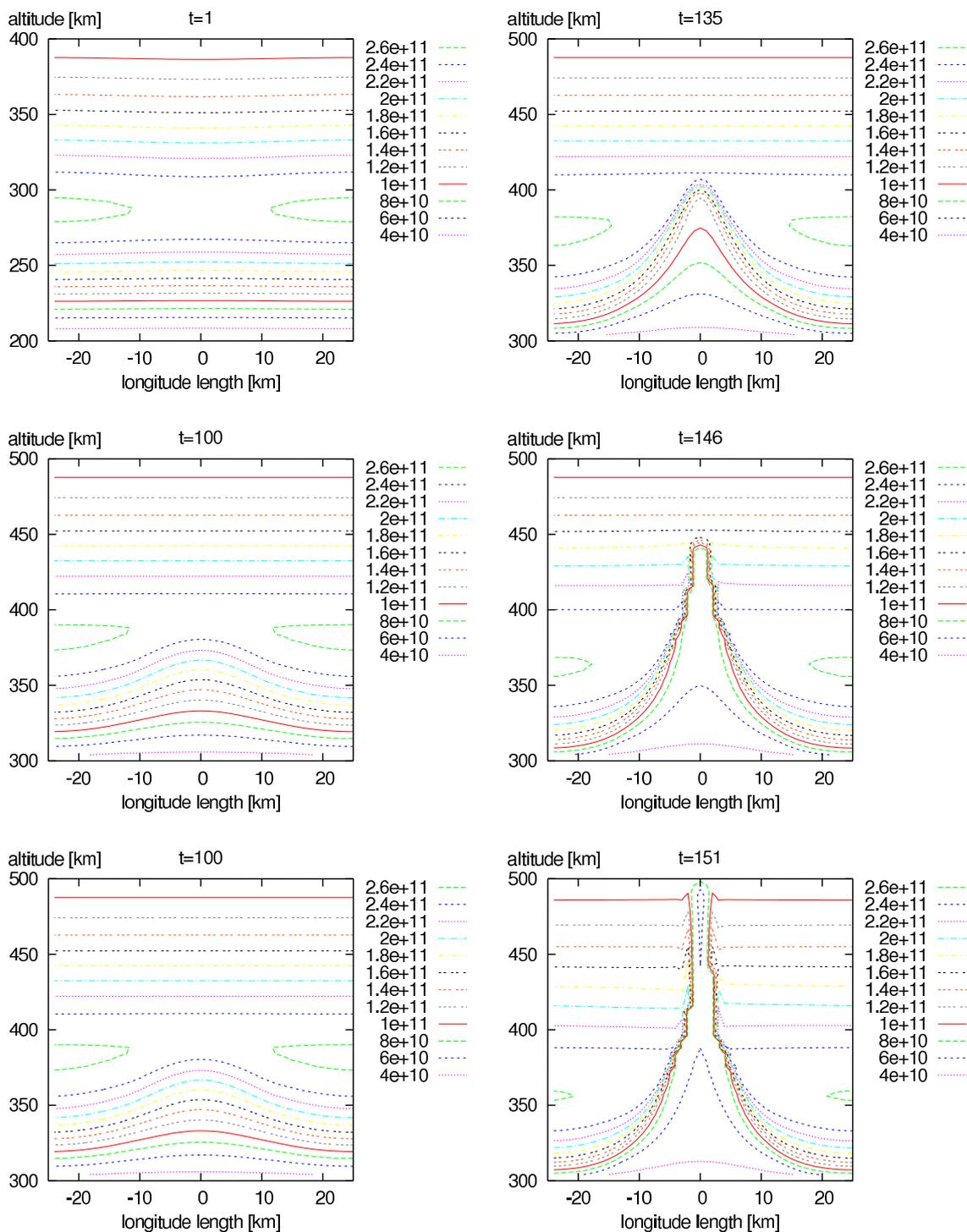


図 5.28: プラズマピーク高度を 50 km 上げたときのプラズマバブルの成長過程

### 5-3-7 ピークの密度を変えた結果

プラズマピークの密度を変えてバブルの成長の変化を見る。これまでの条件下ではプラズマピークの密度は約  $2.6 \times 10^{11}$  であった。ここではプラズマピークを  $1.0 \times 10^{12}$ ,  $1.0 \times 10^{11}$ ,  $5.0 \times 10^{10}$  の3パターンで計算を行う。また、プラズマピークの値を任意に定めるために太陽天頂角は  $0^\circ$  とした。

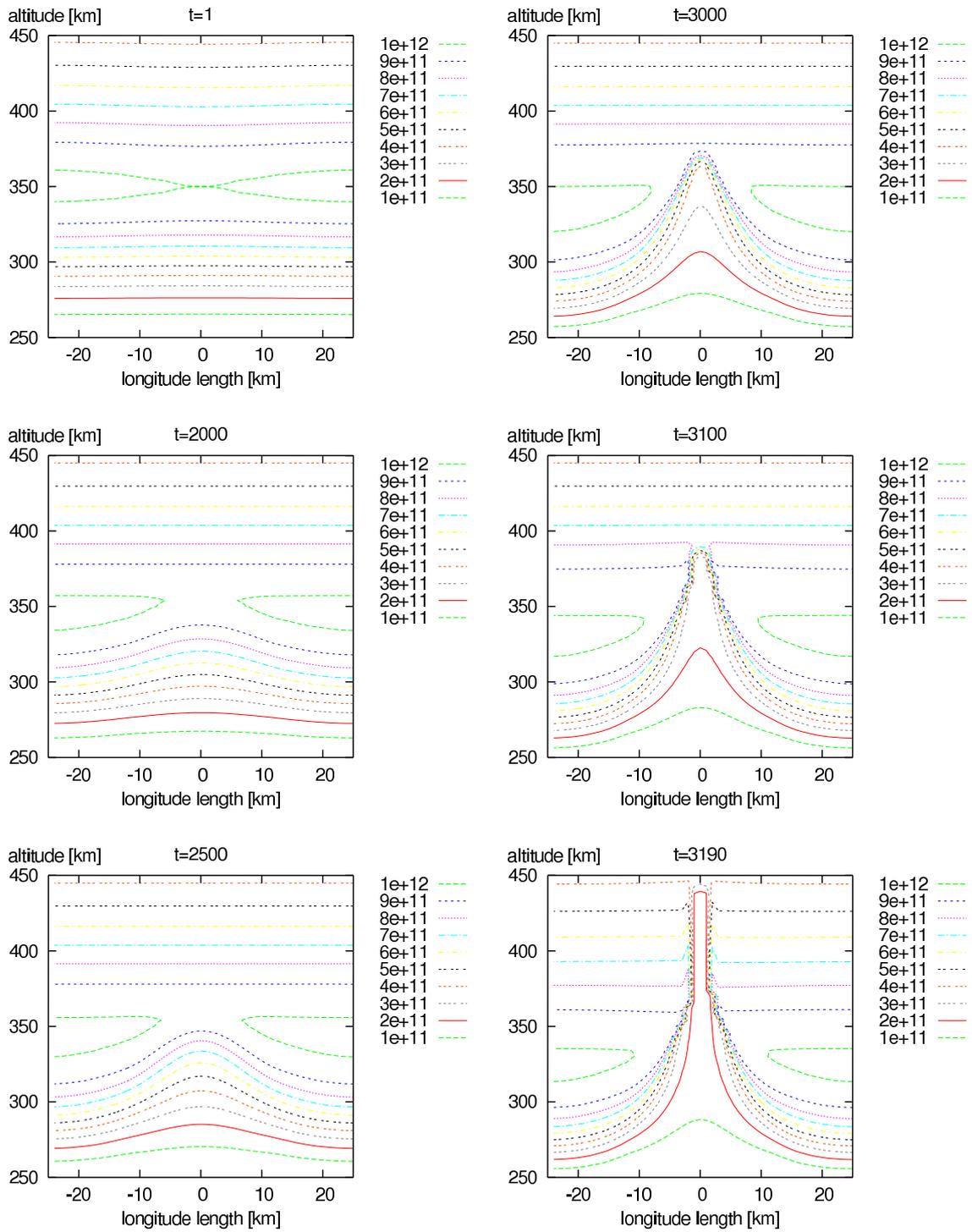


図 5.29: プラズマピーク密度を  $1.0 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$  としたときのプラズマバブルの成長過程

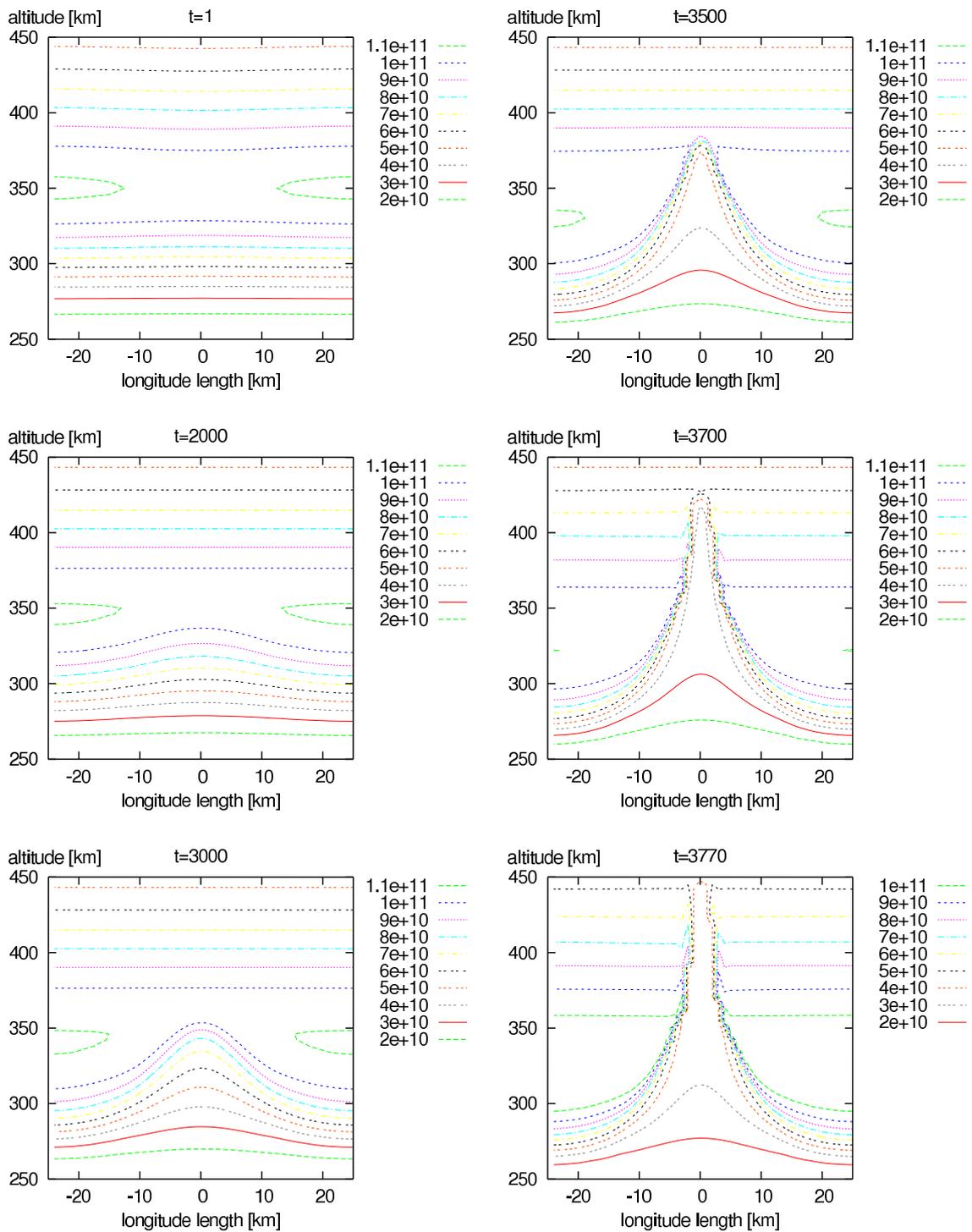


図 5.30: プラズマピーク密度を  $1.0 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$  としたときのプラズマバブルの成長過程

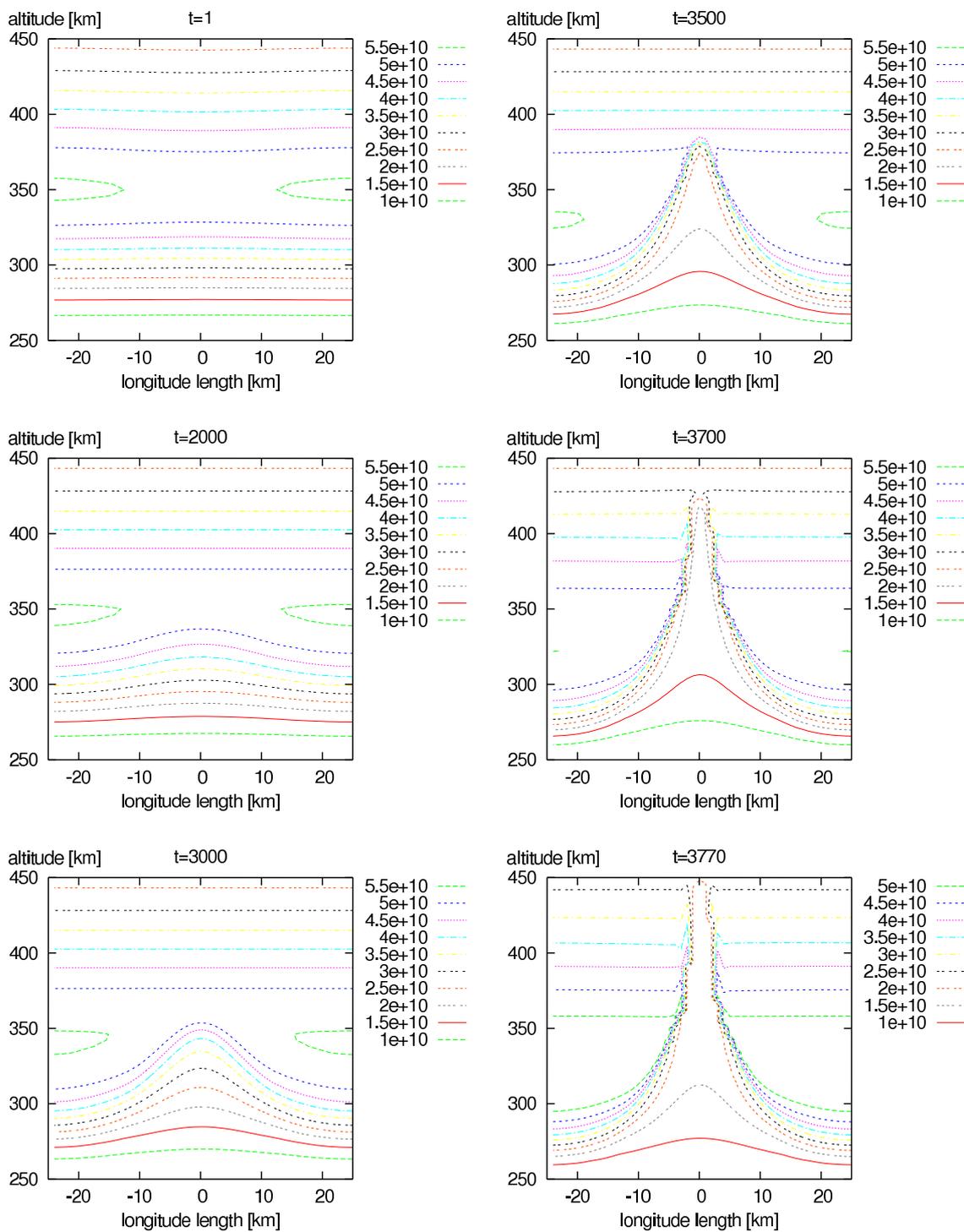


図 5.31: プラズマピーク密度を  $5.0 \times 10^{10} \text{m}^{-3}$  としたときのプラズマバブルの成長過程

#### 5-4 考察

レイリーテイラー不安定の理論を用いて赤道プラズマバブルを再現できた。数値シミュレーションで得られた結果を実際の地球電離圏で起こるプラズマバブルの特徴と比較する。

まずは 5-3-1 節の典型的なプラズマバブルの発生からその特徴を見る。初期振動が起こってからバブルがピークを越えて高高度まで到達するのは約 5000 秒であり、図 1.1 などに示される観測結果から得られる成長のタイムスケールよりは長い。約 4000 秒まで密度の変化はあまり起こっておらず、残りの 1000 秒でバブルが急激に成長していることを考えると観測のタイムスケールと一致する。高度が上がるにつれ中性大気密度は小さくなり、それゆえ衝突周波数も小さくなり、高高度へ上昇するに成長過程の後半でさらに成長が加速される。

初期微小振動の形を変えた結果からは、プラズマバブルの成長の速度や形などで特に大きく変わった点はなかった。初期微小振動の大きさを  $1/10$  にした結果は、高高度までの到達時間が長くなった。しかし、図 5.19 の左側の下の図から右側の下の図まで発展する時間は 1000 秒未満であり、初期微小振動を変化させてもほとんど変わっていない。図 5.18 と図 5.20 を比較すると左側の上の図で示される初期微小振動による電位の大きさはかなり異なるものの、左側の真ん中の状態に到達してからはほぼ同じ推移で成長している。ゆえに、初期微小振動の大きさは、振動が起こってから密度分布に影響を及ぼすほどの電位に成長するまでの時間には大きく寄与するが、それ以降のプラズマバブルの成長には寄与していないと言える。

温度を変えた結果からは、高温の昼型よりも低温の夜型の温度構造の方がバブルの成長が早いことがわかり、夜間のプラズマバブルの発生頻度が昼間よりも高いという事実と一致する。温度が高くなると中性大気のスケールハイトも大きくなり、中性大気密度が大きくなり、衝突周波数が大きくなるのでバブルの成長が妨げられると考えられる。

太陽天頂角を変えた結果からは自明な特徴が得られた。太陽天頂角  $75^\circ$  の場合はバブルの成長が非常に早く、一方太陽天頂角  $0^\circ$  の場合は計算した時間内ではバブルは発生しなかった。計算した時間は、地球の自転や電離圏の上下動などの地球物理学的タイムスケールよりもはるかに大きいので、計算した条件の下で太陽天頂角  $0^\circ$  ではバブルは発生しないものとみなせる。ただし、太陽天頂角の変化はプラズマピークの高度と密度の両方を変化させるので、どちらの影響を受けた結果なのかを判断したい。プラズマピークの高度を変えた結果から、太陽天頂角を変えたときと同様の自明な特徴が得られた。プラズマピークの高度を下げるとバブルの成長は妨げられ、高度を上げるとバブルの成長は著しく早まる。太陽天頂角の変化に

よるバブルの特徴は、プラズマピークの上下動によって生じられたものであると言える。そして、プラズマピークの高度は太陽天頂角のみによって決定されているわけではないので、たとえ太陽天頂角が小さくてもプラズマピークの高度によってバブルが発生する可能性は十分にある。一方、密度を変えた結果は、オーダーを2桁変えても結果はほとんど変わらなかった。

## 6 まとめ

シミュレーションで得られた結果を踏まえると、プラズマバブルの成長にはまずピークの高度が大きく影響していて、それから温度構造も影響している。いずれのパラメータからも昼間より夜間の方がバブルが成長しやすいという結果を得る。

今回のシミュレーションでは重力ドリフトと  $E \times B$  の項のみを考えた運動方程式でモデリングした。無視した項には、ペダーセン電流  $E_0$  による  $E_0 \times B$  ドリフトも含まれる。詳しい導出は省略するが、ペダーセン電流を含めたとき (4.28) 式の不安定性成長率は

$$\gamma = \left( \frac{E_0}{B} + \frac{g}{\nu_{in}} \right) \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial z} \quad (6.1)$$

と書き直せ、不安定性成長率はさらに大きくなる。

モデルについてはその他にも改良すべき多くの項目が残されている。イオンと中性大気は現在  $O^+$  と  $N_2$  のみで構成されていると仮定している。しかし高高度では  $O$  が卓越し、質量が小さく機動度の高い  $H^+$  など無視できない存在となる。それからイオンの電離生成については太陽紫外放射による光電離のみによって生成されているわけではなく、特に高高度では高エネルギー粒子の降下による衝突電離生成も重要となる。初期微小振動については任意に与え様々なパターンを試したが、大気重力波などの現実に即した現象として与えられるように工夫が必要である。

## 謝 辞

本論文の作成にあたり、多くの方々に御指導して頂きましたことを心より感謝申し上げます。

指導教員である北海道大学大学院理学研究科 地球惑星科学専攻 惑星物理学研究室 渡部重十 教授には、普段から丁寧な研究指導をして頂き、特に数値計算に関する数々の御助言を頂いたことに加え、プラズマに関する数値計算を行いたいという漠然とした指針しか示すことが出来ず研究テーマを定められなかった私に対し赤道プラズマバブルという非常に興味深い研究テーマを御提言して下さいました。この研究に取り組むことが出来たことを非常に喜ばしく、そして誇りに感じております。

同研究室 倉本 圭 助教授には日頃のセミナー等を通して幅広く御指導をして頂きました。地球物理学への興味、関心がより一層深まり、研究に対する視野の拡大へと繋がりました。

同研究室 柿並 義宏 氏には私の些細な質問にも答えて頂きました。同研究室 山田 学 氏には国際標準電離圏モデル使用に際し御享受を頂きました。同専攻 地球流体力学研究室 高橋 芳幸 氏には数値計算法に関して多くの御意見を頂きました。惑星物理学研究室内の諸先輩方及び同専攻 地球惑星流体科学講座の皆様からは日頃の研生活や議論を通じて様々な形で激励を受け、研究を進めていく上での有用な経験となりました。

尚、本研究で行った数値計算における鉛直温度構造の設定では IRI (International Reference Ionosphere: 国際標準電離圏) モデルを、数値シミュレーション結果の可視化には gnuplot を、論文の整形には pL<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X, 地球流体電脳倶楽部で開発されたスタイルファイル Dennou Style 6, 及び 森川 靖大 氏作成の論文用 T<sub>E</sub>X テンプレートファイルを利用させて頂きました。開発者の皆様に感謝の意を申し上げます。

## 参考文献

- [1] 荒川 忠一, 1994, 数值流体工学, 東京大学出版会, pp. 48-73.
- [2] 深田 佳成, 2004, 惑星と太陽風の相互作用, 北海道大学理学部地球科学科 卒業論文 .
- [3] J. T. Houghton, 2002, The Physics of Atmospheres Third Edition, Cambridge University Press, pp. 287.
- [4] J. V. Eccles, 1999, Geophysically Realistic Models of ESF Plasma Plumes, Ionospheric Effects Symposium, pp. 545-553.
- [5] 丸山 隆, 2002, 電離圏不規則構造, 通信総合研究所季報, 48, No.3, pp. 143-155.
- [6] Michael C. Kelley, 1987, The Earth's Ionosphere, Academic Press, pp. 1-63, 113-185.
- [7] M. J. Keskinen, S. L. Ossakow, and B. G. Fejer, 2003, Three-dimensional nonlinear evolution of equatorial ionospheric spread-F bubbles, Geophysical Research Letters, 30, No.16.
- [8] 恩藤 忠典, 丸橋 克英, 2000, 宇宙環境科学, オーム社出版局, pp. 1-26, 71-126.
- [9] R. J. Goldston, and R. A. Rutheford, 1995, Introduction to Plasma Physics, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, pp. 311-323.
- [10] S. J. Bauer, 小山 孝一郎 訳, 1999, 惑星電離圏の物理, 宇宙科学研究所, pp. 1-41.
- [11] 坂下 志郎, 池内 了, 1996, 新物理学シリーズ 30 宇宙流体力学, 培風館, pp. 61-68.
- [12] 棚橋 隆彦, 1995, 電磁熱流体の数値解析, 森北出版, pp. 221-227.
- [13] W. Baumjohann, and R. A. Treumann, 1997, Basic Space Plasma Physics, Imperial College Press, pp. 11-30, 47-72.