

平成22年度 卒業論文

地球大気に観られる慣性重力波の
広域空間分布の研究

筑波大学生命環境学群地球学類

地球環境学主専攻

200710829

馬場峻司

2012年2月

目次

要旨	ii
Abstract	iii
図目次	iv
1 はじめに	1
2 目的	3
3 使用データ	4
3.1 気象庁全球 η 面ガウス解析値	4
4 解析手法	5
4.1 基礎方程式	5
4.2 プリミティブスペクトル方程式の導出	9
4.2.1 基礎方程式の線形化	9
4.2.2 鉛直構造関数	11
4.2.3 水平構造関数	12
4.2.4 3次元ノーマルモード関数展開	15
5 結果	19
5.1 重力波ワールド	19
5.2 短期間現象の重力波	19
5.2.1 温帯低気圧周辺の重力波	19
5.2.2 台風周辺の重力波	21
5.2.3 高気圧	22
5.3 重力波ワールドの季節変化	23
6 考察	24
7 結論	27
8 謝辞	29
参考文献	30

地球大気に観られる慣性重力波の 広域空間分布の研究

馬場 峻司

要旨

1980年代に重力波が大気現象に果たす役割について理論的に議論されるようになってから、数多くの研究を通して重力波の持つ重要性が理解され始めた。近年では大気の大気対流やジェット気流、総観規模の波動、前線といった大気現象によって引き起こされる、または関連付けられる重力波の研究が行われている。本研究では3次元ノーマルモード展開法により慣性重力波だけを抽出し広域空間構造の分布を統計的に調べた。

まず、重力波成分、ロスビー波成分、オリジナルデータでのジオポテンシャル高度図を比較した。これにより、重力波成分は低気圧を強化し、高気圧を弱体化させる性質をもつことが明らかになった。地衡風に比べ、傾度風の低気圧は強化され、高気圧が弱体化される。この傾度風に伴う非地衡風成分が重力波成分となる。地衡風成分を多く持つロスビー波成分と重力波成分を含むオリジナルデータの関係も同様になると考えられる。温帯低気圧よりも遠心力の強く働く台風で重力波成分の割合が増えるのもこの説と矛盾しない。

東西風の経度平均図から東西風のほとんどの値はロスビー波成分が占めていることがわかった。重力波成分は地表付近で偏西風帯で東風、貿易風帯で西風をしめしている。これはロスビー波成分よりオリジナルデータが摩擦力によって減速されるために現れた非地衡風成分である可能性がある。

今回の解析では重力波成分の持つ高気圧について十分な結果が得られなかった。さらなる解析が必要である。

キーワード: 重力波, 3次元ノーマルモード展開, 広域分布

A Global Distribution of Inertial Gravity Waves in the Atmosphere

Shunji BABA

Abstract

Since the role of gravity waves in weather phenomena was discussed theoretically at the beginning of the 1980s (Lindzen 1981), we have come to recognize the importance of gravity waves in the global circulation of the middle atmosphere through numerous observational and theoretical studies. Recent studies are focusing on the role of gravity waves that may be generated or associated with convection, jet stream, synoptic-scale waves, frontal system, etc. In this study, a global distribution of inertial gravity waves is analyzed, using the expansion in three dimensional normal mode functions for the global Gaussian analysis data for FTA the JMA.

It analysed by comparing geopotential height of gravity wave and Rossby wave and original data. As a result, gravity modes have properties that intensify low-pressure and counteract high pressure. The low-pressure of the gradient wind is stronger (weaker) than the low (high) pressure of the geostrophic wind. The relation of the Rossby wave including a lot of the gravity wave and original data including the gravity wave becomes similar, too. It is consistent with interpretation that typhoon with a lot of centrifugal forces contains a lot of gravity wave than extratropical cyclone.

It is shown that the Rossby wave almost occupies the mean value of the zonal wind by zonal mean. The west wind blows in the trade wind area and the east wind blows in the west wind area in the gravity wave. There is a possibility that the value appears because Rossby wind is decelerated from original wind by the frictional force.

An enough result was not obtained about the high pressure of the gravity wave element by this analysis. A further analysis is necessary.

Key Words: Gravity wave , 3D normal mode decomposition , Global Distribution

目次

1	鉛直構造関数	31
2	2008 年 9 月 1000Z ジオポテンシャル高度	32
3	2008 年 9 月 1000Z ジオポテンシャル高度	33
4	2008 年 9 月 1000Z ジオポテンシャル高度	34
5	2008 年 9 月 1000Z ジオポテンシャル高度	35
6	2008 年 9 月 1000Z ジオポテンシャル高度	36
7	2008 年 9 月 1000Z ジオポテンシャル高度	37
8	重力波ワールドの温帯低気圧 1	38
9	重力波ワールドの温帯低気圧 1	39
10	重力波ワールドの温帯低気圧 1	40
11	重力波ワールドの温帯低気圧 1	41
12	重力波ワールドの温帯低気圧 1	42
13	重力波ワールドの温帯低気圧 1	43
14	重力波ワールドの温帯低気圧 1	44
15	重力波ワールドの温帯低気圧 1	45
16	重力波ワールドの温帯低気圧 1	46
17	重力波ワールドの温帯低気圧 2	47
18	重力波ワールドの温帯低気圧 2	48
19	重力波ワールドの温帯低気圧 2	49
20	重力波ワールドの温帯低気圧 2	50
21	重力波ワールドの温帯低気圧 2	51
22	重力波ワールドの温帯低気圧 2	52
23	重力波ワールドの温帯低気圧 2	53
24	重力波ワールドの温帯低気圧 2	54
25	重力波ワールドの温帯低気圧 2	55
26	重力波ワールドの温帯低気圧 3	56
27	重力波ワールドの温帯低気圧 3	57
28	重力波ワールドの温帯低気圧 3	58
29	重力波ワールドの温帯低気圧 3	59
30	重力波ワールドの温帯低気圧 3	60
31	重力波ワールドの温帯低気圧 3	61
32	重力波ワールドの温帯低気圧 3	62
33	重力波ワールドの温帯低気圧 3	63
34	重力波ワールドの温帯低気圧 3	64
35	重力波ワールドの温帯低気圧 4	65
36	重力波ワールドの温帯低気圧 4	66
37	重力波ワールドの温帯低気圧 4	67

38	重力波ワールドの温帯低気圧 4	68
39	重力波ワールドの温帯低気圧 4	69
40	重力波ワールドの温帯低気圧 4	70
41	重力波ワールドの温帯低気圧 4	71
42	重力波ワールドの温帯低気圧 4	72
43	重力波ワールドの温帯低気圧 4	73
44	重力波ワールドの温帯低気圧 5	74
45	重力波ワールドの温帯低気圧 5	75
46	重力波ワールドの温帯低気圧 5	76
47	重力波ワールドの温帯低気圧 5	77
48	重力波ワールドの温帯低気圧 5	78
49	重力波ワールドの温帯低気圧 5	79
50	重力波ワールドの温帯低気圧 5	80
51	重力波ワールドの温帯低気圧 5	81
52	重力波ワールドの温帯低気圧 5	82
53	重力波ワールドの台風 1	83
54	重力波ワールドの台風 1	84
55	重力波ワールドの台風 1	85
56	重力波ワールドの台風 2	86
57	重力波ワールドの台風 2	87
58	重力波ワールドの台風 2	88
59	重力波ワールドの台風 3	89
60	重力波ワールドの台風 3	90
61	重力波ワールドの台風 3	91
62	台風の東西鉛直断面	92
63	台風の東西鉛直断面	93
64	台風の東西鉛直断面	94
65	台風の東西鉛直断面	95
66	台風の東西鉛直断面	96
67	台風の東西鉛直断面	97
68	重力波ワールドの高気圧 1	98
69	重力波ワールドの高気圧 1	99
70	重力波ワールドの高気圧 1	100
71	重力波ワールドの高気圧 2	101
72	重力波ワールドの高気圧 2	102
73	重力波ワールドの高気圧 2	103
74	重力波ワールドの月別ジオポテンシャル高度図	104
75	重力波ワールドの月別ジオポテンシャル高度図	105
76	重力波ワールドの月別ジオポテンシャル高度図	106

77	重力波ワールドの月別ジオポテンシャル高度図	107
78	重力波ワールドの月別ジオポテンシャル高度図	108
79	重力波ワールドの月別ジオポテンシャル高度図	109
80	重力波ワールドの東西風経度平均図	110
81	重力波ワールドの東西風経度平均図	111
82	重力波ワールドの東西風経度平均図	112
83	重力波ワールドの東西風経度平均図	113
84	重力波ワールドの南北風経度平均図	114
85	重力波ワールドの南北風経度平均図	115
86	重力波ワールドの南北風経度平均図	116
87	重力波ワールドの南北風経度平均図	117
88	地衡風と傾度風	118
89	重力波ワールドの極渦	119
90	重力波ワールドの極渦	120
91	重力波ワールドの極渦	121
92	重力波ワールドの極渦	122

1 はじめに

大気重力波は大気中の浮力を復元力とする波動である。この重力波は大気中いたるところに存在し、ラジオゾンデ観測や、気象レーダーを用いた観測などで頻繁に観測される。しかし、日々の気象に対する影響力はごく少なく、また、重力波自身も小規模な現象であるため従来の観測技術では十分な精度で解析を行うことができなかったため長い間気象ノイズとして扱われてきた。1980年代に入り気象観測の技術の発展とともに重力波をとらえることが可能になりその実態が明らかになってきた。重力波が中間圏ジェットのカローキングの維持という役割を担っていることが理論的に議論されたことで、重力波を解析することの重要性が認められその後、多くの観測や理論研究がなされた (Lindzen 1981)。例として、地形に起因する重力波の抵抗は地球気候モデル (Global Climate Model, GCM) や様々なパラメタを通して下部成層圏のリアルな弱風層をシミュレーションするために予報モデルに組み込まれている (Palmer et al. 1986; Iwasaki et al. 1989)。

既存の大気現象、対流活動、ジェット気流、シノプティックスケールの波動、前線システム等から重力波の役割を論じる研究も多い。赤道下部成層圏高度 30km 付近にはほぼ 2 年周期で東風と西風が交代する大規模な振動現象があり、これを準 2 年周期振動 (quasi-biennial oscillation, QBO) という。Dunkerton (1997) によれば QBO は従来の赤道ケルビン波と混合ロスビー重力波が駆動力であるとする考えでは不十分とし、重力波が主要な要素を担っているとした。また、Horinouchi and Yoden (1998) では GCM (T42) の緯度に対し独立である海面気温を用い QBO-like (約 400 日) 周期振動の再現に成功している。

このように大気現象の主要な駆動源ともなりえる重力波の特徴付けは重要である。ラジオゾンデ、ロケット、レーダーによる観測は多くの努力によってなされてきたが、その解析範囲には制限がある。近年の高解像度モデルの発展により重力波を詳細にとらえることが可能になってきた。Tanaka (1985)、Tanaka and Kung (1988) では大気のエネルギースペクトルに対し 3 次元ノーマルモード展開を用いている。この方法では Hough 関数で展開することで水平風とジオポテンシャルをロスビー波成分、重力波成分に分離することが出来る。Terasaki and Tanaka (2007) はこの手法により JRA-25 (Japanese 25-year Reanalysis) と ERA-40 (ECMWF 40-year Reanalysis) で得たデータから大気大循環のエネルギー解析を行った。結果、両データとも東西波数の -3 乗則には従っているが、-3 乗則から -5/3 乗則への遷移をとらえるには至らなかった。Terasaki et al. (2011) では気象庁全球 面ガウス解析データを用いて 3 次元ノーマルモード展開に基づきエネルギースペクトル解析を行いロスビー波の性質である東西波数の -3 乗則から重力波の性質である -5/3 乗則への遷移をとらえた。Sato et al (1999) では GCM (T106) を用い南北風の周波数スペクトルの緯度構造の解析を行っている。この結果、下部成層圏に卓越する慣性重力波の周期は 1 日周期ではなく、各緯度の慣性周期に付近にピークを持つことが明らかになった。このように高解像度モデルが重力波を再現できるようになったことで、より大規模な

スケールでその特徴をとらえることが可能になった。しかし、重力波についての広域空間分布の研究はあまり進んでいない。また、本研究では特に言及がない場合慣性重力波を単に重力波とする。

2 目的

高解像度モデルの発展により大気大循環での重力波の挙動をとらえることが可能になった。大気大循環に観られる擾乱を3次元ノーマルモード展開法によりロスビー波と重力波に分解する。そこで、地球大気からロスビー波成分を取り除き、残った慣性重力波だけを抽出した場合に、(これを重力波ワールドと呼ぶ)その広域空間構造がどのように分布するのかを統計的に調べる。

3 使用データ

3.1 気象庁全球 η 面ガウス解析値

気象研究コンソーシアム向けに提供されているデータから、気象庁全球 η 面ガウス解析値を用い、水平風、ジオポテンシャルを対象に解析を行う。

気象研究コンソーシアムとは、気象庁と日本気象学会の間に結ばれた学会に所属する研究者が気象庁との共同研究を円滑に実施できるようにするための共同研究契約である。世界の気象学研究においては、観測データの同化やアンサンブル手法による予測可能性など、高度にシステム化された研究が行われるようになってきた。また、研究成果の社会還元を目指して、気象データの提供者と利用者との共同研究も盛んになっている。日本の気象学が、このような世界の気象学研究をリードしていくためには、各研究機関と最先端の現業システムを持つ気象庁との連携が不可欠となっている。これまで各研究機関がそれぞれに進めてきた観測、データ解析、理論、数値モデル、データ同化、予測可能性、気象データ高度活用などの研究に、気象庁が持つ豊富なデータや現業で培われたさまざまな技術を組織的に組み合わせることにより、より具体的で大きな研究成果が期待されている。その一環として気象庁から現業の全球モデル η 面解析値が公開されている。

本研究で使用する気象庁全球 η 面ガウス解析値とは非常に高解像度のモデルで TL959L60 (水平方向は三角切断で波数 959 まで、鉛直 60 層) である。気象庁はこれを NaSDaS 形式のファイルとして公開している。NaSDaS とは NWP Standard Dataset System の略であり、数値予報格子点データ (GPV; grid point value) を格納するために作られたデータ形式である。

本研究では上記のデータを用い 2 通りのタイムシリーズを採用している。1 つめは 2009 年 1 月 ~ 12 月のそれぞれ 1 日 00Z を用いている。2 つめは 2008 年 9 月 1 日 00Z ~ 30 日 18Z の期間で 6 時間間隔でのデータを使用する。

表 1: 気象庁全球 η 面ガウス解析値

モデル	全球スペクトルモデル
解像度	TL959L60
東西格子間隔	0.1875 °, 1920 個
南北格子間隔	ガウシアングリッド, 960 個
鉛直座標系	η 座標系
使用したデータの要素	水平風 u, v , ジオポテンシャル高度 Z , 地表面気圧 p_s

4 解析手法

本研究では、Tanaka (1985) に基づき球座標系プリミティブ方程式を3次元ノーマルモード展開した、球座標系プリミティブスペクトルモデルを用いる。本章では、まずプリミティブ方程式系に3次元ノーマルモード関数 (three-dimensional normal mode functions) を用い、プリミティブスペクトル方程式を導出する。そして、スペクトル表示された方程式でのエネルギー関係式を導く。

4.1 基礎方程式

本研究で用いる大気大循環モデルの基礎方程式系は、極座標 (緯度 θ , 経度 λ , 気圧 p) であらわしたプリミティブ方程式系であり、水平方向の運動方程式、熱力学の第一法則の3本の予報方程式と、連続の式、状態方程式、静力学平衡の式の3本の診断方程式で表される (小倉, 1978)。

- 水平方向の運動方程式 (予報方程式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta \cdot v + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv + F_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta \cdot u + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv + F_v \quad (2)$$

- 熱力学の第一法則 (予報方程式)

$$\frac{\partial c_p T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla c_p T + \omega \frac{\partial c_p T}{\partial p} = \omega \alpha + Q \quad (3)$$

- 連続の式 (診断方程式)

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

- 状態方程式 (診断方程式)

$$p\alpha = RT \quad (5)$$

- 静力学平衡の式 (診断方程式)

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\alpha \quad (6)$$

ただし、

$$\mathbf{V} = (u, v)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla () = \frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial ()}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial ()}{\partial \theta}$$

である．上記の方程式系で用いられている記号は以下のとおりである．

θ : 緯度	ω : 鉛直 p 速度 ($\equiv \frac{dp}{dt}$)
λ : 経度	F_u : 東西方向の粘性摩擦
p : 気圧	F_v : 南北方向の粘性摩擦
t : 時間	Q : 非断熱加熱率
u : 東西風速	Ω : 地球自転角速度 ($= 7.29 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$)
v : 南北風速	a : 地球半径 ($= 6371.2 \text{km}$)
ϕ : ジオポテンシャル	c_p : 定圧比熱 ($= 1004 \text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$)
T : 気温	R : 乾燥空気の気体定数 ($= 287.04 \text{JK}^{-1} \text{kg}^{-1}$)
α : 比容	

Tanaka (1991) によると，熱力学の第一法則の式 (3) に，連続の式，状態方程式，静力学平衡近似の式を代入することで，基礎方程式系を 3 つの従属変数 (u, v, ϕ) のそれぞれの予報方程式で表すことが出来る．

はじめに，気温 T と比容 α とジオポテンシャル ϕ について以下のような摂動を考える．

$$T(\theta, \lambda, p, t) = T_0(p) + T'(\theta, \lambda, p, t) \quad (7)$$

$$\alpha(\theta, \lambda, p, t) = \alpha_0(p) + \alpha'(\theta, \lambda, p, t) \quad (8)$$

$$\phi(\theta, \lambda, p, t) = \phi_0(p) + \phi'(\theta, \lambda, p, t) \quad (9)$$

ここで， $()_0$ は全球平均量で (p) のみの関数である．また， $()'$ は摂動を表し，全球平均量からの偏差である．

これより，診断方程式 (5), (6) も基本場 (全球平均量) に関する式と，摂動に関する式とに分けることが出来る．

$$p\alpha_0 = RT_0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial p} = -\alpha_0 \quad (11)$$

$$p\alpha' = RT' \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial p} = -\alpha' \quad (13)$$

これらの式 (7) ~ (13) を、熱力学の第一法則の式 (3) に代入すると、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \left(\frac{\partial T_0}{\partial p} - \frac{RT_0}{pc_p} \right) + \omega \left(\frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{RT'}{pc_p} \right) = \frac{Q}{c_p} \quad (14)$$

となる．全球平均気温 T_0 とその偏差 T' との関係は $T_0 \gg T'$ なので、式 (14) において左辺第 3 項の摂動気温の断熱変化項は無視することが出来る．したがって、

$$\left| \omega \frac{RT_0}{pc_p} \right| \gg \left| \omega \frac{RT'}{pc_p} \right| \quad (15)$$

となり、この近似は下部成層圏においてよく成り立っている (Holton, 1975) .

式 (14) の第 4 項を整理するために、大気の安定度のパラメータ $\gamma(p)$ を次のように定義する (Tanaka, 1985) .

$$\gamma(p) \equiv \frac{RT_0(p)}{c_p} - p \frac{dT_0(p)}{dp} \quad (16)$$

式 (15) , (16) を用いて式 (14) を整理すると、

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T' + \omega \frac{\partial T'}{\partial p} - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (17)$$

となる。気温で表されたプリミティブ方程式系では、運動エネルギーと位置エネルギーの和として全エネルギーが保存されるが、気温の偏差で表されたプリミティブ方程式系では運動エネルギーと有効位置エネルギーの和が全エネルギーとして保存される。

また、式 (12) , (13) より、

$$T' = \frac{p\alpha'}{R} = -\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \quad (18)$$

なので、これを式 (17) に代入すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \mathbf{V} \cdot \nabla \left(-\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \omega \frac{\partial}{\partial p} \left(-\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{\omega \gamma}{p} = \frac{Q}{c_p} \quad (19)$$

となる。式 (19) の両辺に p/γ を掛けると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \frac{p^2}{R\gamma} - \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} - \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \omega = \frac{Qp}{c_p \gamma} \quad (20)$$

となる。式 (20) によって、熱力学の第一法則の式 (3) を従属変数 ϕ' のみで表すことができた。方程式系 (1) , (2) , (20) は閉じているが、連続の式 (4) を組み込むために、式 (20) の両辺を p で微分する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] - \frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \quad (21)$$

式 (21) の左辺第 4 項に連続の式 (4) を代入すると、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \\ & = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

となる．また，有効位置エネルギー $A = \frac{1}{2} \frac{p^2}{R\gamma} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)^2$ が，

$$\begin{aligned} \int_V \left(\mathbf{V} \cdot \nabla + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right) A \frac{dV}{g} &= \int_V \frac{1}{2} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] \frac{dV}{g} \\ &= \int_V \left[\nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \mathbf{V} \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{2} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \omega \right) \right] \frac{dV}{g} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (23)$$

となり保存されることを考慮して，式 (22) 中の大気の安定度のパラメータ $\gamma(p)$ の p 依存性を無視する．

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \\ = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \omega p \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R\gamma} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{Qp}{c_p \gamma} \right) \end{aligned} \quad (24)$$

以上より，熱力学の第一法則の式 (3) から温度 T と比容 α を消去し，ジオポテンシャルの摂動 ϕ' についての予報方程式を導くことができた．3つの従属変数 (u, v, ϕ') に対して，3つの予報方程式 (1),(2),(24) が存在するので，解を一意的に求めることが出来る．

これらの予報方程式 (1),(2),(29) からなるプリミティブ方程式系は以下のような簡単なベクトル表示でまとめることが出来る (Tanaka, 1991) ．

$$M \frac{\partial U}{\partial \tau} + LU = N + F \quad (25)$$

ここで τ は無次元化された時間であり， $\tau = 2\Omega t$ である．式 (25) 中の各ベクトルは以下の通りである．

- U : 従属変数ベクトル

$$U = \begin{pmatrix} u & v & \phi' \end{pmatrix}^T \quad (26)$$

- M : 鉛直線形演算子

$$M = 2\Omega \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \end{pmatrix} \quad (27)$$

- L : 水平線形演算子

$$L = \begin{pmatrix} 0 & -2\Omega \sin \theta & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ 2\Omega \sin \theta & 0 & \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial(\cdot) \cos \theta}{\partial \theta} & 0 \end{pmatrix} \quad (28)$$

- N :非線形演算子

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right) \end{pmatrix} \quad (29)$$

- F :外部強制項からなるベクトル

$$\mathbf{F} = \left(F_u \quad F_v \quad \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{pQ}{c_p \gamma} \right) \right)^T \quad (30)$$

ただし,

$$()^T : \text{転置行列} \quad (31)$$

である．モデルの基礎方程式系は (25) のようなベクトル方程式で構成され，時間変化項に含まれる従属変数ベクトル U を，他の3つの項 (線形項: LU ，非線形項: N ，外部強制項: F) のバランスから予測するようなモデルであるといえる．

4.2 プリミティブスペクトル方程式の導出

4.2.1 基礎方程式の線形化

ベクトル表記でのプリミティブ方程式 (25) は非線形連立偏微分方程式である．そこで，方程式の基本状態を静止大気 $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{\phi}) = \mathbf{0}$ で断熱かつ摩擦なしとし，そこに微小擾乱 (u', v', ϕ') が重なったものとする．このとき式 (29) は，

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} -\left(\frac{u'}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) u' - \omega \frac{\partial u'}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} u' v' \\ -\left(\frac{u'}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) v' - \omega \frac{\partial v'}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} u' v' \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \left(\frac{u'}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) \right) \end{pmatrix}$$

となり，2次以上の摂動項を無視すると，結局 $N = \mathbf{0}$ であり，式 (25) を線形化した基本状態は以下ようになる．

$$\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \tau} + \mathbf{L} \mathbf{U}' = \mathbf{0} \quad (32)$$

$$\mathbf{U}' = (u', v', \phi')^T$$

これ以降は簡単のため $\mathbf{U}' = (u', v', \phi')$ を $\mathbf{U} = (u, v, \phi)$ と記す．また，鉛直方向のみに依存した関数である鉛直構造関数 $G_m(p)$ を導入し，式 (32) を鉛直方向と水平方向に変数分離する．

$$\begin{aligned} \mathbf{U}(\lambda, \theta, p, \tau) &= (u, v, \phi)^T \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} (u_m, v_m, \phi_m)^T G_m(p) \end{aligned} \quad (33)$$

ここで、添え字の m は鉛直モード番号 (vertical mode number) を意味する．これを式 (32) に代入し、分離された各従属変数に関する方程式を解く．ここでは U の第 3 成分であるジオポテンシャルの変数分離を例として示す．

第 m 鉛直モードのみの方程式について表すと、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial}{\partial p} (\phi_m G_m) \right] + \frac{G_m}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{G_m}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} = 0 \quad (34)$$

となる．ここで、 ϕ_m は (λ, θ, t) のみに依存し、 p に依存しないことを考慮し、両辺を G_m で割ると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[-\phi_m \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m}{\partial p} \right] + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} = 0 \quad (35)$$

である．また、 p, G_m は時間依存性がないことより、

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} \frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m}{\partial p} = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \quad (36)$$

となる．式 (36) を p に依存するものとそれ以外に変数分離すると、

$$\frac{\partial \phi_m}{\partial t} \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} \right)^{-1} = G_m \left(\frac{1}{G_m} \frac{\partial}{\partial p} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{\partial G_m}{\partial p} \right)^{-1} \quad (37)$$

となる．式 (37) の左辺は λ, θ, t のみの関数であり、右辺は p のみの関数である．この等号が恒等的に成り立つためには、両辺が定数である必要がある．この分離定数を $-gh_m$ とすると、以下の二つの方程式を得る．

$$\frac{d}{dp} \frac{p^2}{R\gamma} \frac{dG_m}{dp} + \frac{1}{gh_m} G_m = 0 \quad (38)$$

$$\frac{1}{gh_m} \frac{\partial \phi_m}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u_m}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v_m \cos \theta}{\partial \theta} = 0 \quad (39)$$

この常微分方程式 (38) を鉛直構造方程式 (vertical structure equation) と呼ぶ．

また、残りの水平風成分についても同様に鉛直構造関数を導入すると、

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} - 2\Omega \sin \theta v_m + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi_m}{\partial \lambda} = 0 \quad (40)$$

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} + 2\Omega \sin \theta u_m + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi_m}{\partial \theta} = 0 \quad (41)$$

と導かれる．式 (39), (40), (41) をまとめて水平構造方程式 (horizontal structure equation) と呼ぶ．ここで、分離定数 h_m は距離の次元を持ち、鉛直構造方程式 (38) の固有関数である鉛直構造関数 $G_m(p)$ に対応する固有値として求まる．また、水平構造方程式 (39) は、流体層の厚さ h_m の線形浅水方程式での連続の式と同じ形であるので、 h_m は等価深度 (equivalent height) の意味を持つ．

4.2.2 鉛直構造関数

ここでは (38) 式の鉛直構造方程式について着目する. (29) 式より $\gamma = \gamma(p)$ と気圧の関数になっている. γ が定数でないときは鉛直構造方程式は解析的に解くことは不可能である. しかし, 仮に γ の鉛直方向への依存性がなくなり定数であると仮定すると, 鉛直構造方程式は一般的にオイラーの方程式と呼ばれるものになる. すると, 鉛直構造方程式の解は固有値として等価深度 h_m , 固有ベクトルとして鉛直構造関数を各々の鉛直モードに対して, 解析的に求めることができるようになる. 本研究では Terasaki and Tanaka (2007) に習い $\gamma = 30k$ としている. 鉛直構造関数を図 1 に示した. $m \geq 1$ は傾圧 (baroclinic) モード, または内部 (internal) モードといい, m 番目のモードに関しては鉛直方向に m 個の節を持つ. そして, $m = 0$ は順圧 (barotropic) モード, または外部 (external) モードと呼ばれ, 鉛直方向に節を持たず, 鉛直方向にはほとんど値は変化しない.

また境界条件は,

$$\frac{dG_m}{dp} = 0 \quad \text{at} \quad p \rightarrow \epsilon > 0 \quad (42)$$

$$\frac{dG_m}{dp} + \alpha G_m = 0 \quad \text{at} \quad p = p_s \quad (43)$$

で与えられる.

(1) 順圧モード ($m = 0$)

$m = 0$ のとき, $0 < \lambda_0 < \frac{1}{4}$ で, (38) 式の一般解は C_1, C_2 を定数として,

$$G_0(\sigma) = C_1 \sigma^{r_1} + C_2 \sigma^{r_2} \\ r_1 = -\frac{1}{2} + \mu, \quad r_2 = -\frac{1}{2} - \mu, \quad \mu^2 = \frac{1}{4} - \lambda_0 \quad (44)$$

ここで, $\sigma = \frac{p}{p_s}$ である. (44) 式と境界条件の (42), (43) 式から

$$r_1(r_2 + \alpha)\epsilon^{r_1} - r_2(r_1 + \alpha)\epsilon^{r_2} = 0 \quad (45)$$

を得ることができる. この方程式を解くと λ_0 を求めることができ, μ, r_1 そして r_2 を求めることができ, 鉛直構造関数 $G_0(\sigma)$ を求めることができる. また C_1, C_2 は, $C_1^2 + C_2^2 = 1$ となるように正規化する.

(2) 傾圧モード ($m \geq 1$)

$m \geq 1$ のとき, $\frac{1}{4} < \lambda_m < \infty$ で, (38) 式の一般解は C_1, C_2 を定数として,

$$G_m(\sigma) = \sigma^{-\frac{1}{2}} (C_1 \cos(\mu \ln \sigma) + C_2 \sin(\mu \ln \sigma)) \\ \mu^2 = \lambda_m - \frac{1}{4} \quad (46)$$

(46) 式と境界条件の (42),(43) 式から

$$\left(\alpha - \frac{1}{2}\right) \left[\mu \cos(\mu \ln \sigma) - \frac{1}{2} \sin(\mu \ln \sigma) \right] + \mu \left[\mu \sin(\mu \ln \sigma) + \frac{1}{2} \cos(\mu \ln \sigma) \right] = 0 \quad (47)$$

が得ることができる。順圧モード ($m=0$) のときと同様にして、この方程式を解くと λ_m を求めることができ、 μ , r_1 そして r_2 を求めることができ、鉛直構造関数 $G_m(\sigma)$ を求めることができる。また C_1, C_2 は、 $C_1^2 + C_2^2 = 1$ となるように正規化する。

4.2.3 水平構造関数

ここでは、鉛直構造関数 $G_m(p)$ とともに 3 次元ノーマルモード関数を構成する水平構造関数 H_{nlm} を導出し、水平方向の波数展開について述べる。

前節で第 m モードの鉛直構造関数の固有地として求められた等価深度 h_m を用い、水平構造関数を解く。鉛直方向に変数分離した後の第 m モードの時間水平方向に関する方程式 (39), (40), (41) は、行列表示で、

$$M_m \frac{\partial U_m}{\partial t} + L U_m = 0 \quad (48)$$

と書ける。ここで、

$$M_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{gh_m} \end{pmatrix} \quad U_m = (u_m \quad v_m \quad \phi'_m)^T$$

である。ここで、次のようなスケール行列を導入する。

$$X_m = \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & gh_m \end{pmatrix} \quad Y_m = 2\Omega \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (49)$$

これらを式 (48) に次のように作用させる。

$$(Y_m^{-1} M_m X_m) \frac{\partial}{\partial t} (X_m^{-1} U_m) + (Y_m^{-1} L X_m) (X_m^{-1} U_m) = 0 \quad (50)$$

ここで、

$$Y_m^{-1} M_m X_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

であり、無次元時間を用いると式 (48) は、

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (X_m^{-1} U_m) + (Y_m^{-1} L X_m) (X_m^{-1} U_m) = 0 \quad (51)$$

となる．式 (51) の線形演算子は次のようになる．

$$\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L} \mathbf{X}_m = \begin{pmatrix} 0 & -\sin \theta & \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \sin \theta & 0 & \alpha_m \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\alpha_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \cos \theta & 0 \end{pmatrix} \quad (52)$$

式 (52) 中の α_m は笠原パラメータと呼ばれるもので，以下のように定義される．

$$\alpha_m = \frac{\sqrt{gh_m}}{2\Omega a} \quad (53)$$

これは，浅水方程式中の 4 つの惑星パラメータ (g ：重力， h_m ：等価深度， Ω ：地球の自転角速度， a ：惑星半径) が，唯一の惑星固有パラメータ α_m のみで表されることを示している (Tanaka, 1985) ．

式 (51) は水平構造方程式，またはラプラス潮汐方程式と呼ばれる．この方程式は時間 τ の線形システムであるから次のよう解を仮定して，水平方向の成分と時間成分とに分離することが出来る．

$$\mathbf{X}_m^{-1} \mathbf{U}_m(\lambda, \theta, \tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) e^{-i\sigma_{nlm}\tau} \quad (54)$$

$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ は水平構造関数 (horizontal structure function)，または Hough 関数と呼ばれる．Hough 関数は第 m 鉛直モードに相当する水平ノーマルモード，すなわち水平自由振動を意味し，経度 λ と緯度 θ の関数である．添え字の n は東西波数， l は南北モード番号を示している．

式 (54) を水平構造方程式 (51) に代入すると，

$$i\sigma_{nlm} \mathbf{H}_{nlm} + (\mathbf{Y}_m^{-1} \mathbf{L}_m \mathbf{X}_m) \mathbf{H}_{nlm} = 0 \quad (55)$$

となる．この固有値問題を解くことによって固有関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ と，対応する固有値 σ_{nlm} を求めることが出来る．式 (51) は緯度 λ について線形であるから，Hough ベクトル関数 $\Theta_{nlm}(\theta)$ を用いて $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ を次の様に経度依存と緯度依存に分離し，それらのテンソル積として表すことが出来る．

$$\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) = \Theta_{nlm}(\theta) e^{in\lambda} \quad (56)$$

ただし，

$$\Theta_{nlm}(\theta) = \begin{pmatrix} U_{nlm}(\theta) \\ -iV_{nlm}(\theta) \\ Z_{nlm}(\theta) \end{pmatrix} \quad (57)$$

とする．南北風の成分に関しては位相を $\pi/2$ だけずらすために $i = \sqrt{-1}$ が掛けられている．南北モードは 3 種類の異なるモードから構成される．

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{低周波の西進するロスビーモード (Rossby mode)} & l_r \\ \text{高周波の西進する重力波モード (gravity mode)} & l_w \\ \text{高周波の東進する重力波モード} & l_e \end{array} \right.$$

Swarztrauber and Kasahara (1985) によると，水平構造関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ は球面調和関数の和として得られる．この方法で求められる水平構造関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ が正規直交性を持つならば，これを基底として水平方向に波数展開することが出来る．水平構造関数の正規直交性は以下のようにして示される．

複素共役を*で示すと，緯度と経度に関する内積をとって，

$$\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} (U_{nlm} U_{n'l'm}^* + V_{nlm} V_{n'l'm}^* + Z_{nlm} Z_{n'l'm}^*) e^{-i(n-n')\lambda} \cos \theta d\lambda d\theta \quad (58)$$

である． nlm と $n'l'm$ は異なる南北波数と東西モードを示している．式 (55) の線形演算子 $L_m = Y_m^{-1} L_m X_m$ は非対称のエルミート行列であるため，次の関係が成立する．

$$\langle \mathbf{H}_{nlm}, L_m \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle + \langle L_m \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = 0 \quad (59)$$

これを式 (55) に代入して，

$$(\sigma_{nlm} - \sigma_{n'l'm}^*) \langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle = 0 \quad (60)$$

を得る．式 (60) より次の二つの条件が課せられる．

- $n = n'$ かつ $l = l'$ のとき

$\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{nlm} \rangle$ は線形浅水方程式の全エネルギーに比例する量であり，決してゼロとならない．したがって，式 (60) を満たすためには $\sigma_{nlm} = \sigma_{nlm}^*$ でなければならない．つまり， σ_{nlm} は実数でなければならない．

- それ以外のとき

$\sigma_{nlm} \neq \sigma_{n'l'm}^*$ であれば，式 (60) を満たすためには $\langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{nlm} \rangle = 0$ が成り立たなければならない．すなわち固有振動数 σ_{nlm} に相当する固有関数 \mathbf{H}_{nlm} が固有振動数 $\sigma_{n'l'm}$ に相当する固有関数 $\mathbf{H}_{n'l'm}$ と直交関係にあることを示している．

以上の二つの条件から，任意のモード nlm について以下の正規直交関係が成立する．

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{H}_{nlm}, \mathbf{H}_{n'l'm} \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{H}_{nlm} \cdot \mathbf{H}_{n'l'm}^* \cos \theta d\lambda d\theta \\ &= \delta_{nn'} \delta_{ll'} \end{aligned} \quad (61)$$

以上の水平構造関数 $H_{nlm}(\lambda, \theta)$ の直交性から，次のフーリエハフ変換が導かれる．

第 m 鉛直モードに相当する物理空間における任意のベクトル関数を $W_m(\lambda, \theta, \tau)$ とすると，

$$\mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} w_{nlm}(\tau) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \quad (62)$$

$$w_{nlm}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \mathbf{W}_m(\lambda, \theta, \tau) \cdot \mathbf{H}_{nlm}^*(\lambda, \theta) \cos \theta d\lambda d\theta \quad (63)$$

となる．式 (51) にこのフーリエハフ変換を施すと，

$$\frac{d}{d\tau} w_{nlm}(\tau) + i\sigma_{nlm} w_{nlm}(\tau) = 0 \quad (64)$$

となる．この式によると，固有振動数 σ_{nlm} は実数なので，左辺第 2 項の線形項は，波動の位相のみを表現し，波の振幅は変化させないことを示している．

4.2.4 3次元ノーマルモード関数展開

ここでは，4.2.2 と 4.2.3 で扱った鉛直構造関数 $G_m(p)$ と水平構造関数 $\mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta)$ を結合させ，3次元ノーマルモード関数 $\Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p)$ を構成し，式 (25) を展開する．3次元ノーマルモード関数は鉛直構造関数と水平構造関数のテンソル積であり，以下のように定義される．

$$\begin{aligned} \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) &= G_m(p) \mathbf{H}_{nlm}(\lambda, \theta) \\ &= G_m(p) \Theta_{nlm}(\theta) e^{in\lambda} \end{aligned} \quad (65)$$

この3次元ノーマルモード関数も以下の正規直交性を持つ．

$$\begin{aligned} \langle \Pi_{nlm}, \Pi_{n'l'm'} \rangle &= \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \Pi_{nlm} \cdot \Pi_{n'l'm'}^* \cos \theta d\lambda d\theta dp \\ &= \delta_{nn'} \delta_{ll'} \delta_{mm'} \end{aligned} \quad (66)$$

この関係により，3次元ノーマルモード関数展開が導かれる．式 (32) 中の U と N と F は以下のように展開される．

$$U(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M w_{nlm}(\tau) \mathbf{X}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (67)$$

$$N(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M n_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (68)$$

$$F(\lambda, \theta, p, \tau) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M f_{nlm}(\tau) \mathbf{Y}_m \Pi_{nlm}(\lambda, \theta, p) \quad (69)$$

ここで， $w_{nlm}(\tau)$ ， $n_{nlm}(\tau)$ ， $f_{nlm}(\tau)$ はそれぞれ，従属変数ベクトル U ，非線形演算子 N ，外部強制項からなるベクトル F についての展開係数であり，それらは時間 τ のみの関数である．

式 (25) と 3 次元ノーマルモード関数との内積を以下のようにとり，スペクトル表記を導く．

$$\langle M \frac{\partial U}{\partial \tau} + LU - N - F, Y_{nlm}^{-1} \Pi_{nlm} \rangle = 0 \quad (70)$$

計算過程が複雑な非線形演算子の内積を計算しておく．ここからは 3 重の添字 $nlm, n'l'm', n''l''m''$ をそれぞれ i, j, k と表し， i で示される波数はそれぞれ n_i, k_i, m_i のように示して区別する． j, k についても同様である．

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{N}, \mathbf{Y}_{m_i}^{-1} \Pi_i \rangle &= \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} G_{m_i} e^{in\lambda} \\ &\quad \left(\begin{array}{c} \frac{1}{2\Omega\sqrt{gh_{m_i}}} U_i \\ \frac{1}{2\Omega\sqrt{gh_{m_i}}} (iV_i) \\ \frac{1}{2\Omega} Z_i \end{array} \right)^T \left(\begin{array}{c} -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv \\ -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} uv \\ \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^2}{R\gamma} \mathbf{V} \cdot \nabla \frac{\partial \phi}{\partial p} + \frac{\omega p}{\gamma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p}{R} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right) \end{array} \right) \cos \theta d\lambda d\theta dp \end{aligned} \quad (71)$$

式 (67) を成分で書くと以下のようになる．

$$\begin{aligned} u &= \sum_{i=0}^K w_i \sqrt{gh_{m_i}} U_i G_{m_i} e^{in_i \lambda} \\ v &= \sum_{i=0}^K w_i \sqrt{gh_{m_i}} (-iV_i) G_{m_i} e^{in_i \lambda} \\ \phi &= \sum_{i=0}^K w_i gh_{m_i} Z_i G_{m_i} e^{in_i \lambda} \end{aligned} \quad (72)$$

この級数展開 (72) を式 (71) の各変数に代入する．

また，鉛直 p 速度 ω は発散と関係することから，以下のように $\sigma_i Z_i$ を用いた級数展開を導くことが出来る (田中 他, 1997)．まず連続の式 (4) を鉛直積分して式 (72) を代入する．

$$\begin{aligned} \omega &= - \int_0^p \nabla \cdot \mathbf{V} dp \\ &= - \int_0^p \left(\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial v \cos \theta}{\partial \theta} \right) dp \\ &= - \sum_{i=0}^K w_i \int_0^p G_{m_i} dp \frac{\sqrt{gh_{m_i}}}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} U_i e^{in_i \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (-iV_i \cos \theta) e^{in_i \lambda} \right] \end{aligned} \quad (73)$$

ここで，水平構造方程式の第 3 成分 (39) より，

$$i\sigma_i \frac{2\Omega}{\sqrt{gh_{m_i}}} Z_i e^{in_i \lambda} = \frac{1}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} U_i e^{in_i \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (-iV_i \cos \theta) e^{in_i \lambda} \right] \quad (74)$$

なので，これを式 (73) 代入して，

$$\omega = \sum_{i=0}^K w_i 2\Omega \int_0^p G_{m_i} dp (-i\sigma_i Z_i) e^{in_i\lambda} \quad (75)$$

を得る．式 (75) 中の G_{m_i} の不定積分は鉛直構造方程式 (38) を積分することによって G_{m_i} の 1 階微分で表すことが出来る．

$$\int_0^p G_{m_i} dp = -\frac{gh_{m_i}}{R\gamma} p^2 \frac{dG_{m_i}}{dp} \quad (76)$$

また，式 (71) を展開する過程で現れる G_{m_i} の高次の微分は，次のように鉛直構造方程式 (38) を用いて G_{m_i} の 1 階微分で表現することが出来る．

$$r_{ijk} \equiv \langle \mathbf{N}, \mathbf{Y}_{m_i}^{-1} \mathbf{\Pi}_i \rangle = \frac{1}{2\pi p_s} \int_0^{p_s} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} U_i \\ V_i \\ Z_i \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} P_1 \left(\frac{n_k U_k}{\cos \theta} + \tan \theta V_k \right) & -P_1 \frac{dU_k}{d\theta} & P_2 U_k \\ P_1 \left(\frac{n_k V_k}{\cos \theta} + \tan \theta U_k \right) & -P_1 \frac{dV_k}{d\theta} & P_2 V_k \\ P_3 \frac{n_k Z_k}{\cos \theta} & -P_3 \frac{dZ_k}{d\theta} - P_4 Z_k & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_j \\ V_j \\ \sigma_j Z_j \end{pmatrix} e^{i(-n_i+n_j+n_k)\lambda} \cos \theta d\lambda d\theta dp \quad (77)$$

ただし，

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{\sqrt{gh_{m_j}} \sqrt{gh_{m_k}}}{2\Omega a \sqrt{gh_{m_i}}} G_{m_i} G_{m_j} G_{m_k} \\ P_2 &= \frac{\sqrt{gh_{m_k}} gh_{m_j}}{\sqrt{gh_{m_i}} R\gamma} p^2 G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} \frac{dG_{m_k}}{dp} \\ P_3 &= \frac{\sqrt{gh_{m_j}}}{2\Omega} G_{m_i} G_{m_j} G_{m_k} - \frac{\sqrt{gh_{m_k}} gh_{m_j}}{2\Omega a R\gamma} p^2 G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} \frac{dG_{m_k}}{dp} \\ P_4 &= G_{m_i} G_{m_j} G_{m_k} + \frac{gh_{m_k}}{R\gamma} p G_{m_i} G_{m_j} \frac{dG_{m_k}}{dp} + \frac{gh_{m_j}}{R\gamma} p G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} G_{m_k} \\ &\quad + \left(\frac{gh_{m_k}}{R\gamma} - 1 \right) \frac{gh_{m_j}}{R\gamma} p^2 G_{m_i} \frac{dG_{m_j}}{dp} \frac{dG_{m_k}}{dp} \end{aligned} \quad (78)$$

とする．

以上より，非線形演算子の内積を 3 次元ノーマルモードの 3 重積の定積分にまとめることができた．式 (77) における 3 重積分を非線形相互作用係数 r_{ijk} とおくと，式 (70) は次のようにまとめることができ，展開係数のみでプリミティブ方程式系

を記述することが出来る．

$$\frac{dw_i}{d\tau} + i\sigma_i w_i = -i \sum_{j=1}^K \sum_{k=1}^K r_{ijk} w_j w_k + f_i \quad (79)$$
$$i = 1, 2, \dots, K$$

非線形項中の r_{ijk} は非線形の波-波相互作用 (wave-wave interaction) および，帯状-波相互作用 (zonal-wave interaction) に関する相互作用係数 (interaction coefficients) で実数である． K は全波数で， $K = (2N + 1)(L + 1)(M + 1)$ である． N は東西全波数， L は南北全モード， M は鉛直全モードを示す．

以上より，順圧成分と傾圧成分からなる鉛直構造関数，ロスビーモードと重力モードからなる水平構造関数を用いて，スペクトル表示したプリミティブ方程式 (79) を導出することができた．

5 結果

5.1 重力波ワールド

本節では気象庁全球 η ガウス解析値から逆変換された重力波の分布を統計的に解析していく. 図2 ~ 図3 は 2008 年 9 月 10 日 00Z における 191 hPa, 487 hPa, 869 hPa 面でのジオポテンシャル高度を描いたものである. 上段には気象庁全球 η 面ガウス解析値のジオポテンシャル高度から各等圧面の全球平均を引いた値を示した. (本研究ではジオポテンシャル高度に限り気象庁全球 η 面ガウス解析値から各等圧面の全球平均を引いたものを単にオリジナルデータと呼ぶ.) 下段には逆変換によって得られた重力波成分とロスビー波成分の値を足し合わせたデータによるジオポテンシャル高度を示した. コンター間隔は両方とも 50 m としており, 実線が正, 点線が負の値を示す. 上段, 下段の図はどの等圧面を見てもよく一致しており, 本研究で用いた逆変換による重力波成分, ロスビー波成分の値は妥当であるといえる. 図5 ~ 図7 は同じく 2008 年 9 月 10 日 00Z における 191 hPa, 487 hPa, 869 hPa 面でのジオポテンシャル高度を描いたものであるが今度は重力波成分のみで描いたものである. コンター間隔は 5 m としており, 実線が正, 点線が負を示している. 先ほどの図2 ~ 図3 に示したオリジナルデータによる図と比較すると, 重力波成分の持つ値は小さいことがわかる. オリジナルデータでは気圧がさがるにつれジオポテンシャル高度の値は大きなオーダーで変動するが, 重力波成分は 487 hPa 面が他より大きな値で変動しているが鉛直方向には順圧的な性質を持っていることがわかる. 全体的に値の小さい重力波成分であるがオリジナルデータの高気圧周辺, 低気圧周辺には比較的大きな値を示すことがわかる. さらに南米アンデス山脈周辺には地形によって引き起こされたと考えられる特徴的な等高線も確認された.

5.2 短期間現象の重力波

以下の節ではオリジナルデータの低気圧周辺, 高気圧周辺での重力波に着目し解析を行う. 解析期間は 2008 年 9 月で, データ間隔は 6 時間である.

5.2.1 温帯低気圧周辺の重力波

温帯低気圧周辺の重力波の分布をいくつかの例をあげて, 説明していく. 1 つの例につき, 発生から衰退までを異なる時間 3 点で切り取り各等圧面でのジオポテンシャルをオリジナルデータ, 重力波成分データ, ロスビー波成分データで描いた. 図はそれぞれ横軸に経度, 縦軸に緯度をとっており図の上から 191 hPa, 487 hPa, 869 hPa 等圧面のもので, 実線は正, 破線は負を示しコンター間隔はオリジナルデータ, ロスビー波成分データで 50 m, 重力波成分データで 5 m としている. 図中の円は

注目する低気圧を中心に書かれており、同時刻でオリジナルデータ、ロスビー波成分データ、重力波成分データとも同じ位置に描かれている。

一つ目として、太平洋北部を東進する温帯低気圧の発生から衰退までを時系列で追っていく。図 8 ~ 図 10 はそれぞれオリジナルデータ、ロスビー波成分データ、重力波成分データをもとに描いている。図は円でかこった温帯低気圧の初期段階を示す。図 8 に示すオリジナルデータの図から低気圧の中心カムチャッカ半島南端に位置していることが確認できる。各等圧面の注目する低気圧の中心を結んだ低気圧の谷の軸は西に傾いていることがわかる。これは、発達中の温帯低気圧の特徴である。図 9 に示すロスビー波成分データによる図はほぼオリジナルデータと同じ値を示している。ロスビー波成分データによる図はオリジナルデータによる図とほぼ同じであるためこの後は説明を省く。図 10 を見ると重力波でも同様に傾斜しており、下層ほど傾斜がきつくなっている特徴もオリジナルデータとよく一致している。低気圧の中心もオリジナルデータとほぼ一致している。次に最盛期を迎えた、図 11 ~ 図 13 を観てみる。低気圧の中心は北太平洋の中央海上に移動している。中心高度はオリジナルデータの 500 hPa 面で -300 m まで発達しており、それに伴い重力波データの中心高度も -60 m に衰退している。このときの気圧の谷の軸はどちらの図も垂直に立っており、発達期の特徴は無くなっている。低気圧の中心の位置はどの等圧面でも一致している。衰退期を迎えた図 14 ~ 図 16 を観てみる。低気圧の中心はアラスカ湾沖に移動している。オリジナルデータの 500 hPa 面での中心高度は -300 m まで衰退し、重力波の中心高度も同様に -25 m に同様に衰退していることがわかる。

図 17 ~ 図 25 では大西洋を東進してする温帯低気圧を追跡する。初期段階の図 17 ~ 図 19 では低気圧の中心はラブラドル海上にある。このとき気圧の谷の軸の傾きはオリジナルデータからは読みとりづらいが、重力波成分データからは北西に傾いていることが確認できる。図 20 ~ 図 22, 図 23 ~ 図 25 では中心気圧の加減の傾向、中心気圧の位置とも一致していることがわかる。

図 26 ~ 図 34 ではモンゴルで発生した温帯低気圧を追跡する。この図では、標高の影響を少なくするために下層を 713 hPa としている。発生初期の図 26 ~ 図 28 では両者とも温帯低気圧はモンゴル高原に位置し、気圧の谷の軸は西に傾いている。図 29 ~ 図 31 ではどちらの図も上層の気圧の谷の軸は傾きを維持しているが、地表近では垂直になっている。図 32 ~ 図 34 では上層の軸の傾きもほぼ垂直になり温帯低気圧は衰退に向かっている。これも、オリジナルデータ、重力波成分データとも一致している。

図 35 ~ 図 43 は南半球、オーストラリアの南西で発生した温帯低気圧に注目している。まずは発生初期図 35 ~ 図 37 であるが、気圧の中心、軸の西傾が中層、上層で一致しているのが確認できる。上層になるとオリジナルデータでは気圧傾度が大きいため低気圧を確認できない。しかし、重力波成分データでは上層であっても気圧傾度は下層、中層とあまり変わらず低気圧を確認できる。次の図 38 ~ 図 40 では温帯低気圧はオーストラリアの南海東進している。この図においても上層で

低気圧を確認できるのは重力波データのみである。このときの中心はオリジナルデータで約 -400 m, 重力波成分データで約 -70 m である。気圧の谷の軸は垂直になっており発達期は終了している。図 41 ~ 図 43 でも同様の特徴がみられる。

図 44 ~ 図 46 は南半球, ニューゼaland北海上で発生した温帯低気圧に注目している。図 44 ~ 図 46 ではオリジナルデータでも上層の低気圧を確認できる。気圧の谷の軸が上層ではわずかに, 下層では大きく傾いているのがどちらの図からも確認でき, 低気圧の中心も一致している。図 47 ~ 図 49 では上層で低気圧の中心の位置にずれが認められるが, 中層, 下層ではよく一致している。図 50 ~ 図 52 ではどの等圧面でもよく一致している。

5.2.2 台風周辺の重力波

図 53 ~ 図 61 では台風周辺の重力波を温帯低気圧と同じように重力波成分データ, ロスビー波成分データ, オリジナルデータのそれぞれで各等圧面でのジオポテンシャル高度図を用いて解析する。

図 53 ~ 図 55 は台風 13 号の各等圧面でのジオポテンシャル高度を重力波成分データ, ロスビー波成分データ, オリジナルデータを用いて描いたものである。図は横軸に経度, 縦軸に緯度, コンター間隔はどの図も 10 m であり, 実践が正, 点線が負の値を示す。上から, 191 hPa, 487 hPa, 869 hPa 等圧面でのジオポテンシャル高度を示している。オリジナルデータでは下層に台風のものである低気圧が確認できるが, 487 hPa から低気圧の周りに正の値が見え始ことがわかる。さらに 191 hPa では負の値はなくなり全体が高気圧となっている。これはハドレー循環による上層の高気圧帯によるものである。重力波成分データとオリジナルデータを下層に注目して比較してみるとオリジナルデータの方が, より広範囲に負の値を示していることがわかる。ロスビー波成分の台風はオリジナルデータよりもはっきりせず, 負の値は 487 hPa 面では既に表れていない。

図 56 ~ 図 58 は台風 14 号のジオポテンシャル高度図である。ここでもオリジナルデータより上層まで低気圧を示しているが 191 hPa では高気圧を伴っている。この高気圧はオリジナルデータでも確認できる。重力波の値はわずかであるが低緯度帯ではオリジナルデータは水平方向に変化が乏しいためである。その要素はロスビー波成分が持っていることも確認できる。

図 59 ~ 図 61 に示す台風 15 号は上記の 2 つよりも強く中心気圧も低い。それに伴い, 重力波成分の示す低気圧も強化され影響を及ぼす高度も高くなっている。このとき 191 hPa でのジオポテンシャル高度は約 -100m もある。

次に示す図 62 ~ 図 67 は先に示した台風のジオポテンシャル高度を東西方向の垂直断面図に示したものである。コンター間隔は重力波データで 10 m, オリジナルデータで 50 m となっている。図は重力波データと, オリジナルデータで一對となっており, 図 62, 図 63 は台風 13 号, 図 64, 図 65 は台風 14 号, 図 66, 図 66 は台

風 15 号のものである。各ページの 3 つの図はそれぞれ台風の発達段階に対応しており、上から初期、最盛期、衰退期である。

図 62, 図 63 を観ると重力波ワールドの台風はドーム型の低気圧で構成されており、オリジナルデータに比べ背が高く最盛期には対流圏界面まで負の値を示していることがわかる。また、重力波ワールドの台風は発生初期、最盛期において低気圧の上に高気圧を伴っている。この高気圧は約 100 hPa に中心を持ちかなり上方まで影響を及ぼしている。一方、大気下層ではオリジナルデータも負の値を持つ。しかし、その形は重力波に比べると裾野の広い富士山型をしている。

図 64, 図 65 も 13 号と同様の傾向がみられるが、14 号のほうが低気圧の上方の高気圧が顕著に表れている。最盛期におけるこの高気圧はオリジナルデータでも確認できる。13 号と同様に衰退期の台風にはこの高気圧は現れていない。

図 66, 図 67 の台風 15 号はここに述べた三つの中でも規模が大きく、それに伴い重力波ワールドの台風も強化されている。台風 15 号の重力波成分は 100 hPa まで負の値を示しており、他の二つより上層まで影響しているのがわかる。しかし図 67 の最盛期の図では低気圧上方に高気圧を伴っていない。

5.2.3 高気圧

図 68 ~ 図 73 を用いて重力波ワールドの高気圧を解析していく。図は各等圧面でのジオポテンシャル高度をオリジナルデータ、ロスビー波成分、重力波成分データを用いて作成したものである。それぞれのコンター間隔はオリジナルデータ、ロスビー波成分ロスビー波成分を 50 m で重力波成分データを 5 m としている。各ページに示す図はそれぞれ上から 191 hPa, 487 hPa, 869 hPa となっている。

図 68 ~ 図 70 は南インド洋上にある高気圧のジオポテンシャル高度を重力波データ、オリジナルデータでそれぞれ描いたものである。オリジナルデータとロスビー波成分データではどの等圧面でも図の中心にリッジが存在するが、反対に重力波成分データではリッジの代わりに低気圧が存在する。重力波成分データに観られる低気圧はオリジナルデータの高気圧の中心におおよそ重なる。オリジナルデータの高気圧が正から負の値に変わる境目で重力波成分データの低気圧の等高線が閉じているように観える。また、この低気圧は上層になるほど顕著に現われている。

図 71 ~ 図 73 は北太平洋上にある高気圧を描いたものである。この図でも同じようにオリジナルデータでは高気圧である一帯は重力波では低気圧となっている。さらに、上層になるほど低気圧が強化されていく傾向も南インド洋の例と一致する。しかし、この図ではオリジナルデータの高気圧が負の値になるところで重力波は低気圧から高気圧へと変化している。この変化も上層ほど顕著であるが、869 hPa 面でも弱いながらも確認できる。

高気圧周辺での重力波ワールドは温帯低気圧の解析で用いた図からも確認できる。図 8 ~ 図 10 の中心にある高気圧でも同様の特徴が現われている。オリジナルデータの高気圧があるあたりは図 10 では低気圧になっており、オリジナルデータ

の高気圧が正の値から負の値に変化する付近では高気圧を示す。この傾向は上層ほど顕著である。さらに図 11 ~ 図 13 から図 14 ~ 図 16 推移する過程で、今度は図に示した円の左側に高気圧が発生している。この高気圧でも同様の傾向が確認できる。

図 26 ~ 図 28 を観るとオリジナルデータの図で中央から左上に延びるリッジに沿って、重力波データでは低気圧が生じており、バイカル湖の北西部から高気圧に変化している。図 29 ~ 図 31 になるとさらに湾曲したリッジの根元に高気圧を残すのみとなり低気圧は確認できない。

5.3 重力波ワールドの季節変化

前節では短期間に起こる気象現象と重力波の関係に着目してきたが、ここでは重力波ワールドの季節変化について解析を行っていく。解析期間は 2009 年 1 月 ~ 12 月の一年間とし各月から 1 日 00Z のスナップショットのデータを用いる。

図 74 ~ 図 79 は各月の 1 日 00Z での 487 hPa 等圧面ジオポテンシャル高度図である。これらを観ると太平洋西岸は一年を通して高気圧が広がっていることがわかる。また、冬半球で山脈による地形性の重力波が発生しやすい傾向がある。冬季の北半球ではロッキー山脈、ヒマラヤ山脈を起点とする重力波が、冬季の南半球ではアンデス山脈を起点とする重力波が目立っている。特にアンデス山脈での重力波は顕著に現われている。太平洋西岸は一年を通して高気圧に覆われているが、これはウォーカー循環に関係があるのではないかと考えられる。全体の傾向としては重力波は冬半球での発生が活発であるといえる。

図 80 ~ 図 83 は 3 月、6 月、9 月、10 月のそれぞれの 1 日 00Z での東西風の経度平均を示した図である。図の上段が重力波データによるもので、下段がオリジナルデータによるものである。コンター間隔はそれぞれ、0.5 m/s, 5 m/s となっており、実線は正（東風）、点線は負（西風）である。図から重力波データの持つ値はオリジナルデータに比べ非常に小さいことがわかる。重力波データの図から地上付近の南北 50° ~ 70° 付近で東風成分を持っている。また、地上付近では赤道を境に夏半球で東風、冬半球で西風の成分がある。冬半球の上層では極渦のけいせいに伴い東風成分が強化されていく。

図 84 ~ 図 87 は南北風の経度平均を示している。期間は東西風の図と同様であるが、コンター間隔は重力波データ、オリジナルデータともに 0.5 m/s である。南北風では重力波とオリジナルデータはほぼ同じ値を示している。南北風は重力波成分がそのすべてを担っていることがわかる。

6 考察

三次元ノーマルモード展開法によって得られた重力波ワールドについて、結果で述べたような気象現象を解析した結果、重力波の特徴がわかってきた。

まず、温帯低気圧周辺の重力波であるが先に挙げたどの事例を観ても負の値を持ち、オリジナルデータによる低気圧を強化している。重力波による低気圧の中心の位置は、オリジナルデータの低気圧とよく一致しており温帯低気圧の発達期に観られる気圧の谷の軸が西に傾いていることも確認できる。時系列で観てもオリジナルデータと同様に発達、衰退をしていく。重力波のジオポテンシャル高度は鉛直方向に順圧であり上層でも下層とそれほど変わらない構造をしている。このためオリジナルデータでは確認しづらい上層の低気圧や冬半球の低気圧に対してもはっきりとその姿をとらえることができる。温帯低気圧のオリジナルデータに対する重力波データの寄与率は概ね 2 割程度である。

次に、台風であるがこちらにも重力波は低気圧を強化している。オリジナルデータの台風に比べ背が高く低気圧の上端は最盛期には対流圏界面に達する。台風が発達する過程で低気圧の鉛直上方に高気圧を伴い成層圏にまで影響を及ぼしている。低緯度ではオリジナルデータジオポテンシャル高度は水平方向になだらかであるので、重力波成分による低気圧がはっきりと確認できる。また、台風の規模が大きくなるほど重力波成分における低気圧も強くなり、その上端の高度はより高くなる。重力波成分の台風の鉛直断面は図 67 のような縦長のドーム型をしており、一方オリジナルデータの台風は図 66 は裾野の長い富士山型をしている。台風のオリジナルデータに対する重力波の寄与率は地表近くの最も低気圧が強いところで概ね 7 割程度となっており、温帯低気圧に比べかなりの割合を重力波が担っていることが分かる。

一方、高気圧周辺では重力波成分は負の値を示し高気圧を弱める働きがあることがわかった。高気圧での重力波成分が示す低気圧は上層ほど顕著に現われている。この低気圧の中心はオリジナルデータの示す高気圧の中心よりやや高緯度側にある。高気圧から延びるリッジが全球平均を下回り負の値を示す付近で重力波成分の低気圧の等高線は閉じ始め、急勾配に変化し今度は高気圧となる。この結果高気圧周辺で観られる重力波成分の低気圧は図 70 で示すように半円に近い等高線を描く。

重力波の低気圧を強め、高気圧を弱める働きは地衡風と傾度風の関係に当てはめるとうまく説明できる。等圧線に平行な方向の風の速さを V とすると、単位質量の空気塊に働くコリオリの力は $2\Omega V \sin \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n}$ である。等圧線に直角な方向について、気圧傾度力とコリオリ力の差を無視してよいとし運動の第 2 法則を適用すると地衡風における空気塊の力の釣合いは以下ようになる。

$$0 = -2\omega V \sin \phi - \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta n}$$

$\frac{\delta p}{\delta n}$ は等圧線に直角な方向の気圧傾度である。空気塊が直線的にではなくカーブを描いて運動しているときには、求心加速度をもっているため地衡風の関係式を変形

する必要がある。図??に地衡風と傾度風の力の釣合いについて示した。図の上段が地衡風、下段が傾度風である。どちらの段も左側に北半球の仮想的な低気圧を、右側に仮想的な高気圧を配している。低気圧では空気塊は反時計回り、高気圧では時計回りに半径 r で回転している。地衡風ではコリオリ力と気圧傾度力が釣合っているが、傾度風はさらに外向きに遠心力が加わる。図 88 の傾度風の力の釣合いは、

$$\frac{V^2}{r} + fv = P_n$$

$$f = 2\Omega \sin \phi, P_n = \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta n}$$

である。低気圧の場合は $V > 0, P_n > 0$ とすればいいし、高気圧の場合は $V < 0, P_n < 0$ とすればよい。地衡風と傾度風の V がそれほど変わらないとすれば遠心力にバランスするために傾度風の低気圧は地衡風に比べ強化され、高気圧では弱められてしまう。これを本研究に適用すれば、地衡風成分がロスビー波成分、ロスビー波成分の低気圧を強化し、高気圧を弱めているのが重力波成分、その足し合わせが傾度風成分のオリジナルデータとなる。温帯低気圧に比べ台風の重力波の寄与率が高いことも、求心加速度の違いで説明できる。

図 80 ~ 図 83 に示した東西風の経度平均図では重力波成分の値はオリジナルデータに比べてとても小さく東西風のほとんどがロスビー波成分であることがわかる。しかし弱いながらも重力波成分の風が特徴的に現れているところもある。オリジナルデータでは冬半球の成層圏に極渦によるポーラージェットが発生しているが、その領域にポーラージェットを弱めるような東風が重力波成分には現われている。ここで図 89 ~ 図 92 により解析を進める。この図は重力波データを用いて描かれた冬半球の 10 hPa 等圧面ジオポテンシャル高度図である。コンター間隔は 5 hPa で実線が正、点線が負の値を示している。図を見ると重力波成分は極渦の低気圧を強化するように低気圧を持っている。この結果から地衡風と傾度風の関係は成層圏でも成り立っていると考えられる。しかし、低気圧性循環では北半球で反時計回り、南半球で時計回りの速度ベクトルを持つはずであるが、重力波成分に現れた低気圧ではそれとは逆に向いている。ここで重力波成分は低気圧周辺で低気圧を強める作用を持つが等高線の接線方向に吹く風を弱める向きに風速を持つという仮設が立てられる。一方、地衡風と傾度風の関係とは異なる要因と考えられる重力波成分が現われている。着目する点は 1000 hPa ~ 900 hPa, 800 hPa の混合層である。ここでは季節によって多少変化はあるが、南北緯 40 °付近までは西風、そこから南北緯 70 °付近までを東風が重力波ワールドでは吹いている。これはそれぞれ貿易風、偏西風に対する地表面の摩擦力が影響していると考えられる。つまり、偏西風を例に挙げて説明する。ロスビー波を地衡風として地衡風風は地表付近では非地衡風成分である摩擦力によって減速される。減速された西風が、オリジナルデータでの風速であり、地衡風からの減速分が重力波成分の東風として現われていると考える。摩擦力による減速分が重力波成分に現れているとすれば貿易風の強化される冬半球により顕著に西風が現れていることにも説明がつく。亜熱帯高圧帯に発生した

高気圧に対応する重力波の低気圧が伴う風によって上記のような風系が形成されるとすると、混合層のみで顕著に表れていることを説明できない。以上から摩擦力に起因する風景であると考えるのが妥当である。

図 84 ~ 図 87 の南北風の東西平均図に関してはオリジナルデータと重力波成分データの図はほとんど同じになる。地衡風の東西平均が 0 であるため非地衡風成分である重力波成分のみが残るためである。図からはハドレー循環や熱帯収束帯が季節変化する様子が見える。

7 結論

さまざまな場において観測されてきたが微小な現象であるため、気象予報には影響はないと考えられ、気象ノイズとして扱われてきた重力波であるが、近年の観測技術の向上、高解像度モデルの発展に伴いその重要性が理解され始めた。本研究では気象庁全球 η ガウス解析値を三次元ノーマルモード展開法によって重力波成分とロスビー波成分とに分離し、重力波ワールドの分布を統計的に解析した。

温帯低気圧、熱帯低気圧、高気圧周辺についてジオポテンシャル高度図を用いていくつかの事例から一般的な特徴を解析した。温帯低気圧周辺では重力波成分も低気圧をもち発達から衰退までの特徴はオリジナルデータとほぼ同じである。温帯低気圧では重力波成分の寄与率は低気圧の中心で 2 割程度である。台風でも重力波成分は低気圧を持つ。対流圏界面付近にまで達する背の高い低気圧である。発達期には低気圧上に高気圧を伴う事がある。台風での重力波成分の寄与率は地表付近で 7 割程度である。低気圧では重力波成分も同じように低気圧を持つが、高気圧では重力波成分は低気圧を示すことが明らかになった。この結果は地衡風と傾度風の関係に置き換えることで説明ができた。つまり地衡風をロスビー波成分とし、傾度風がオリジナルデータとする。地衡風に対して遠心力を考慮している経度風では低気圧は強化され逆に高気圧を弱まってしまう。この地衡風と傾度風の差が重力波成分としてジオポテンシャル高度図において低気圧、高気圧周辺の両方に低気圧として表れていると考えられる。この仮説から温帯低気圧より遠心力の大きな台風で重力波成分のオリジナルデータに対する寄与率が大きくなっていることも説明できる。図?? ~ 図?? で観たように冬半球に発生する極渦に伴う低気圧もまた重力波による強化を受けており成層圏においてもこの関係は適応されると考えられる。東西風の経度平均から極渦を見ると重力波成分は東風を持っていることが分かる。このことから、低気圧周辺での重力波成分が持つ低気圧はあたかも高気圧のような循環を持っていると仮定される。

また、水平風の経度平均図では異なる要因によると考えられる重力波成分の風が確認されている。経度平均された重力波成分の東西風は地表近くで偏西風帯では東風、貿易風帯では西風を示しそれぞれを弱める働きを持っている。ここでは地表面に近いほど値が大きいこと混合層より上層ではそのような特徴が観られない事から摩擦力による風速の減少が場の風と逆符号を示す重力波成分の風速として表れていると考えられる。南北風の経度平均では重力波成分とオリジナルデータはほぼ同じ値をとっており、経度平均された南北風は重力波成分のみで構成されていることがわかる。これはロスビー波成分の南北風が経度平均されると緯度ごとに相殺されゼロになってしまい重力波成分のみが残されるからである。

基本的にはオリジナルデータや、ロスビー波成分に比べ各要素値の小さい重力波であるがいくつかの大気現象においてはその寄与率は大きくなっていくことが本研究で明らかになった。また地衡風と傾度風の関係や摩擦に起因する重力波など重力波の分布、働きにに関する仮説を得られた。しかし、オリジナルデータの高気

圧の高緯度側に発生する重力波成分の高気圧や台風の低気圧上に発生する高気圧など重力波成分の高気圧に関しては未解明のままであるので更なる解析が必要である。

8 謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教員である筑波大学計算科学研究センター田中博教授には、研究に関する論文の紹介や、研究の指針、解析手法、研究結果の考察まで筆者の質問に対し、丁寧な御指導、御助言を頂き心より感謝しております。

また、筑波大学研究員の寺崎康児氏には、プログラミングによる解析、データの取得、考察における御指導、御助言をいただきました。

さらに、同大学生命環境科学研究科の林陽生教授、上野健一准教授、植田宏昭准教授、日下博幸准教授、若月助教には様々な発表の場において貴重な御意見、御指摘をいただきました。最後に、共に研究を進めてきた研究室の先輩方や、共に机を並べ卒論作業を進めてきた地球学類の4年生の皆様には、よき相談相手となっていただきました。

本論文にかかわった皆様の御協力によって完成させることができました。心より感謝の意を示すと共に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- Dunkerton, T.J., 1997: The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation. *J. Geophys. Res.*, **102**, 26 053-26 076.
- Horinouchi, T., and S. Yoden, 1998: Wave-mean flow interaction associated with a OBO-like oscillation in a simplified GCM. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 502-526.
- Iwasaki, T., S. Yamada, and K. Tada, 1989: A parameterization scheme of orographic gravity wave drag with two different vertical partitionings. Part I: Impacts on medium-range forecasts. *J. Meteor. Soc. Japan.*, **67**, 11-27.
- Lindzen, R. S., 1981: Turbulence and stress due to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, **86**, 9709-9714.
- Palmer, T. N., G. J. Shutts, and R. Swinbank, 1986: Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 1001-1040.
- Tanaka, H.L., 1985: Global energetics analysis by expansion into three dimensional normal mode functions during the FGGE winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 180-200
- Tanaka, H.L. and E.C.Kung, 1988: Normal mode energetics of the general circulation during the FGGE year. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3723-3736.
- Terasaki, K., and H. L. Tanaka, 2007: An analysis of the 3D atmospheric energy spectra and interaction using analytical vertical structure functions and two reanalyses. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 785-796.
- Terasaki, K., H. L. Tanaka, and N. Žagar, 2011: Energy spectra of Rossby and gravity waves. *SOLA*, **7**, 45-48.

Vertical Structure Function

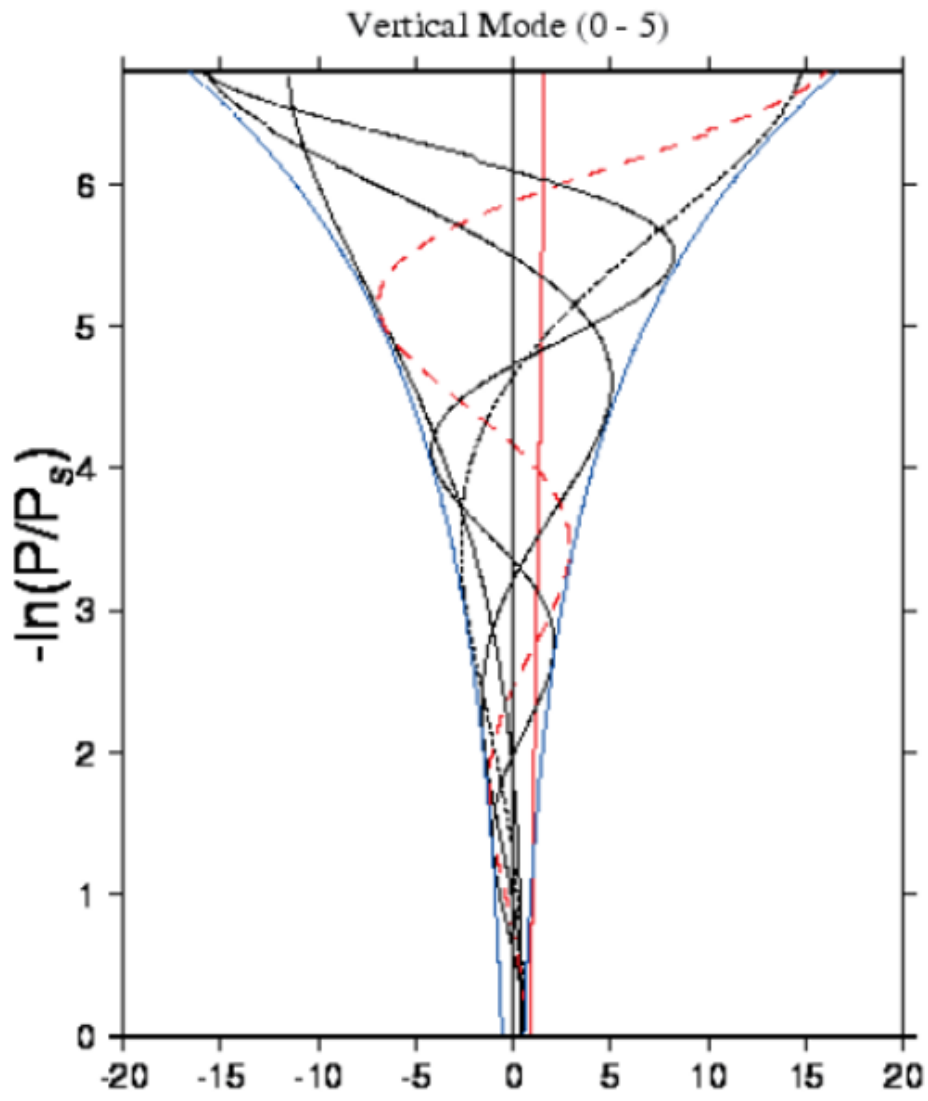
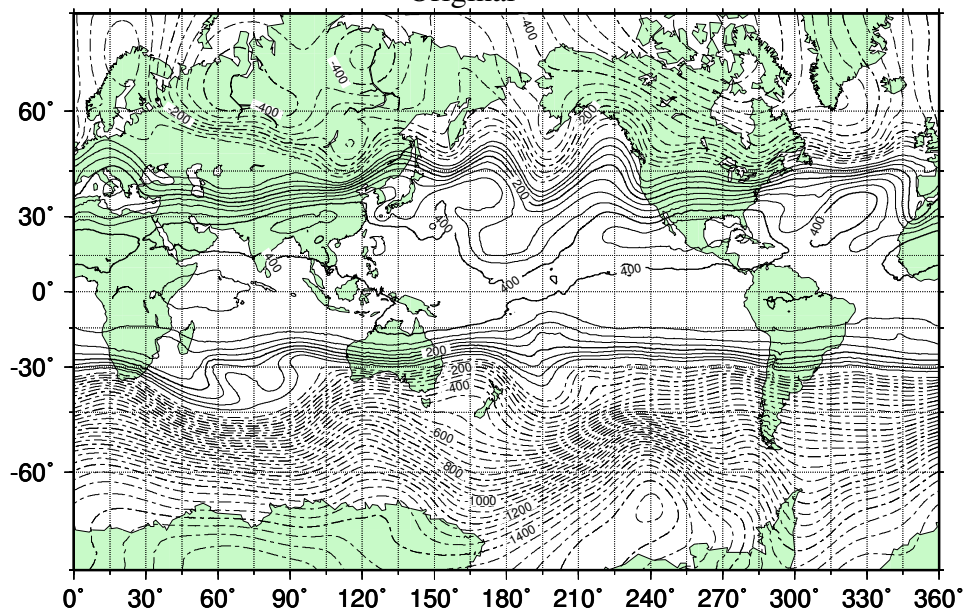


图 1: 鉛直構造関数 G_m

Height at 191 hPa

2008091000Z

Original



Inverse_All

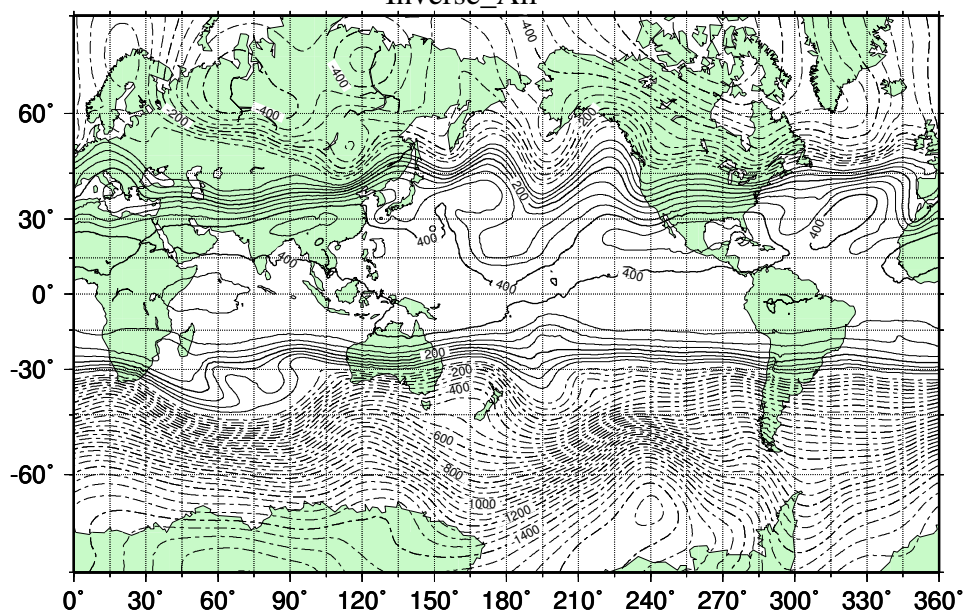
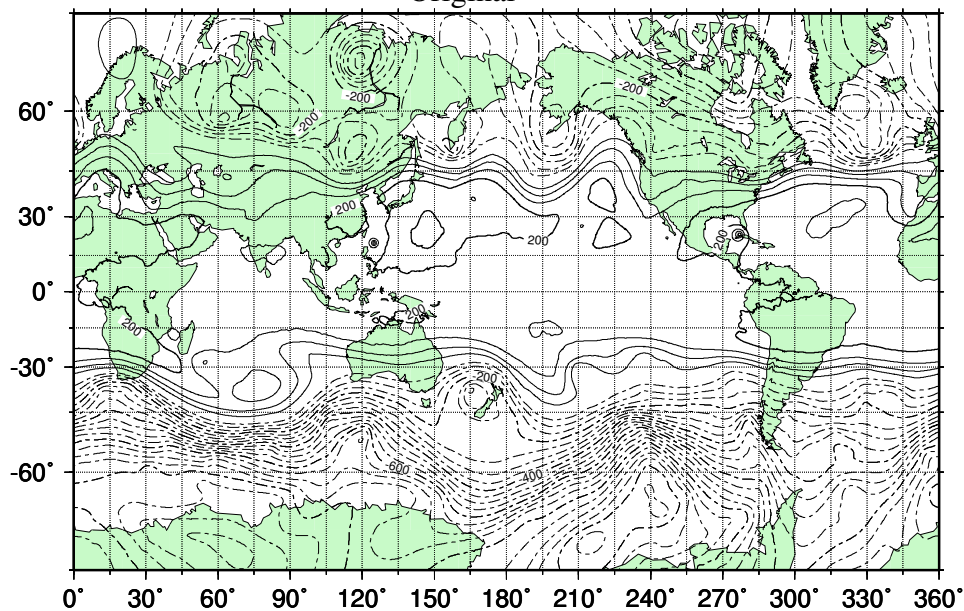


図 2: 重力波+ロスビー波データの 191 hPa ジオポテンシャル高度 (上), オリジナルデータの 191 hPa ジオポテンシャル高度 (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 487 hPa

2008091000Z

Original



Inverse_All

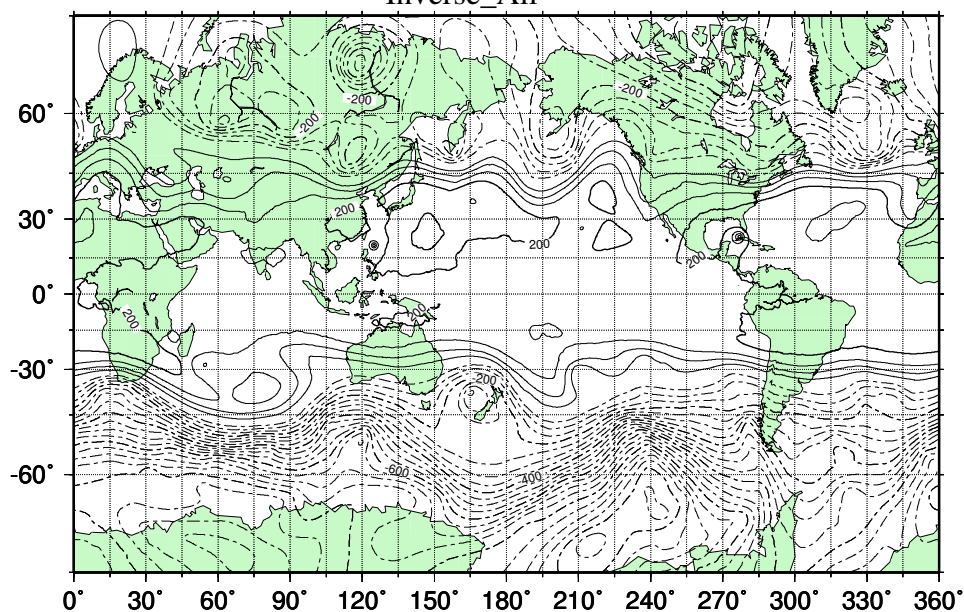
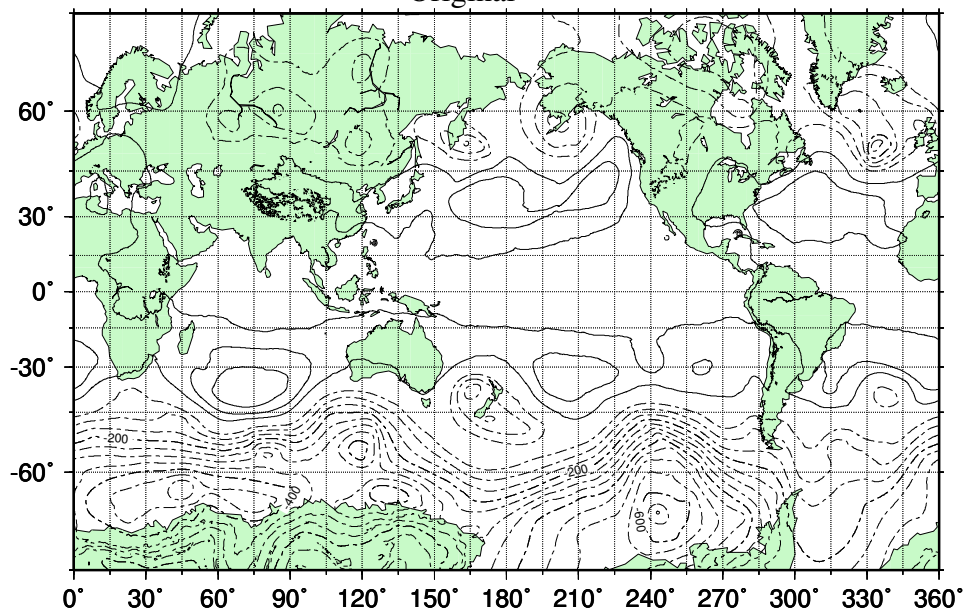


図 3: 重力波+ロスビー波データの 487 hPa ジオポテンシャル高度 (上), オリジナルデータの 487 hPa ジオポテンシャル高度 (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 869 hPa

2008091000Z

Original



Inverse_All

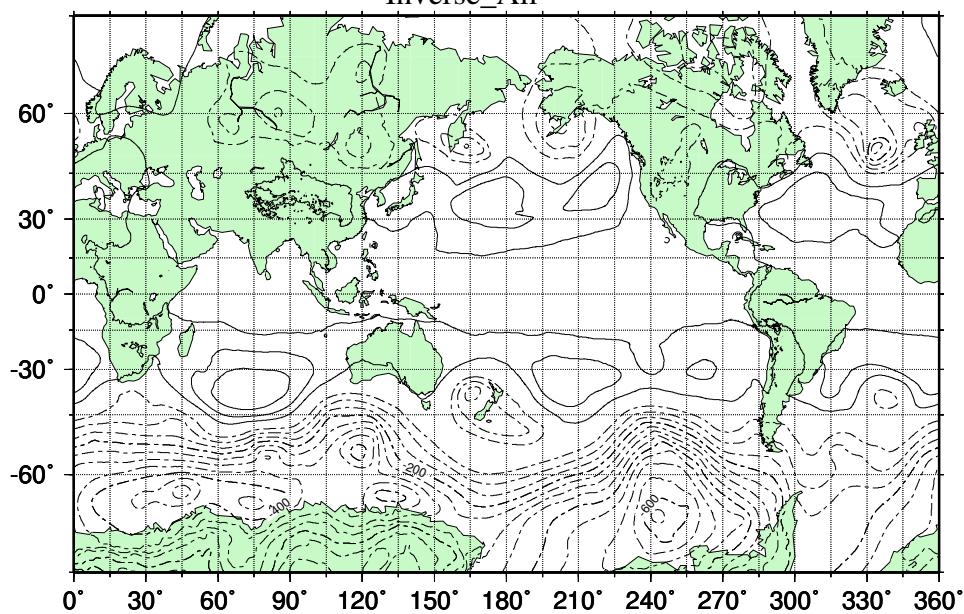


図 4: 重力波 + ロスビー波データの 869 hPa ジオポテンシャル高度 (上), オリジナルデータの 869 hPa ジオポテンシャル高度 (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

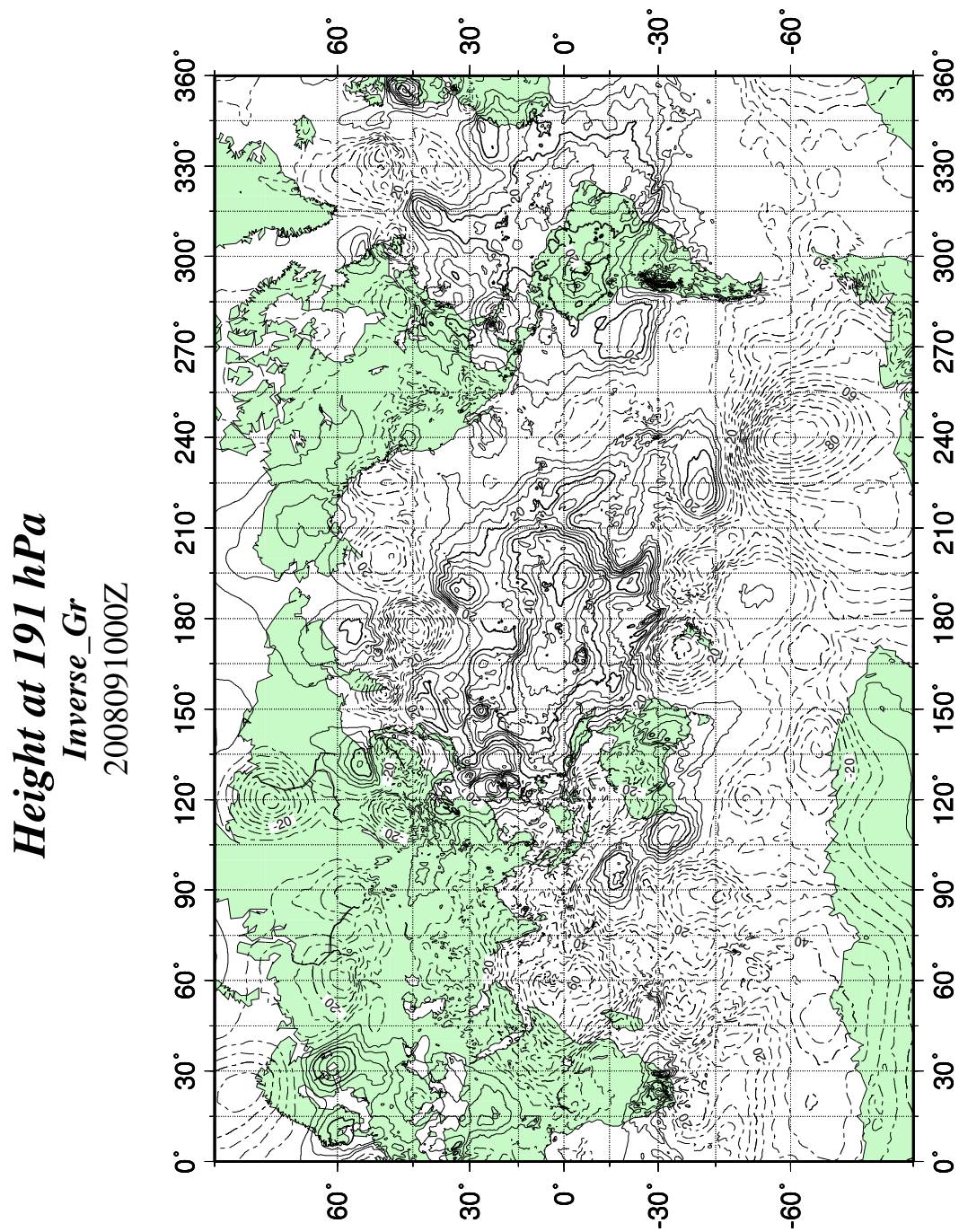


図 5: 重力波ワールドの 191 hPa ジオポテンシャル高度, コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

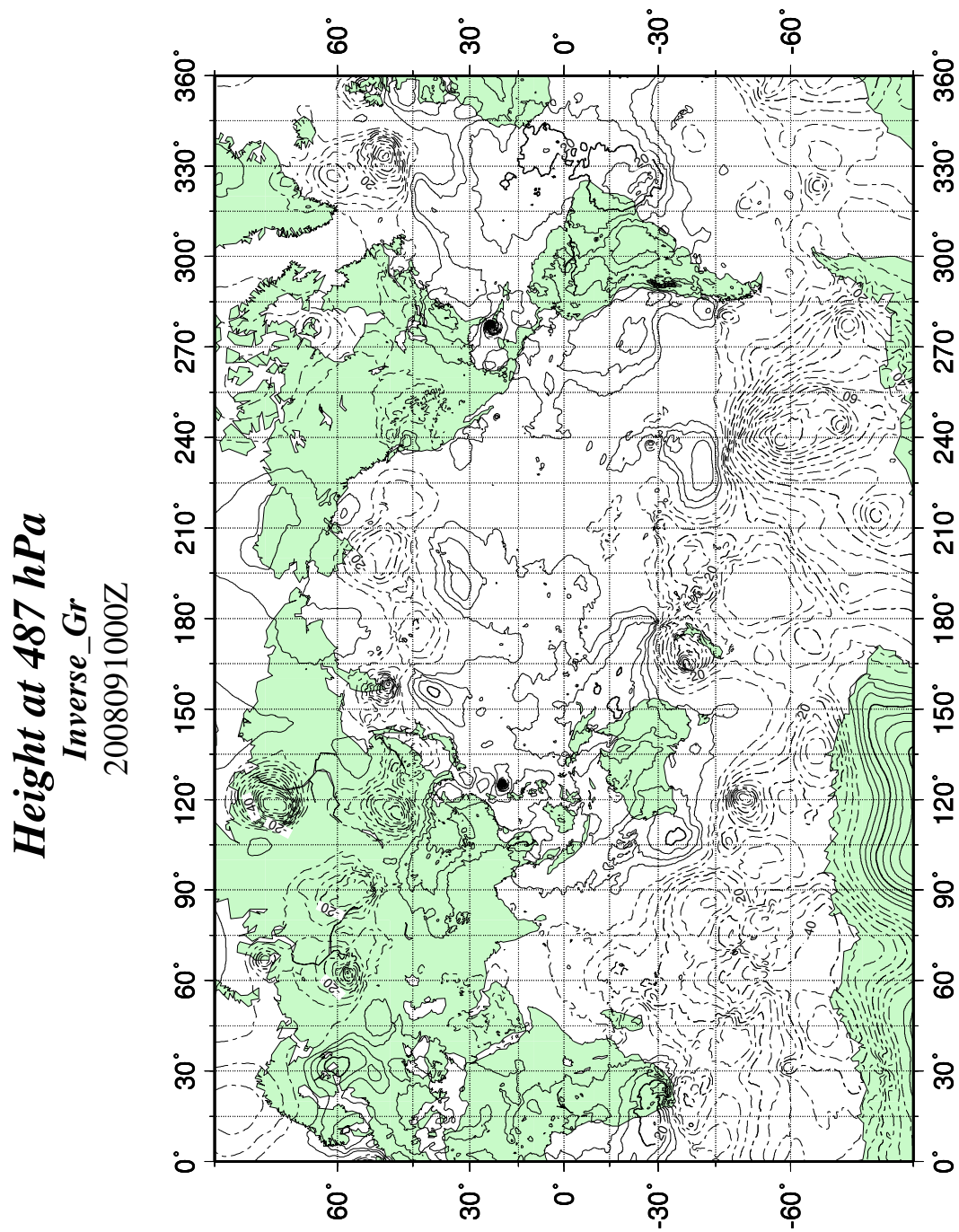


図 6: 重力波ワールドの 487 hPa ジオポテンシャル高度, コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 869 hPa
Inverse_Gr
2008091000Z

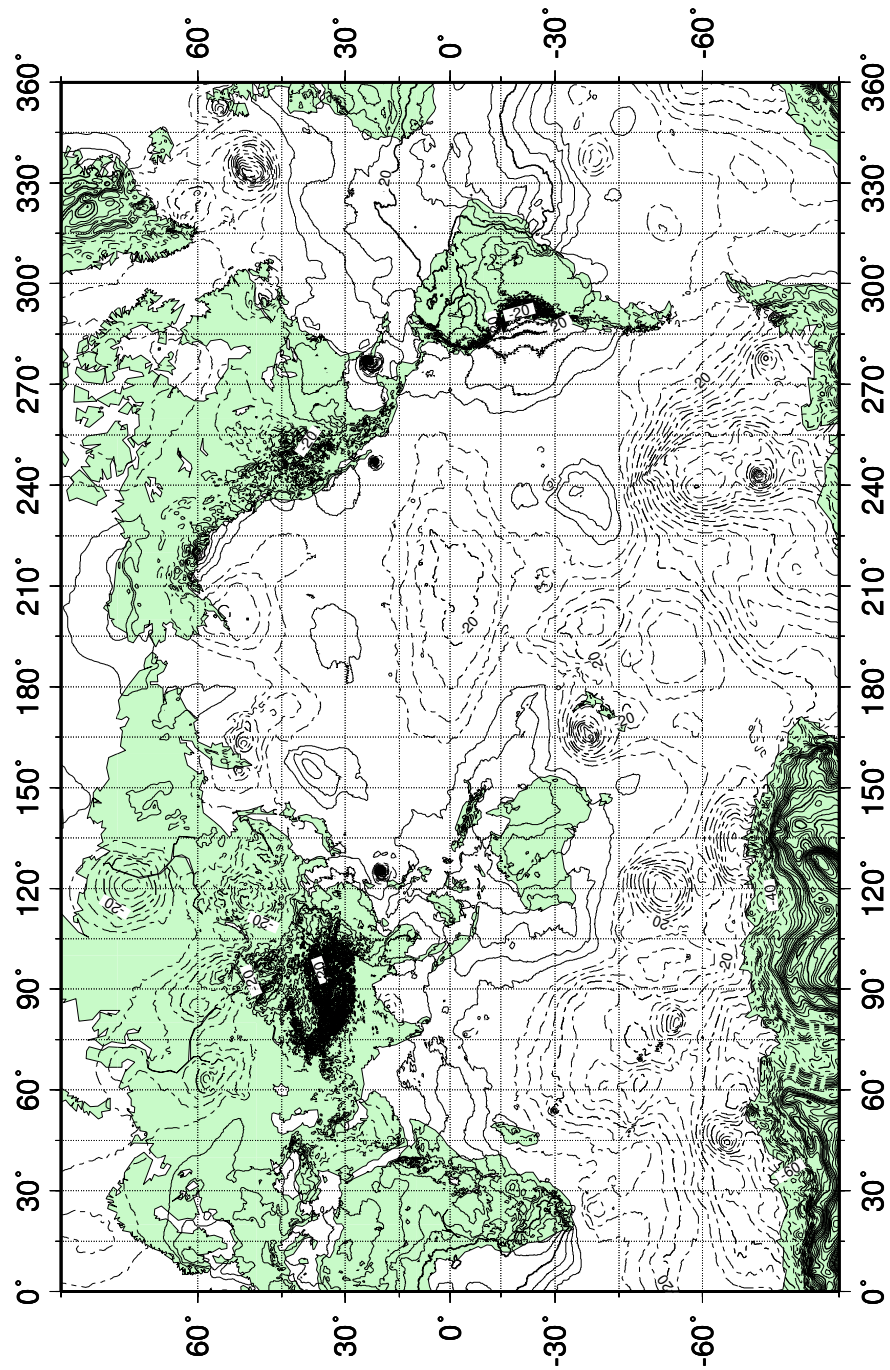


図 7: 重力波ワールドの 869 hPa ジオポテンシャル高度, コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091000Z

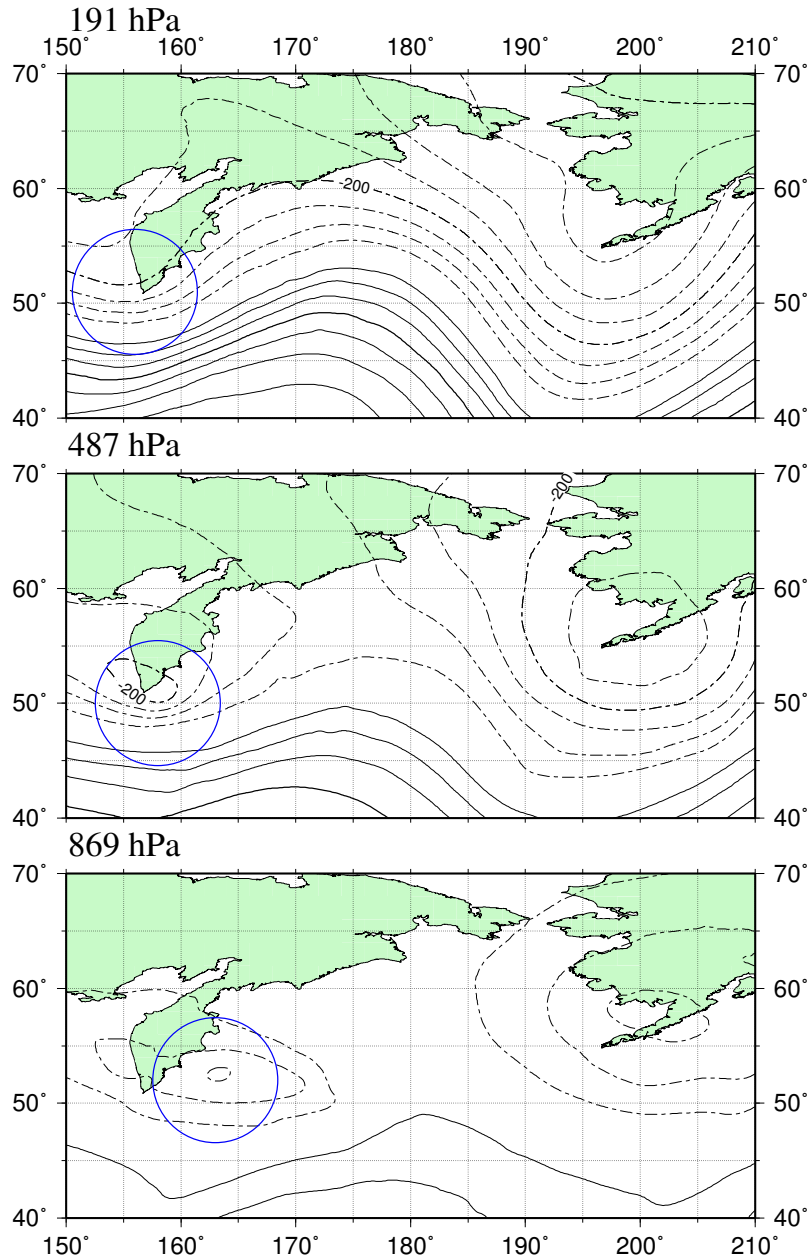


図 8: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 10 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rosby 2008091000Z

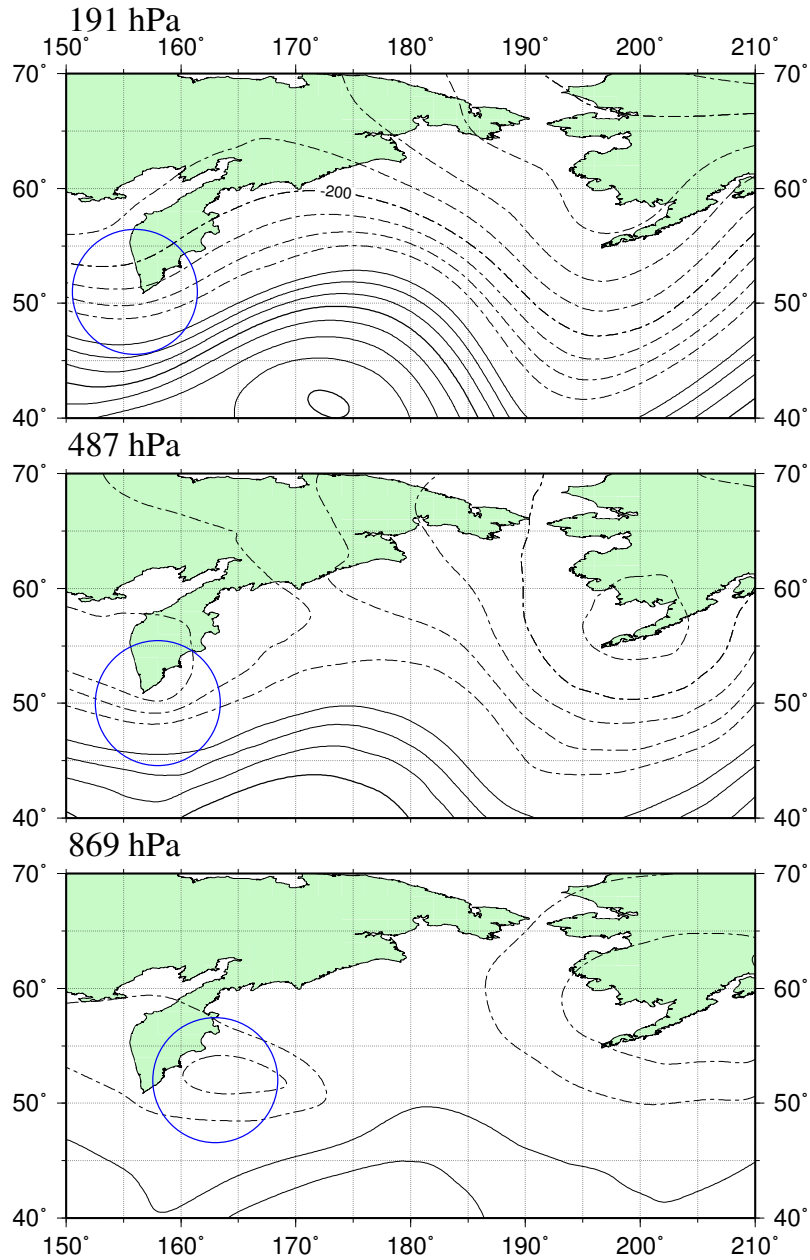


図 9: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 10 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091000Z

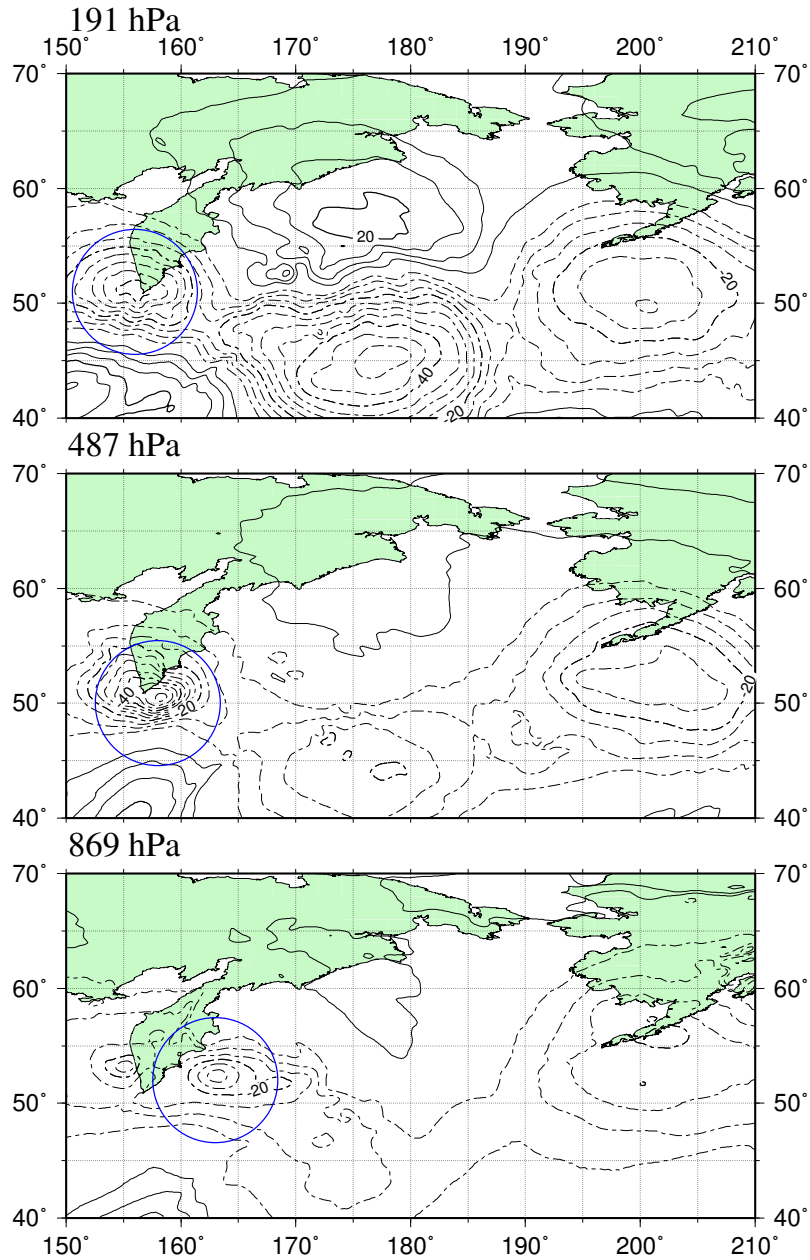


図 10: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 10 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091118Z

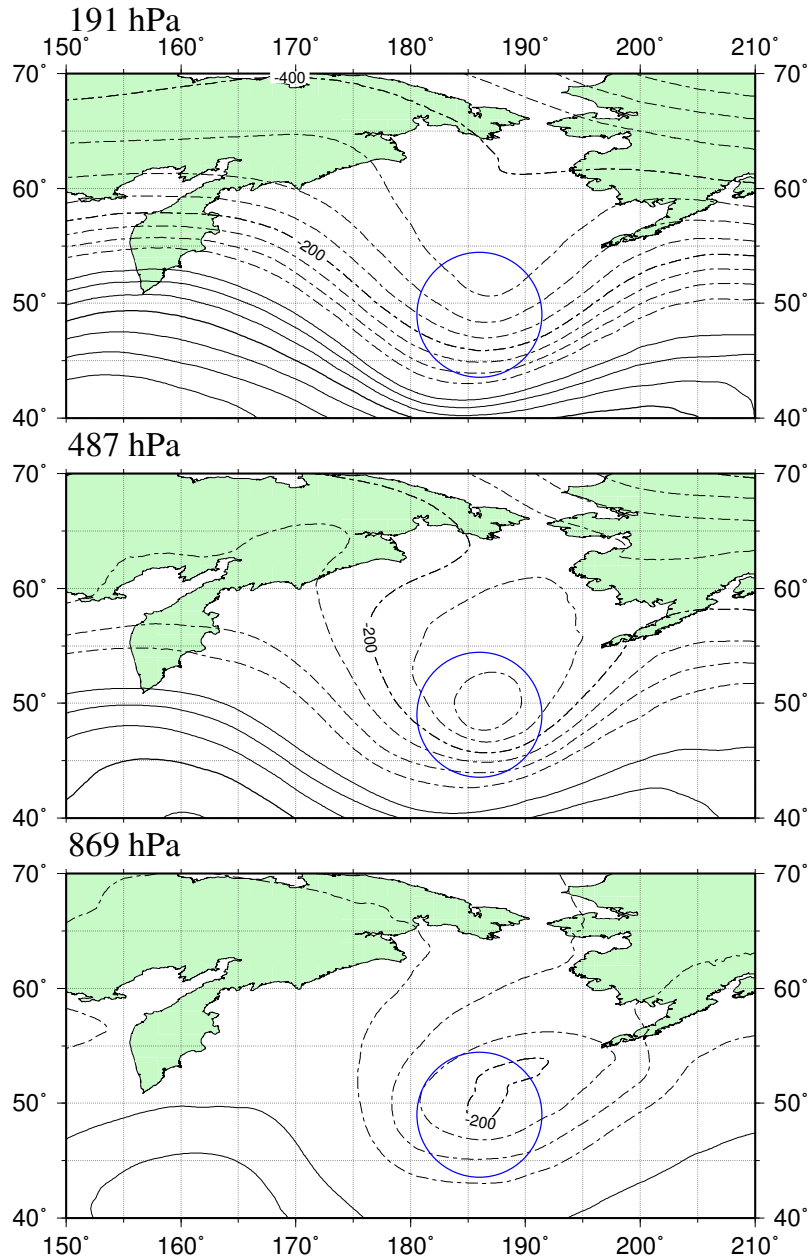


図 11: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 18Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rosby 2008091118Z

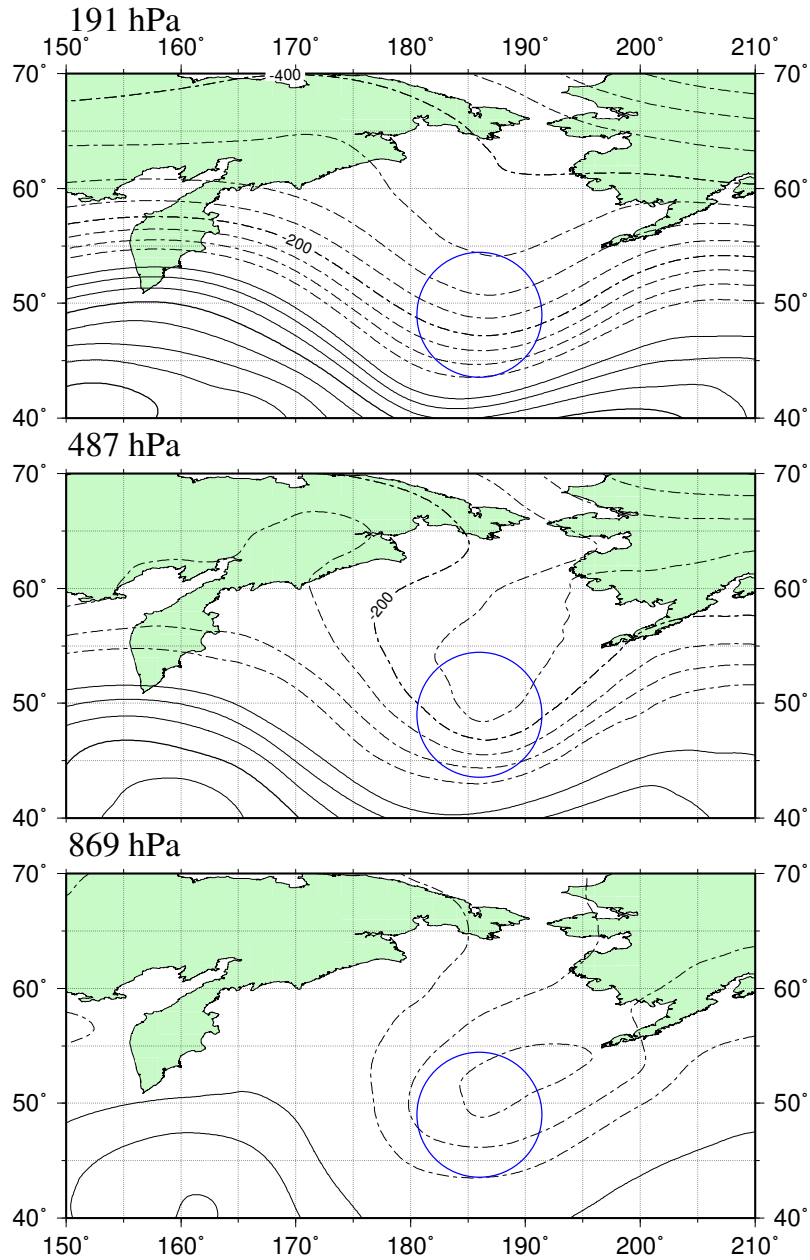


図 12: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 18Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091118Z

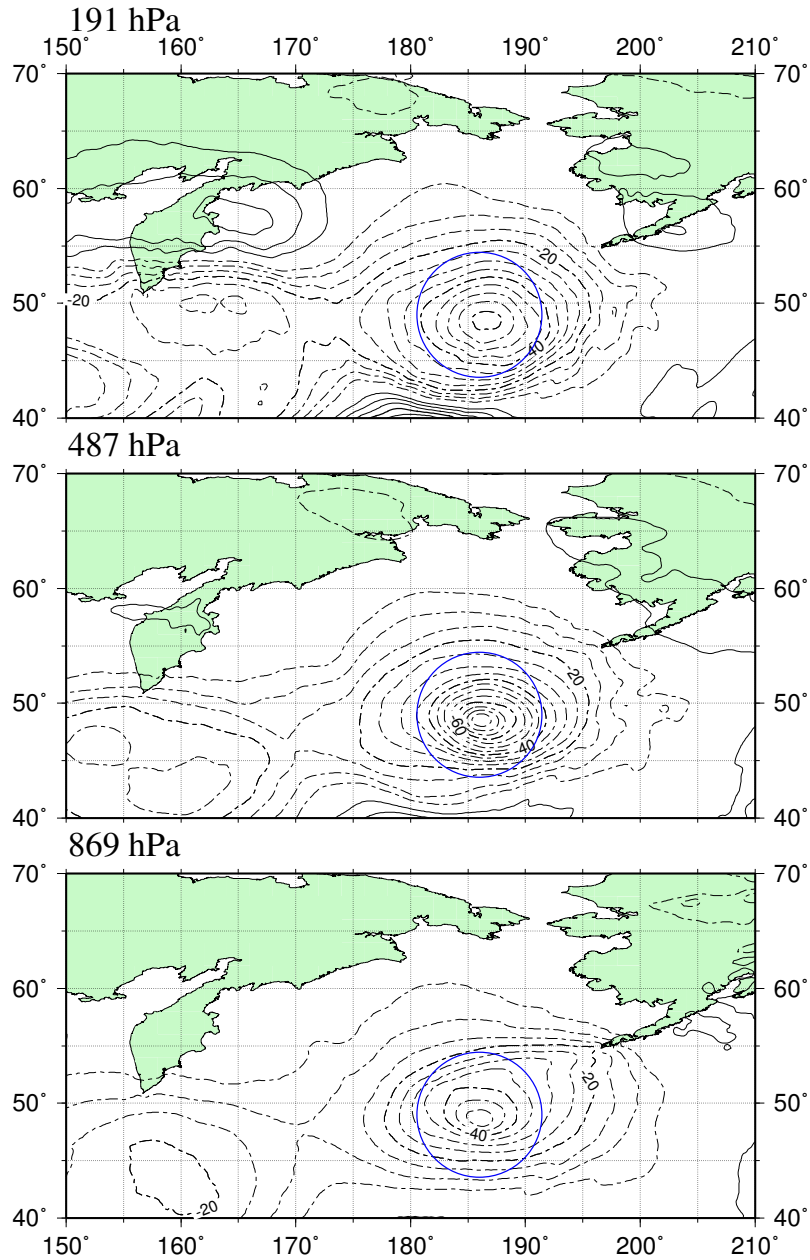


図 13: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 18Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091400Z

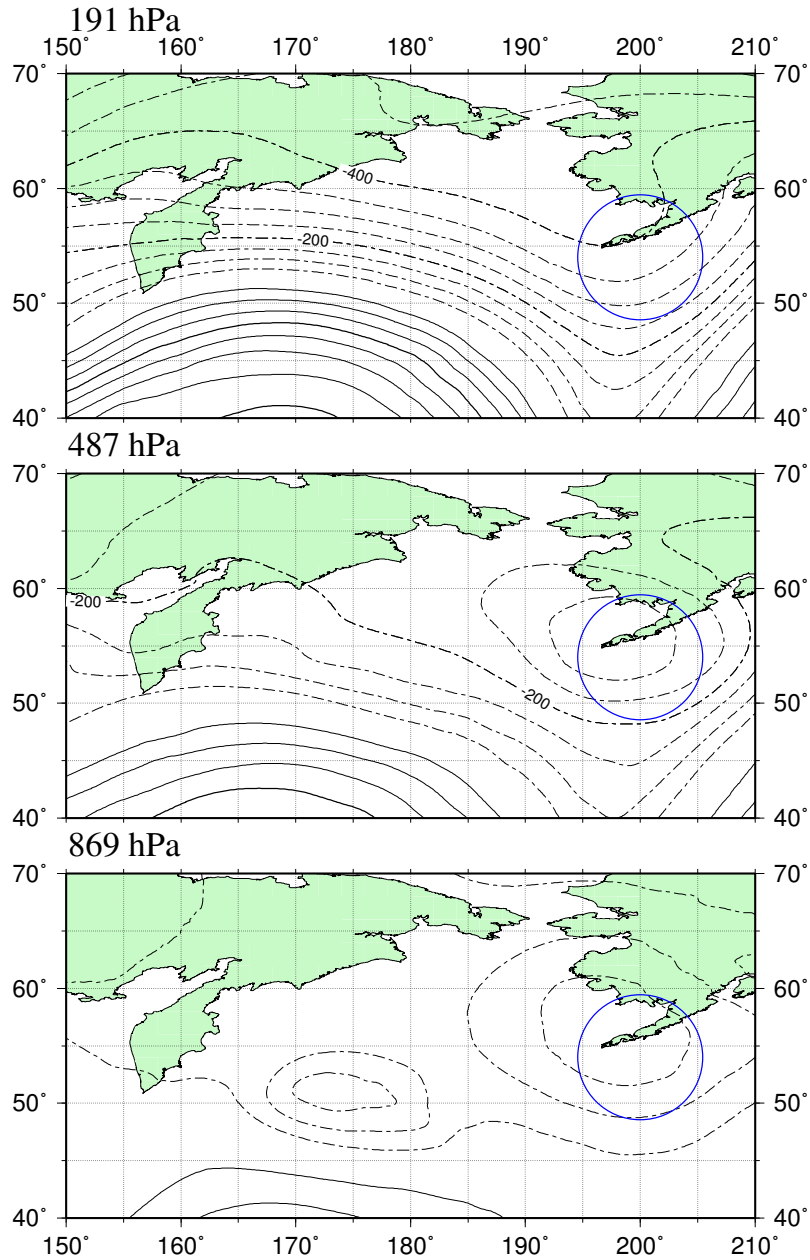


図 14: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 14 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rosby 2008091400Z

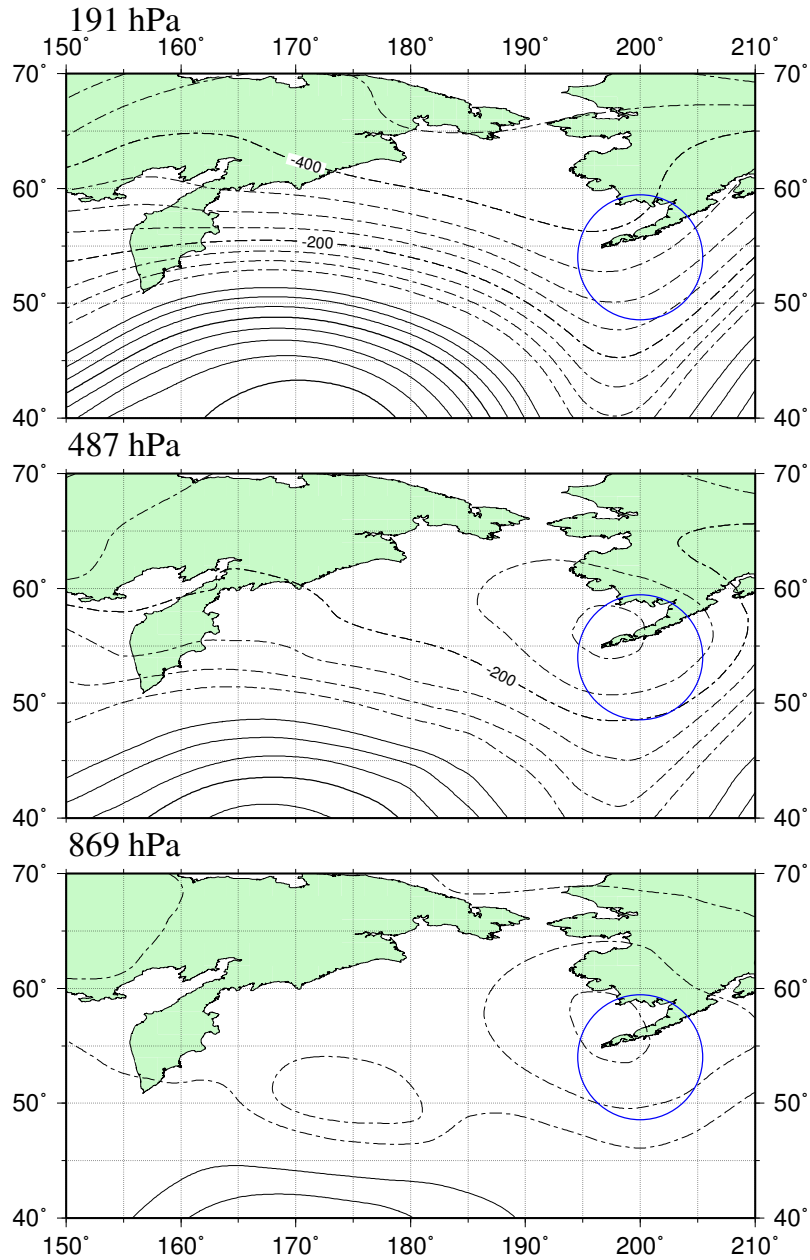


図 15: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 14 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091400Z

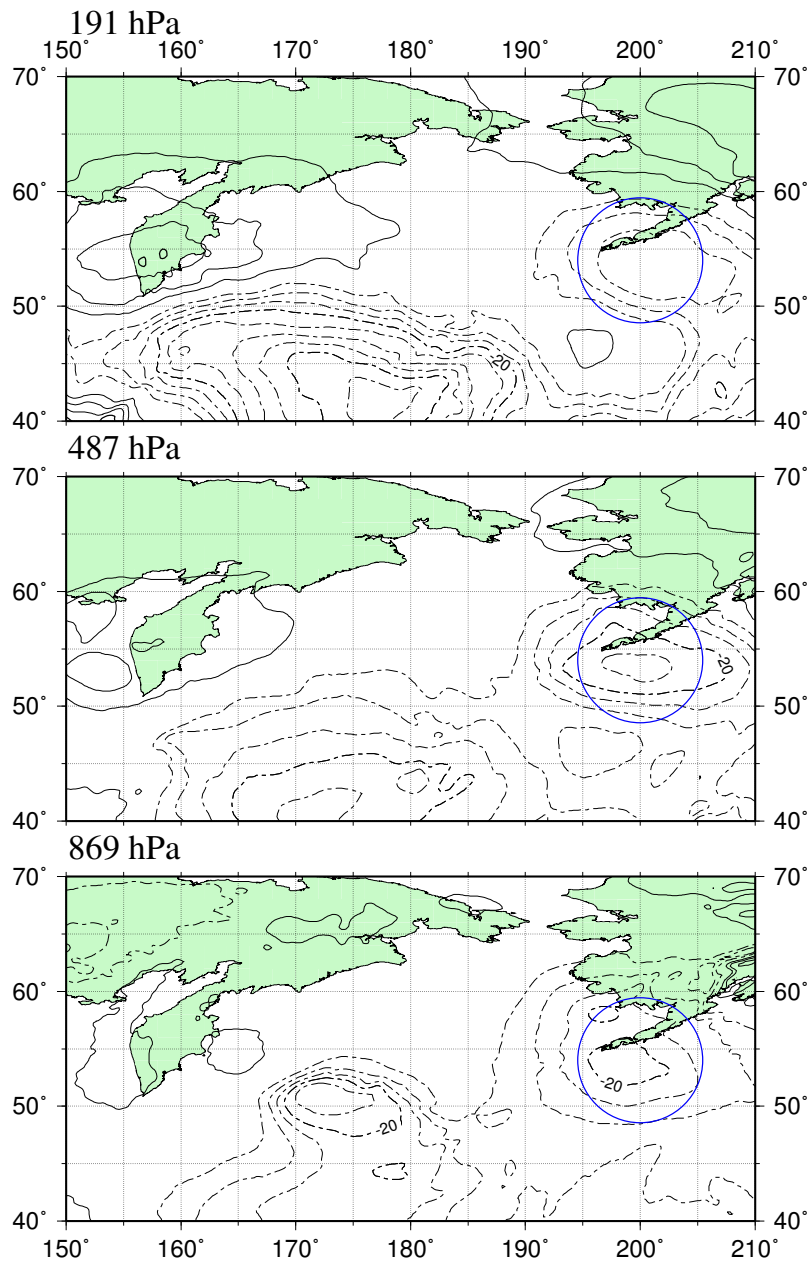


図 16: 北太平洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 14 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実践は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008090900Z

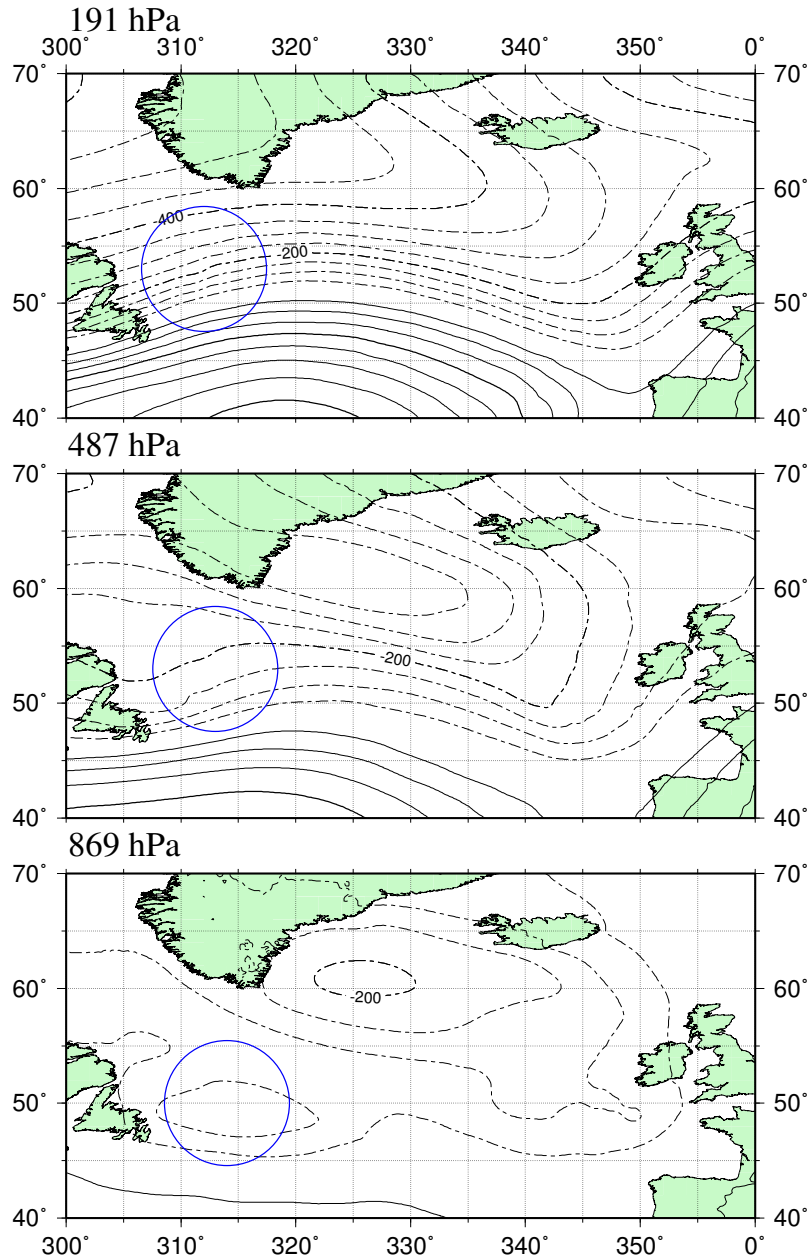


図 17: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 9 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008090900Z

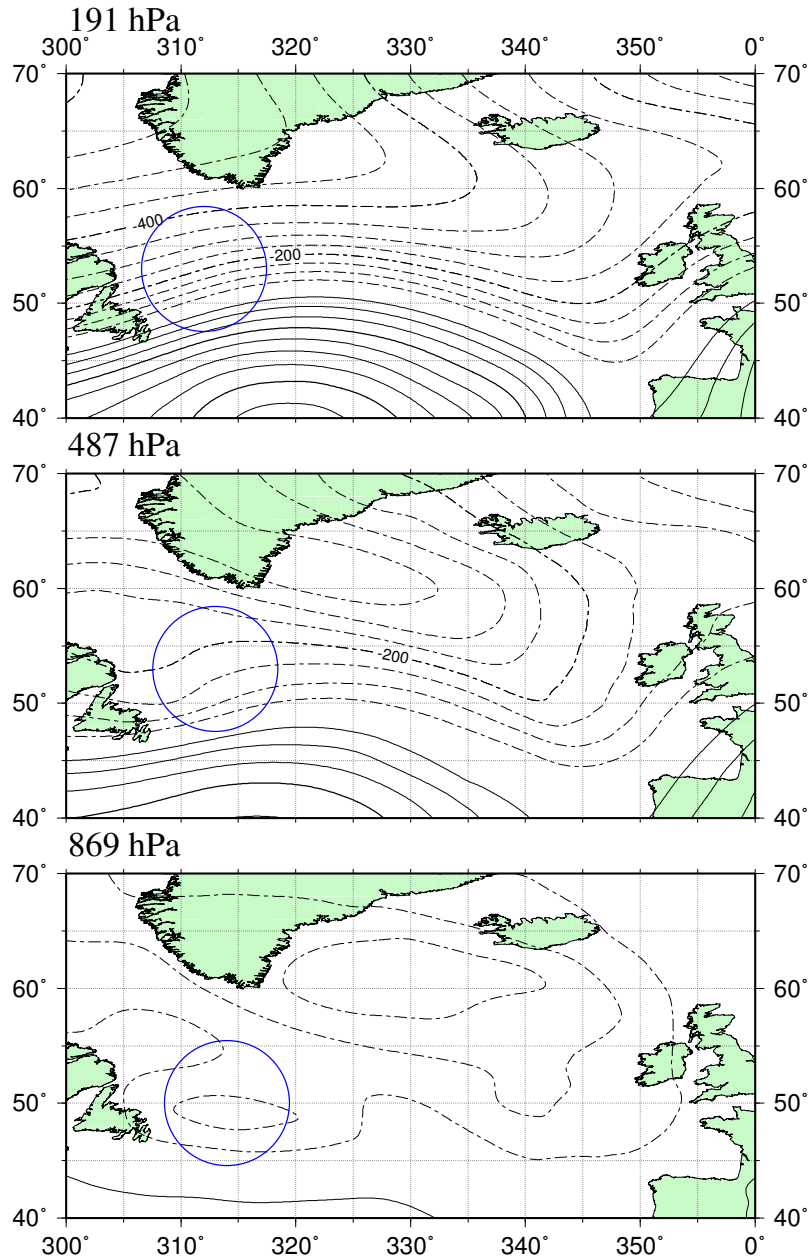


図 18: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 9 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008090900Z

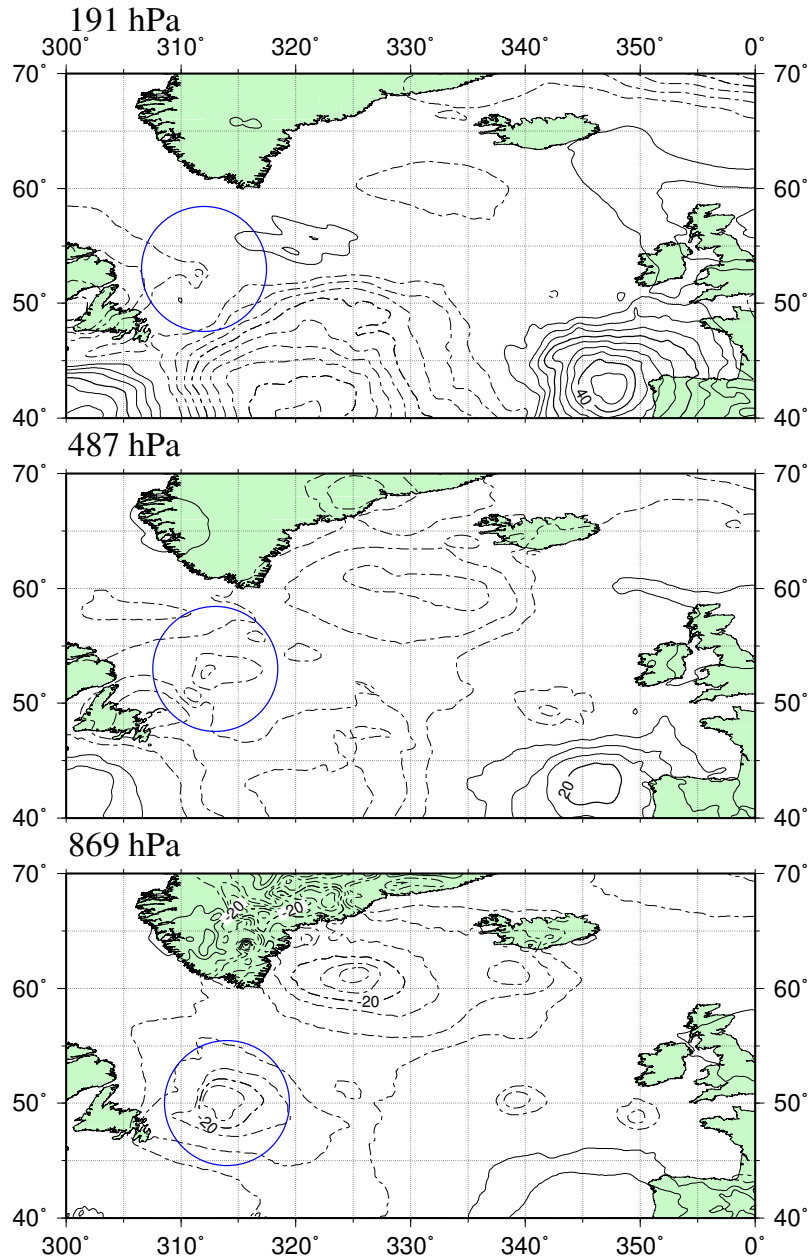


図 19: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 9 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091000Z

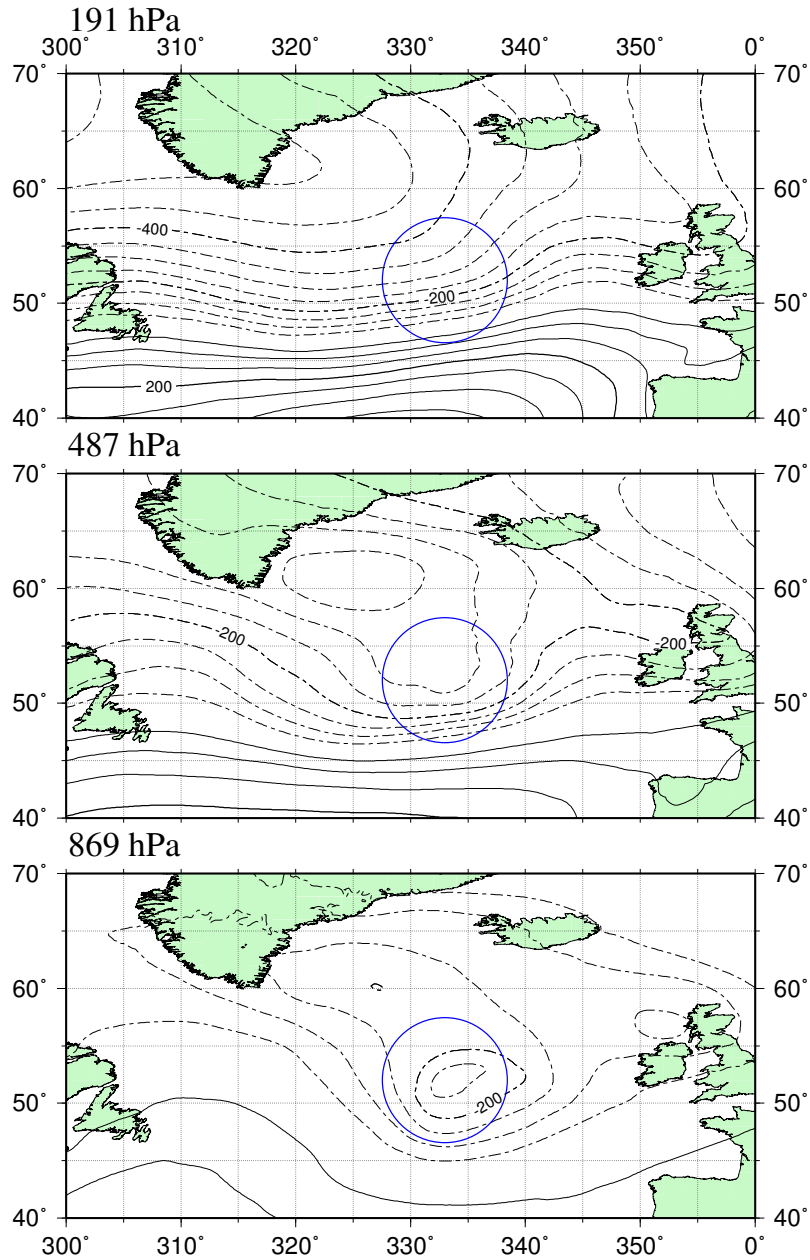


図 20: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 10 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rosby 2008091000Z

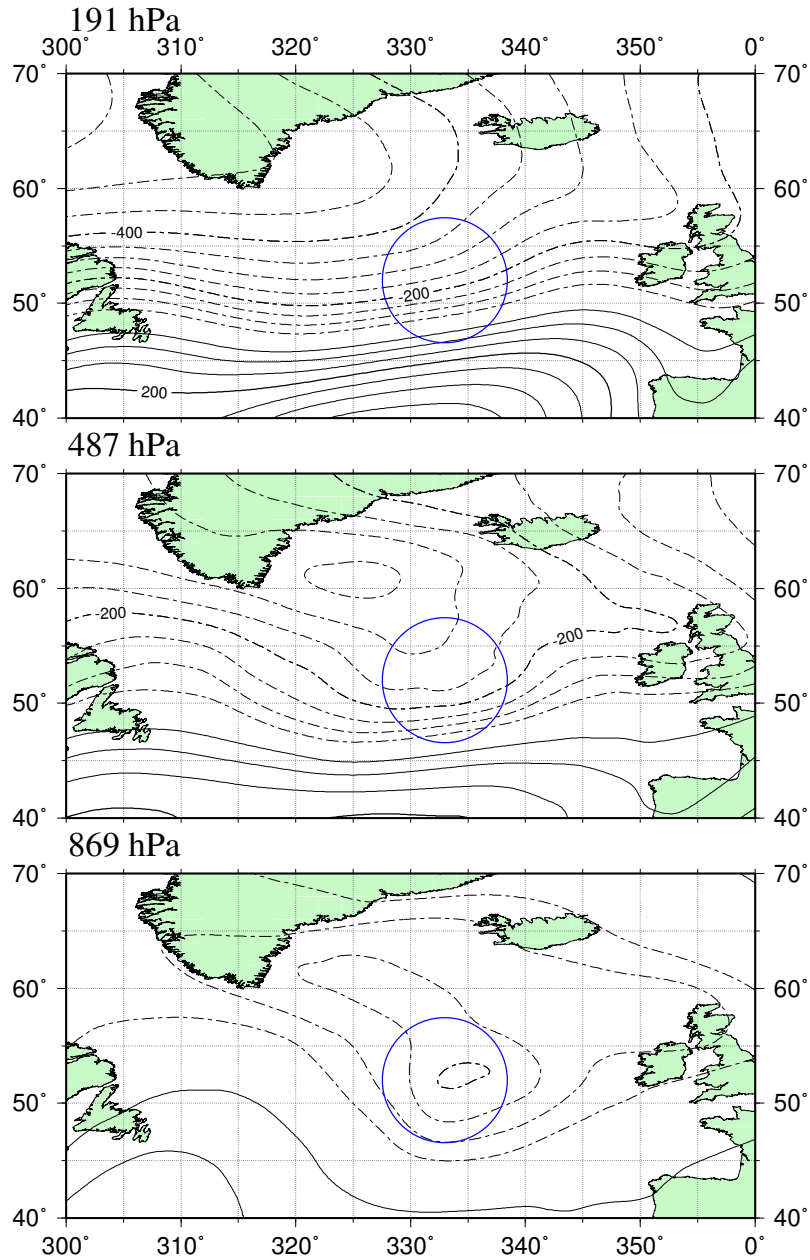


図 21: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 10 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091000Z

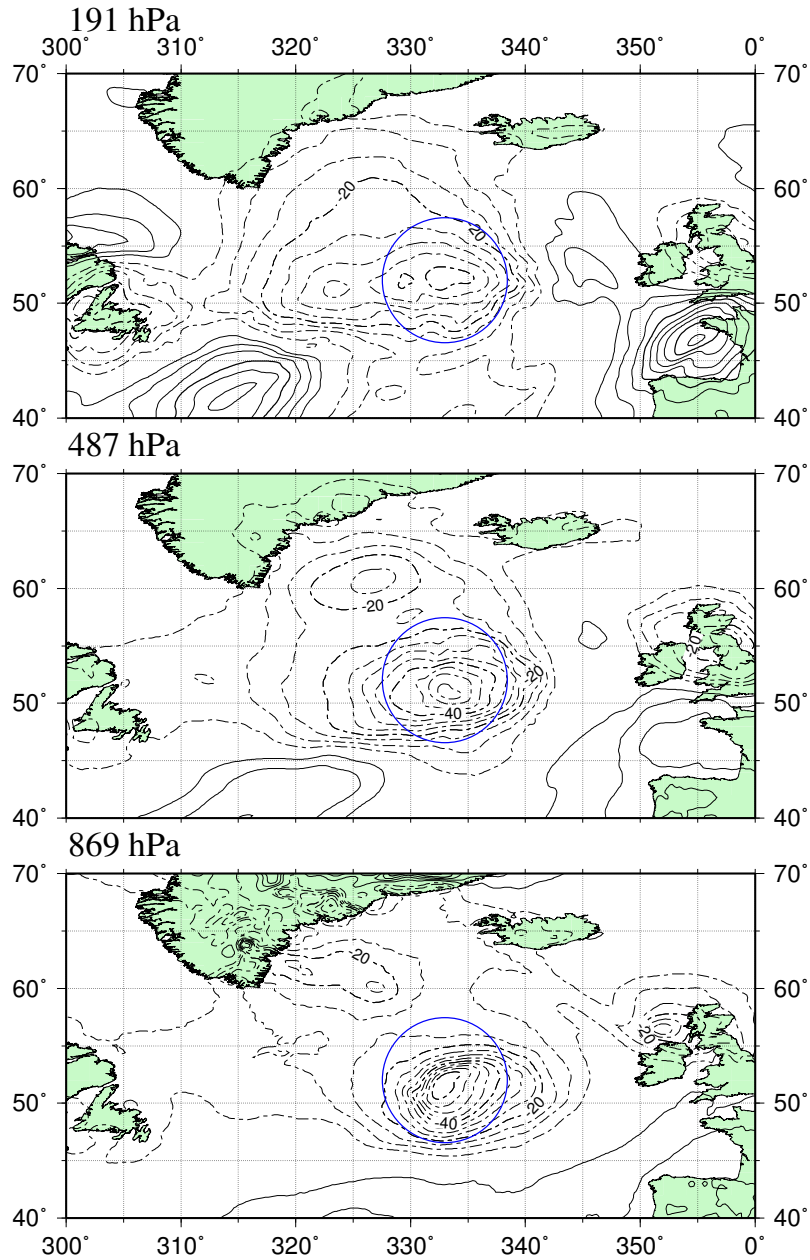


図 22: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 10 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091100Z

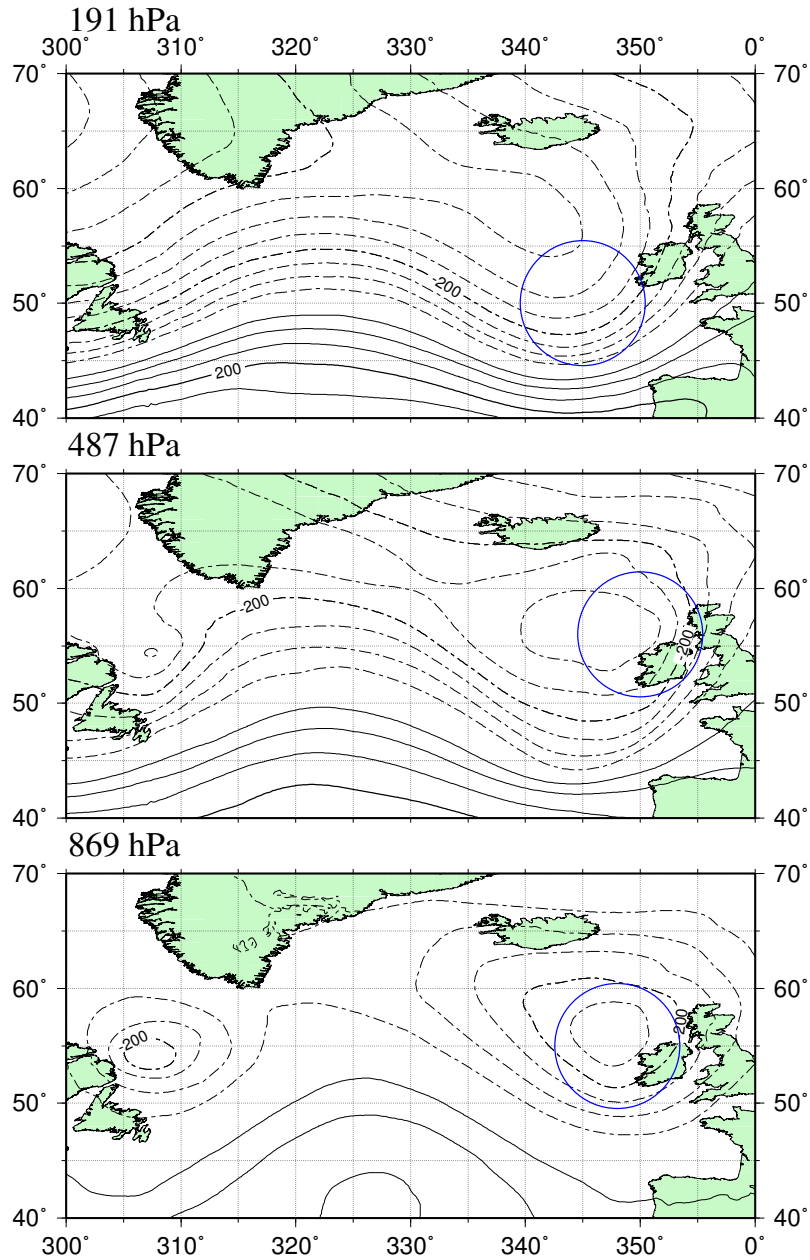


図 23: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rosby 2008091100Z

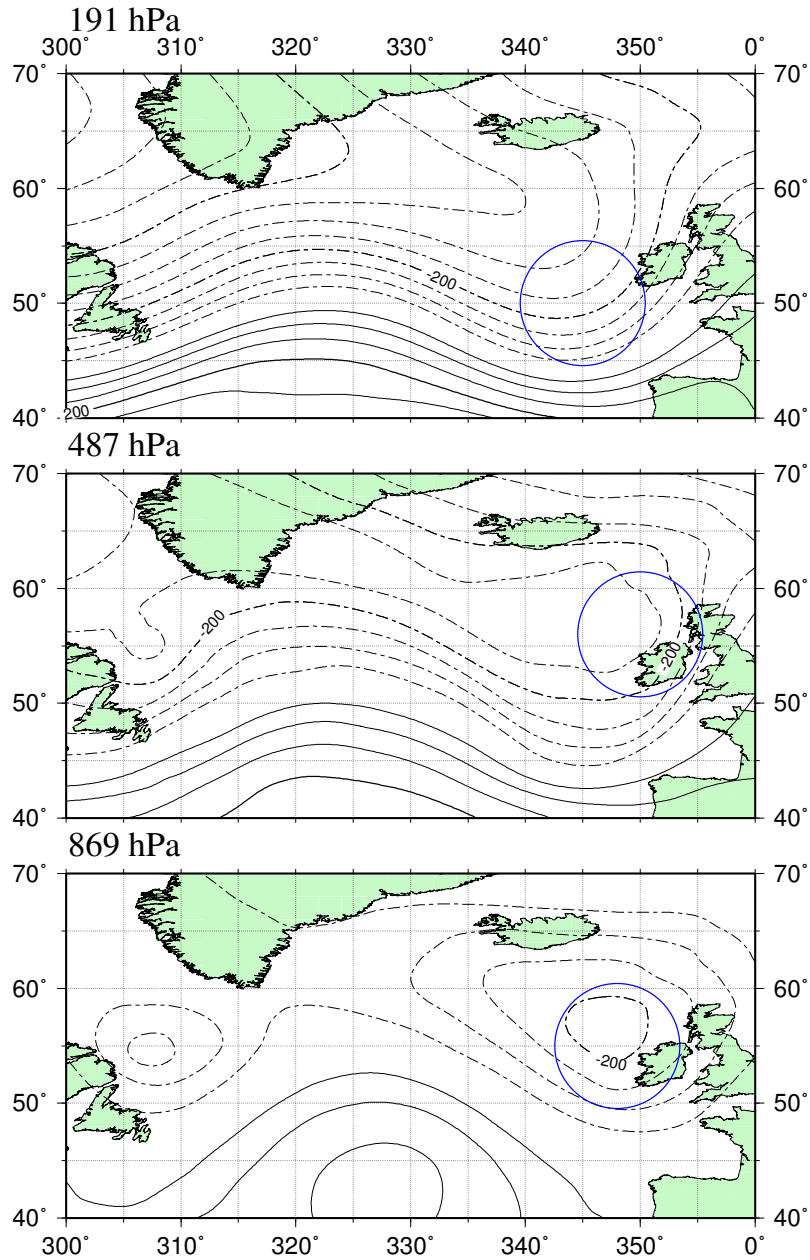


図 24: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), ロスビー波データでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091100Z

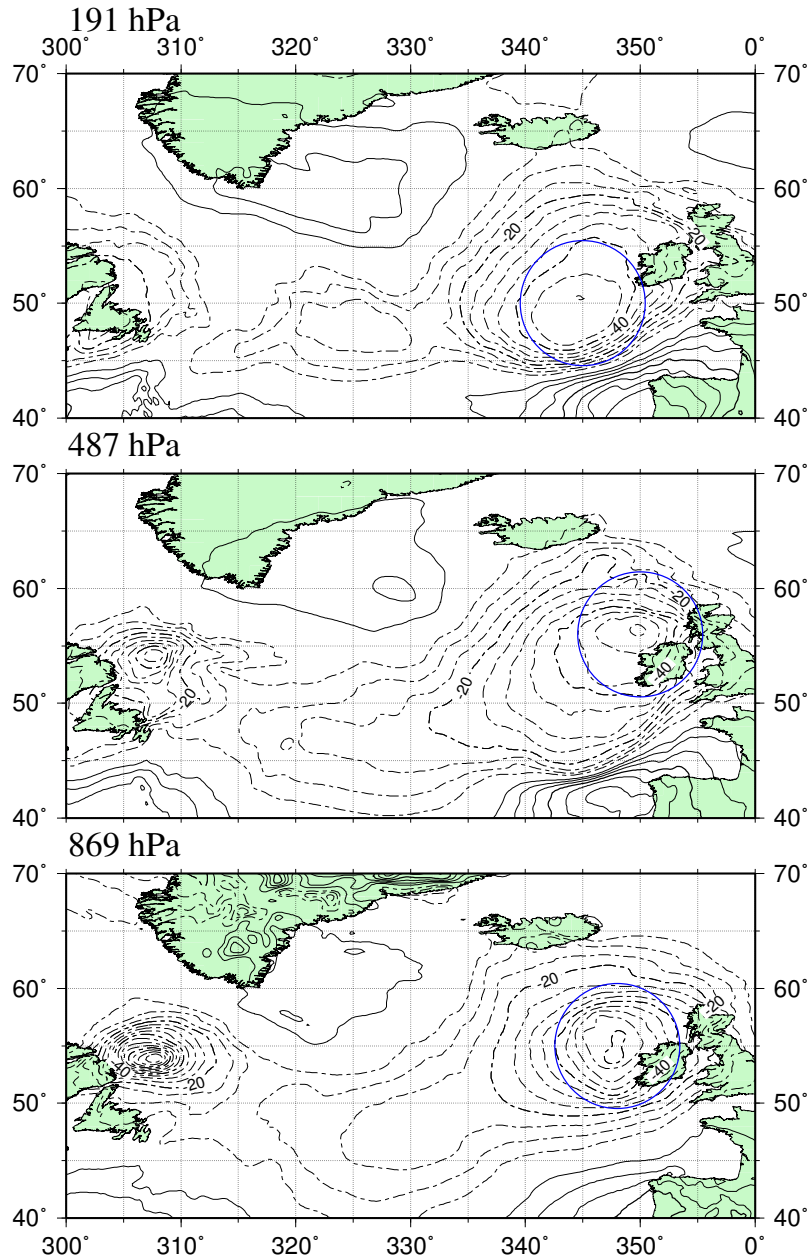


図 25: 北大西洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008090800Z

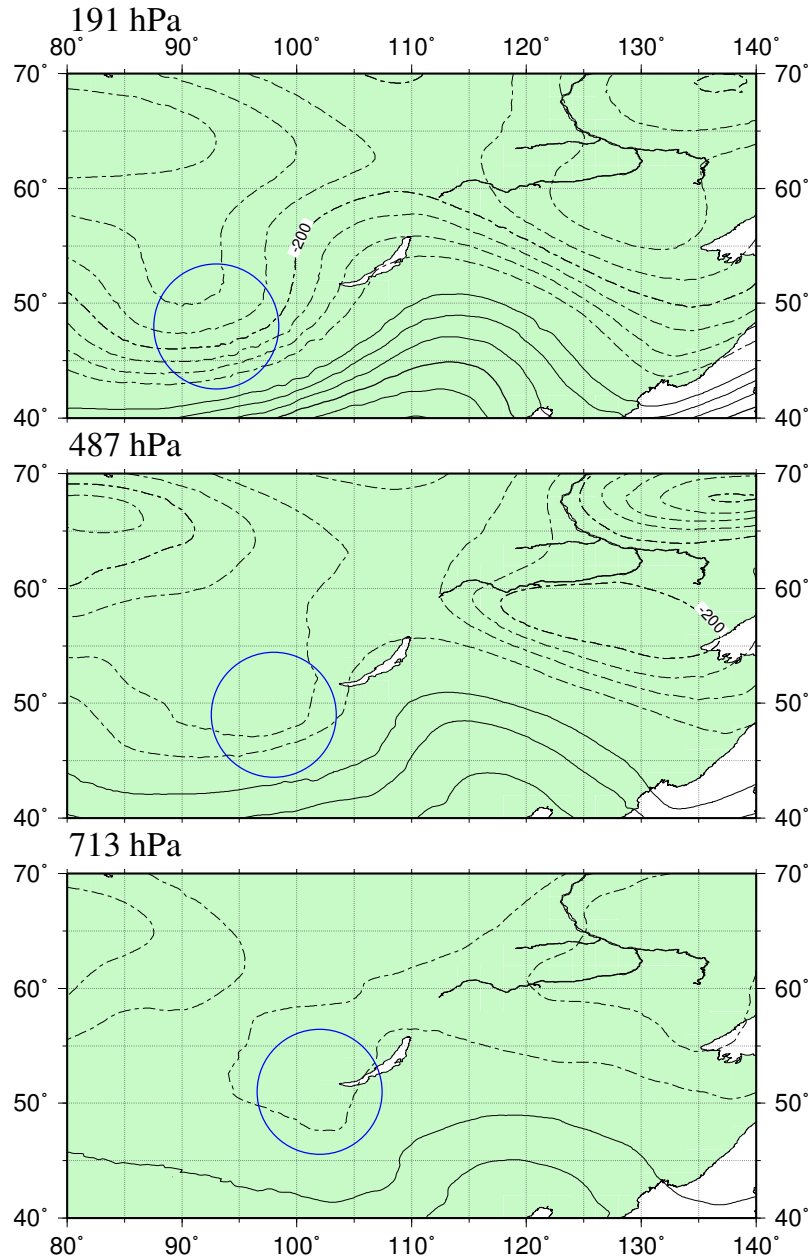


図 26: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 8 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008090800Z

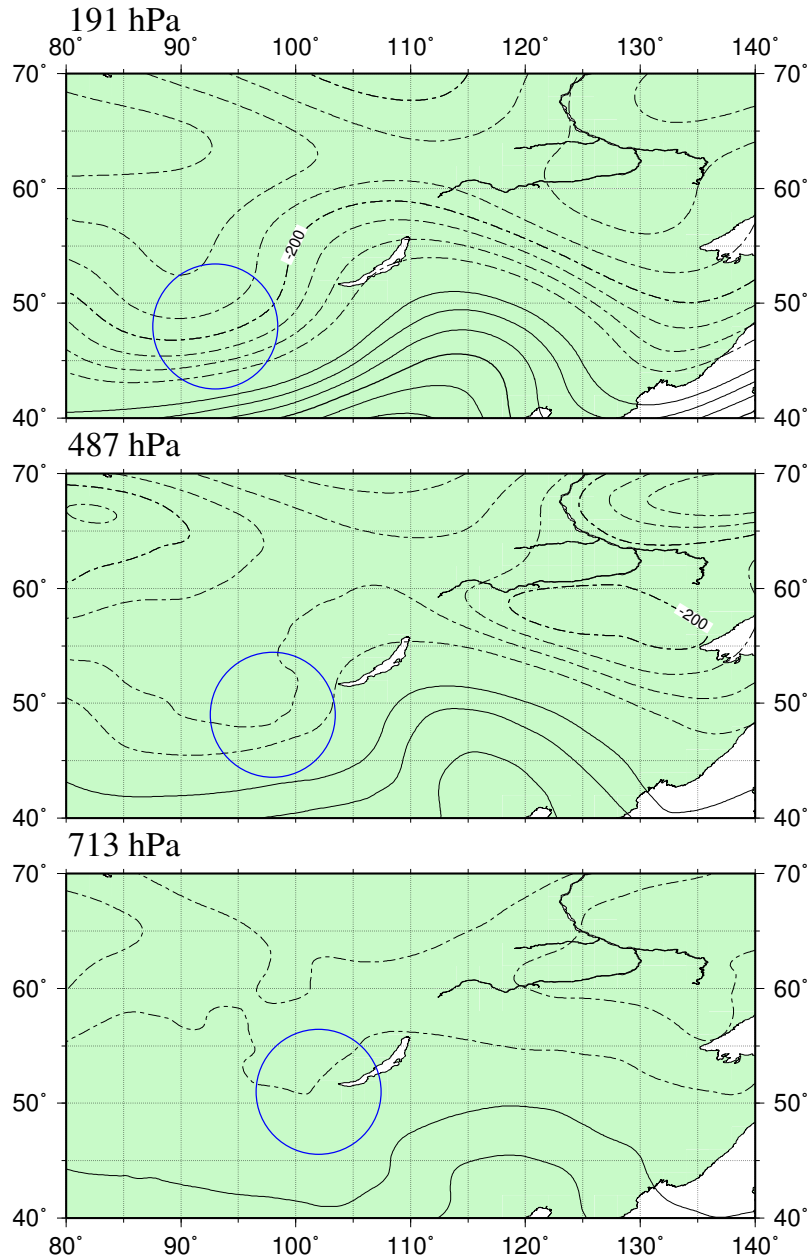


図 27: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 8 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008090800Z

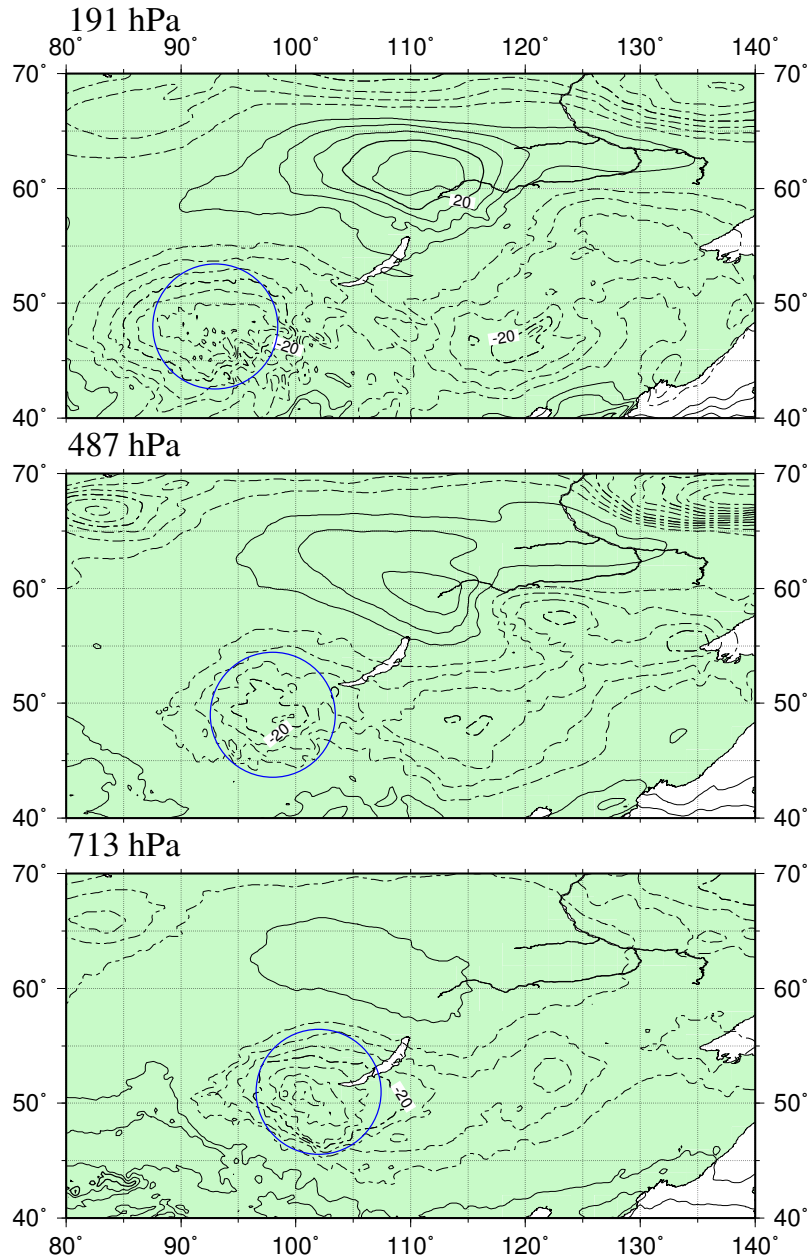


図 28: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 8 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008090906Z

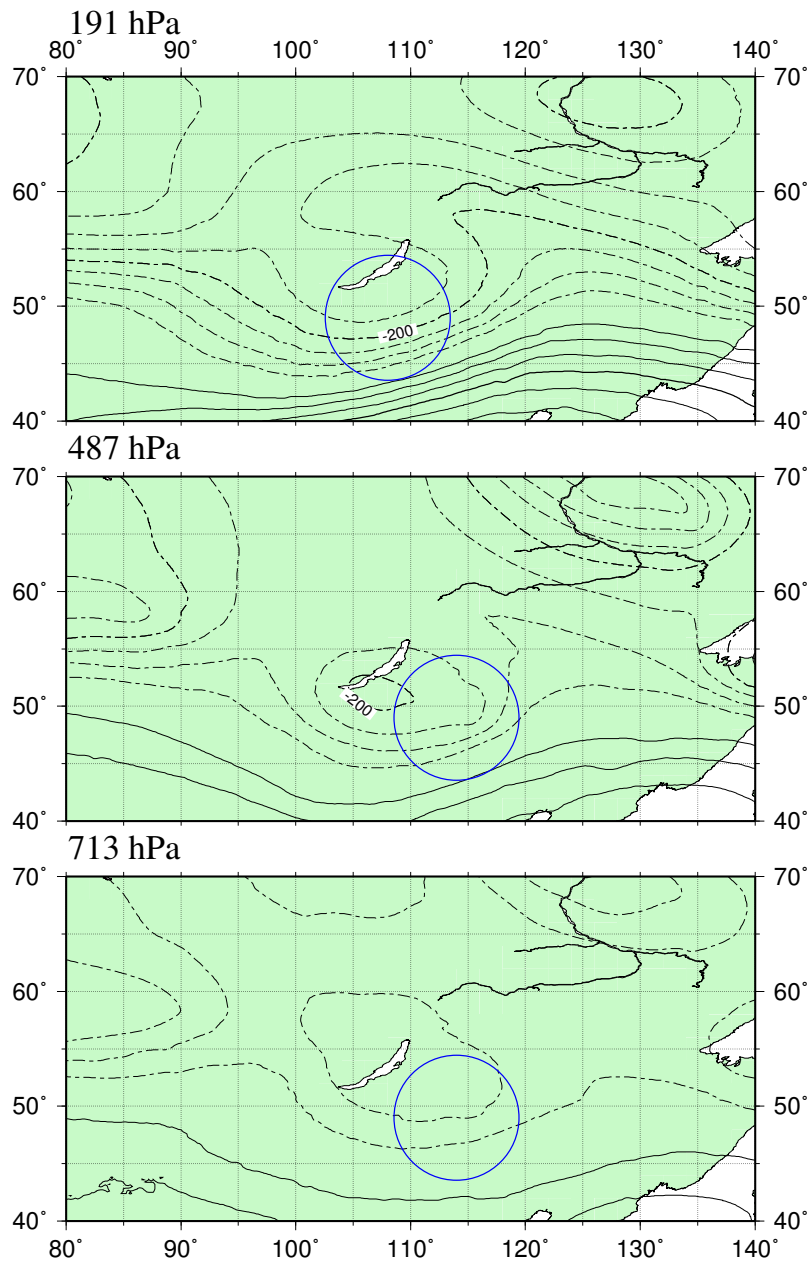


図 29: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 9 日 06Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008090906Z

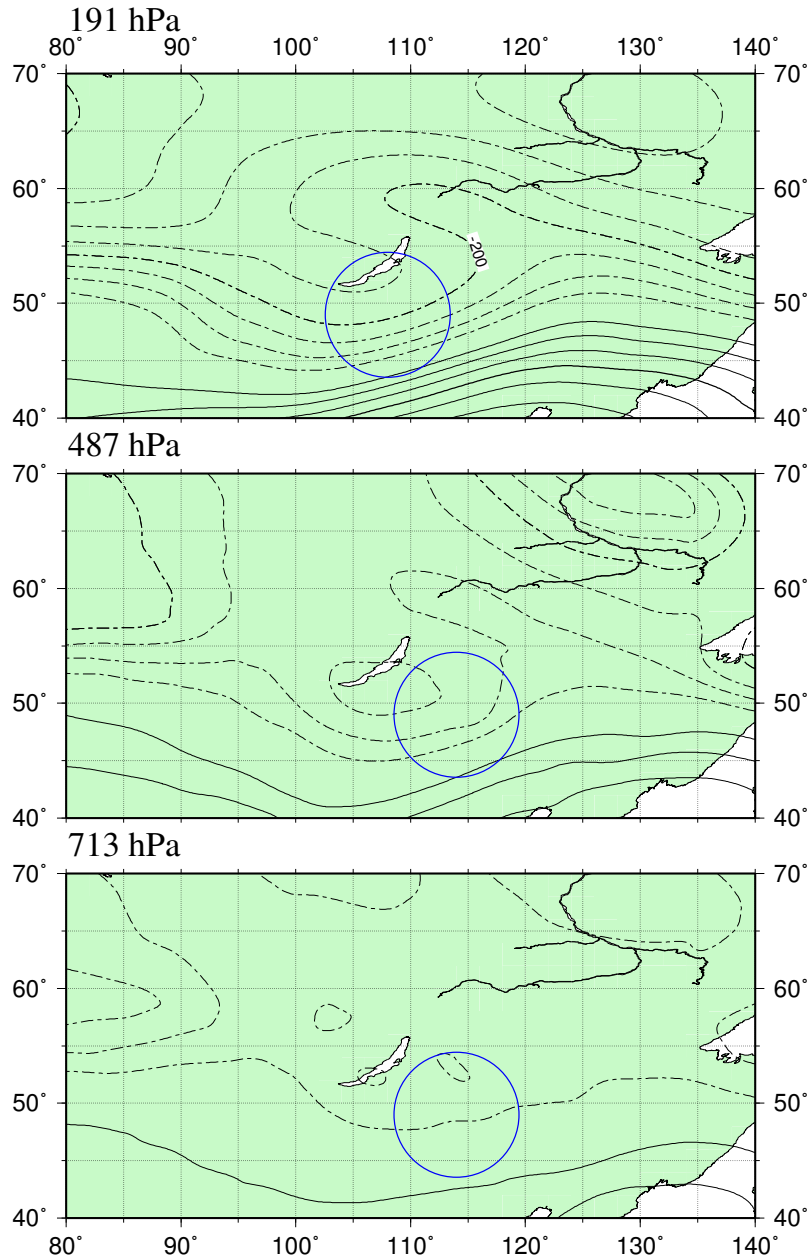


図 30: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 9 日 06Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008090906Z

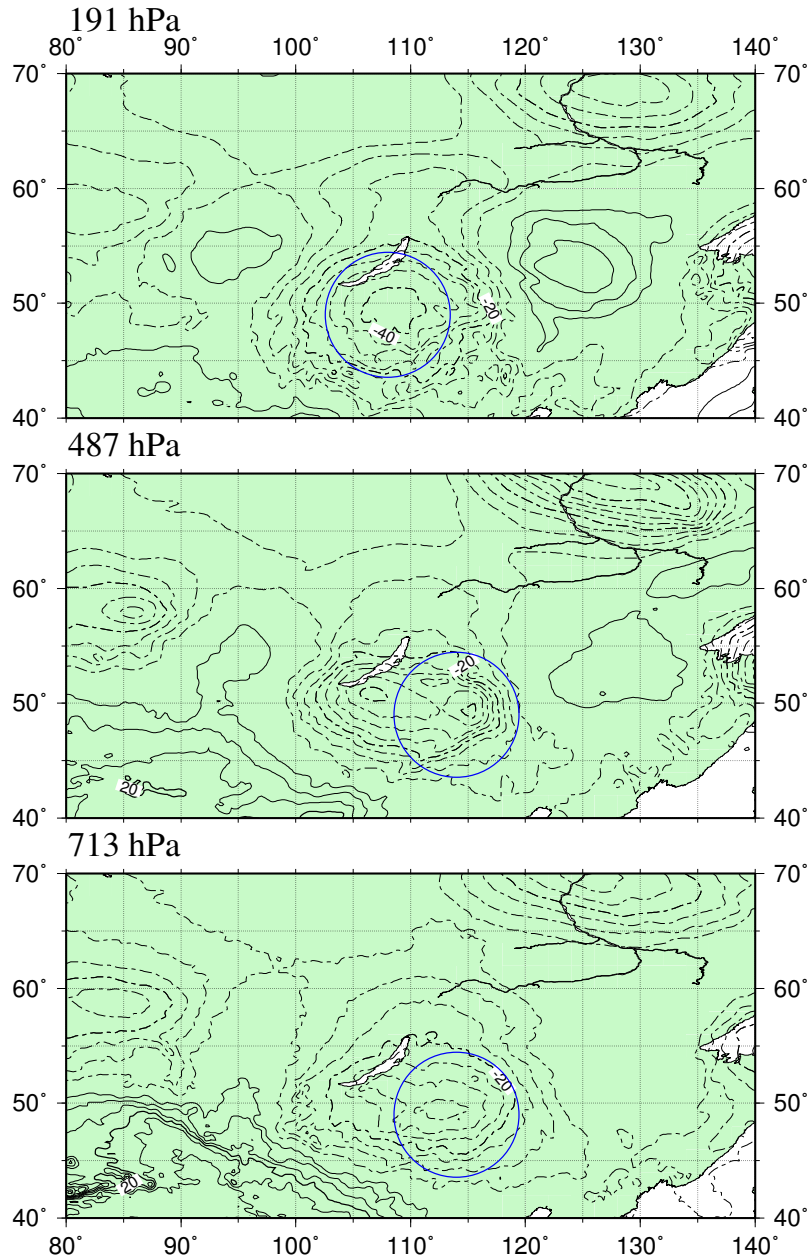


図 31: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 9 日 06Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091100Z

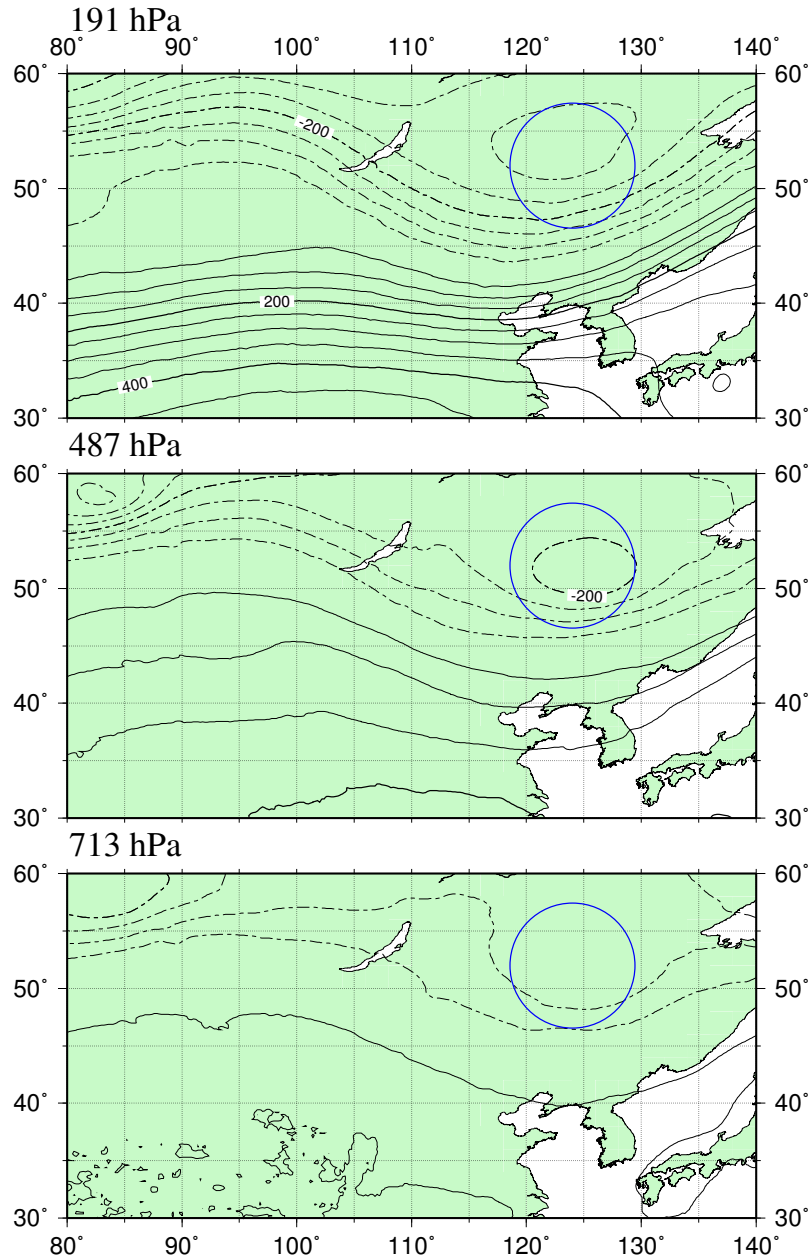


図 32: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008091100Z

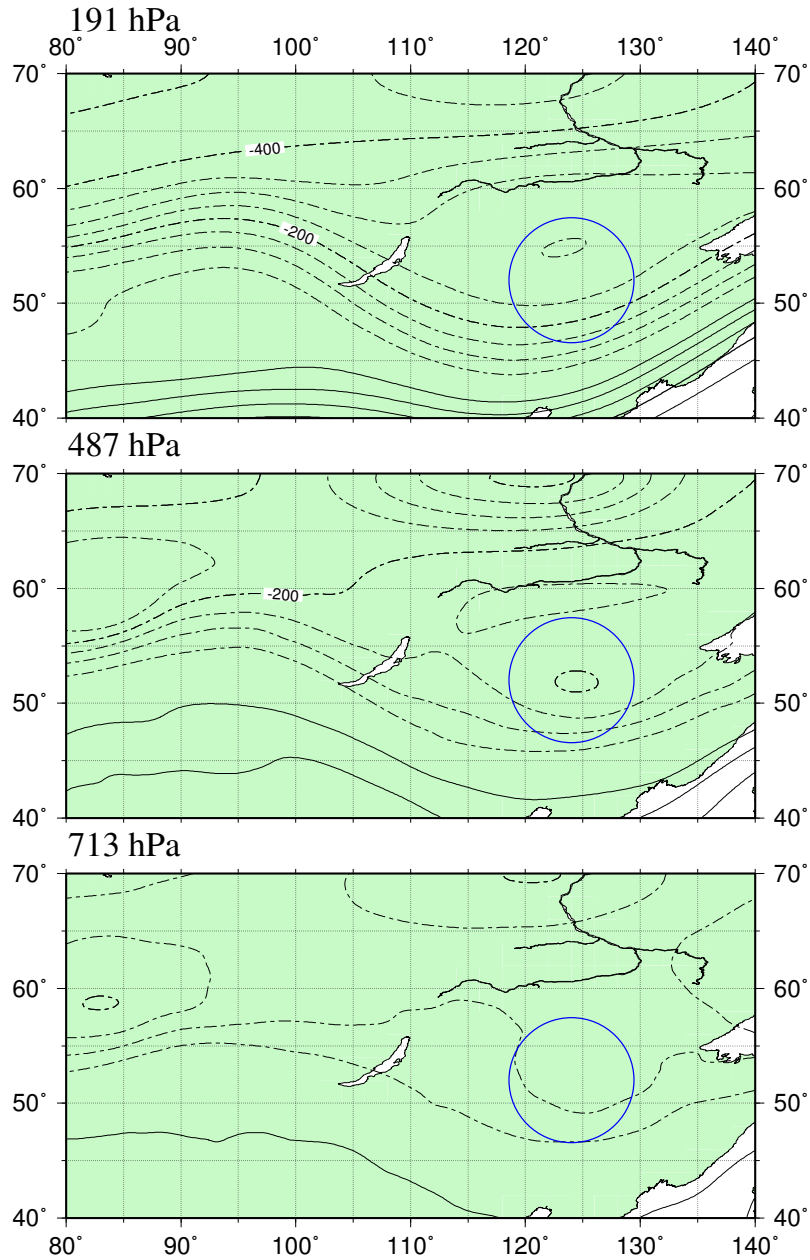


図 33: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091100Z

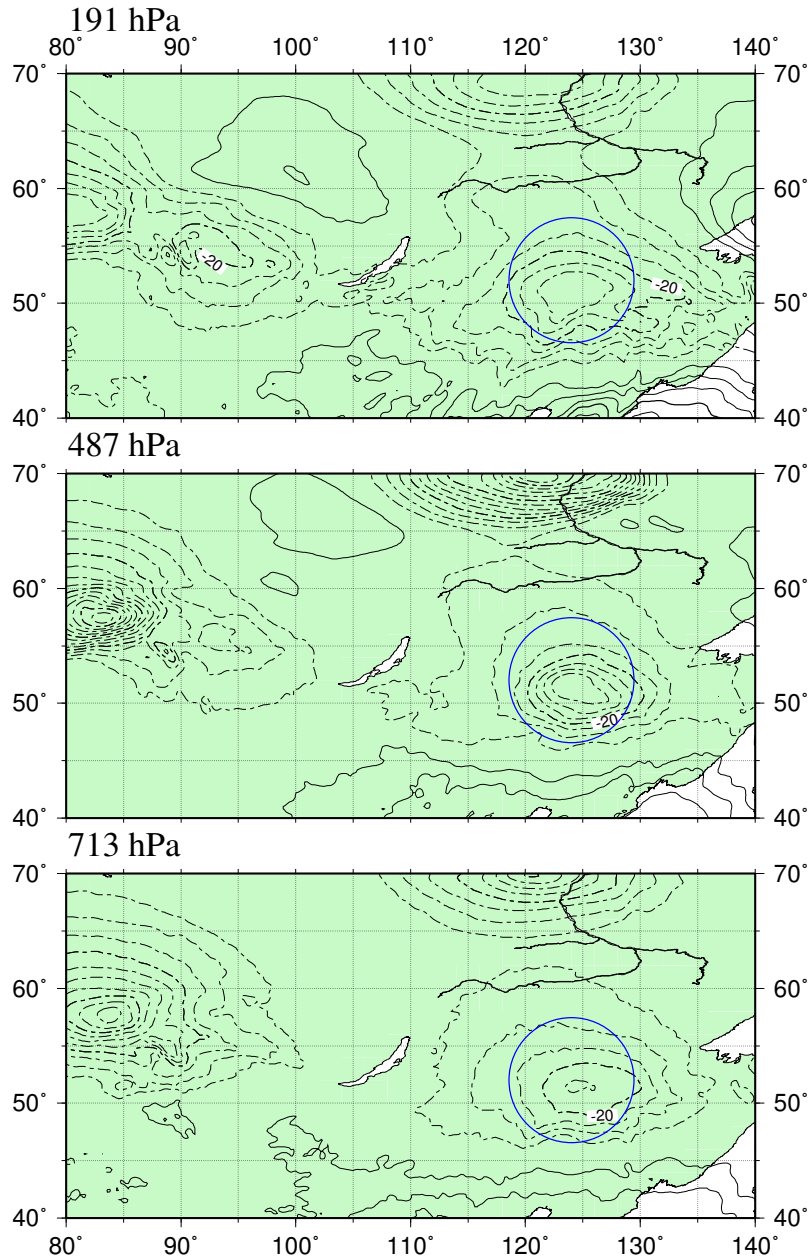


図 34: アジア大陸上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091100Z

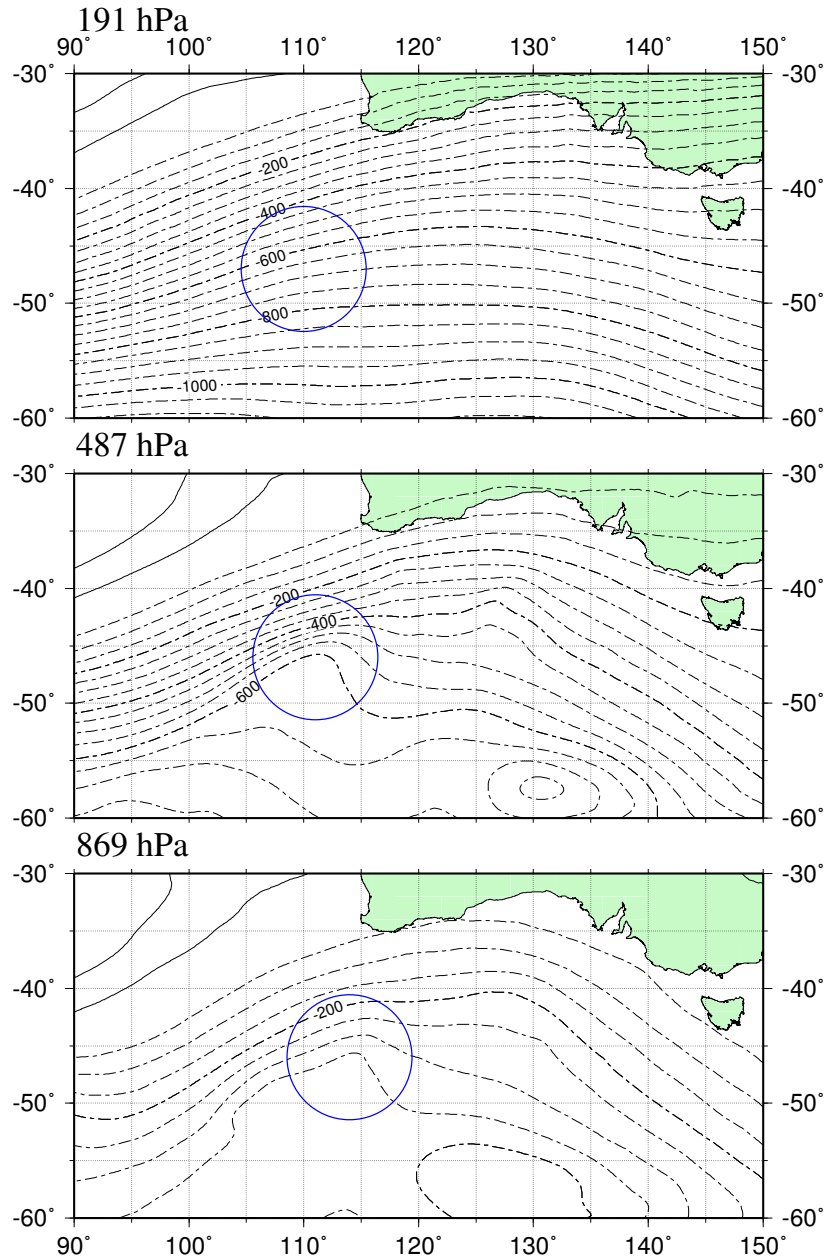


図 35: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008091100Z

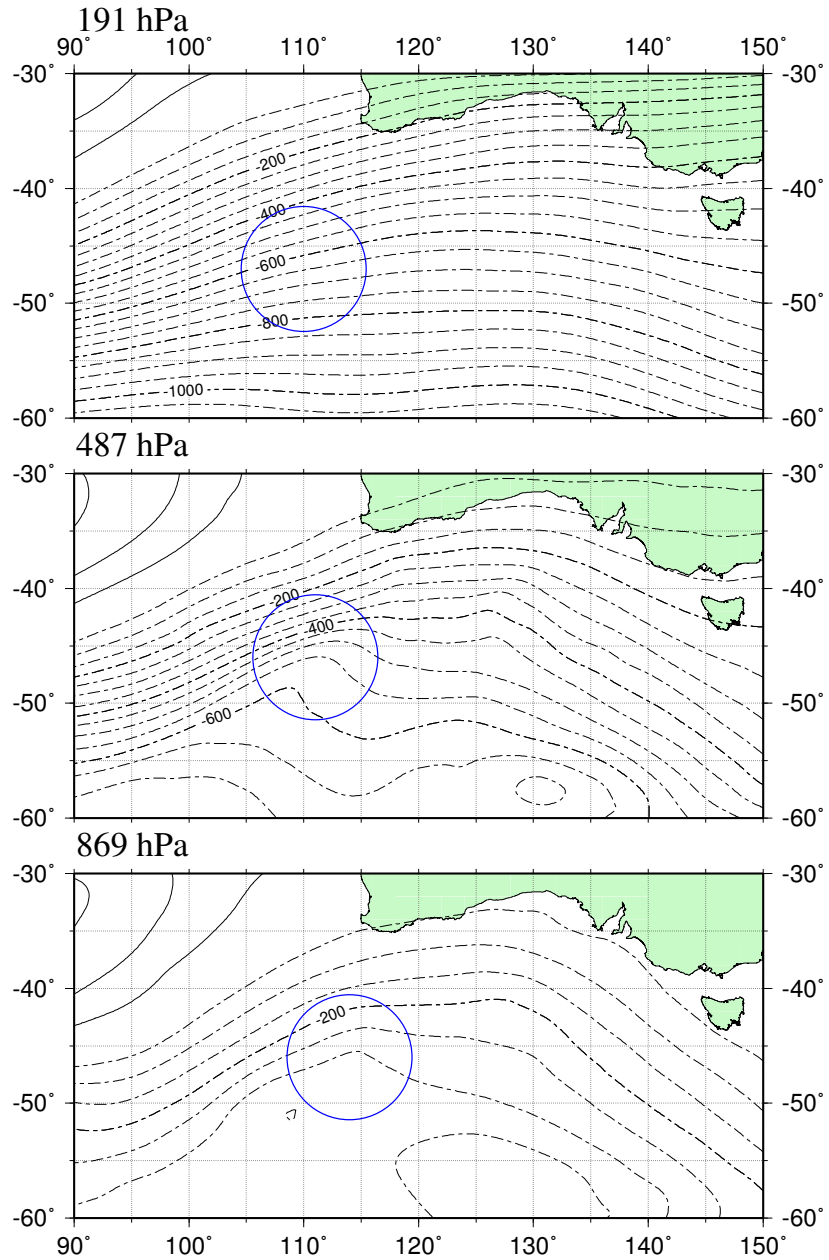


図 36: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091100Z

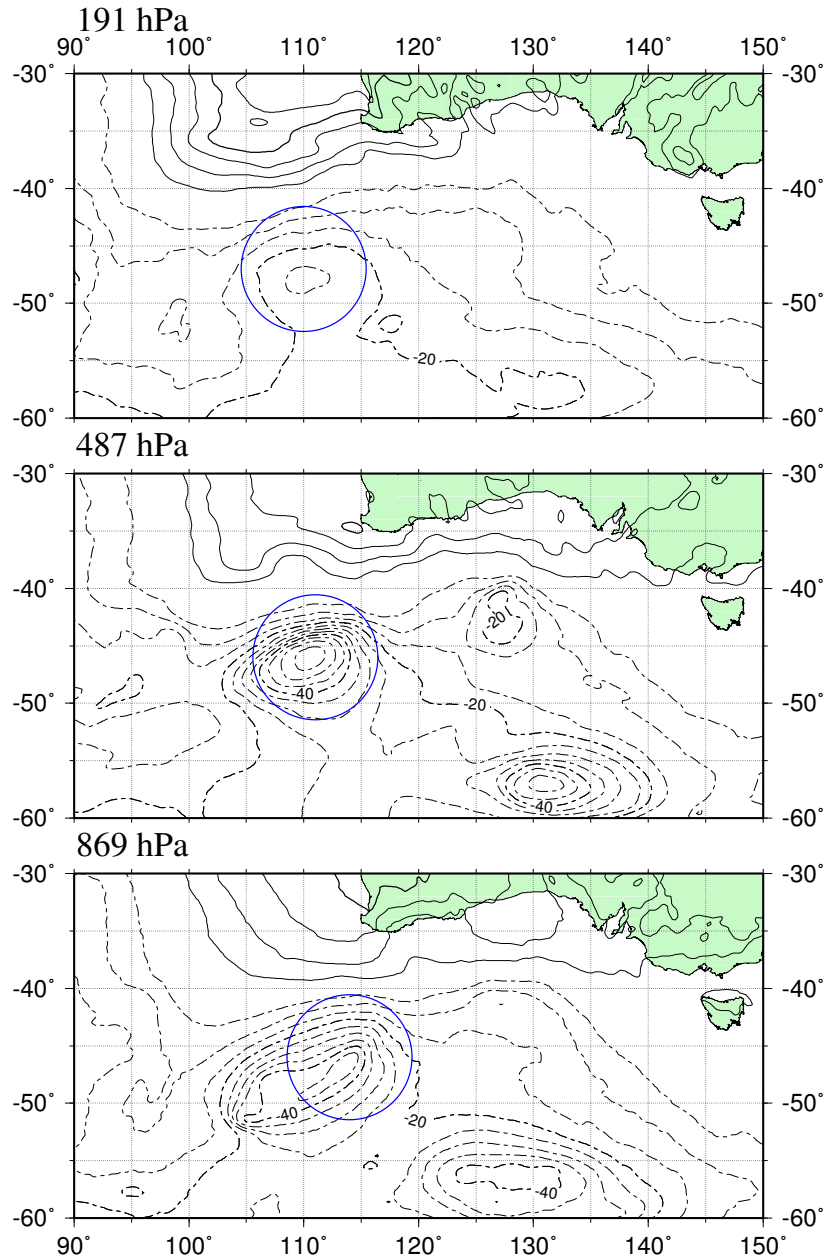


図 37: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091118Z

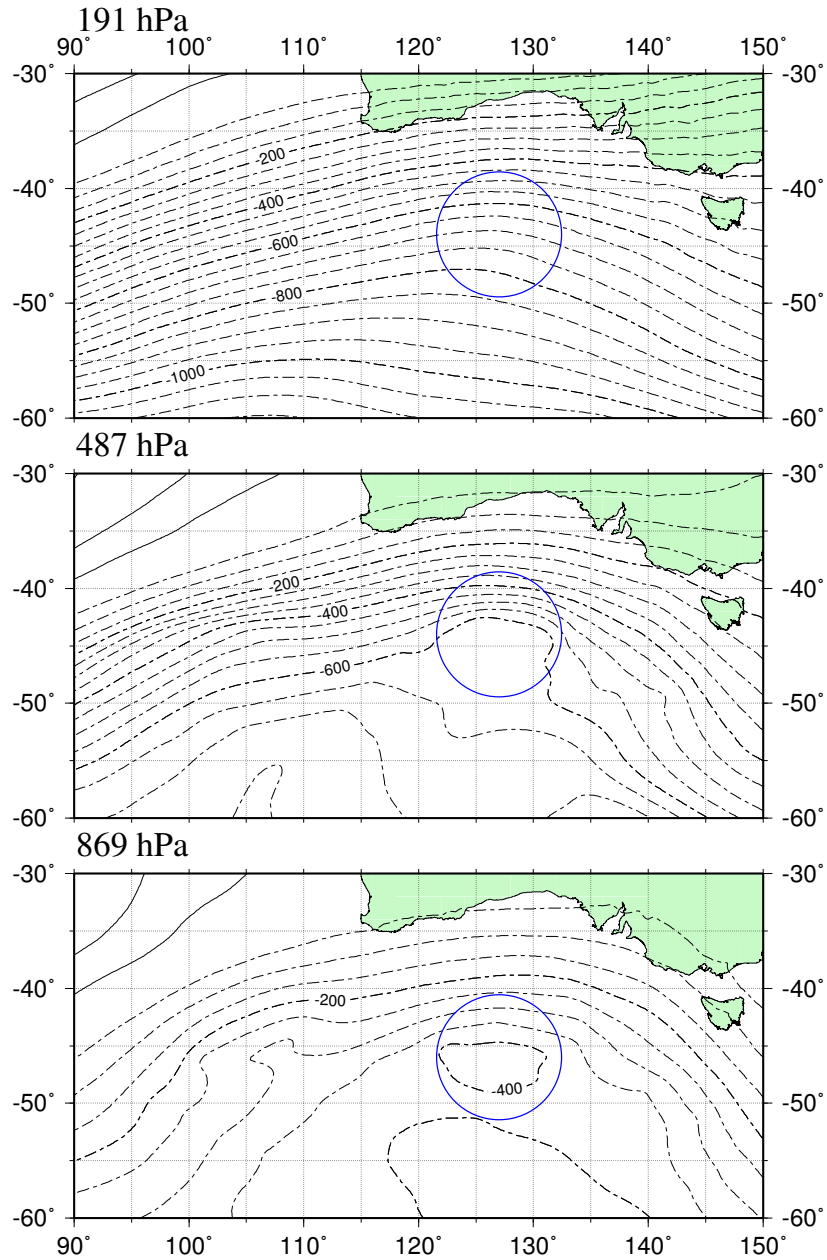


図 38: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 18Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008091118Z

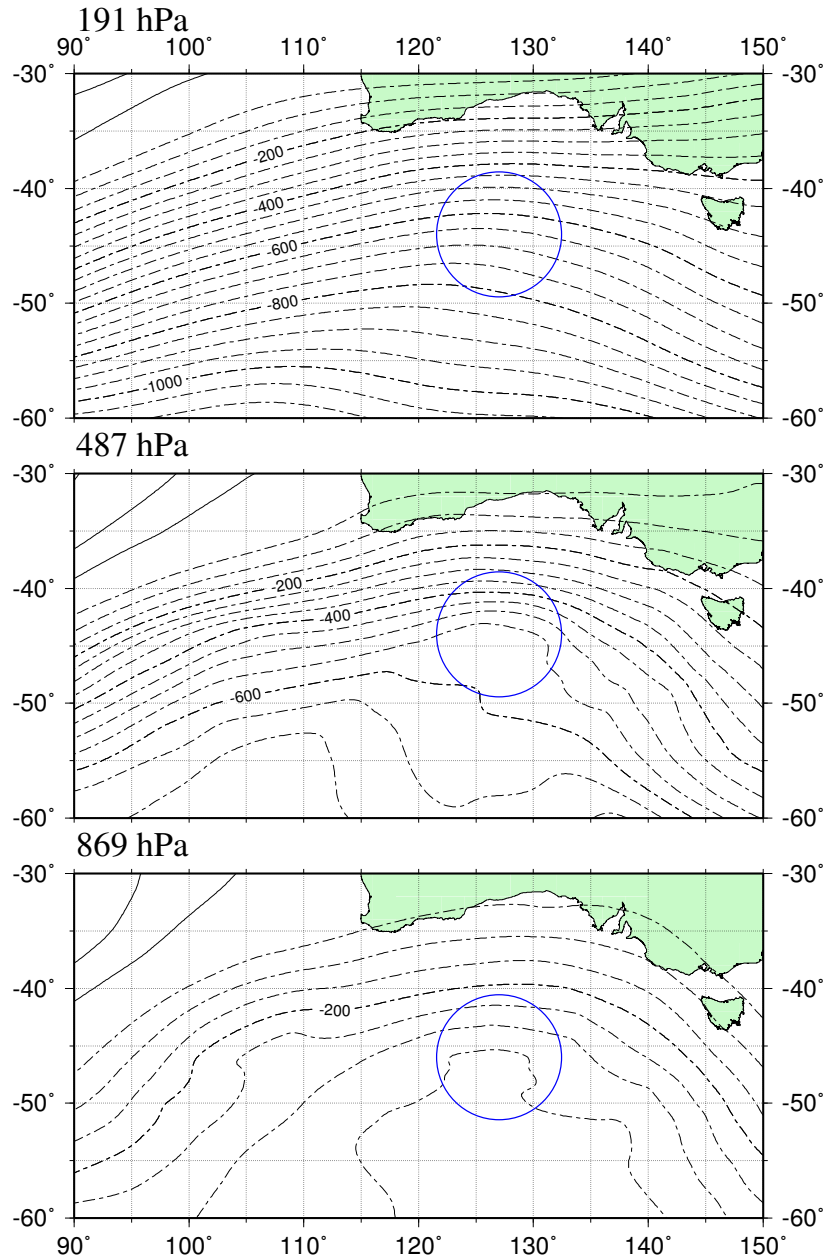


図 39: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 18Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091118Z

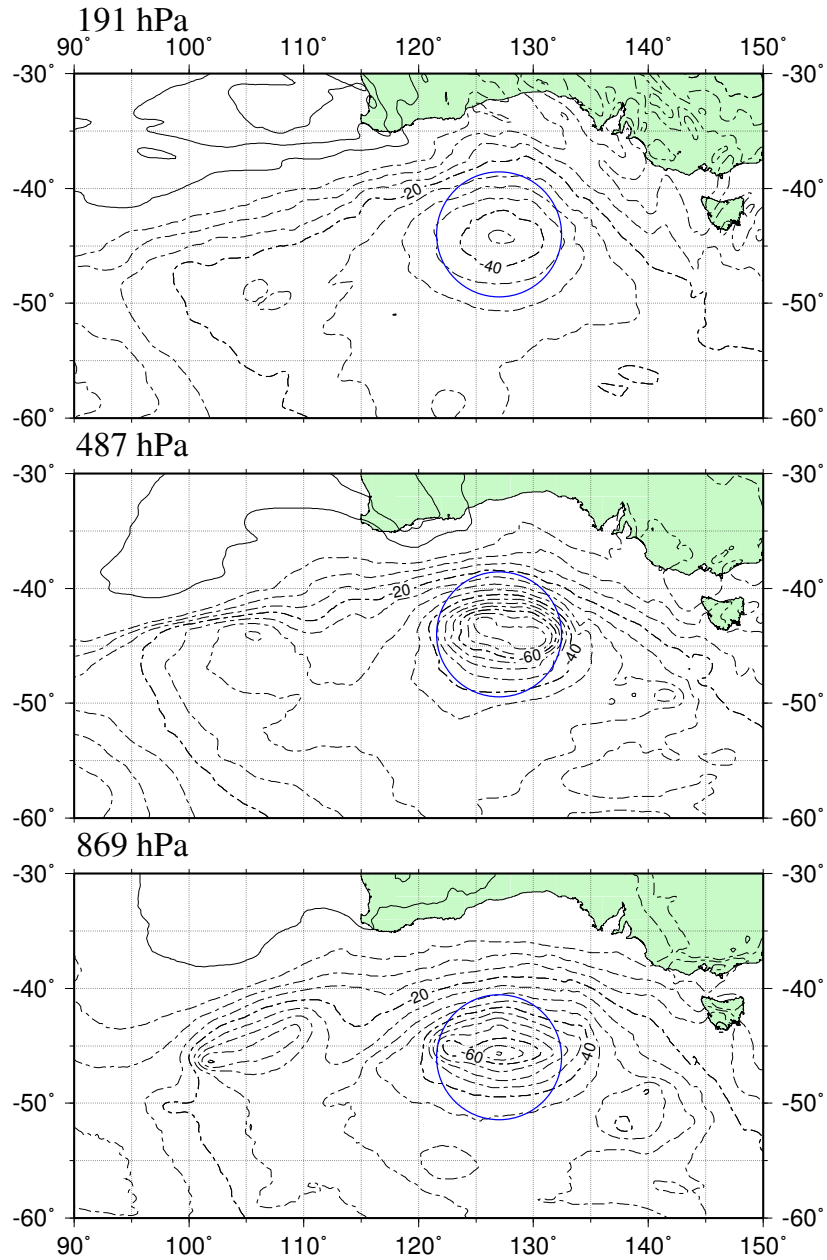


図 40: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 11 日 18Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091212Z

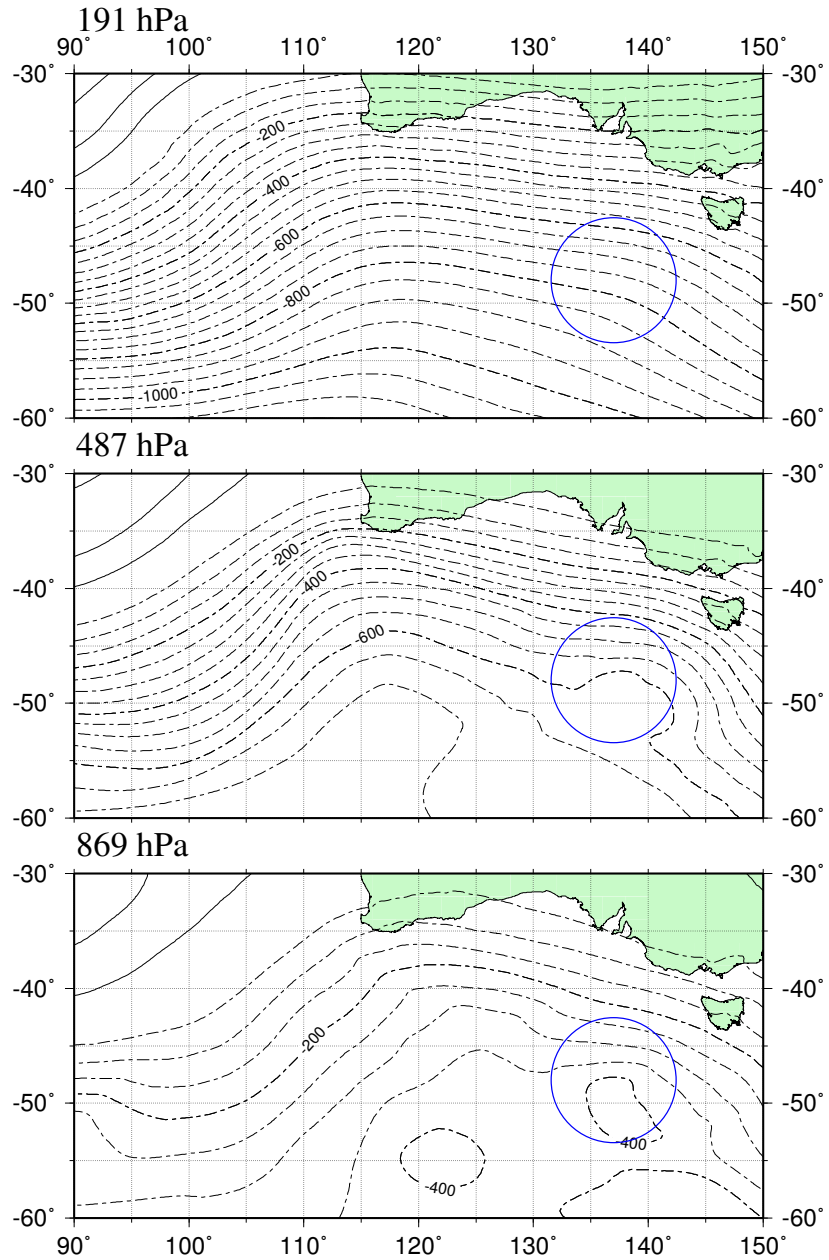


図 41: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 12 日 12Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008091212Z

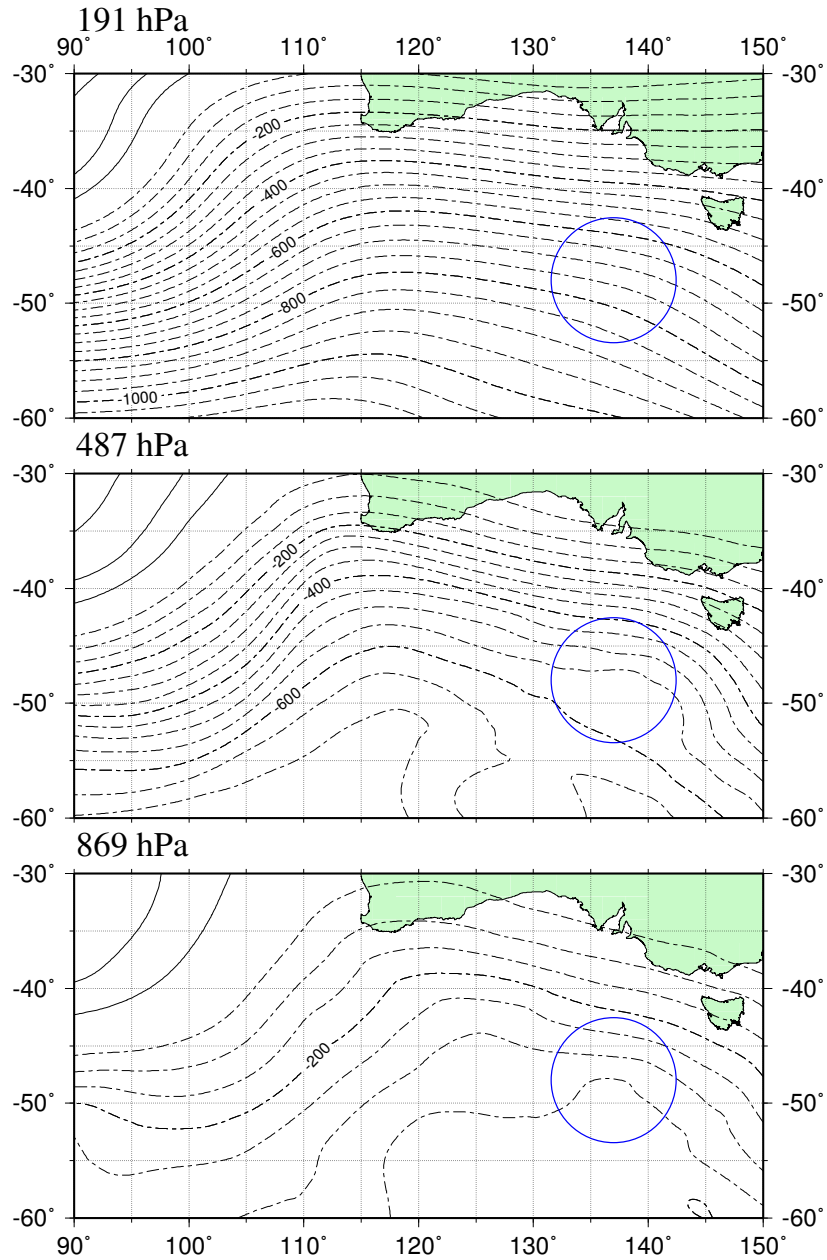


図 42: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 12 日 12Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091212Z

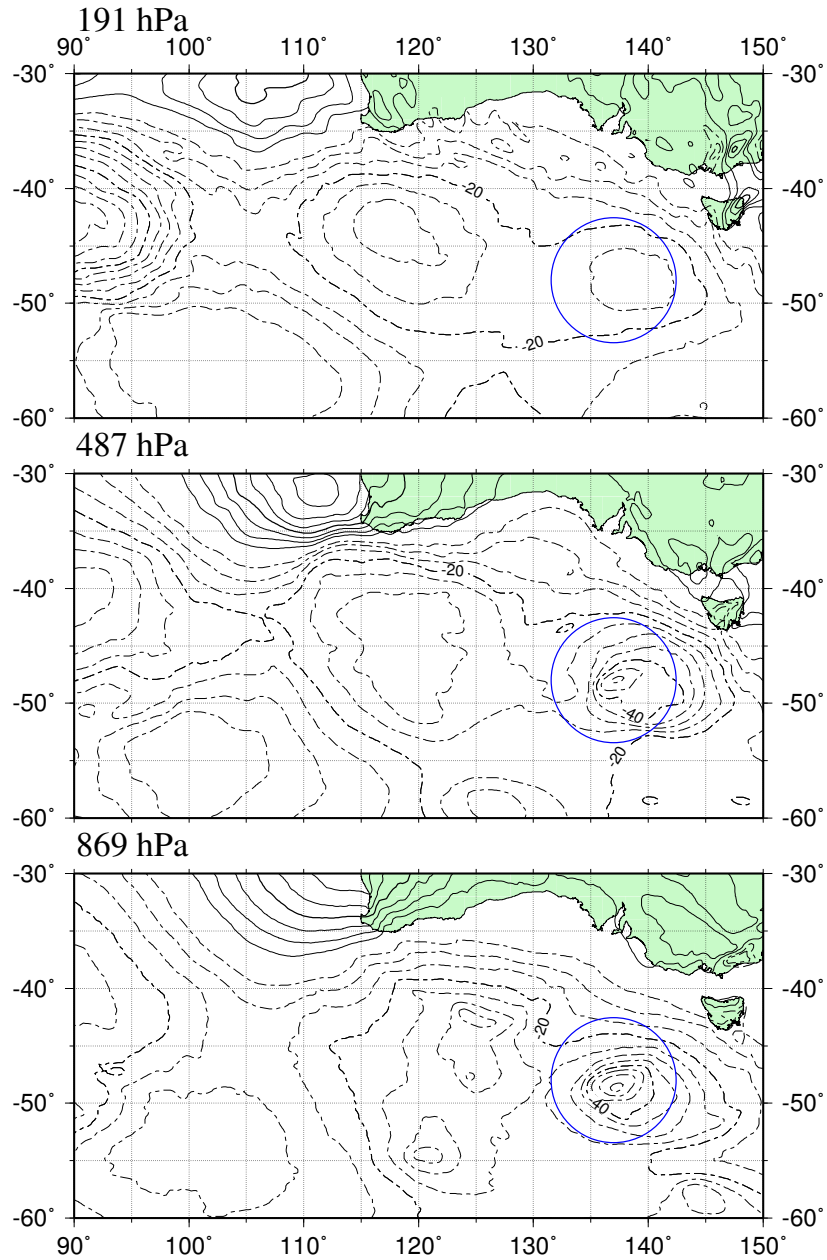


図 43: オーストラリア南海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 12 日 12Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091418Z

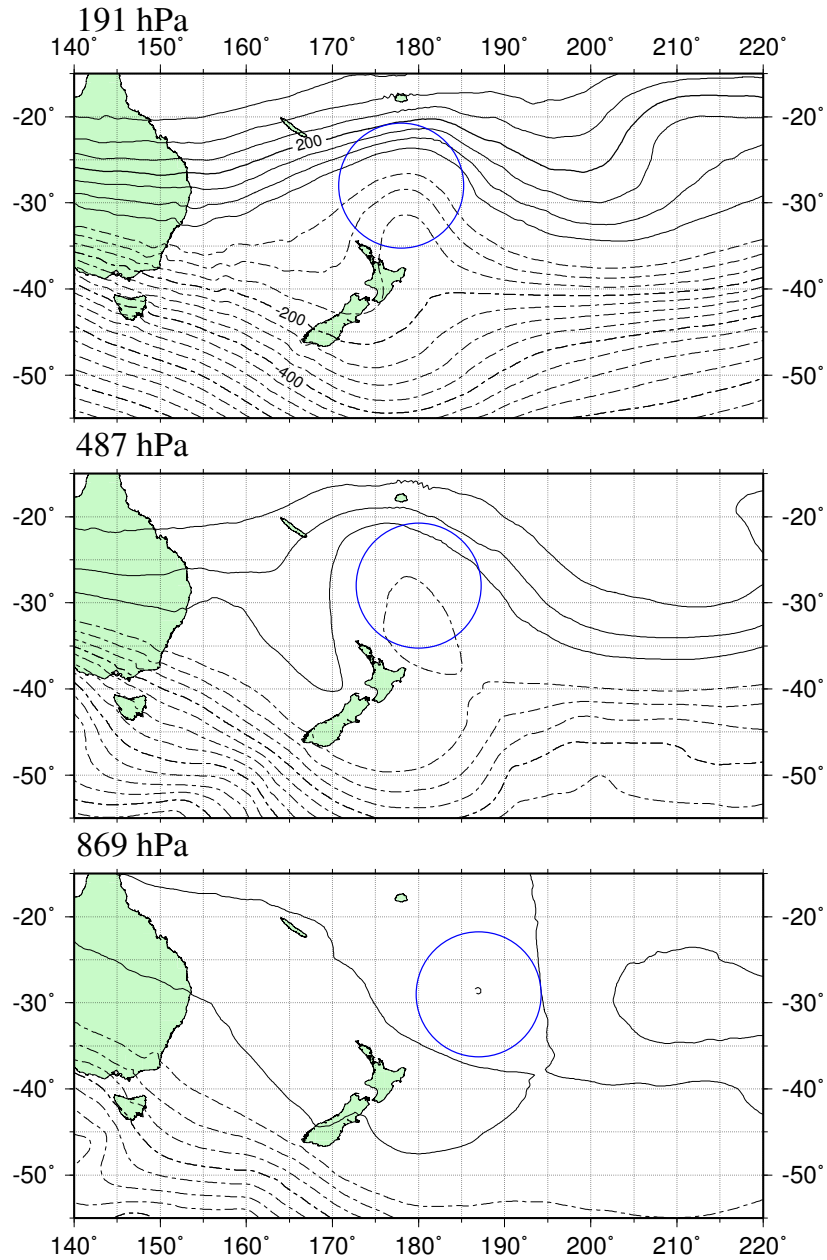


図 44: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 14 日 18Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008091418Z

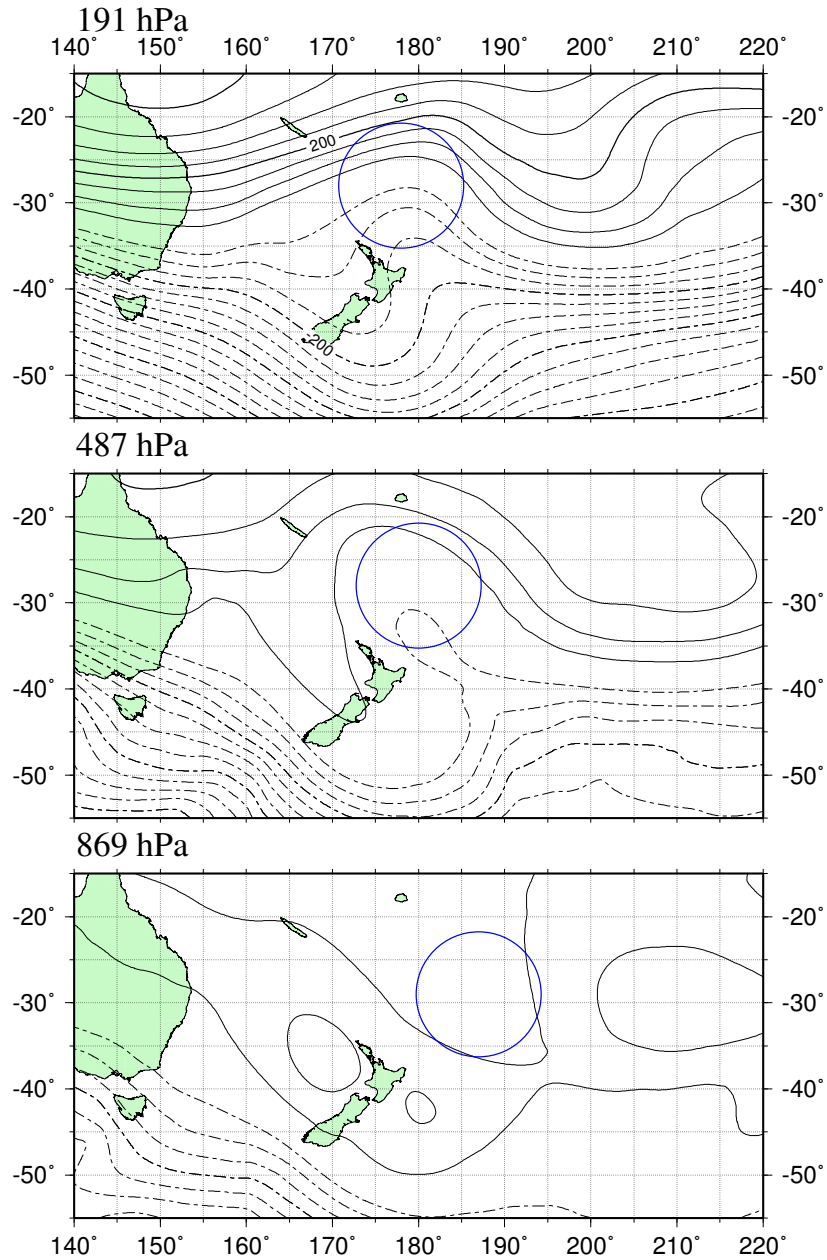


図 45: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 14 日 18Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091418Z

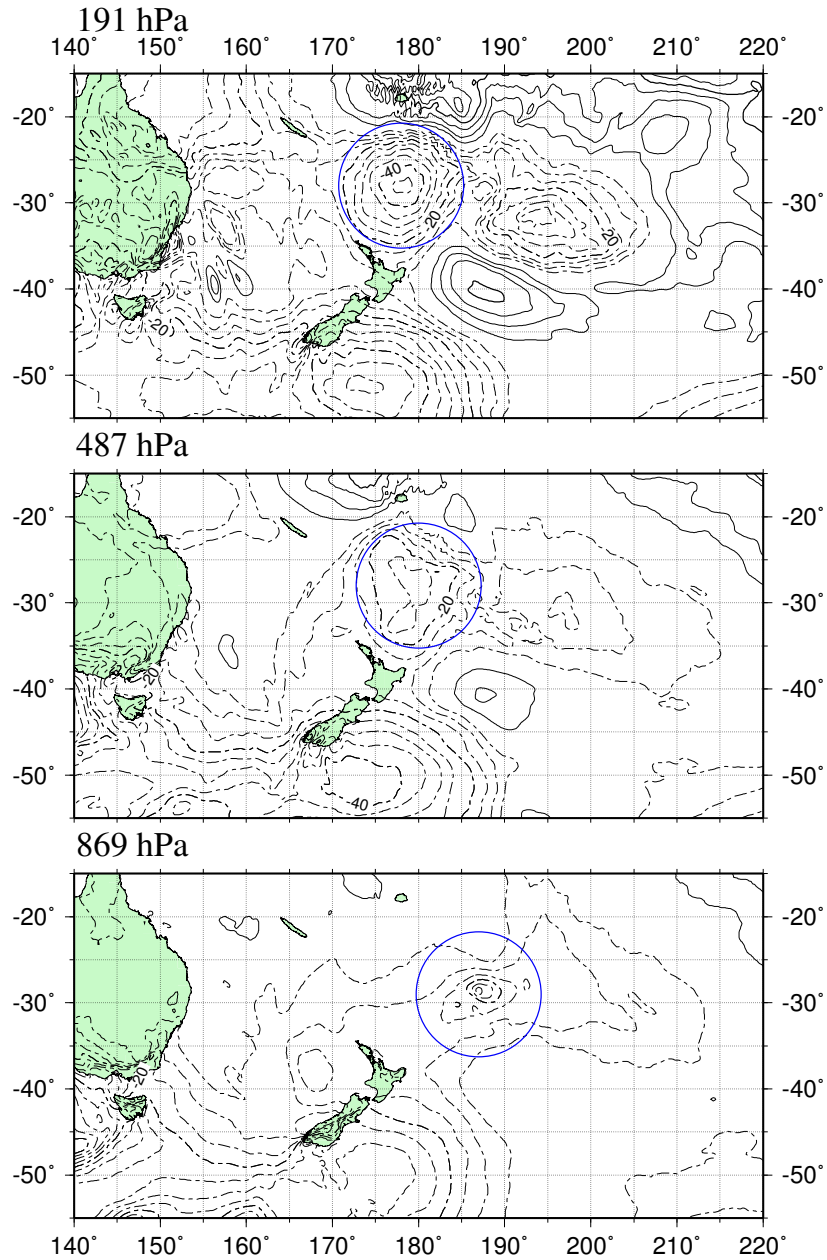


図 46: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 14 日 18Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091600Z

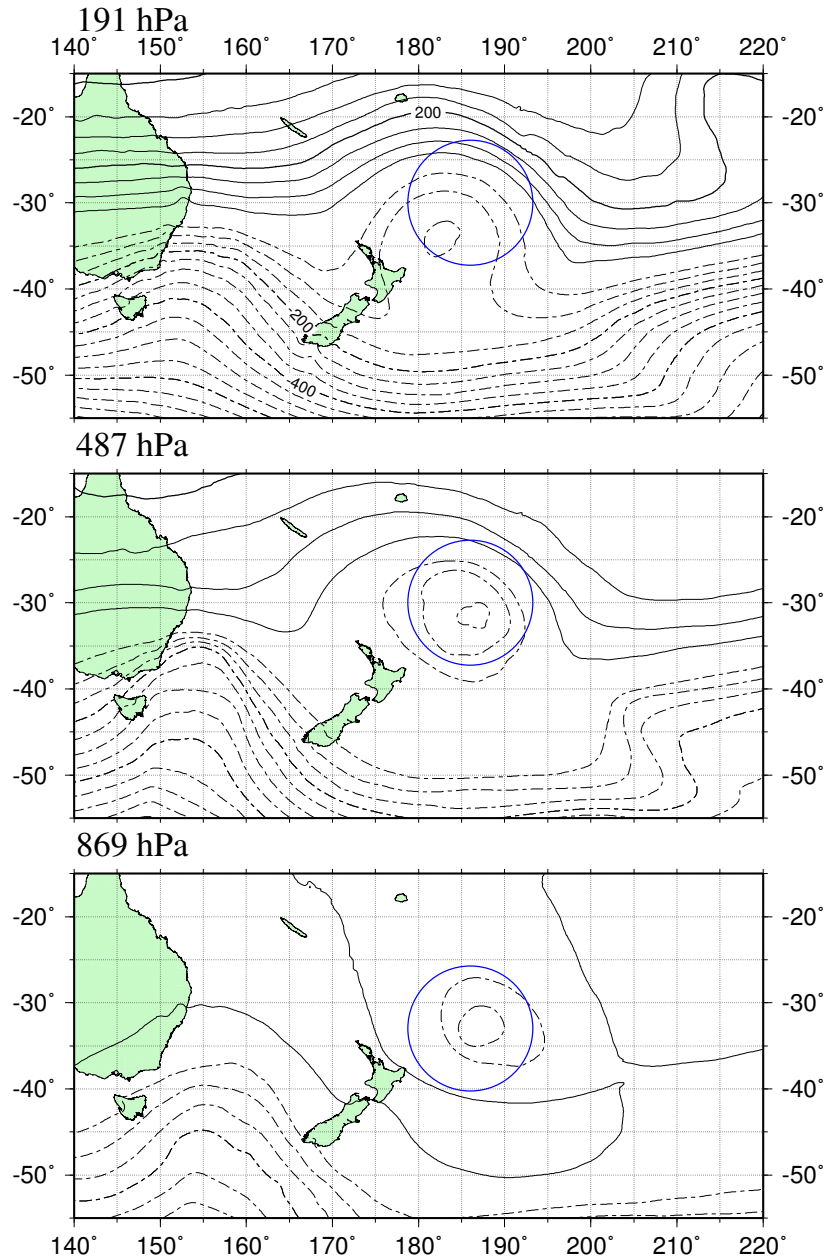


図 47: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 16 日 00Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008091600Z

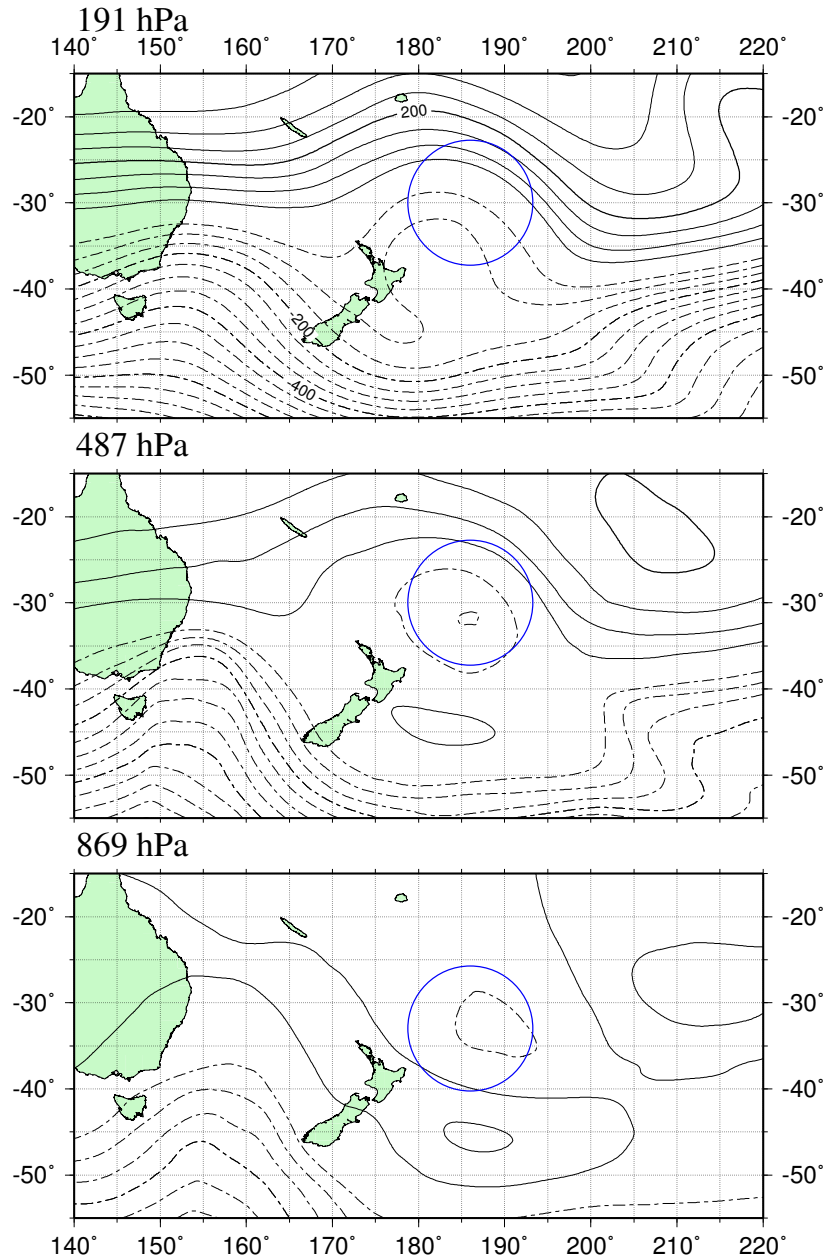


図 48: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 16 日 00Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091600Z

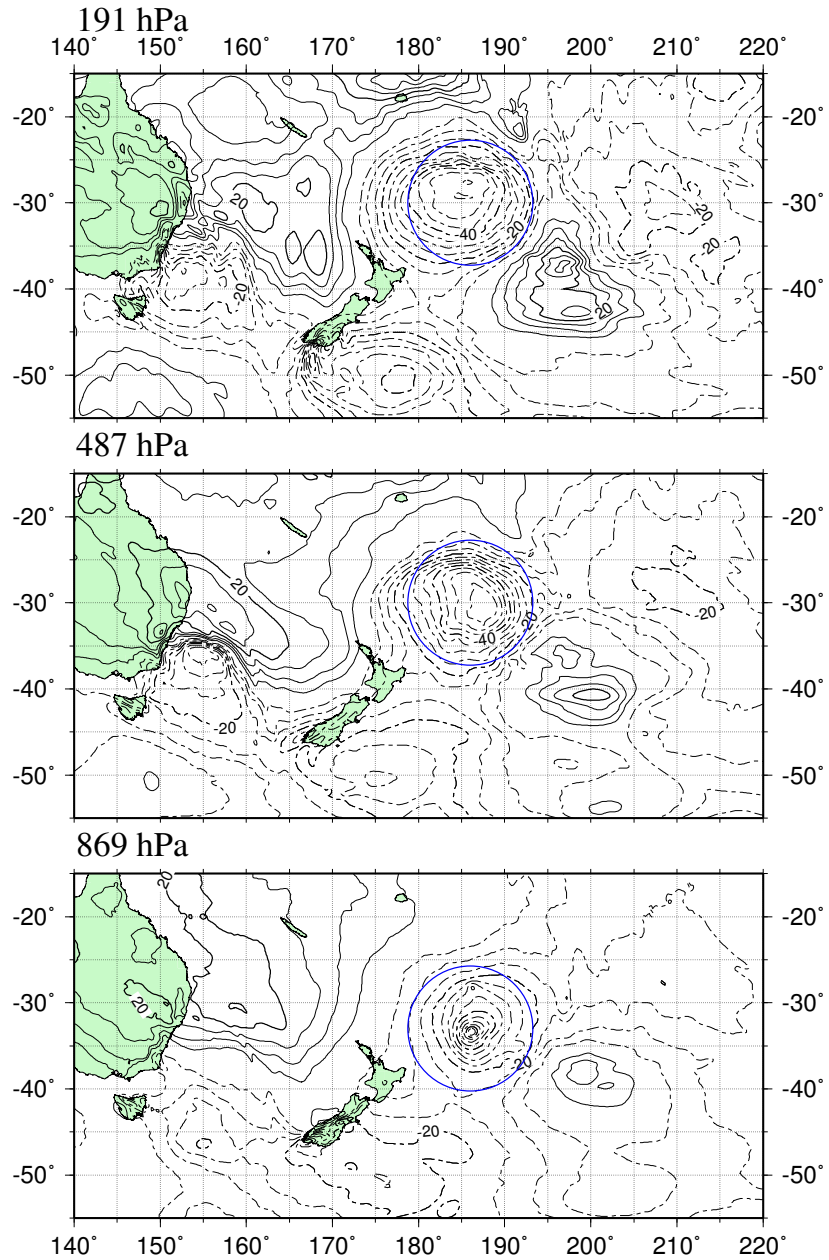


図 49: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 16 日 00Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091806Z

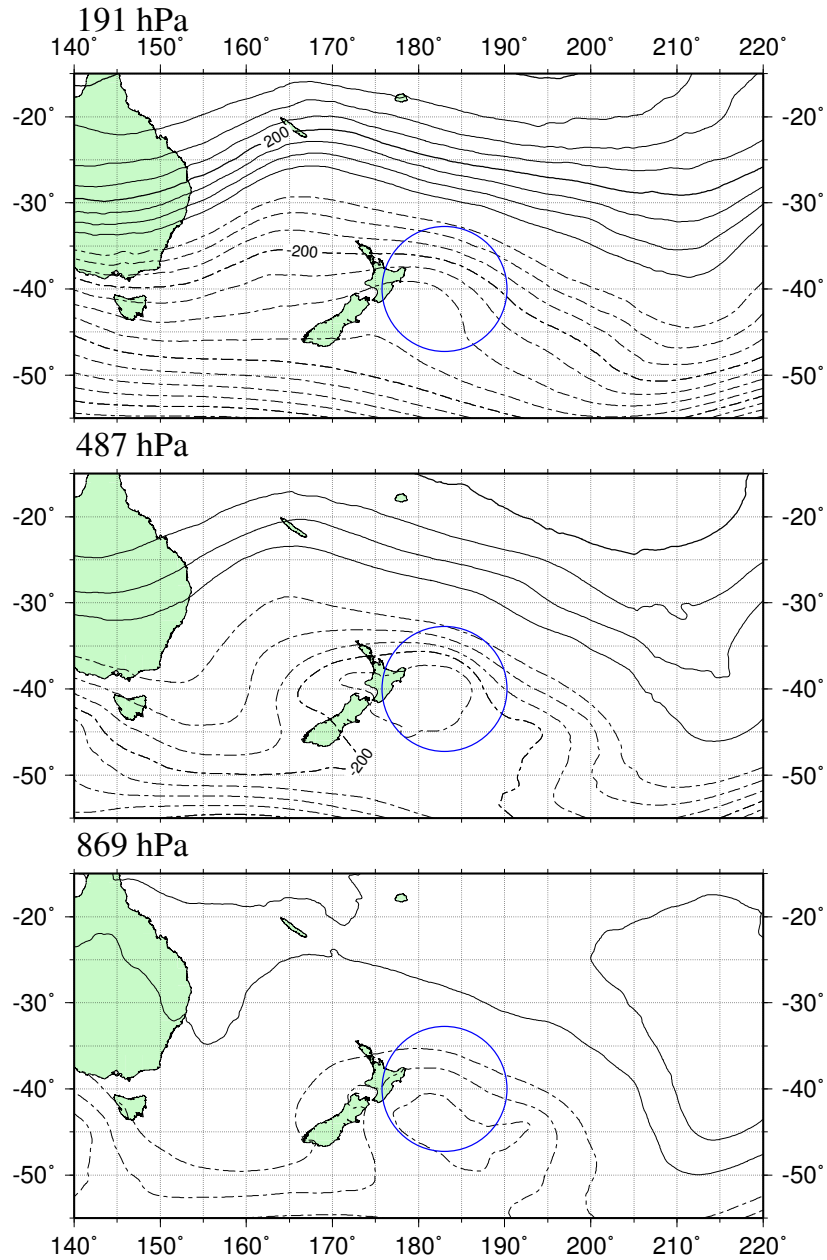


図 50: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 18 日 06Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rosby 2008091806Z

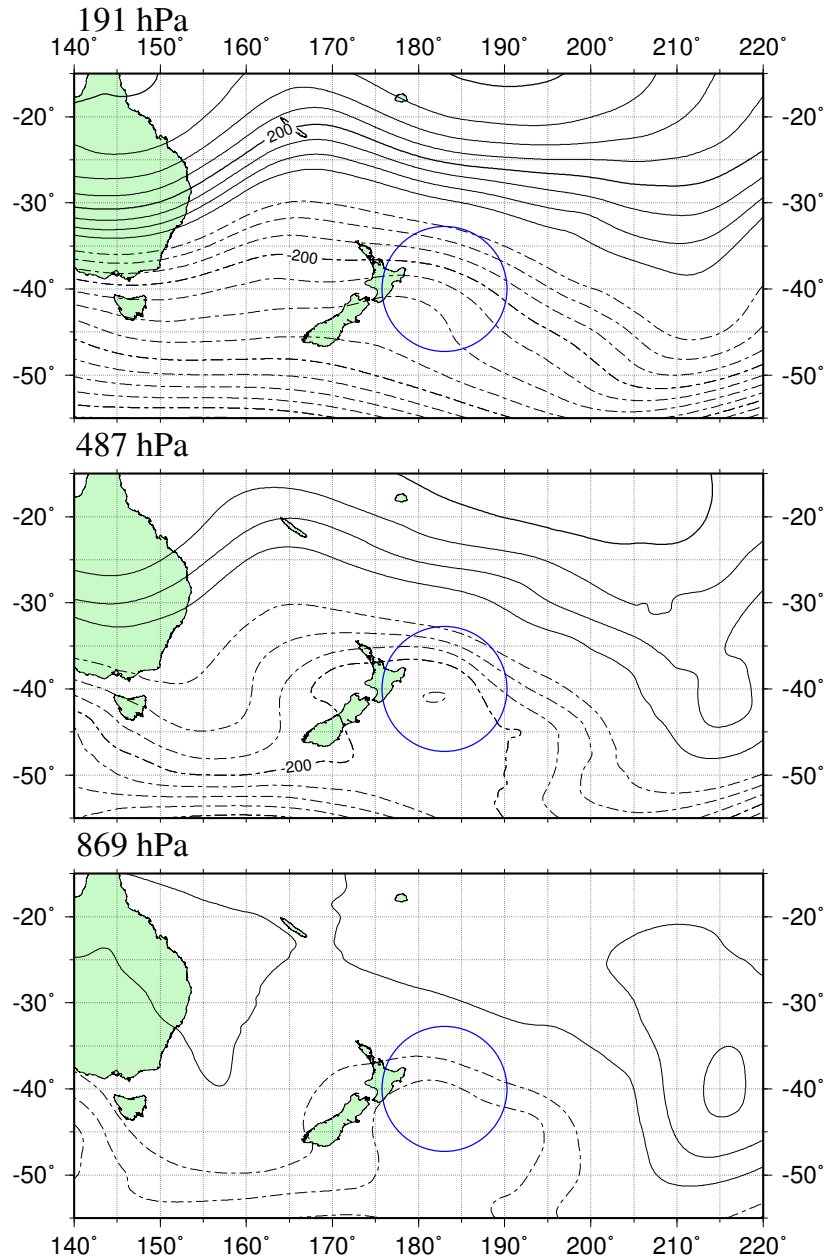


図 51: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 18 日 06Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091806Z

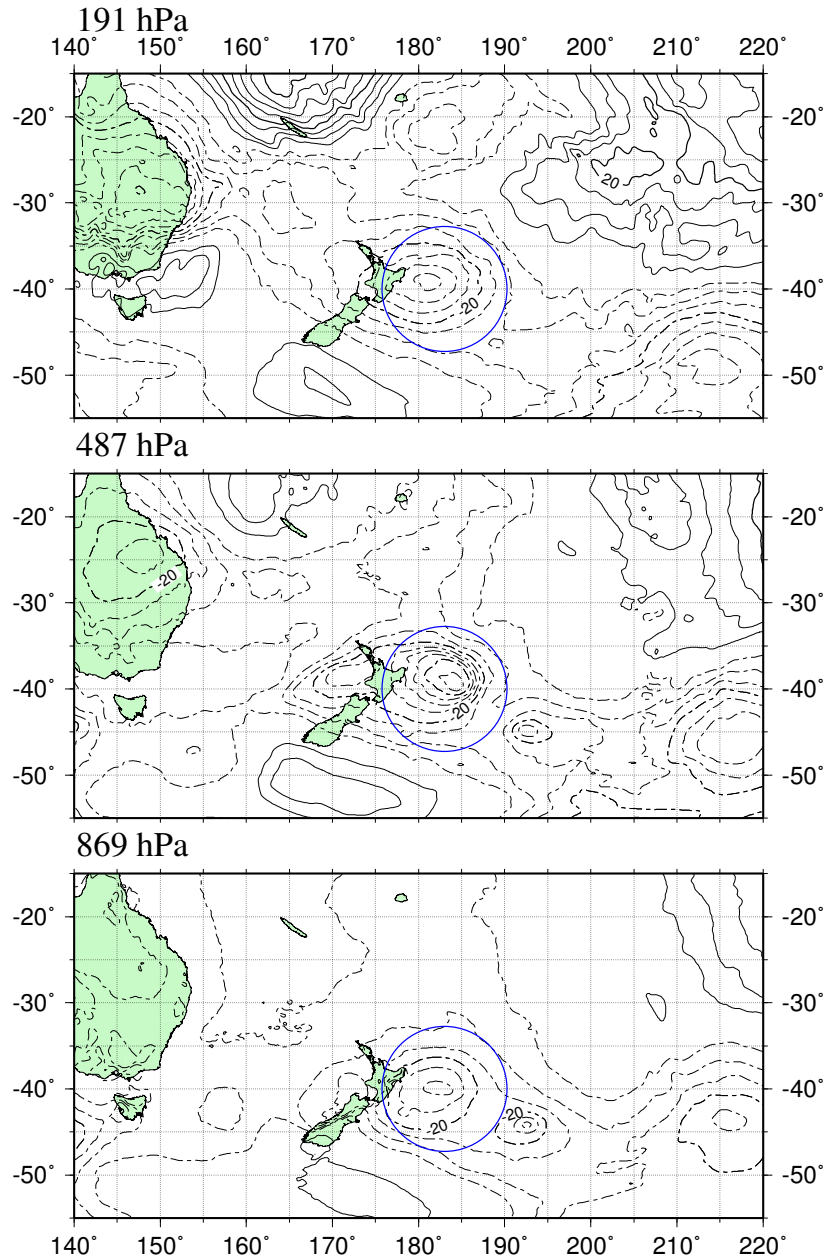


図 52: ニュージーランド北海洋上の温帯低気圧 (2008 年 9 月 18 日 06Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008091206Z

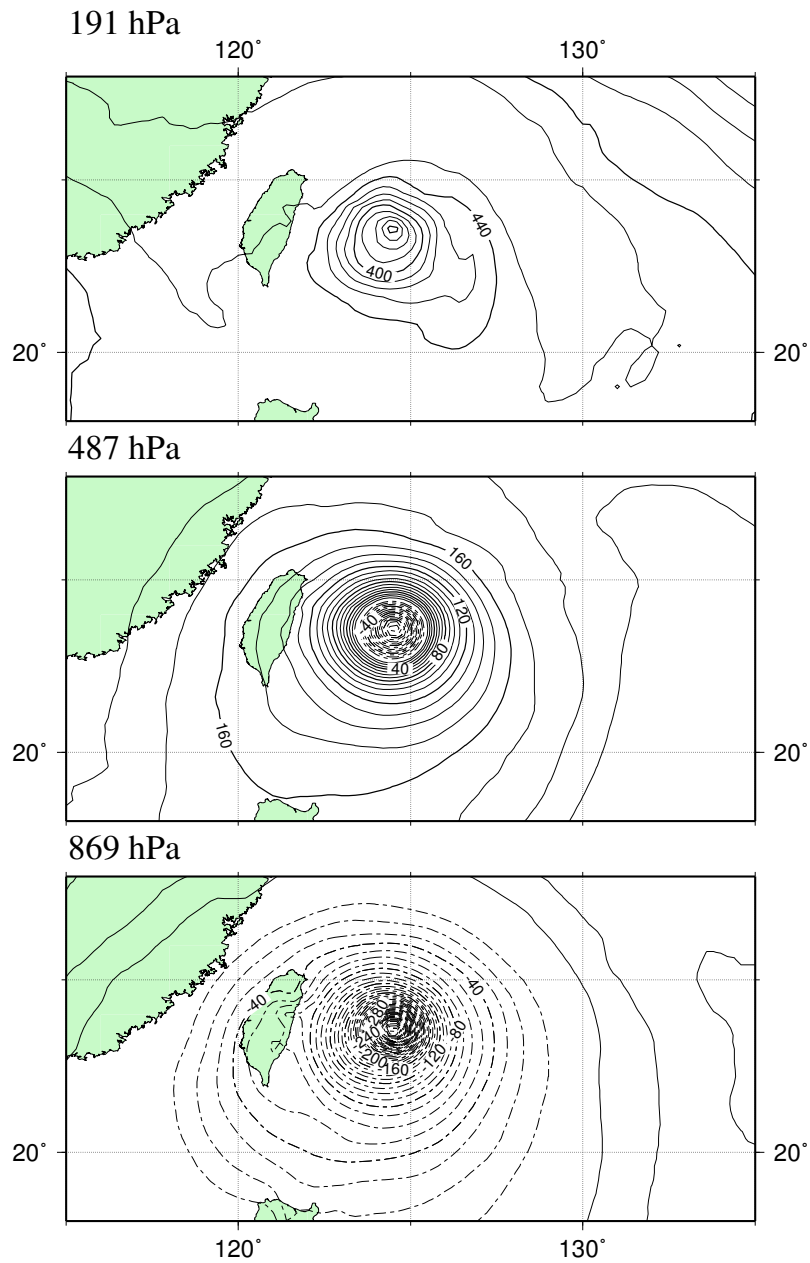


図 53: 台風 14 号 (2008 年 9 月 12 日 06Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008091206Z

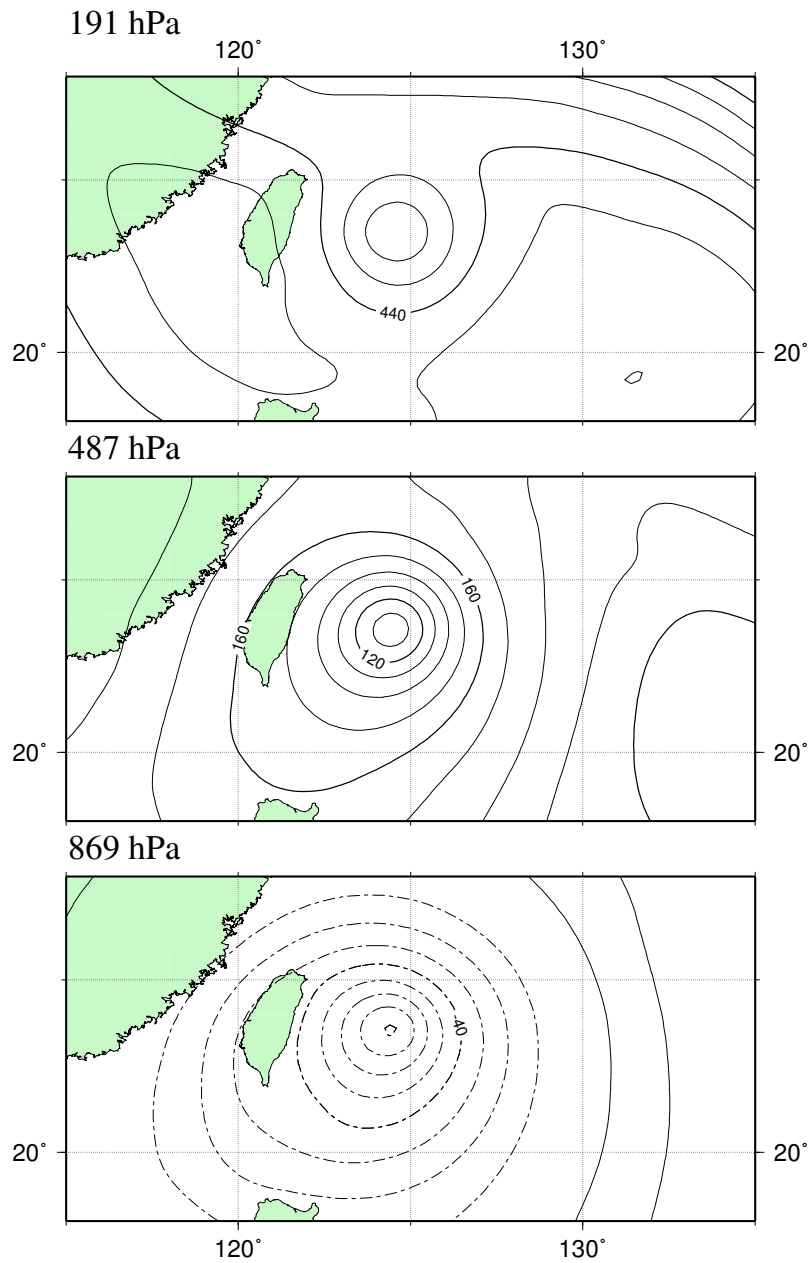


図 54: 台風 14 号 (2008 年 9 月 12 日 06Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008091206Z

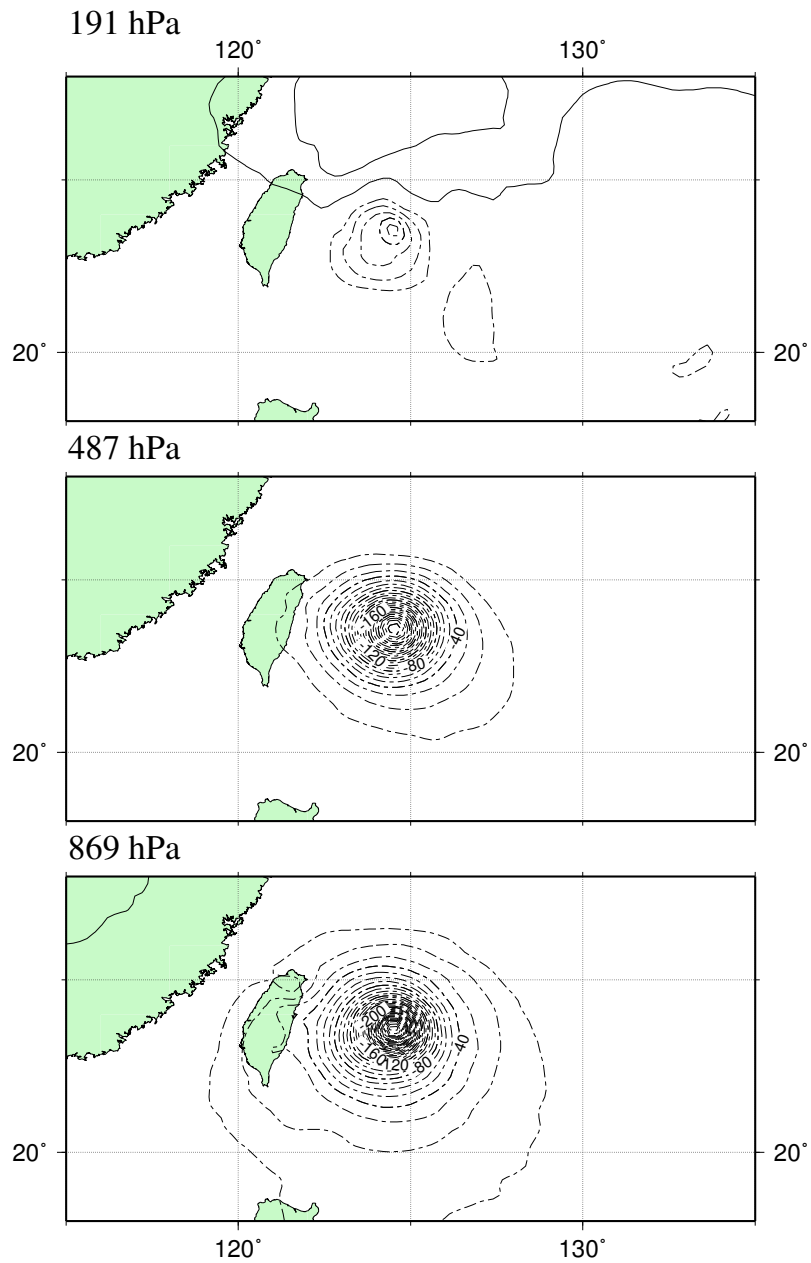


図 55: 台風 13 号 (2008 年 9 月 12 日 06Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008092106Z

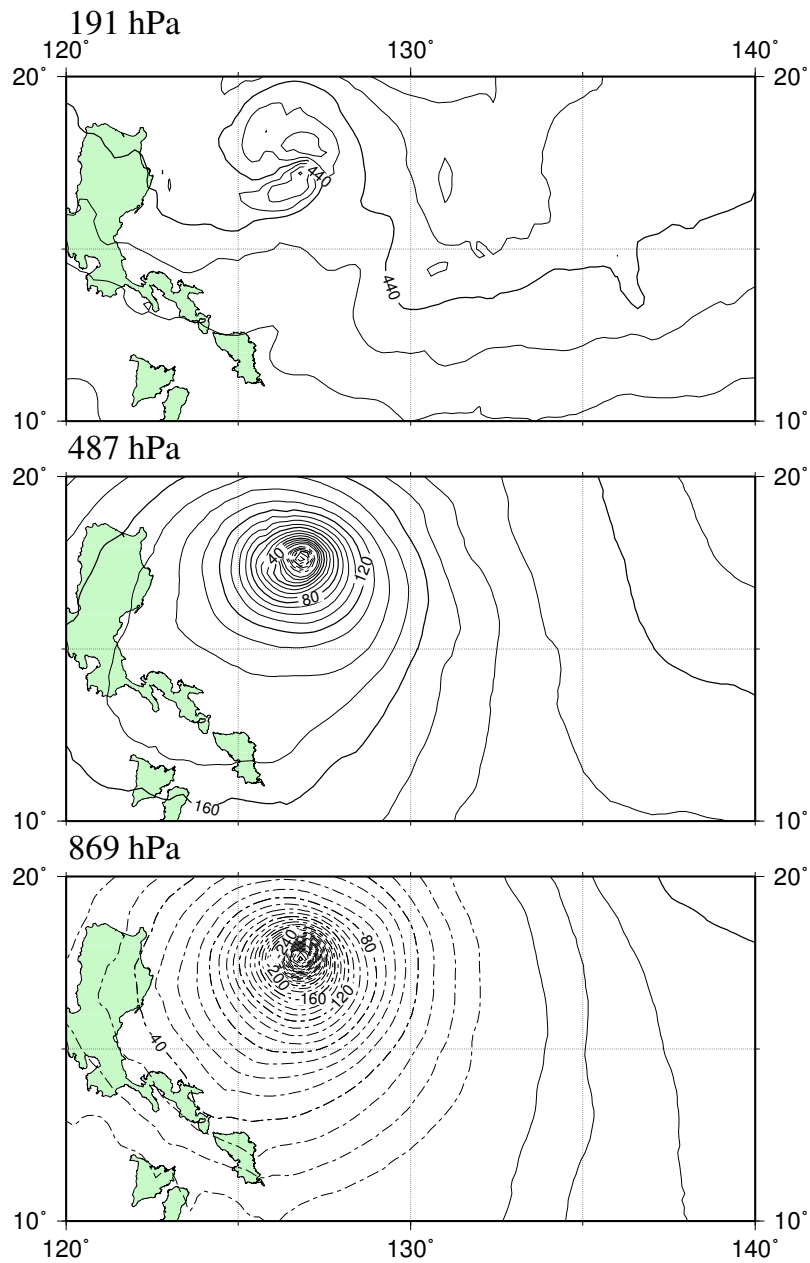


図 56: 台風 14 号 (2008 年 9 月 21 日 06Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008092106Z

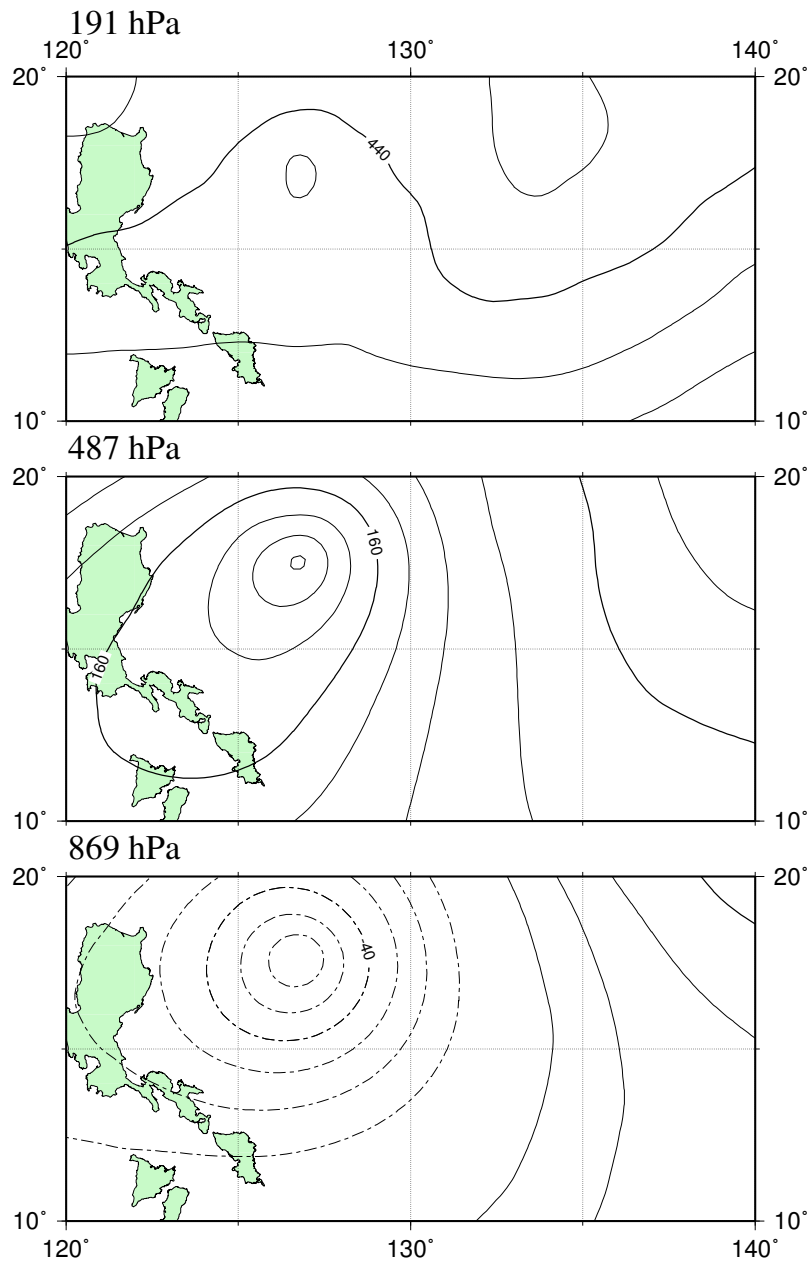


図 57: 台風 14 号 (2008 年 9 月 21 日 06Z), ロスビー波成分でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008092106Z

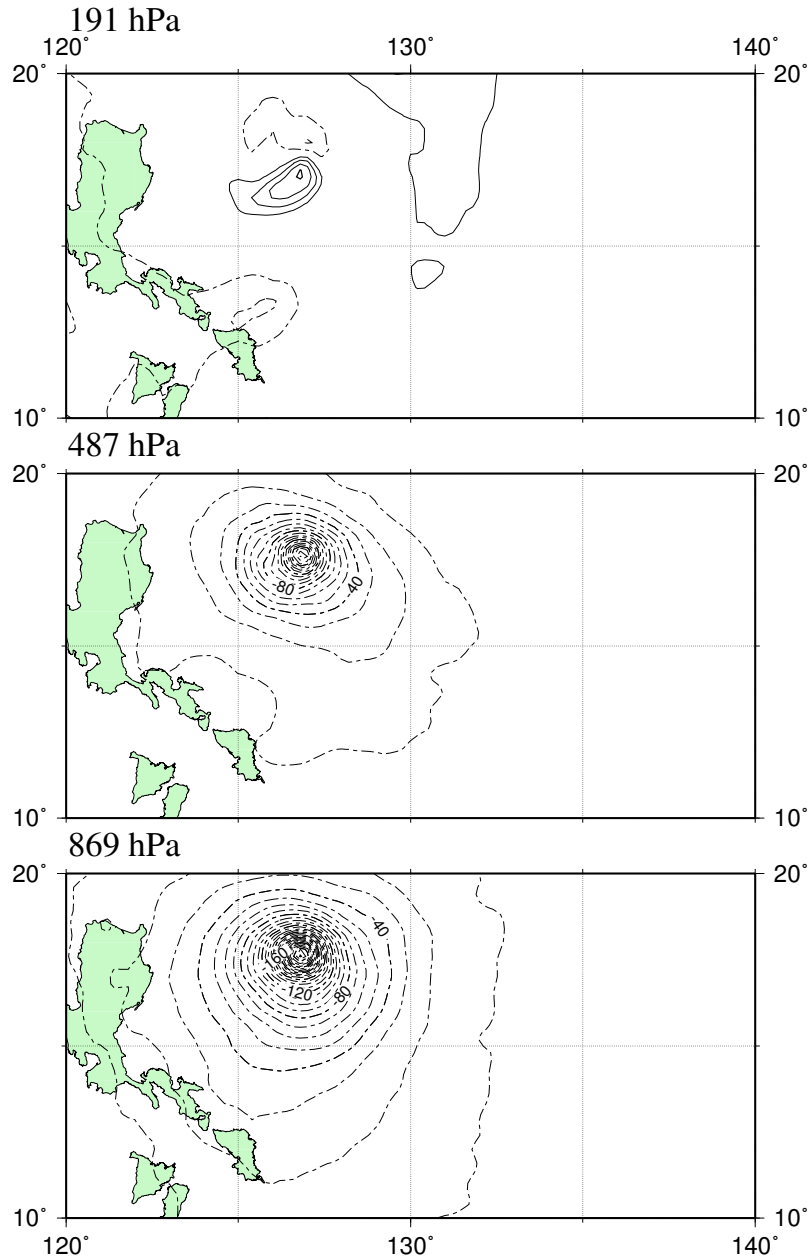


図 58: 台風 14 号 (2008 年 9 月 21 日 06Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008092718Z

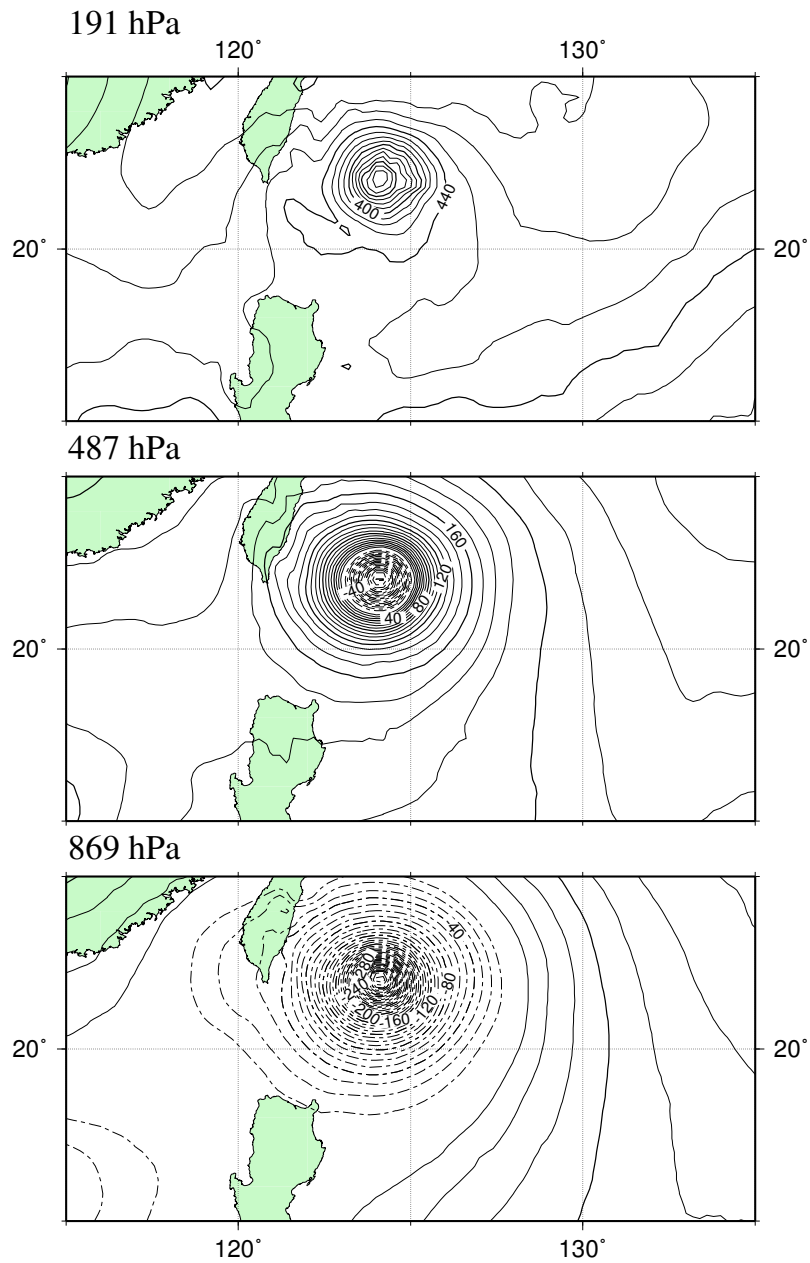


図 59: 台風 15 号 (2008 年 9 月 27 日 18Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008092718Z

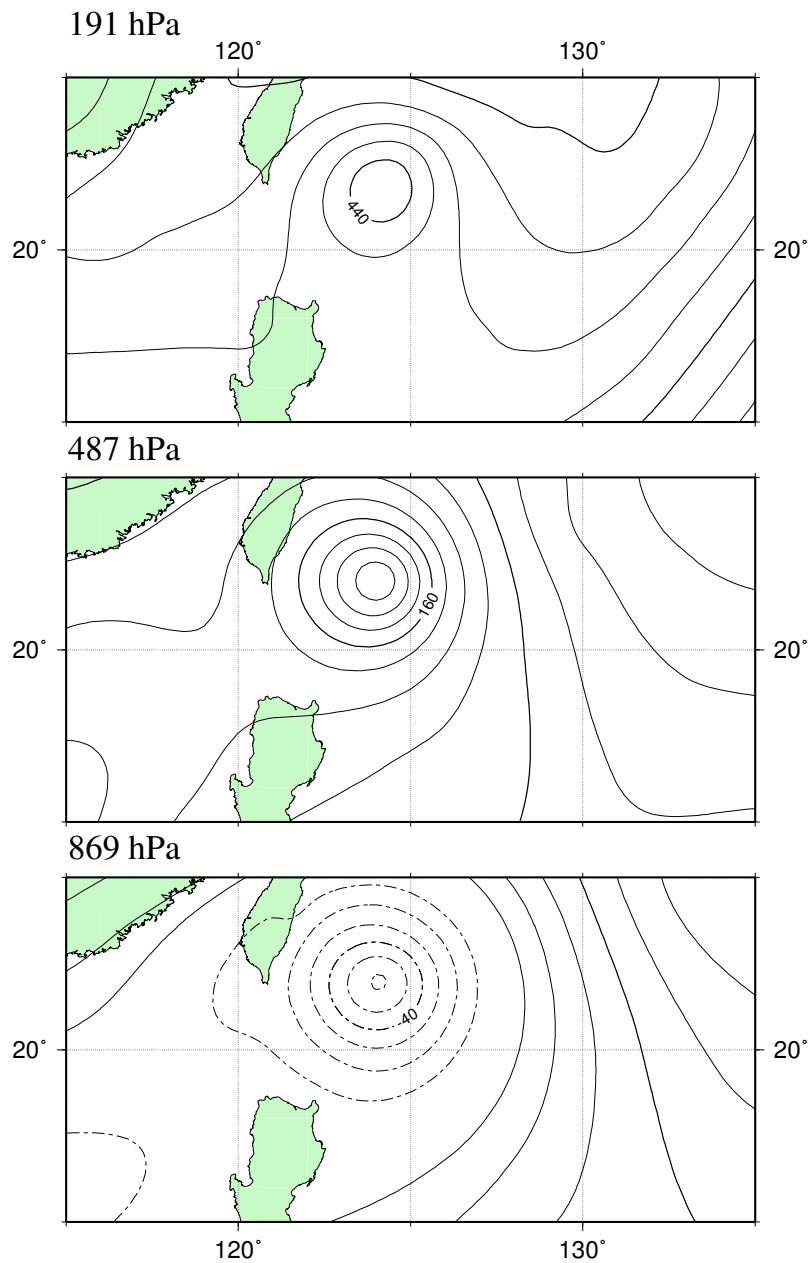


図 60: 台風 15 号 (2008 年 9 月 27 日 18Z), ロスビー波でのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008092718Z

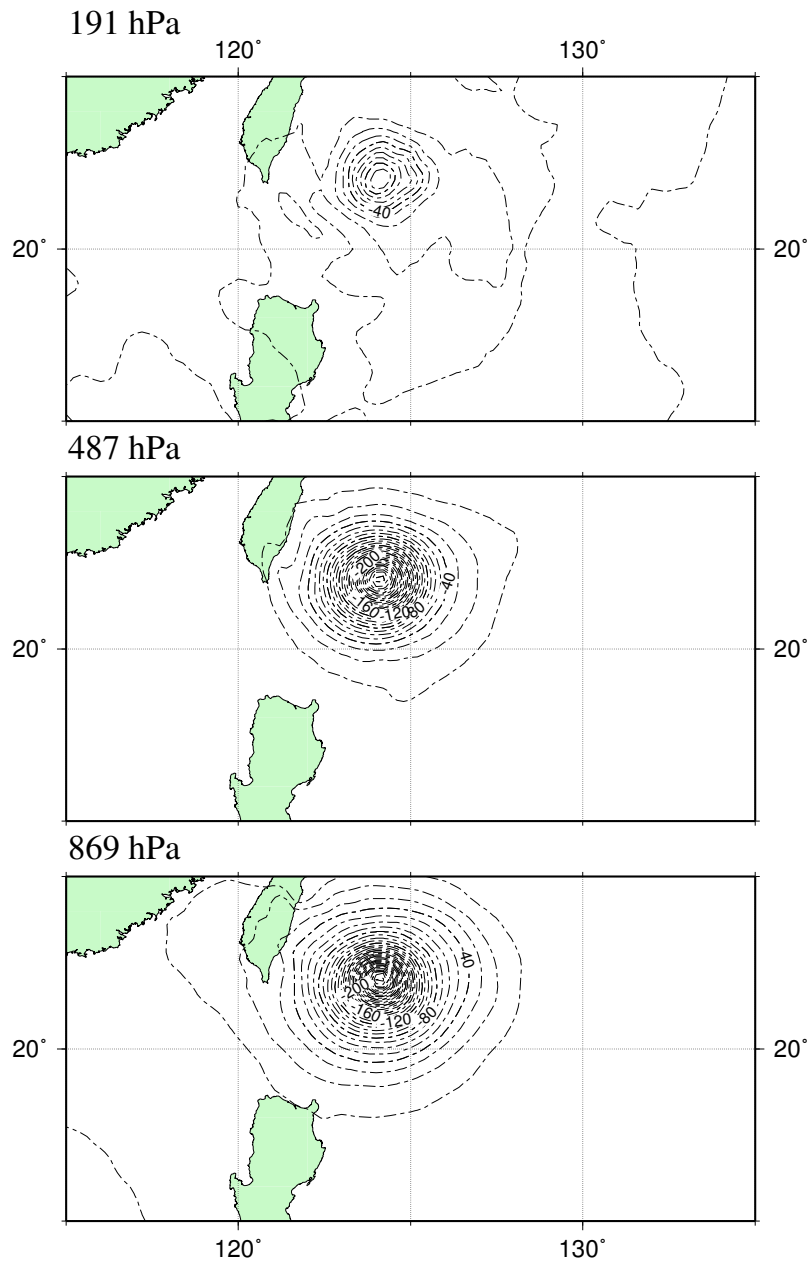


図 61: 台風 15 号 (2008 年 9 月 27 日 18Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height Original

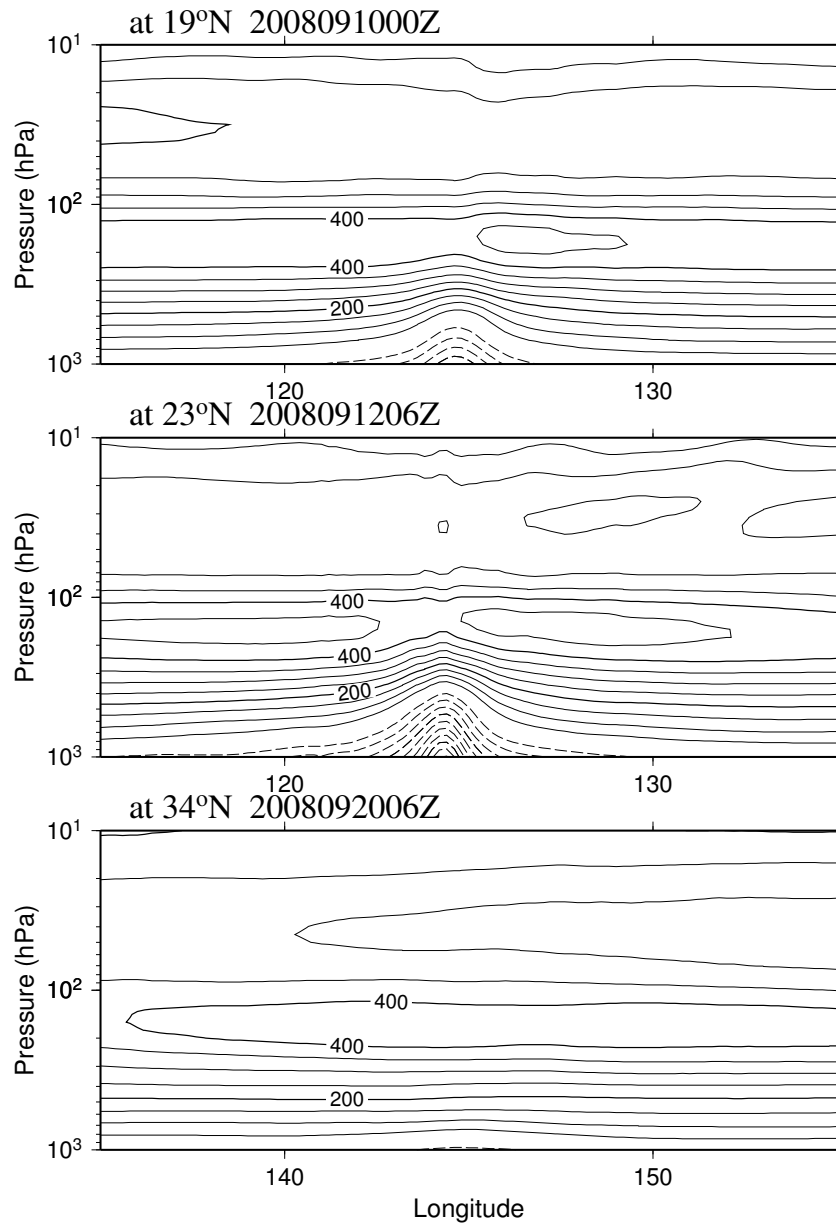


図 62: 台風 13 号, オリジナルデータにおけるジオポテンシャル高度の東西鉛直断面図. 2008 年 9 月 10 日 00Z 北緯 19 °(上), 2008 年 9 月 12 日 06Z 北緯 23 °(中), 2008 年 9 月 20 日 06Z 北緯 34 °(下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height Gravity

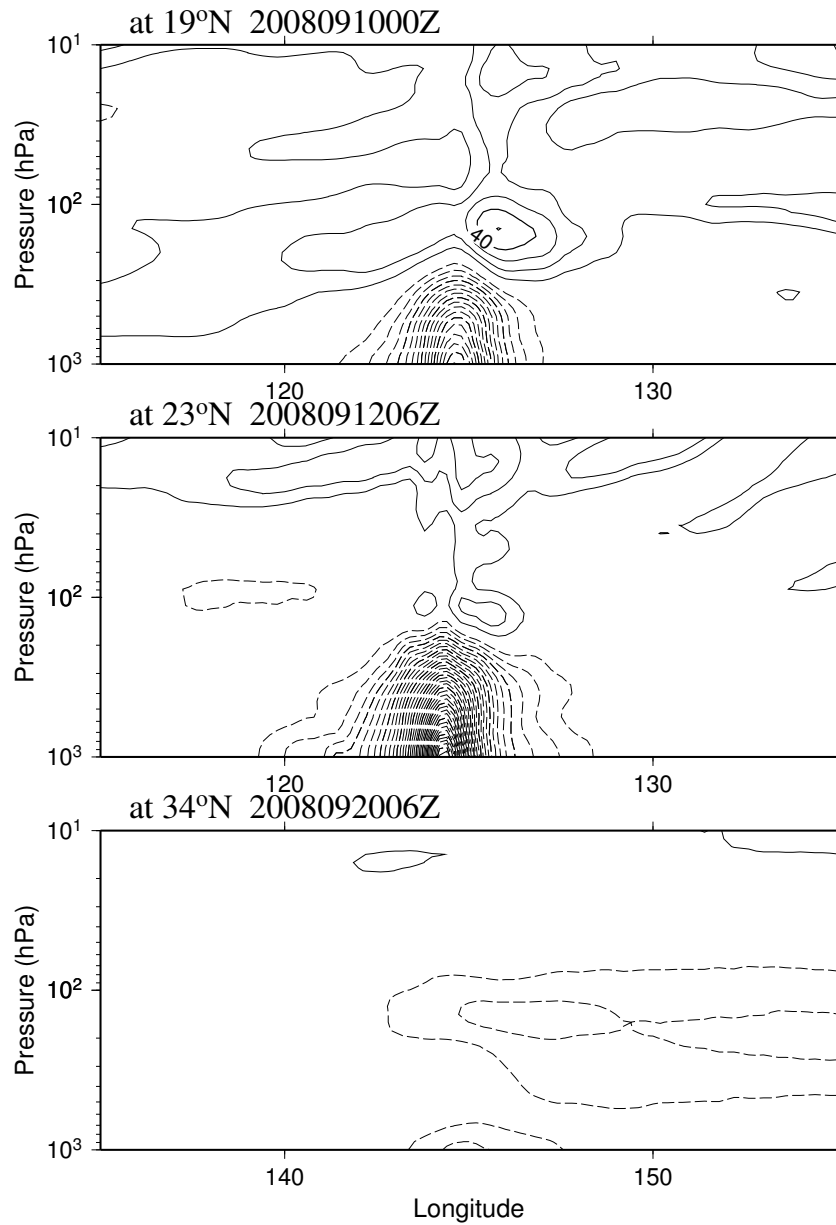


図 63: 台風 13 号, 重力波ワールドにおけるジオポテンシャル高度の東西鉛直断面図. 2008 年 9 月 10 日 00Z 北緯 19 °(上), 2008 年 9 月 12 日 06Z 北緯 23 °(中), 2008 年 9 月 20 日 06Z 北緯 34 °(下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height Original

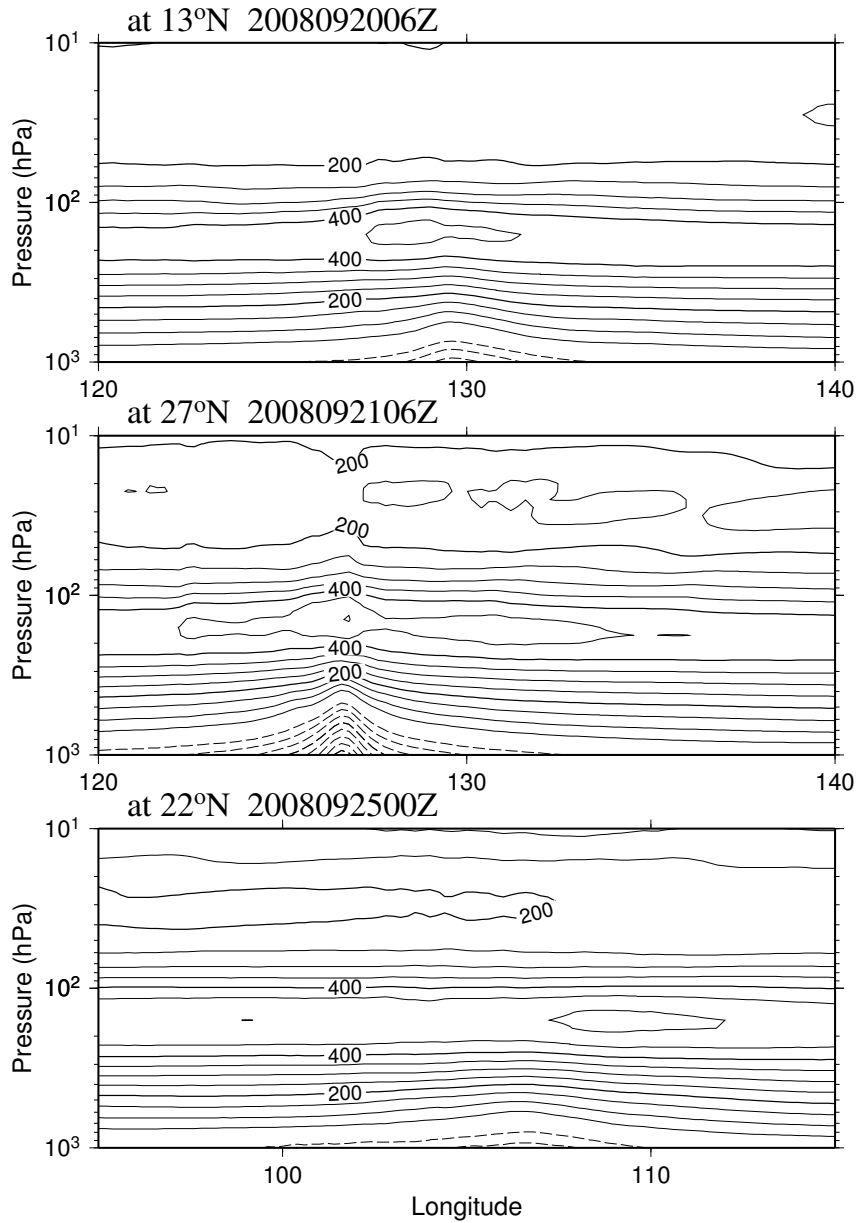


図 64: 台風 14 号, オリジナルデータにおけるジオポテンシャル高度の東西鉛直断面図. 2008 年 9 月 20 日 06Z 北緯 13 °(上), 2008 年 9 月 21 日 06Z 北緯 27 °(中), 2008 年 9 月 25 日 00Z 北緯 22 °(下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height Gravity

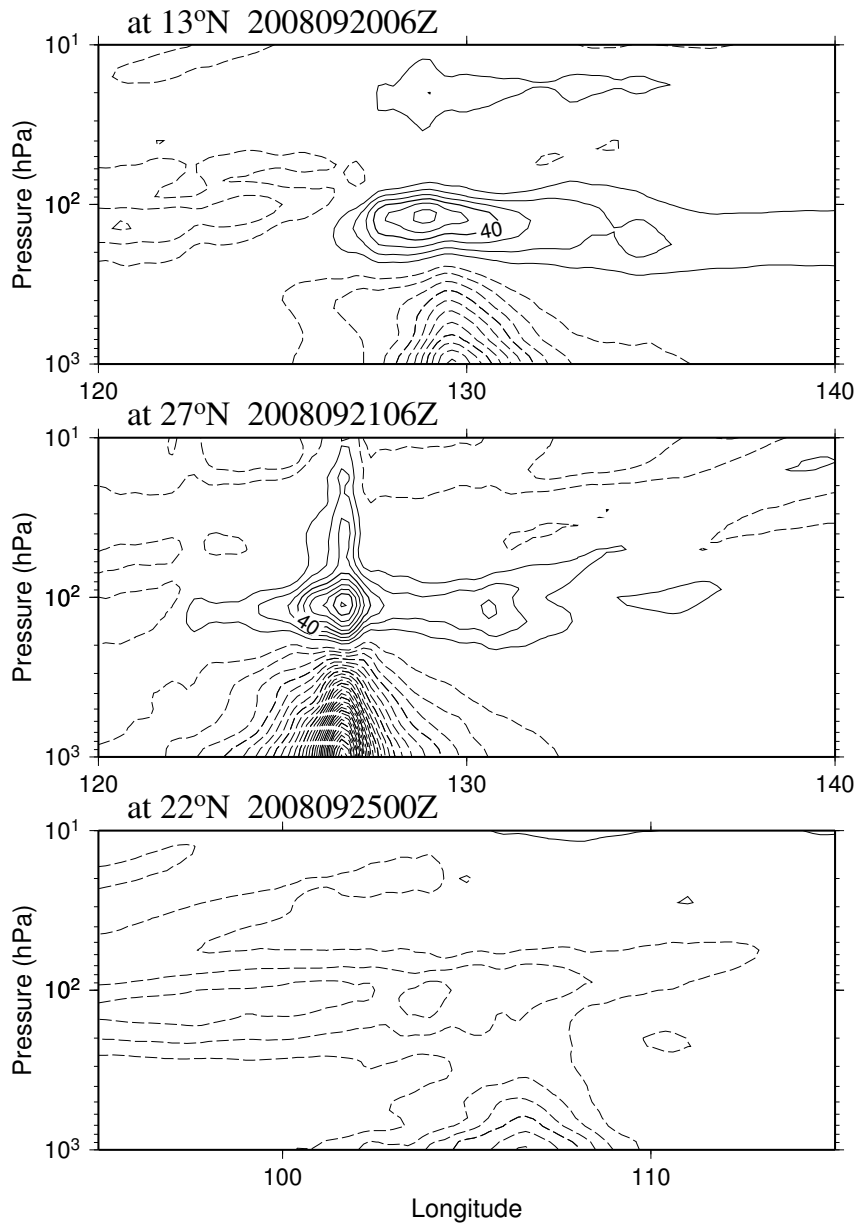


図 65: 台風 14 号, 重力波ワールドにおけるジオポテンシャル高度の東西鉛直断面図. 2008 年 9 月 20 日 06Z 北緯 13 °(上), 2008 年 9 月 21 日 06Z 北緯 27 °(中), 2008 年 9 月 25 日 00Z 北緯 22 °(下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height Original

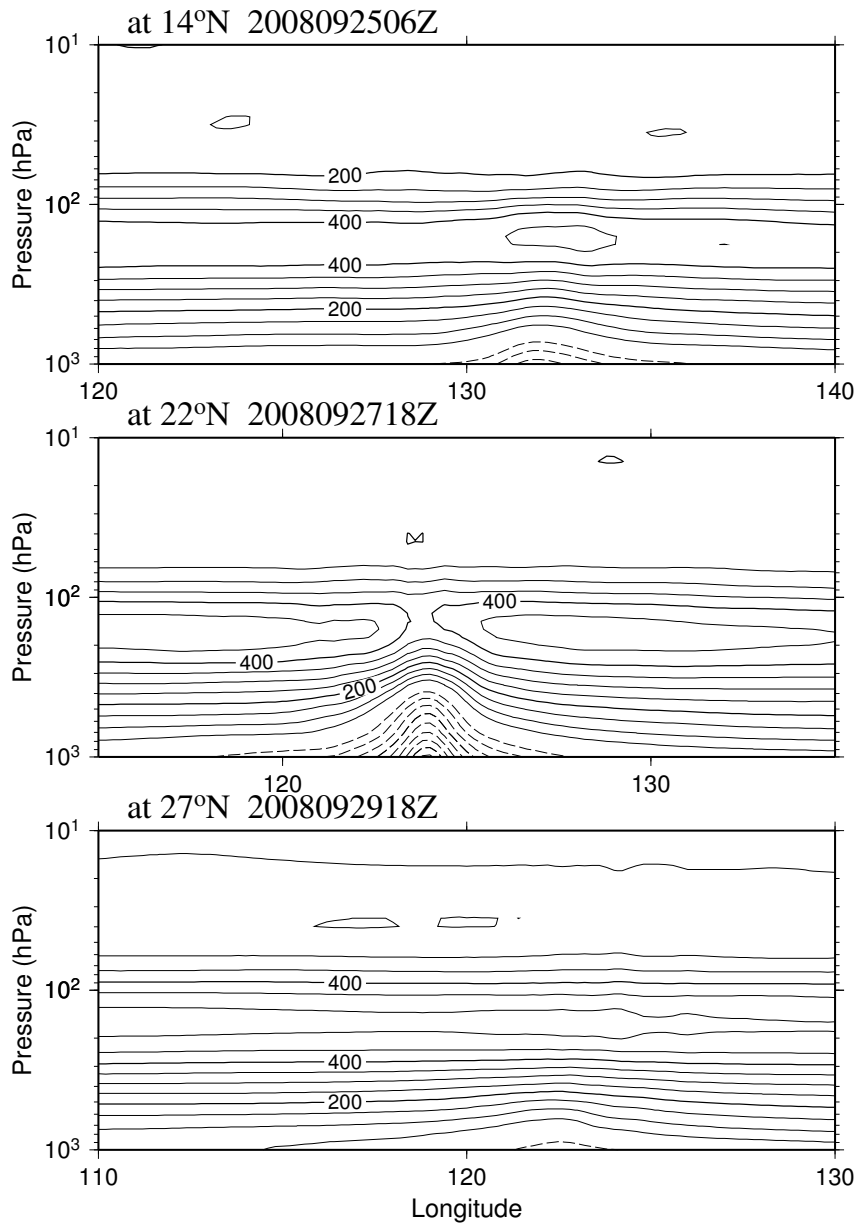


図 66: 台風 15 号, オリジナルデータにおけるジオポテンシャル高度の東西鉛直断面図. 2008 年 9 月 25 日 06Z 北緯 14° (上), 2008 年 9 月 27 日 18Z 北緯 22° (中), 2008 年 9 月 29 日 18Z 北緯 27° (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height Gravity

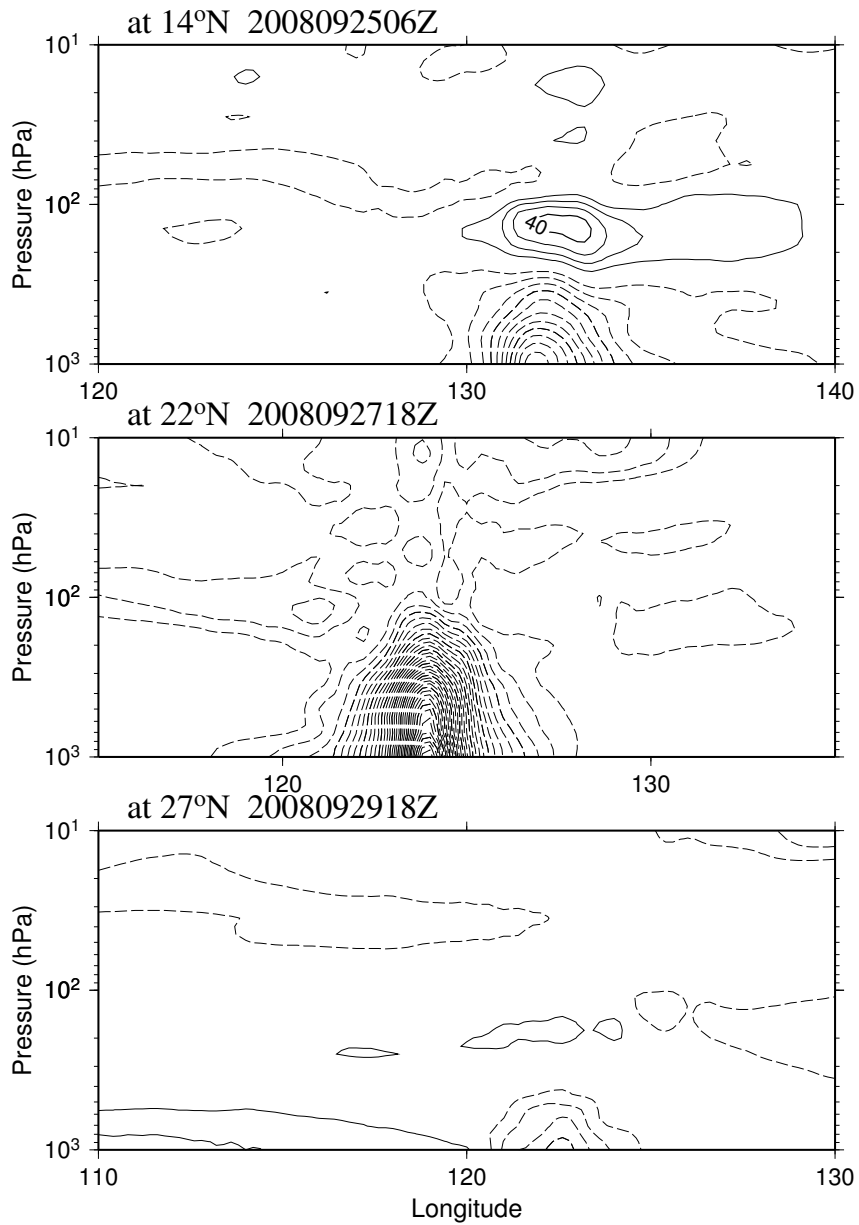


図 67: 台風 15 号, 重力波ワールドにおけるジオポテンシャル高度の東西鉛直断面図. 2008 年 9 月 25 日 06Z 北緯 14 °(上), 2008 年 9 月 27 日 18Z 北緯 22 °(中), 2008 年 9 月 29 日 18Z 北緯 27 °(下), コンター間隔は 10 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008090906Z

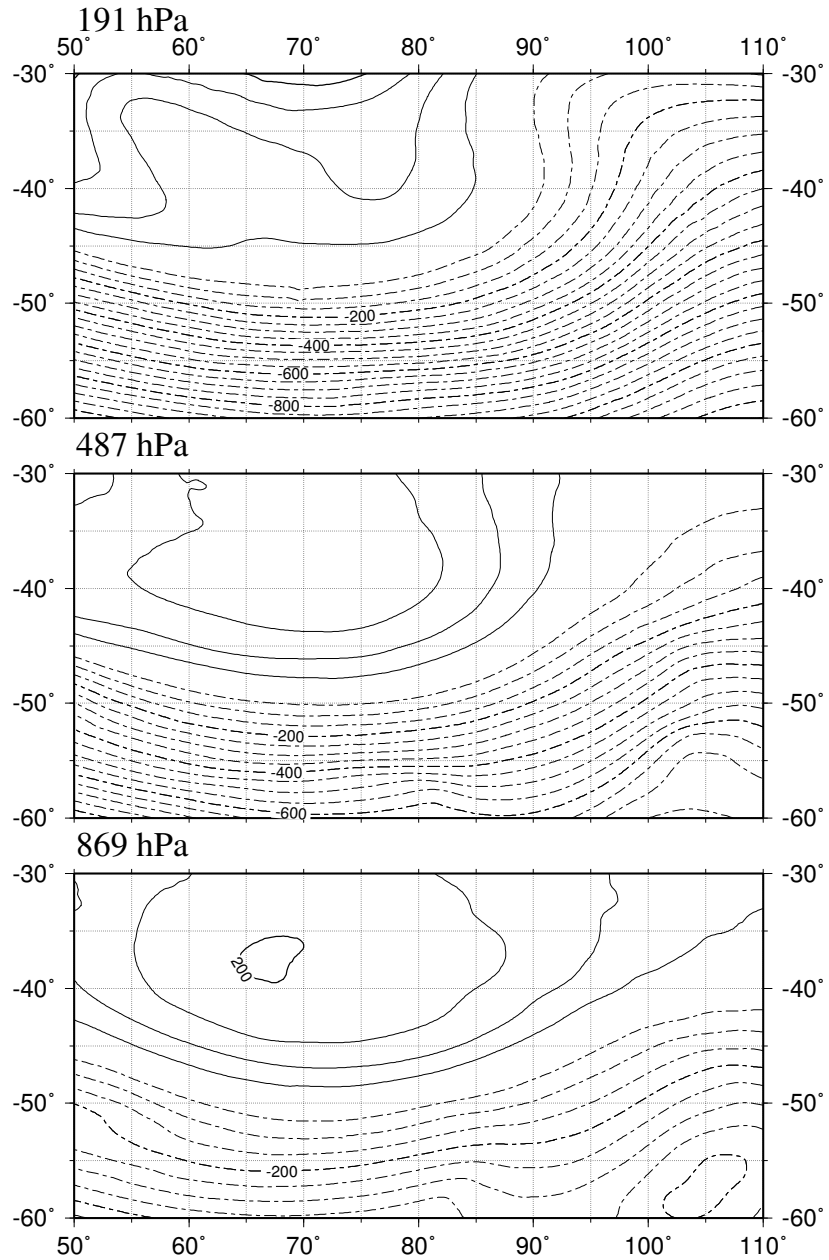


図 68: 南インド洋上の高気圧 (2008 年 9 月 9 日 06Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008090906Z

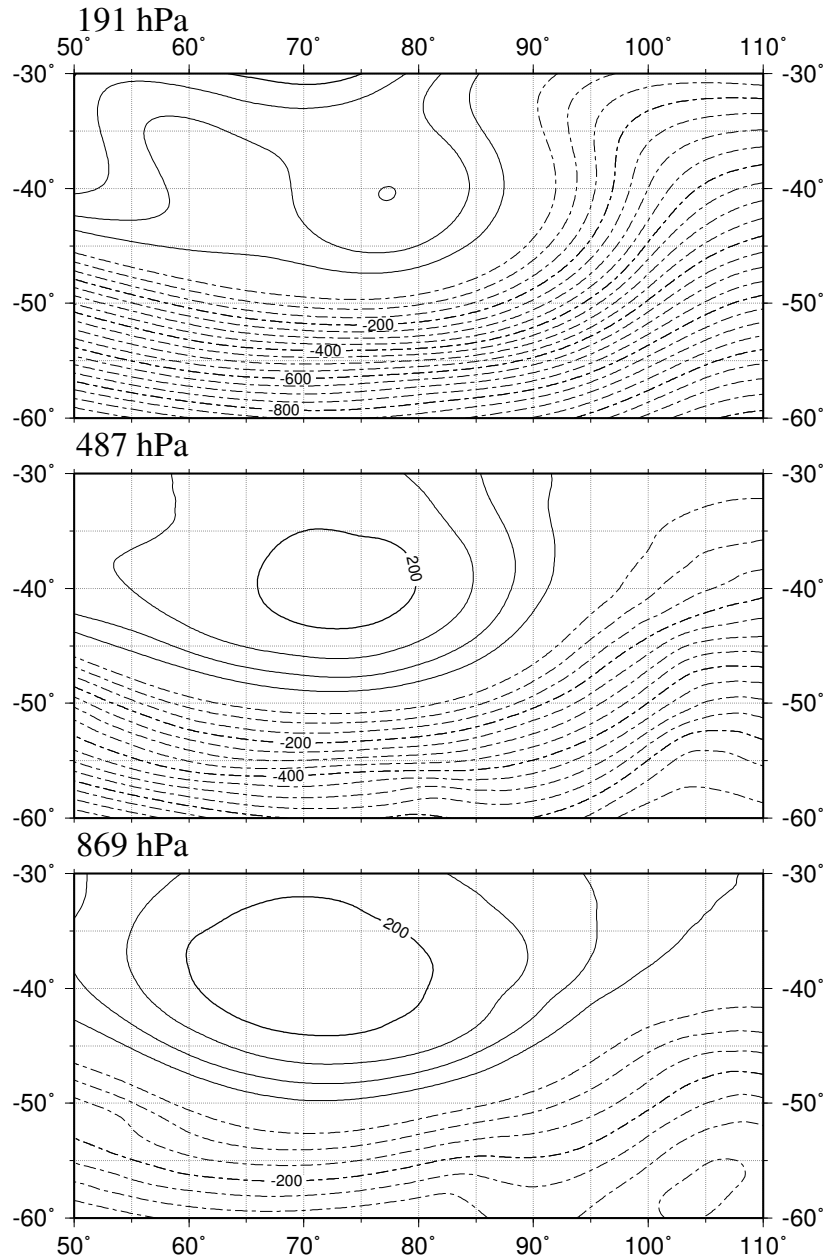


図 69: 南インド洋上の高気圧 (2008 年 9 月 9 日 06Z), ロスビー波データでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008090906Z

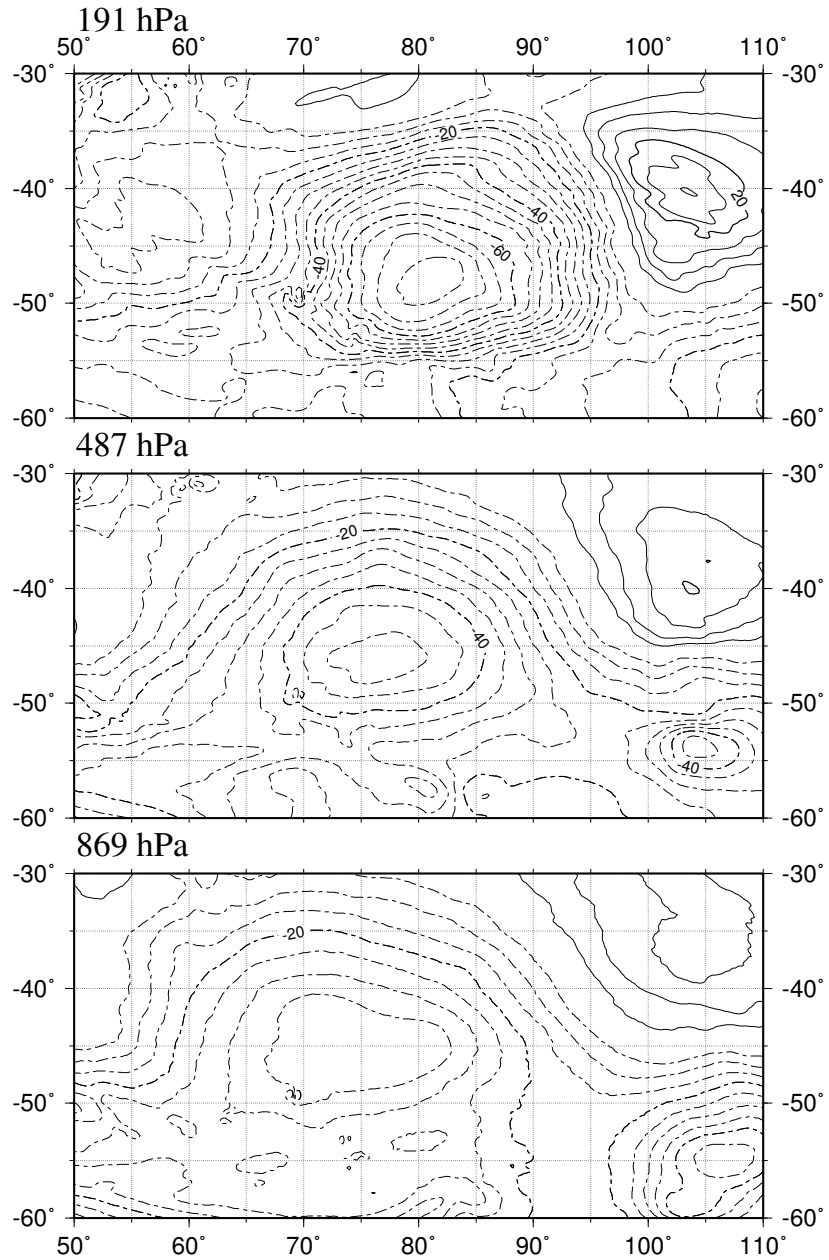


図 70: 南インド洋上の高気圧 (2008 年 9 月 9 日 06Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Original 2008092718Z

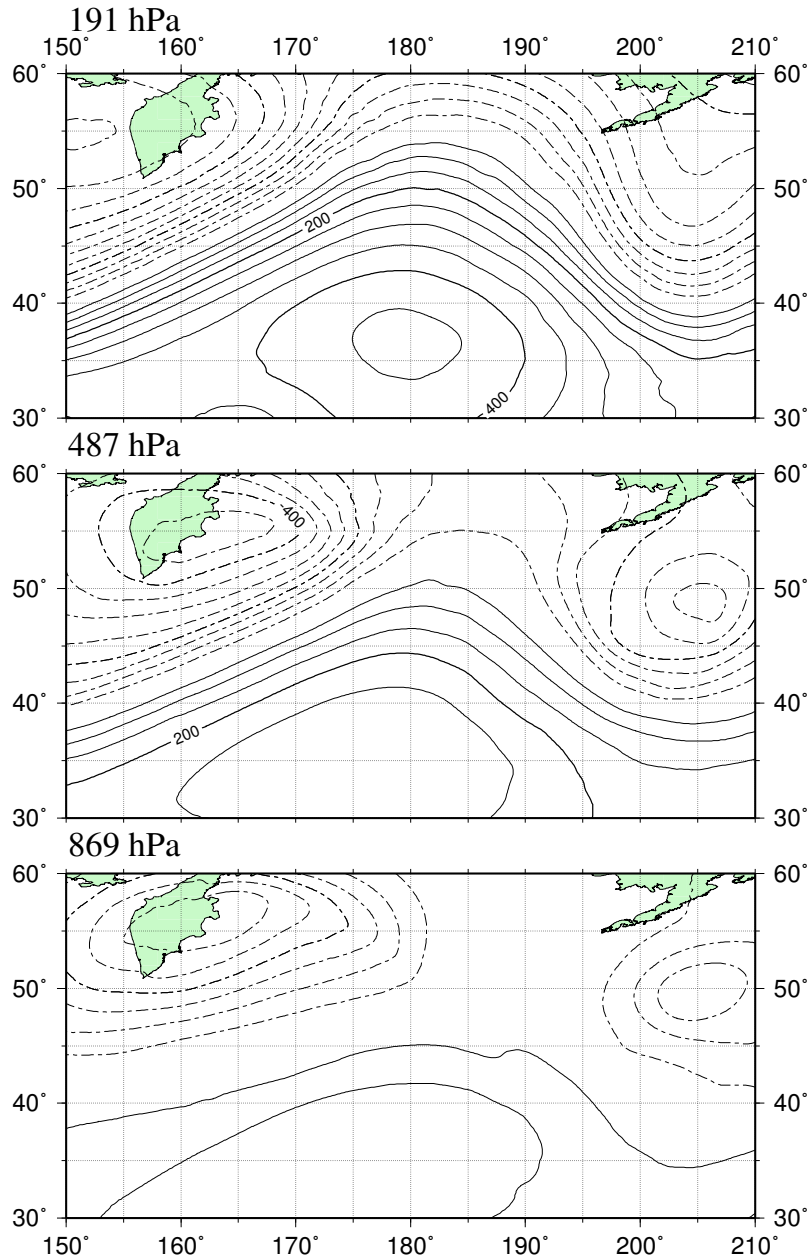


図 71: 北太平洋上の高気圧 (2008 年 9 月 27 日 18Z), オリジナルデータでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Rossby 2008092718Z

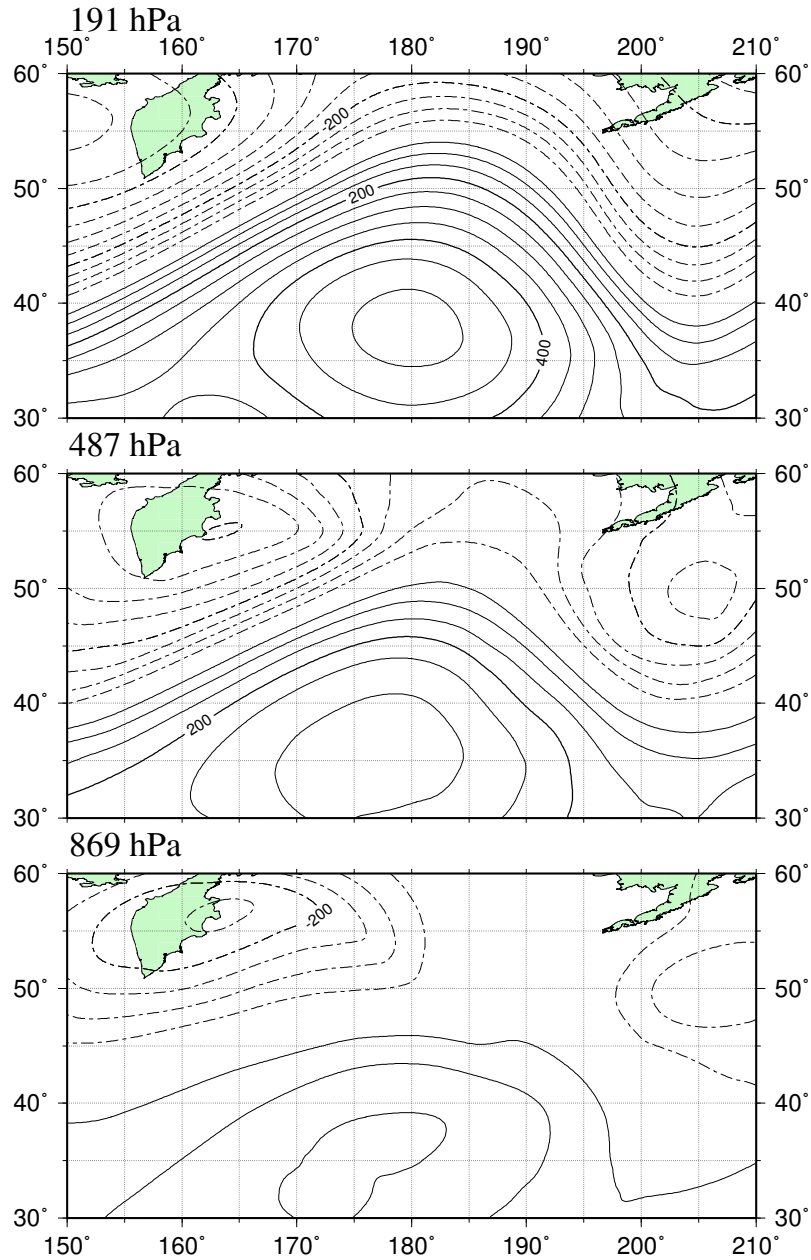


図 72: 北太平洋上の高気圧 (2008 年 9 月 27 日 18Z), ロスビー波データでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 50 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height

Gravity 2008092718Z

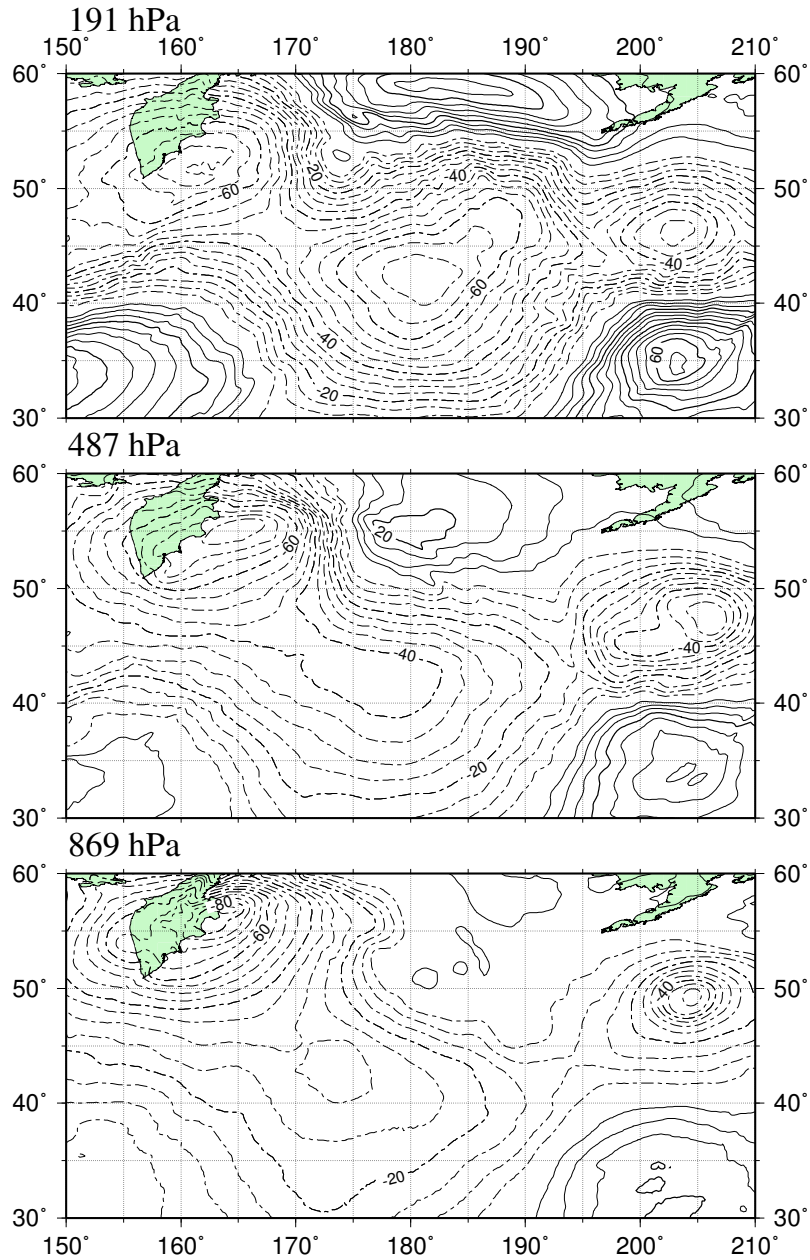
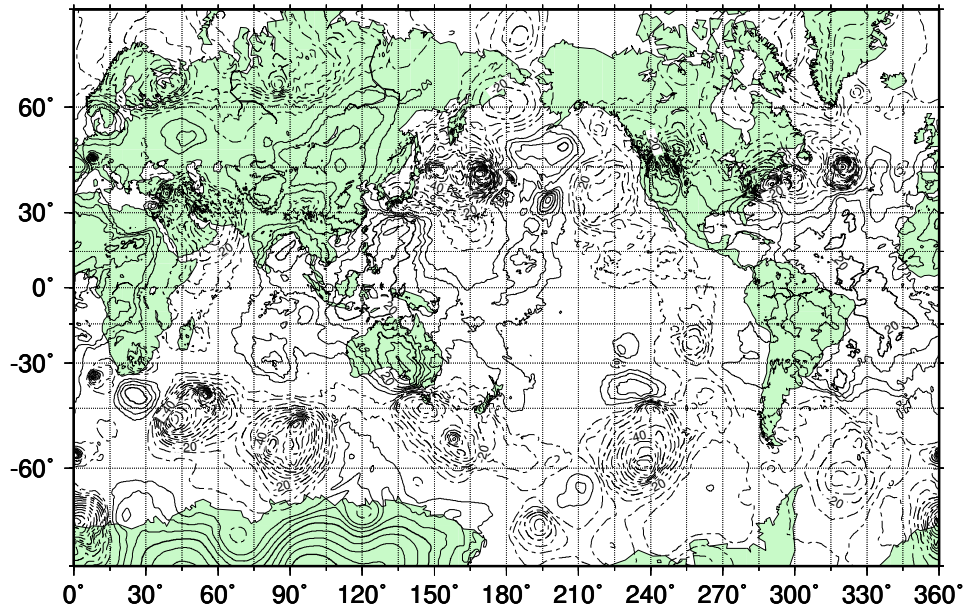


図 73: 北太平洋上の高気圧 (2008 年 9 月 27 日 18Z), 重力波ワールドでのジオポテンシャル高度. 191 hPa (上), 487 hPa (中), 869 hPa (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 487 hPa

Gravity

2009010100Z



2009020100Z

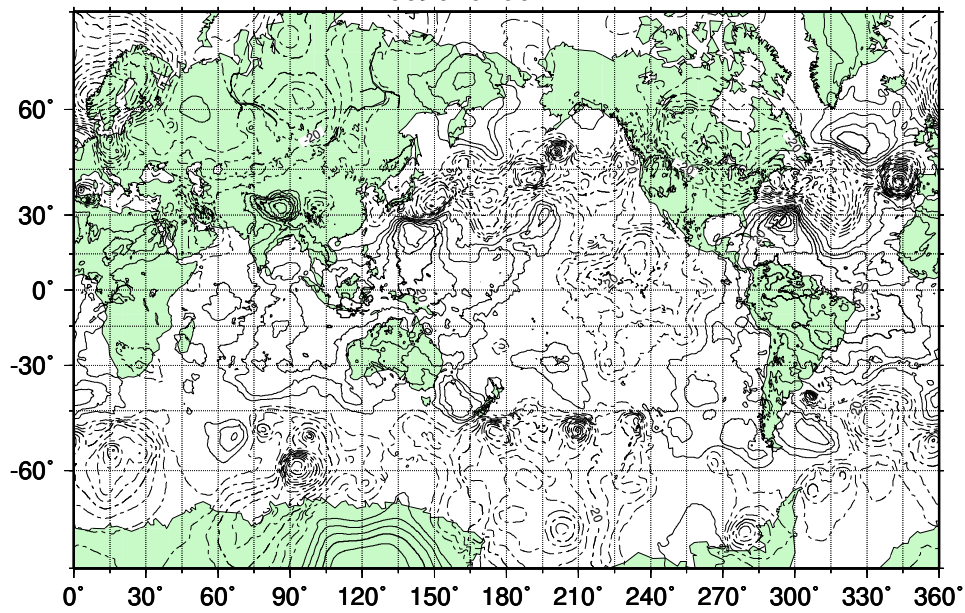
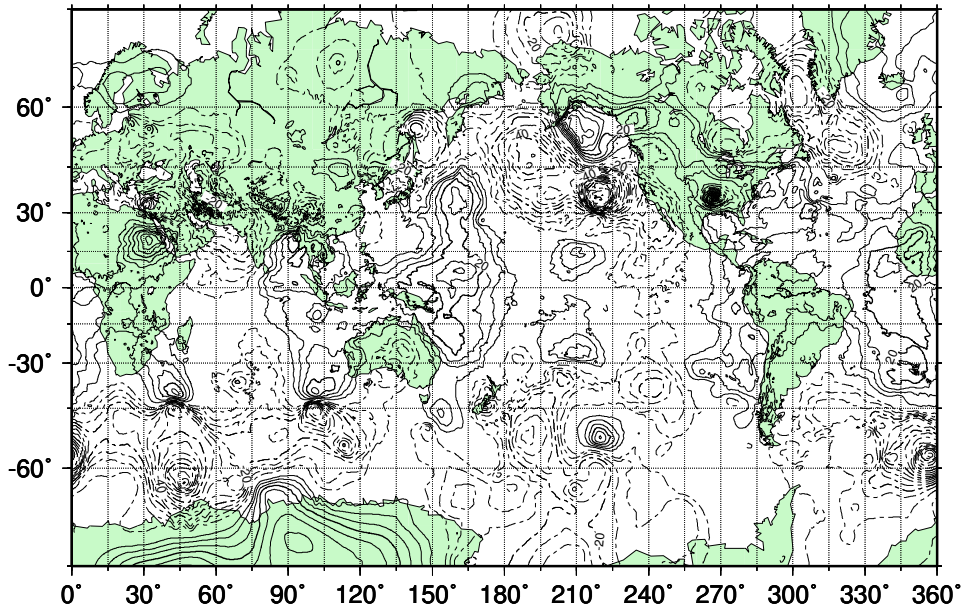


図 74: 重力波ワールドの 487 hPa ジオポテンシャル高度, 2009 年 1 月 1 日 00Z (上), 2009 年 2 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 487 hPa

Gravity

2009030100Z



2009040100Z

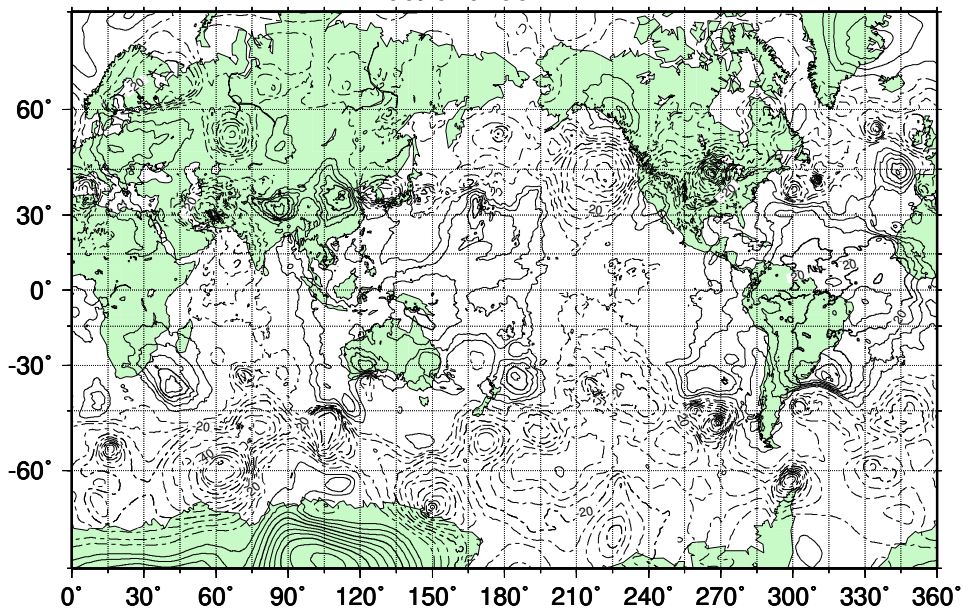
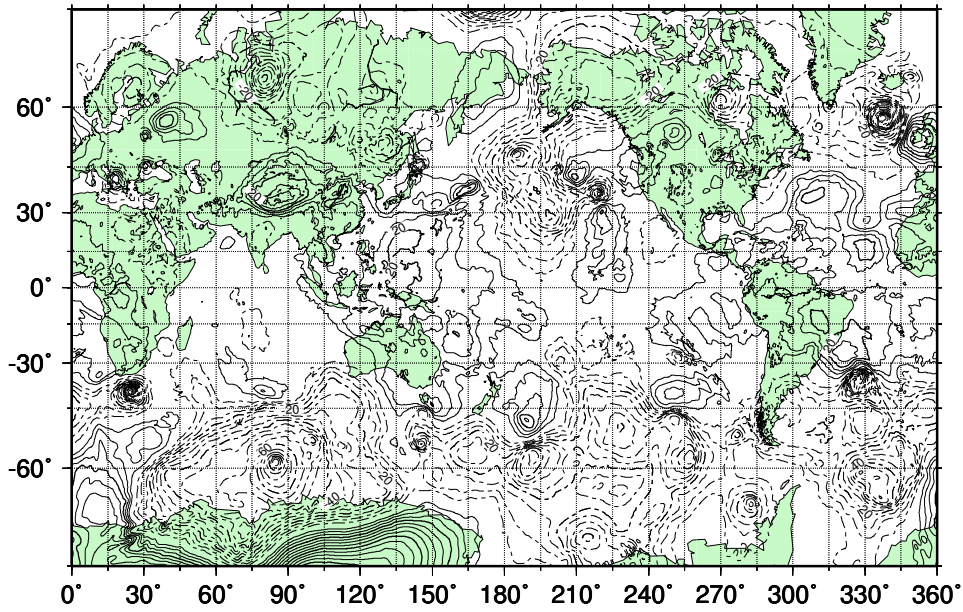


図 75: 重力波ワールドの 487 hPa ジオポテンシャル高度, 2009 年 3 月 1 日 00Z (上), 2009 年 3 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 487 hPa

Gravity

2009050100Z



2009060100Z

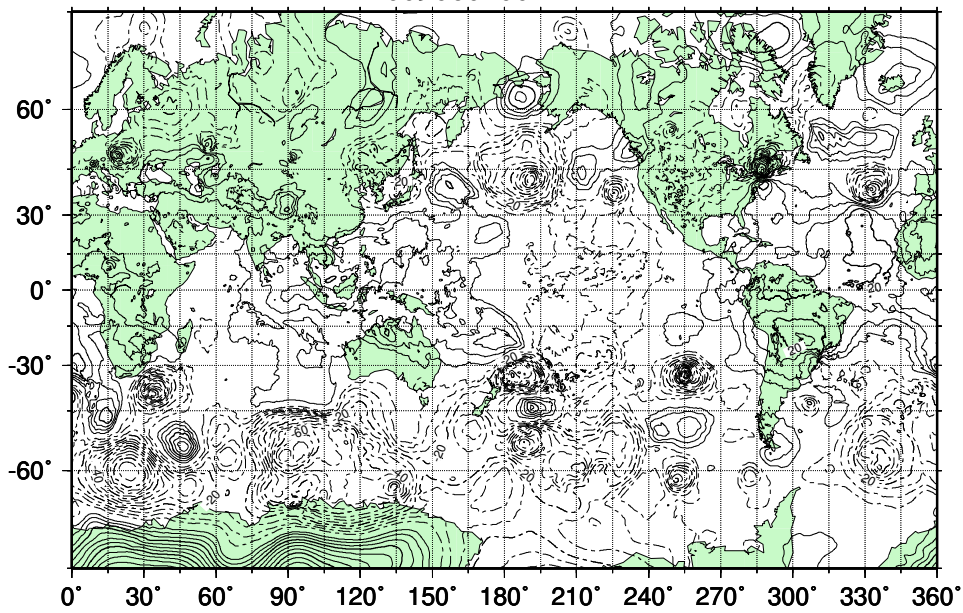
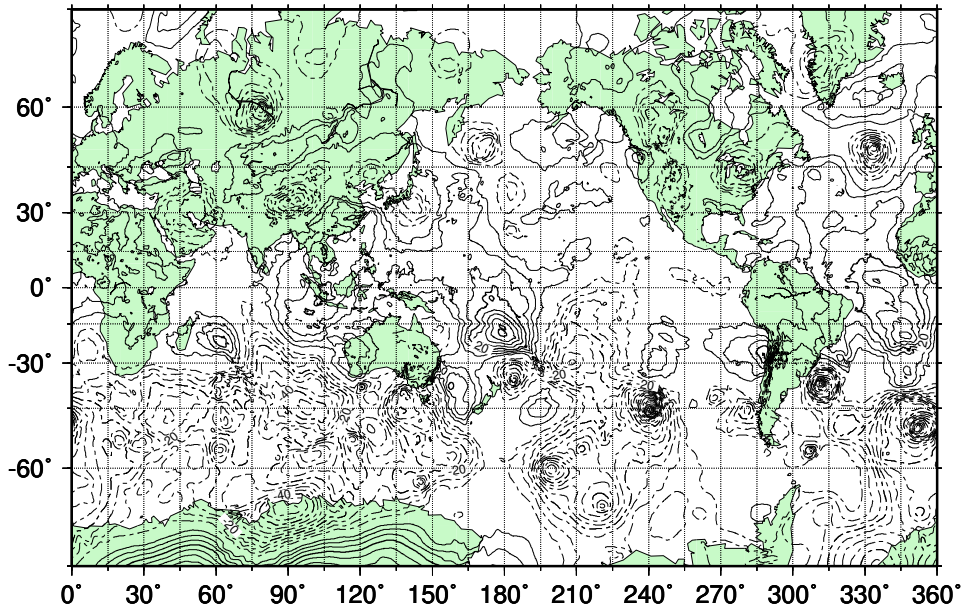


図 76: 重力波ワールドの 487 hPa ジオポテンシャル高度, 2009 年 5 月 1 日 00Z (上), 2009 年 6 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 487 hPa

Gravity

2009070100Z



2009080100Z

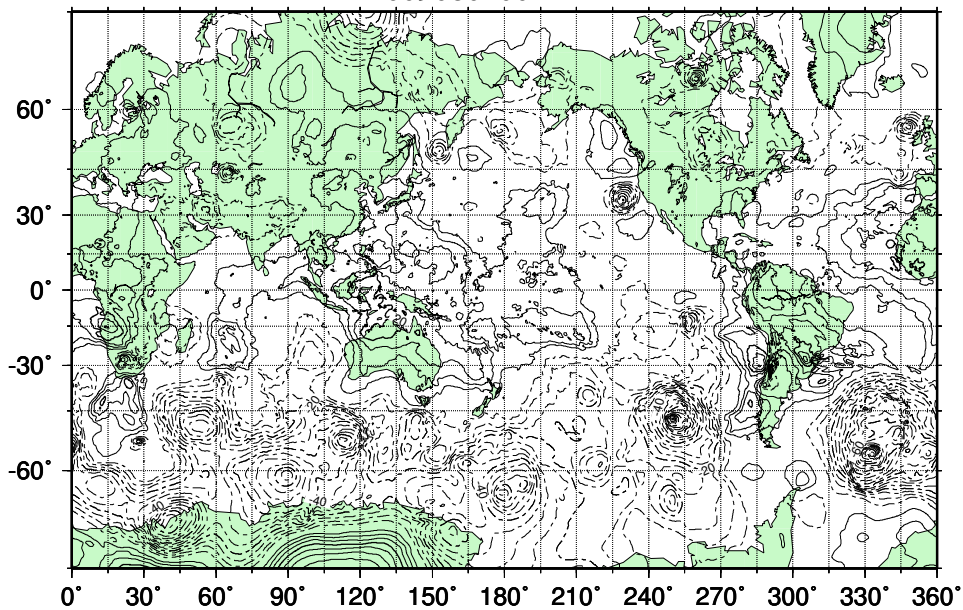
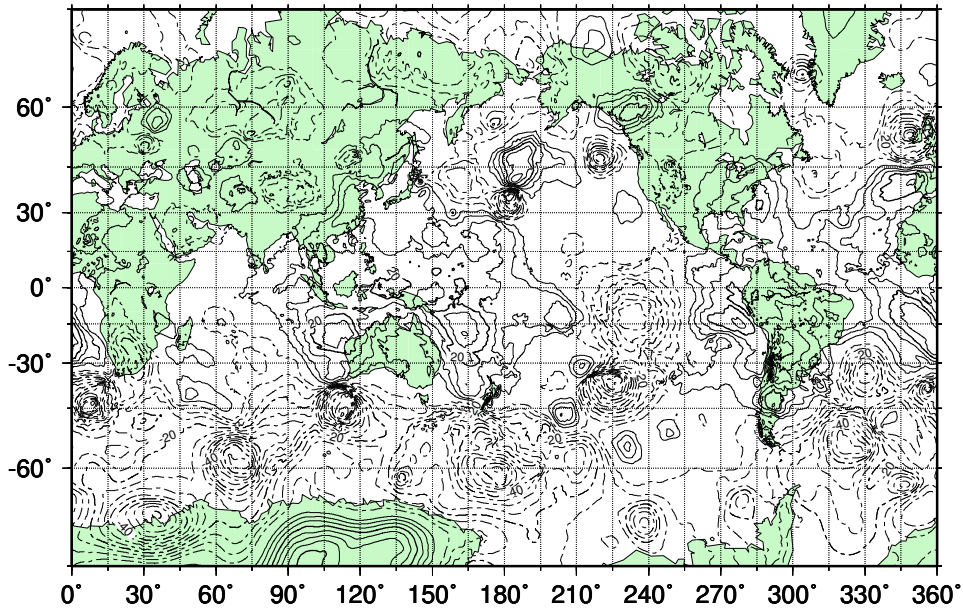


図 77: 重力波ワールドの 487 hPa ジオポテンシャル高度, 2009 年 7 月 1 日 00Z (上), 2009 年 8 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 487 hPa

Gravity

2009090100Z



2009100100Z

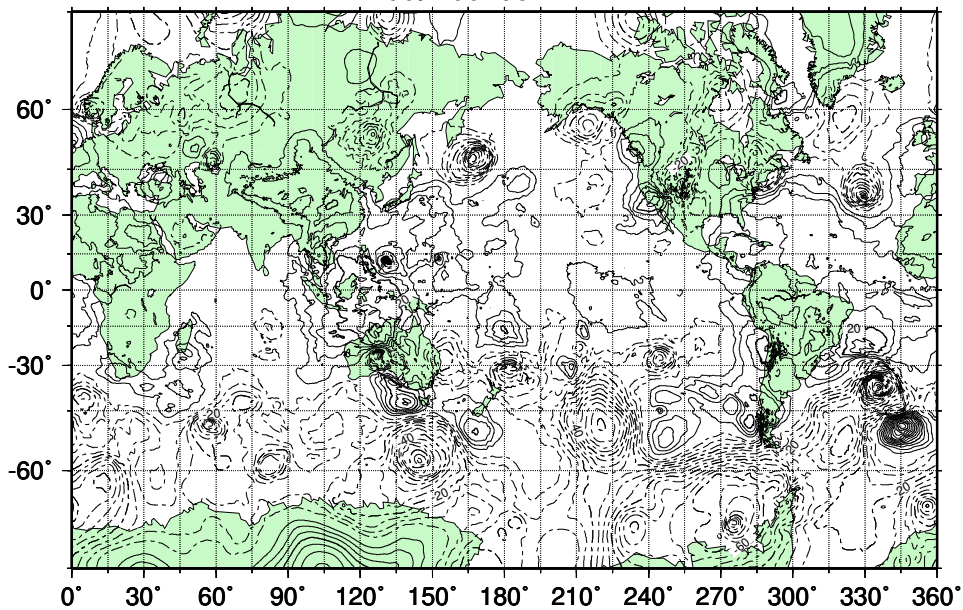
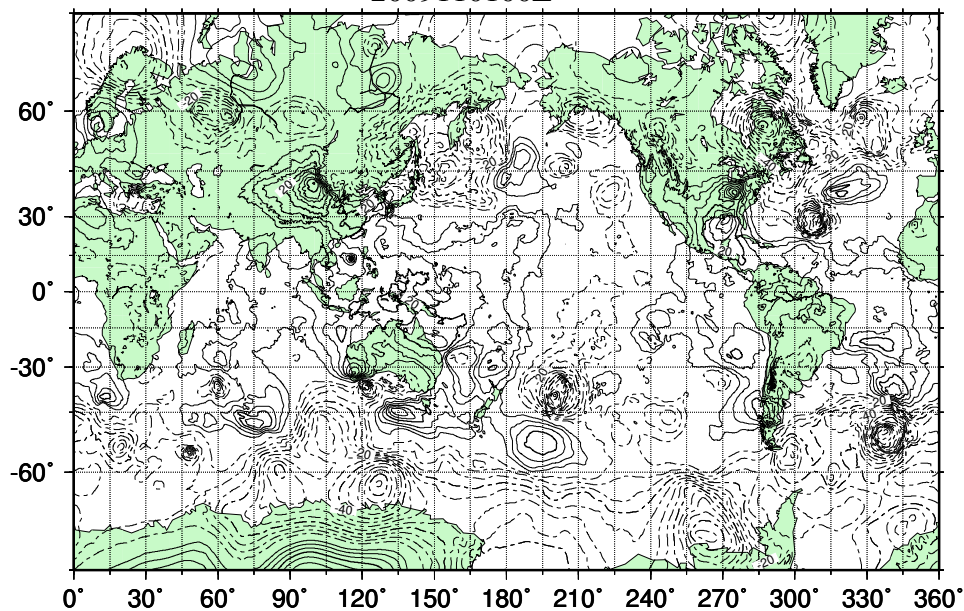


図 78: 重力波ワールドの 487 hPa ジオポテンシャル高度, 2009 年 9 月 1 日 00Z (上), 2009 年 10 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

Height at 487 hPa

Gravity

2009110100Z



2009120100Z

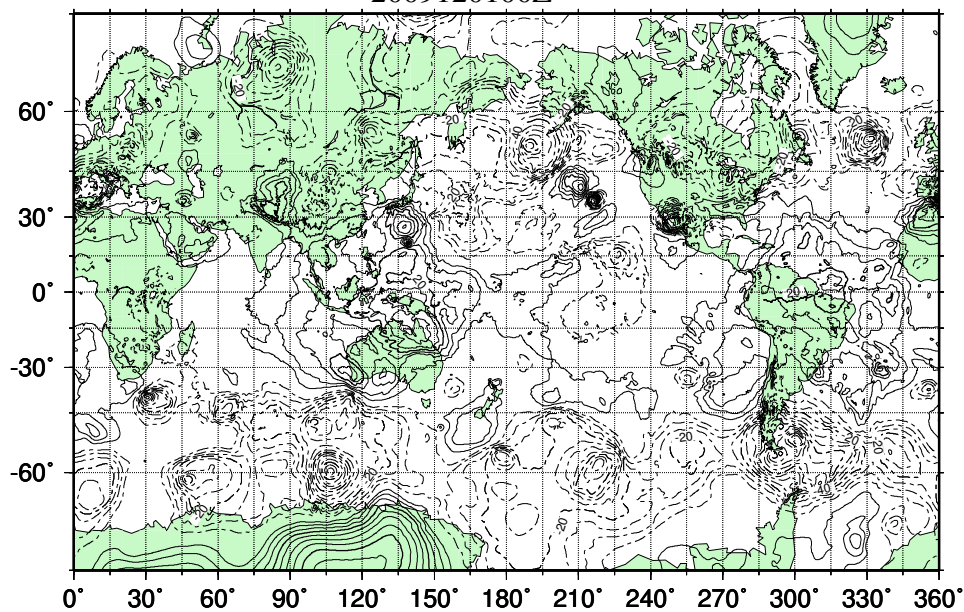


図 79: 重力波ワールドの 487 hPa ジオポテンシャル高度, 2009 年 11 月 1 日 00Z (上), 2009 年 12 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 m, 実線は正, 点線は負の値を示す.

U Zonal Mean 2009030100Z

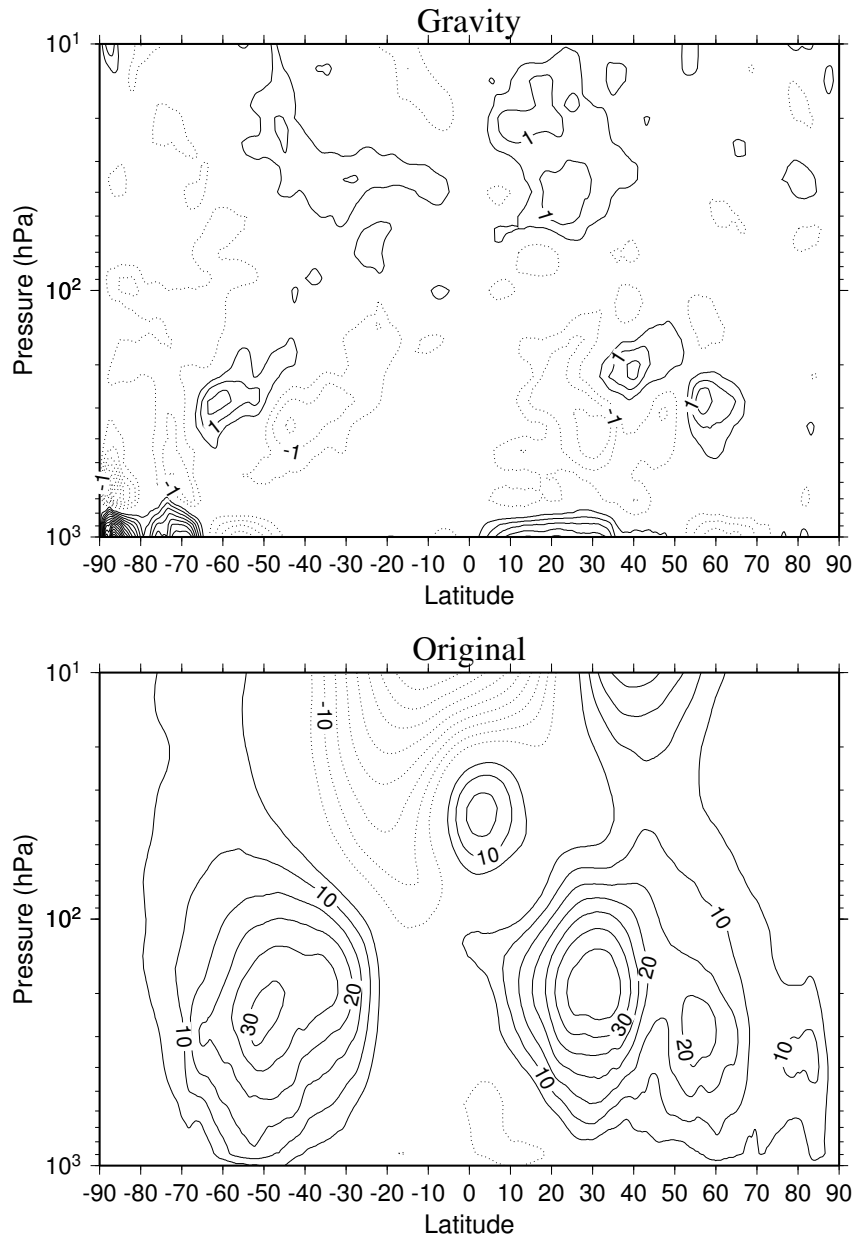


図 80: 2009 年 3 月 1 日 00Z 東西風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

U Zonal Mean 2009060100Z

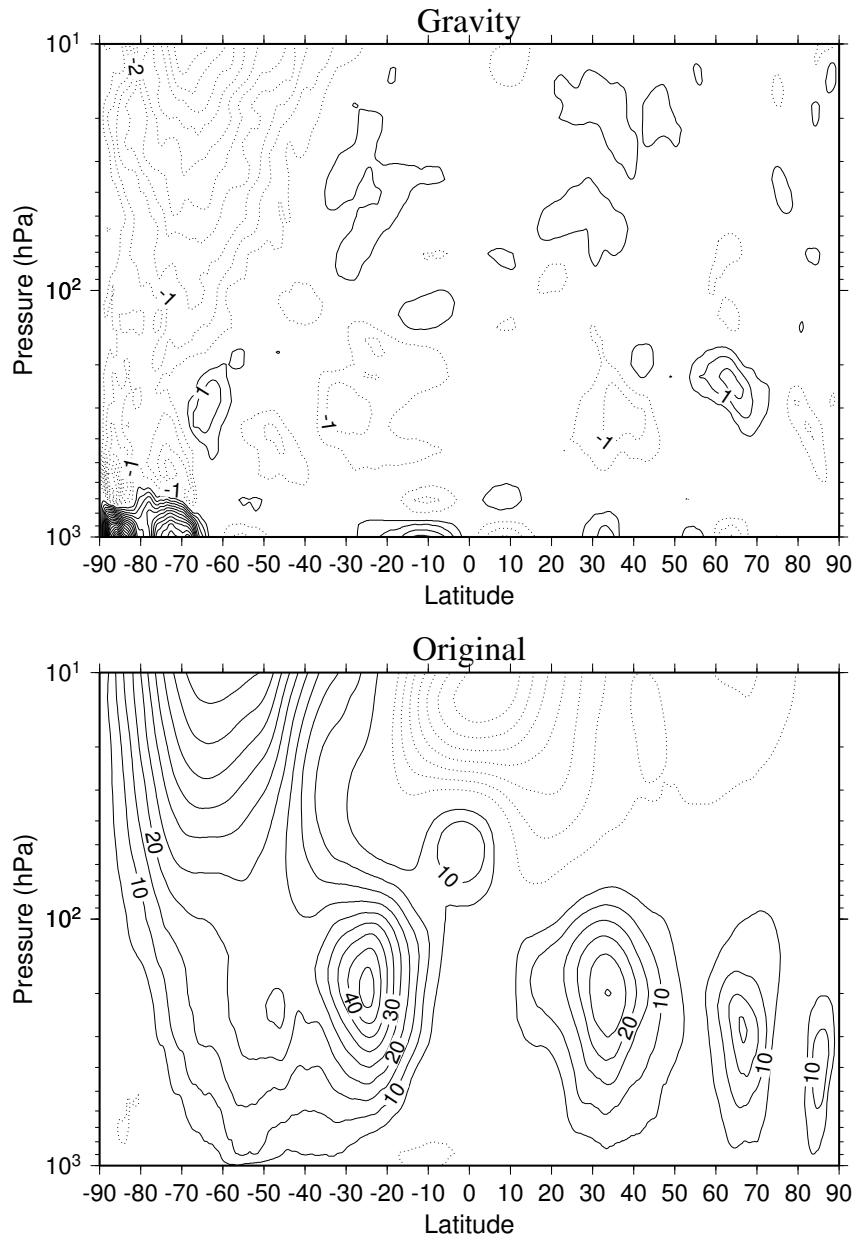


図 81: 2009 年 6 月 1 日 00Z 東西風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

U Zonal Mean 2009090100Z

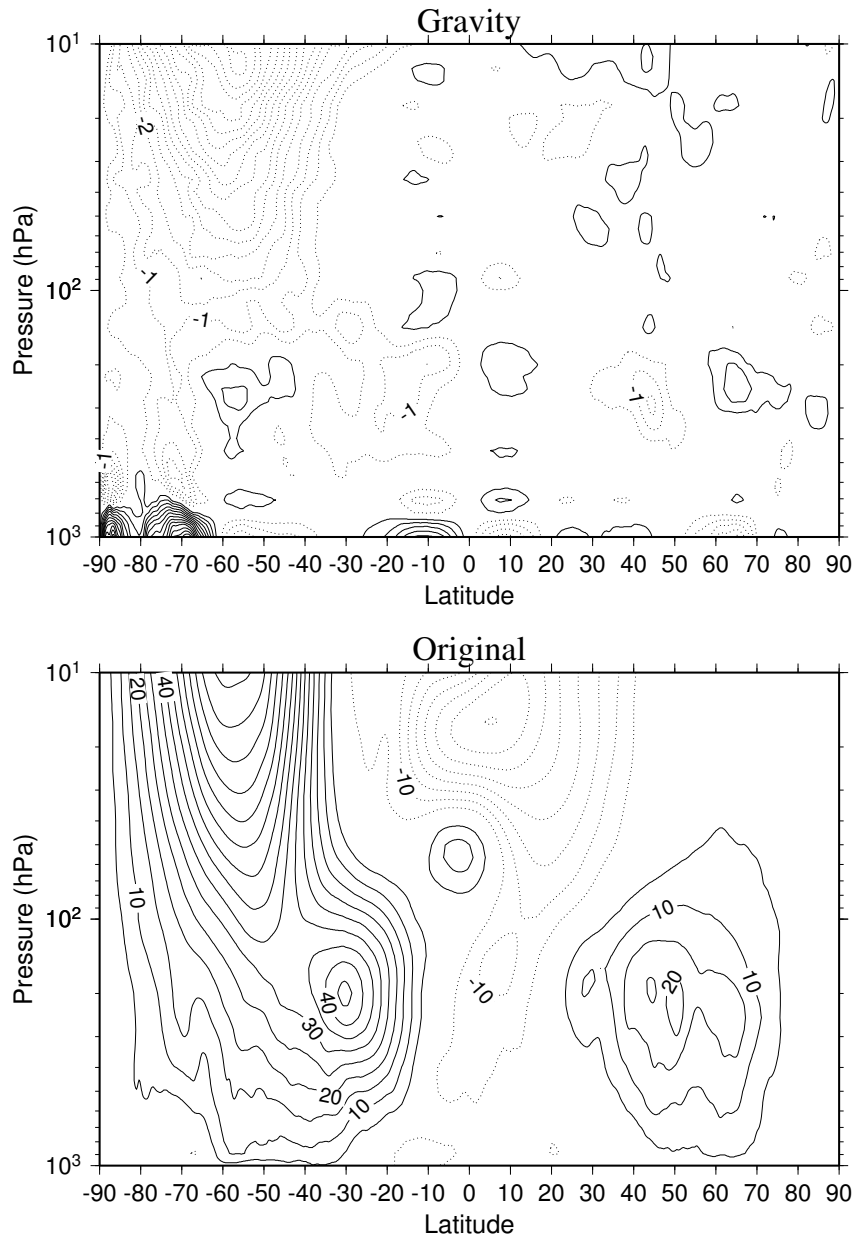


図 82: 2009 年 9 月 1 日 00Z 東西風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

U Zonal Mean 2009120100Z

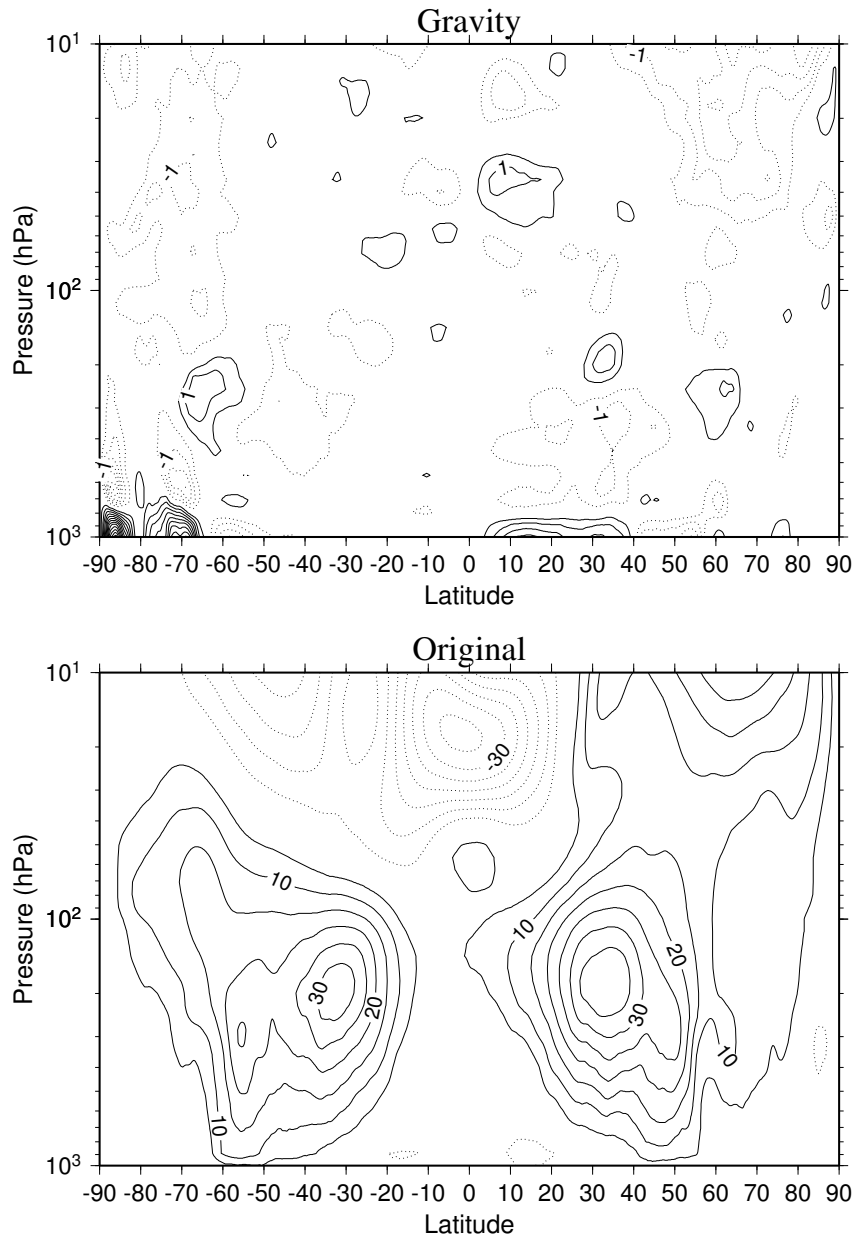


図 83: 2009 年 12 月 1 日 00Z 東西風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

V Zonal Mean 2009030100Z

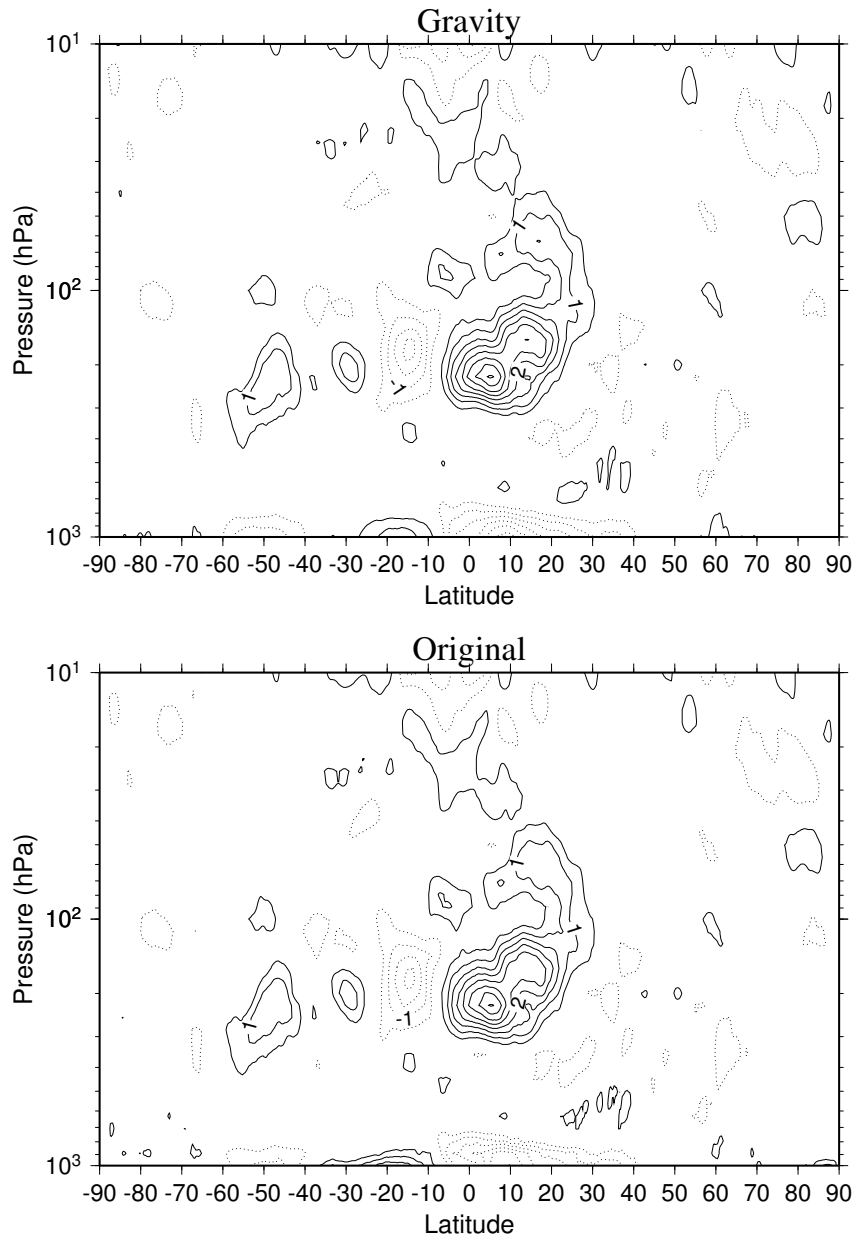


図 84: 2009 年 3 月 1 日 00Z 南北風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

V Zonal Mean 2009060100Z

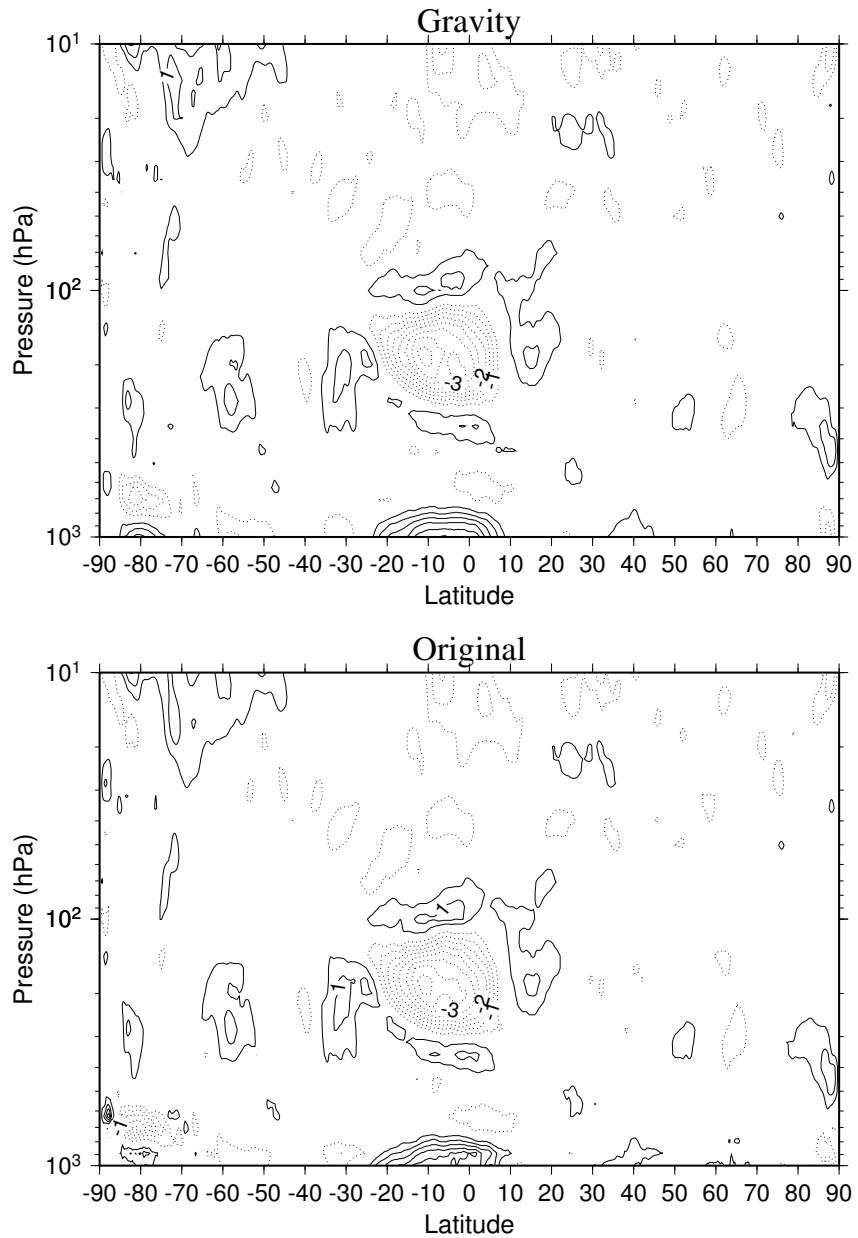


図 85: 2009 年 6 月 1 日 00Z 南北風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

V Zonal Mean 2009090100Z

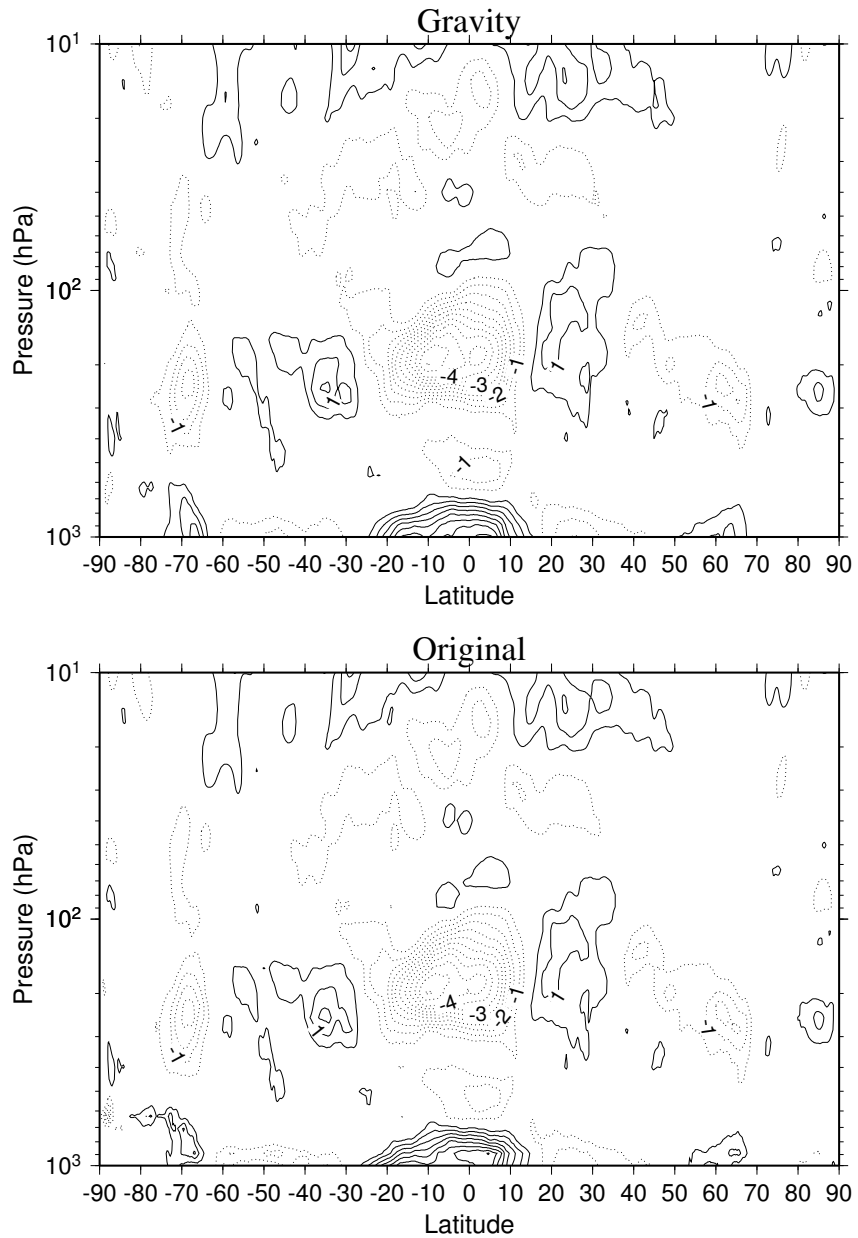


図 86: 2009 年 9 月 1 日 00Z 南北風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

V Zonal Mean 2009120100Z

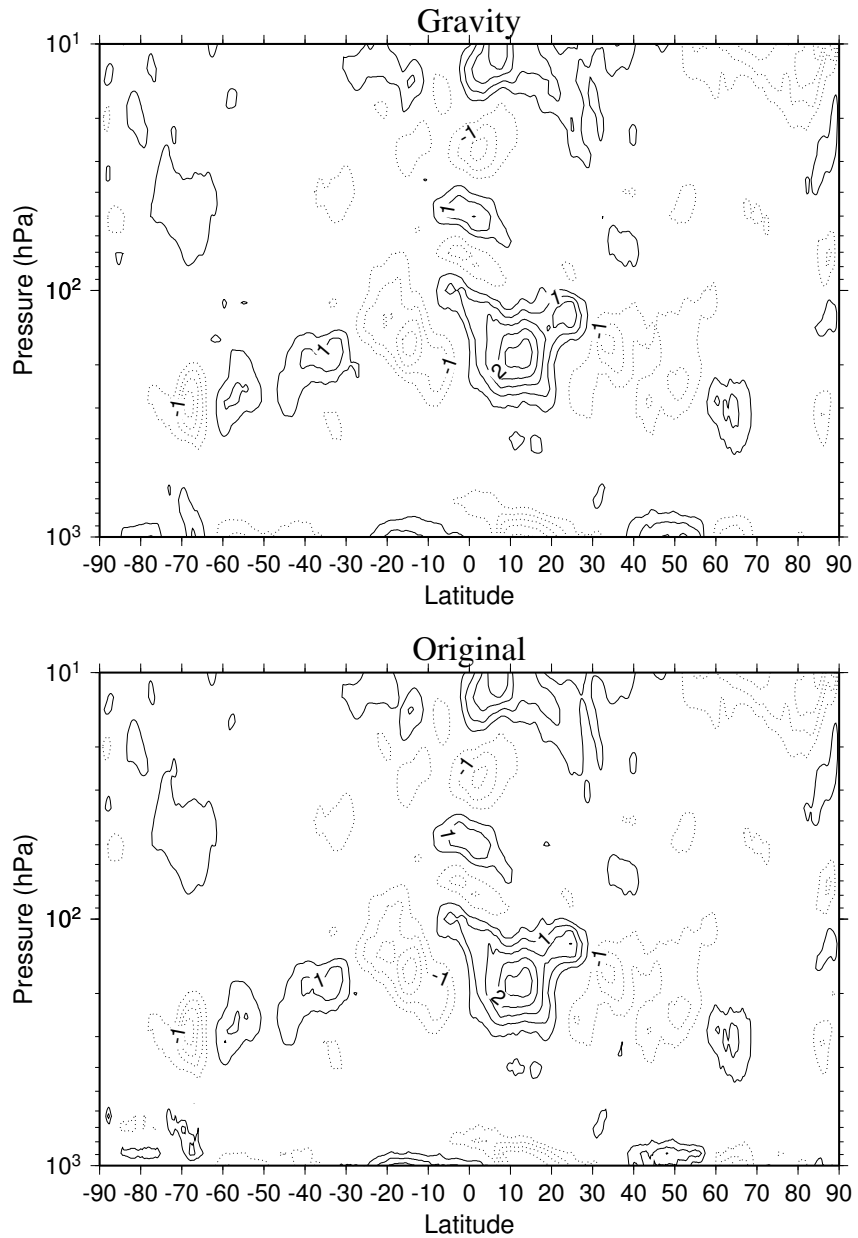
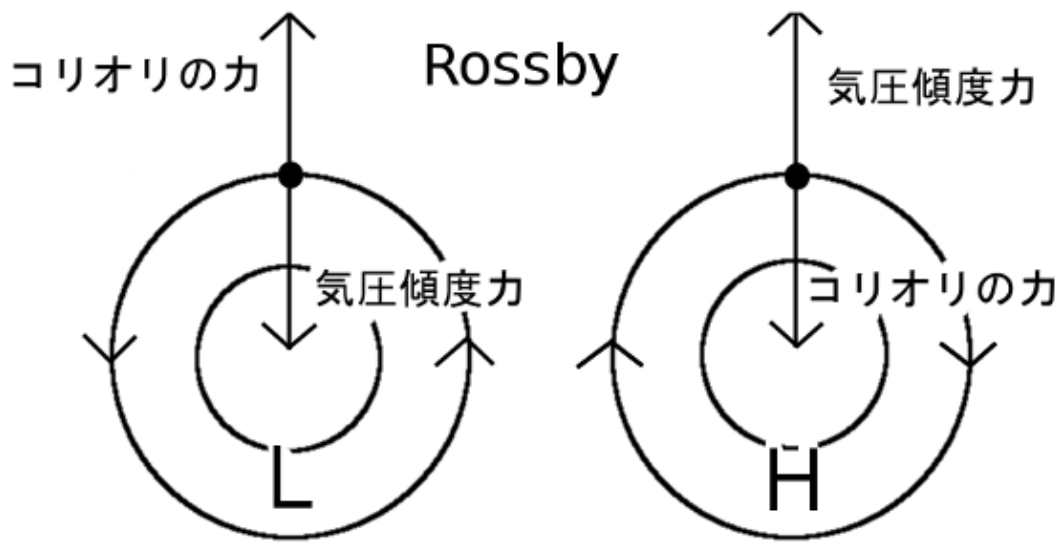


図 87: 2009 年 12 月 1 日 00Z 東西風東西平均図, 重力波ワールド (上), オリジナルデータ (下), コンター間隔はそれぞれ 0.5 m/s, 5 m/s, 実線は正, 点線は負の値を示す.

地衡風



傾度風

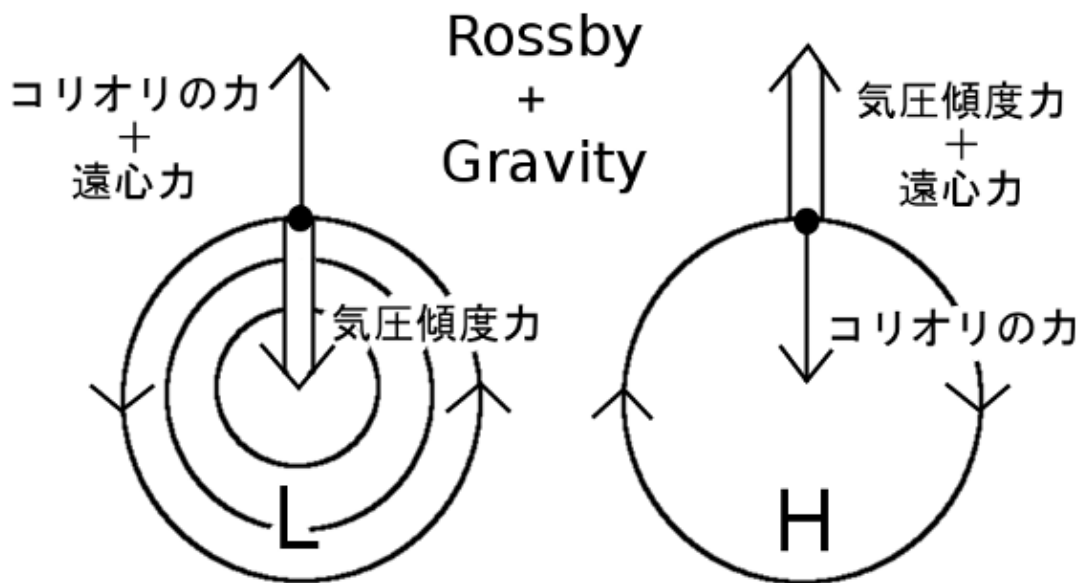
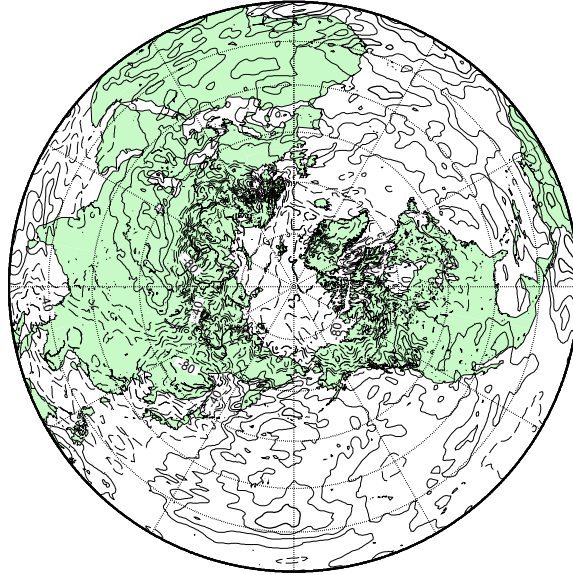


図 88: 地衡風と傾度風

Height at 10 hPa

Gravity

2009010100Z



2009020100Z

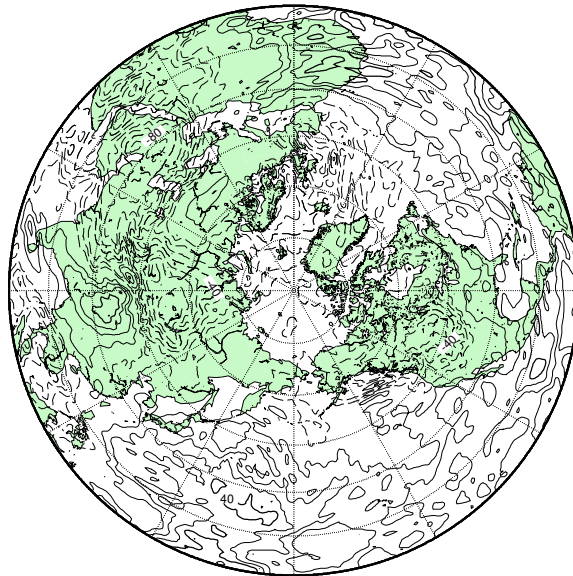
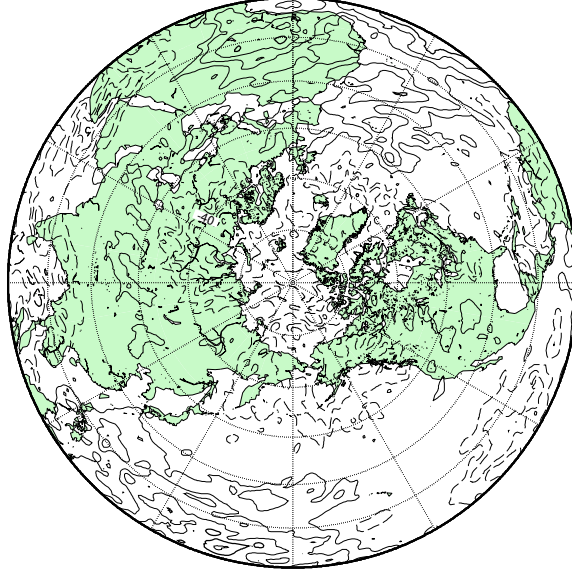


図 89: 北半球の重力波ワールドの 10 hPa 等圧面ジオポテンシャル高度図, 2008 年 1 月 1 日 00Z (上), 2008 年 2 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 hPa で実線は正, 点線は負を示す

Height at 10 hPa

Gravity

2009110100Z



2009120100Z

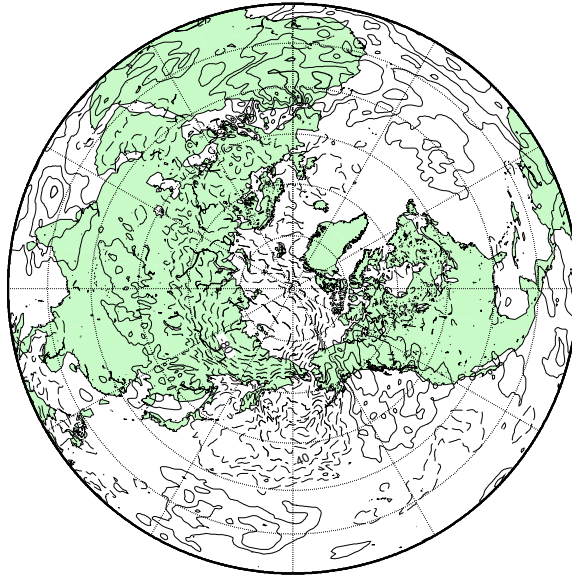
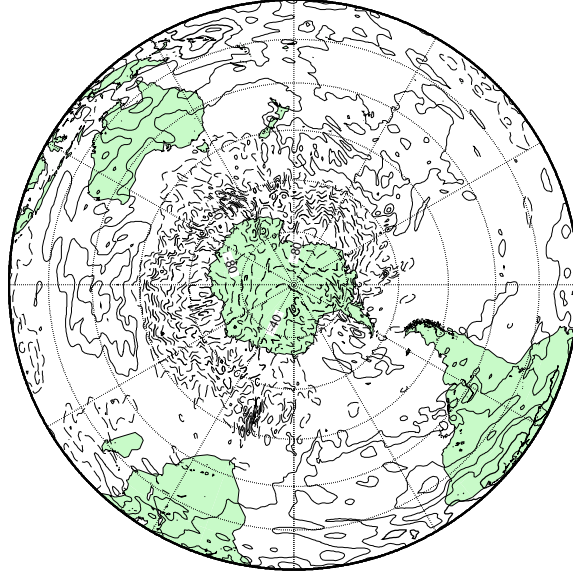


図 90: 北半球の重力波ワールドの 10 hPa 等圧面ジオポテンシャル高度図, 2008 年 11 月 1 日 00Z (上), 2008 年 12 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 hPa で実線は正, 点線は負を示す

Height at 10 hPa

Gravity

2009060100Z



2009070100Z

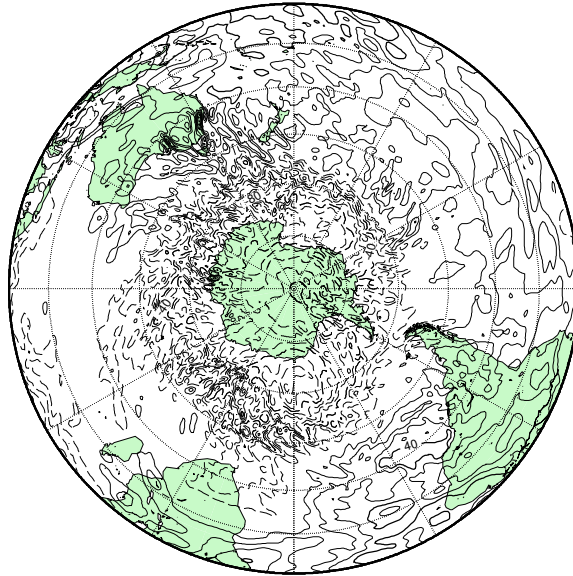
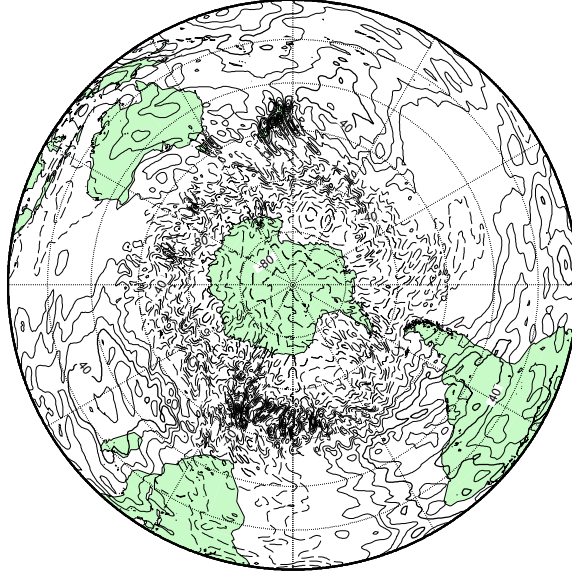


図 91: 南半球の重力波ワールドの 10 hPa 等圧面ジオポテンシャル高度図, 2008 年 6 月 1 日 00Z (上), 2008 年 7 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 hPa で実線は正, 点線は負を示す

Height at 10 hPa

Gravity

2009080100Z



2009090100Z

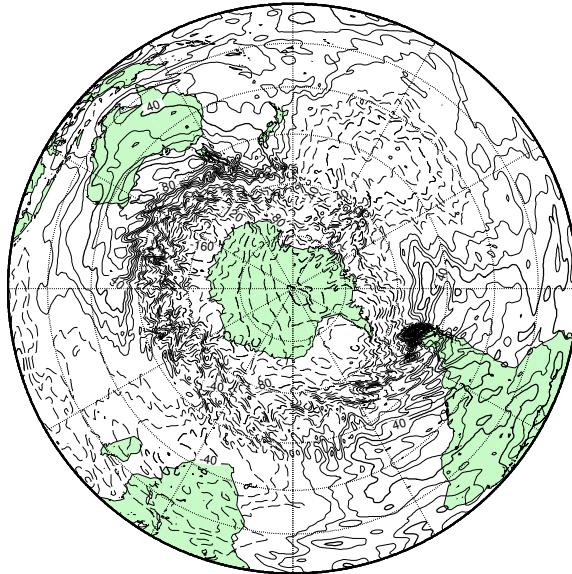


図 92: 南半球の重力波ワールドの 10 hPa 等圧面ジオポテンシャル高度図, 2008 年 8 月 1 日 00Z (上), 2008 年 9 月 1 日 00Z (下), コンター間隔は 5 hPa で実線は正, 点線は負を示す