

# ロスビー波と重力波両者により駆動される物質輸送を3次元に記述する方程式系 (3次元変形オイラー平均系) の導出

木下 武也<sup>1</sup>, 佐藤 薫<sup>2</sup>

1: 情報通信研究機構 統合データシステム研究開発室

2: 東京大学 大学院理学系研究科 地球惑星科学専攻

GFDセミナー2013

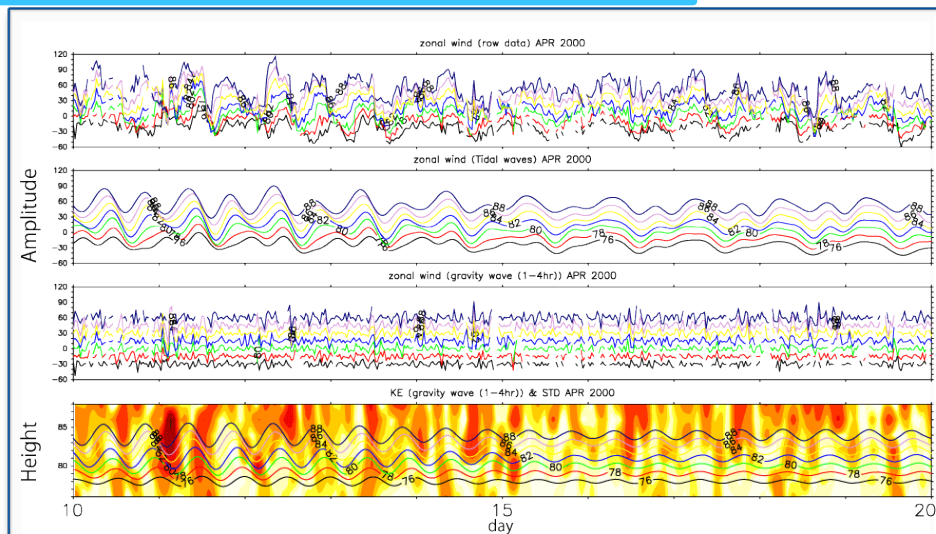
# 統合データシステム研究開発室では

- \* NICTの所有する長期間観測データを含む科学データベースの解析アプリケーション開発および解析的科学研究

例えば  超高層大気長期変動の全球地上ネットワーク観測・研究  
(<http://www.iugonet.org/>)

NICT (または他大学) の所有する観測データを収集  
データ形式を揃える

解析、描画を行う  
UDAS  
IDL  
DCL  
GrADS+EXTRAWING



# $K-P=S$ と $f u' \eta'$ について

- \* 慣性重力波の場合 ( $f$  面, 重力波の分散関係式を使用)

$$f u' \eta' = S$$

- \* 準地衡流系の場合 (ロスビー数のオーダーを考慮)

$$f u' \eta' = 2K$$

- \* 両方を含む場合

$$f u' \eta' = 1/2 (u'^2 + v'^2 - u' \Phi_{y'} / f + v' \Phi_{x'} / f)$$

- \* 赤道波の場合

$$f u' \eta' = 1/2 (u'^2 - v'^2 - \Phi_{z'}^2 / N'^2)$$

物理的な意味は??

# ところで、研究背景

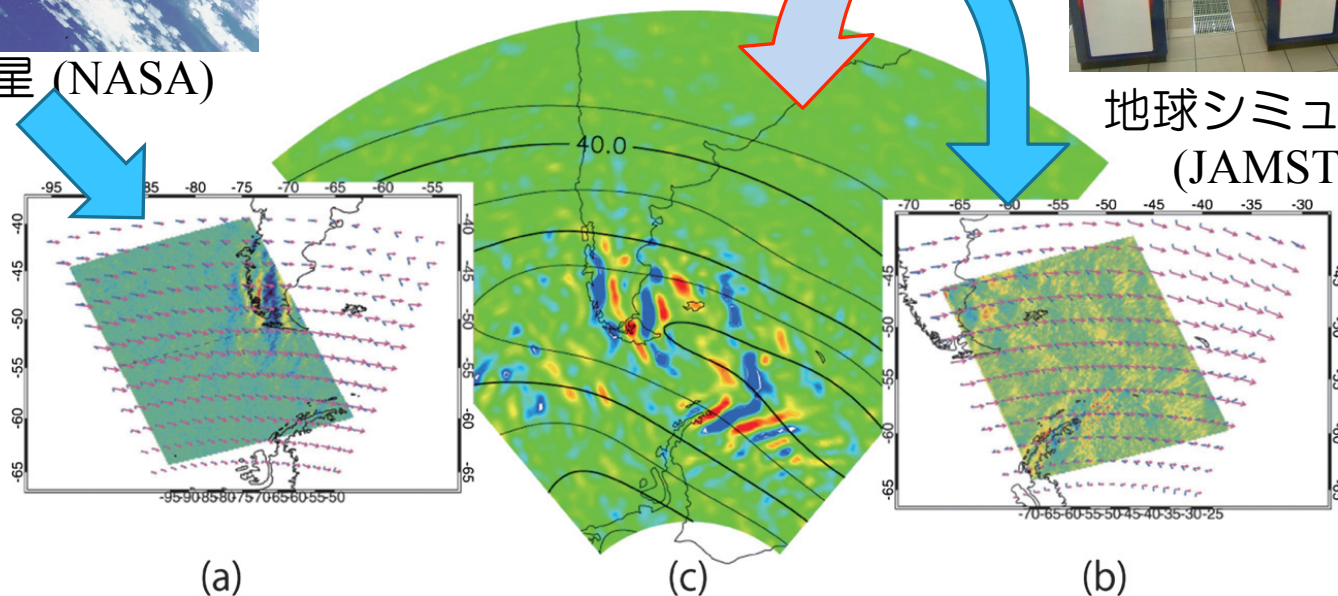
## 進む観測の高解像度化、モデルの高分解能化



Aqua 衛星 (NASA)



地球シミュレータ  
(JAMSTEC)



アンデス山脈付近で捉えられた大気重力波

[Sato et al., *J. Atmos. Sci.*, 2012]

# 研究背景

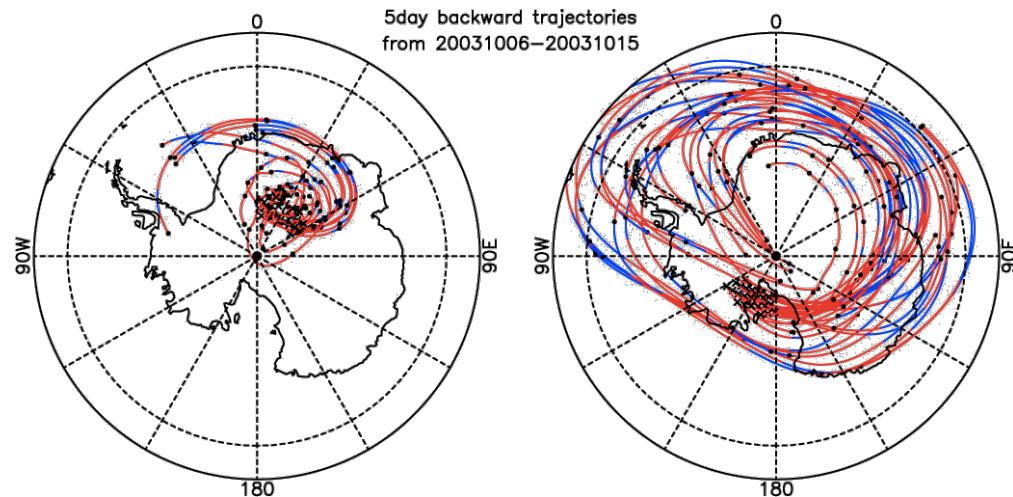
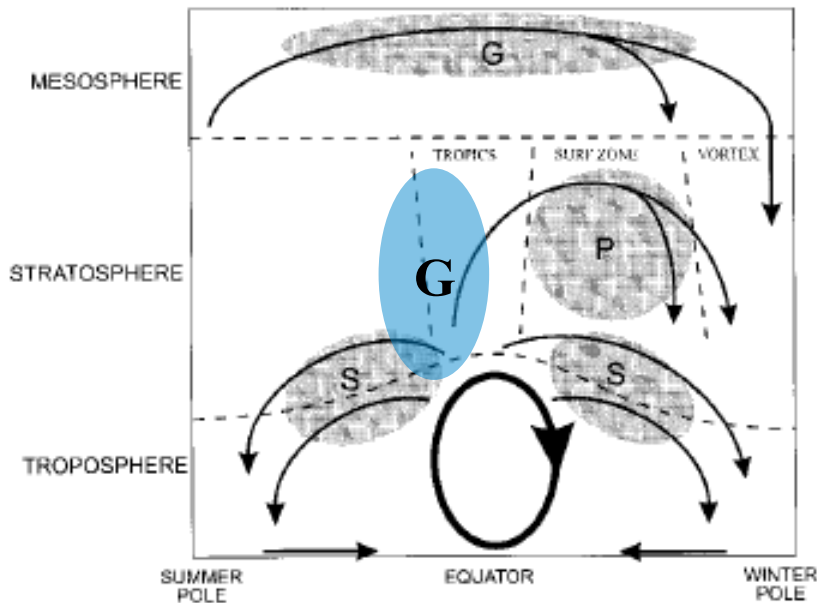
## 気象理論の発展の必要性

中層大気の子午面循環

[Plumb, *J. Meteor. Soc. Japan*, 2002]

物質輸送の緯度依存性

[Sato et al., *J. Atmos. Sci.*, 2009]



P  
G 波と循環の相互作用を3次元に記述する理論式に関する研究はまだ不十分

# 波と背景場の相互作用・波の伝播を記述する 方程式系の定式化 (Andrews and McIntyre 1976)

東西平均した東西方向の運動方程式

$$[u]_t + ([u]_y - f)[v] + [u]_z [w] = -([u^+ v^+])_y - \rho_0^{-1} (\rho_0 [u^+ w^+])_z + [X]$$

東西平均した熱力学方程式

$$[\Phi]_t + [\Phi]_y [v] + N^2 [w] = -([v^+ \Phi^+])_y - \rho_0^{-1} (\rho_0 [w^+ \Phi^+])_z + [Q]$$

$u, v, w$  : 東西・南北  
・鉛直風

$f$  : コリオリパラメータ

$\Phi$  : ジオポテンシャル

$X$  : 摩擦等の非保存項

$Q$  : 非断熱加熱

$A$  : 擬運動量,

$D$  : 非断熱・非保存を含む項

Eliassen-Palm flux 擾乱の発生・散逸, 伝播を記述

$$\mathbf{F} = \rho_0 \left( 0, -[u^+ v^+] + [u]_z \frac{[v^+ \Phi^+]}{N^2}, -[u^+ w^+] - ([u]_y - f) \frac{[v^+ \Phi^+]}{N^2} \right)$$

$$[A]_t + \nabla \cdot \mathbf{F} = [D], \quad \mathbf{F} = \mathbf{C}_g A$$

Eliassen-Palm fluxを東西方向の運動方程式に代入

$$[u]_t + ([u]_y - f)[v]^* + [u]_z [w]^* = \nabla \cdot \mathbf{F} + [X]$$

変形オイラー平均 (Transformed Eulerian-Mean : TEM) 系と呼ぶ



# これまでの3次元理論式に関する問題

- \* 過去の研究例  
準地衡流系を用いたロスビー波に適用可能な理論研究  
[Hoskins et al., *J. Atmos. Sci.*, 1983], [Trenberth, *J. Atmos. Sci.*, 1986],  
Plumb, *J. Atmos. Sci.*, 1985, 1986], [Takaya and Nakamura, *Geophys. Res. Lett.*, 1997, *J. Atmos. Sci.*, 2001]

→重力波が含まれない

プリミティブ方程式を用いた理論研究

[Miyahara, *SOLA*, 2006], [Kinoshita et al., *J. Meteor. Soc. Japan*, 2010]

→重力波の分散関係式を用いるため、重力波のみに適用可

[Noda, *SOLA*, 2010]

→式変形を行う上で単色波を仮定

これらは全て限定された波にのみ適用可能



プリミティブ方程式系において、特定の波の分散関係式を用いず定式化を行った

# 定式化の方針:物質輸送を記述する3次元残差流

擾乱の風速、ジオポテンシャルを小振幅平面波とおき、  
擾乱の方程式系および**空気塊の変位の式**を用いて

Stokes Driftを $\Phi'$  のみで表す

$$\Phi' = \Phi_0 e^{z/2H} \exp\{i(kx + ly + mz - \omega t)\}$$

$$\overline{D\xi'} = \mathbf{u}' \rightarrow \xi' = i\mathbf{u}' / \hat{\omega}, \quad (\hat{\omega} = \omega - k\bar{u} - l\bar{v})$$

$$\overline{Du}' - f\bar{v}' + \Phi'_x = 0,$$

$$\overline{Dv}' + f\bar{u}' + \Phi'_y = 0,$$

$$u'_x + v'_y + \rho_0^{-1}(\rho_0 w')_z = 0,$$

$$\overline{D\Phi}'_z + N^2 w' = 0.$$

$$\left(\overline{D} = \partial_t + \bar{u}\partial_x + \bar{v}\partial_y\right)$$

擾乱に対する**運動方程式、連続の式、熱力学方程式**  
(摩擦や非断熱加熱項は無視)

$$u' = \frac{k\hat{\omega} + if}{\hat{\omega}^2 - f^2} \Phi', \quad v' = \frac{l\hat{\omega} - ikf}{\hat{\omega}^2 - f^2} \Phi',$$

$$w' = \frac{i\hat{\omega}(im + 1/2H)}{N^2} \Phi'$$

— : 時間平均  
· : 時間平均からのずれ

Stokes Drift

$$\bar{u}^S = (\overline{u'\eta'})_y + \rho_0^{-1}(\rho_0 \overline{u'\xi'})_z, \quad \bar{v}^S = -(\overline{u'\eta'})_x + \rho_0^{-1}(\rho_0 \overline{v'\xi'})_z,$$

$$\bar{w}^S = -(\overline{u'\xi'})_x - (\overline{v'\xi'})_y.$$



# 定式化の方針:3次元残差流-2

## Stokes Drift

$$\begin{aligned}\bar{u}^S &= (\overline{u'\eta'})_y + \rho_0^{-1} (\rho_0 \overline{u'\xi'})_z, \quad \bar{v}^S = -(\overline{u'\eta'})_x + \rho_0^{-1} (\rho_0 \overline{v'\xi'})_z, \\ \bar{w}^S &= -(\overline{u'\xi'})_x - (\overline{v'\xi'})_y.\end{aligned}$$

TEM系及び、過去の研究の式変形と同様に、

$$\overline{u'\xi'} = -\frac{1}{2} \frac{l m f + k \hat{\omega} / 2 H}{N^2 (\hat{\omega}^2 - f^2)} \overline{\Phi'^2} = -\frac{u'\Phi'_z}{N^2}, \quad \overline{v'\xi'} = \frac{1}{2} \frac{k m f - l \hat{\omega} / 2 H}{N^2 (\hat{\omega}^2 - f^2)} \overline{\Phi'^2} = -\frac{v'\Phi'_z}{N^2}$$

$$\overline{u'\eta'} = \frac{1}{2} \frac{f(k^2 + l^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \overline{\Phi'^2} \quad \text{に対し、Kinoshita et al. [2010] では}$$

$$\frac{1}{2} \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} - \frac{\overline{\Phi'^2_z}}{N^2} \right) = \frac{1}{2} \frac{f(k^2 + l^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \overline{\Phi'^2}, \quad \frac{\overline{\Phi'^2_z}}{N^2} = \frac{(m^2 + 1/4H^2)}{N^2} \overline{\Phi'^2} = \frac{k^2 + l^2}{\hat{\omega}^2 - f^2} \overline{\Phi'^2}$$

慣性重力波の分散関係式を使用

本研究では分散関係式を用いずに新たに定式化を行う

# 定式化の方針:3次元残差流-3

$$\overline{u'\eta'} = \frac{1}{2} \frac{f(k^2 + l^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \overline{\Phi'^2}$$

と一致する項として、

変位 ( $\xi', \eta', \zeta'$ ) を用いない (かつ分散関係式を用いない) 式変形を行う

$$\frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) = \frac{1}{4} \frac{(\hat{\omega}^2 + f^2)(k^2 + l^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \overline{\Phi'^2}, \quad \frac{\overline{u'\Phi'_y}}{2} = \frac{1}{4} \frac{(\hat{\omega}^2 - f^2)l^2 f}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \overline{\Phi'^2},$$

$$\frac{\overline{v'\Phi'_x}}{2} = \frac{-1}{4} \frac{(\hat{\omega}^2 - f^2)k^2 f}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \overline{\Phi'^2}$$

$$\frac{1}{2f} \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} - \frac{\overline{u'\Phi'_y}}{f} + \frac{\overline{v'\Phi'_x}}{f} \right) = \left( \frac{1}{4f} \frac{(\hat{\omega}^2 + f^2)(k^2 + l^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} - \frac{1}{4f} \frac{(\hat{\omega}^2 - f^2)(k^2 + l^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \right) \overline{\Phi'^2}$$

$$= \frac{1}{2} \frac{f(k^2 + l^2)}{(\hat{\omega}^2 - f^2)^2} \overline{\Phi'^2} = \overline{u'\eta'}$$

# 定式化(まとめ)：3次元残差流

物質輸送 (ラグランジュ平均流)  $\approx$  オイラー平均流 + Stokes Drift

## Stokes Drift

$$\begin{aligned} \bar{u}^S &= (\overline{u'\eta'})_y + \rho_0^{-1} (\rho_0 \overline{u'\zeta'})_z, \quad \bar{v}^S = -(\overline{u'\eta'})_x + \rho_0^{-1} (\rho_0 \overline{v'\zeta'})_z, \\ \bar{w}^S &= -(\overline{u'\zeta'})_x - (\overline{v'\zeta'})_y. \end{aligned}$$

空気塊の変位を観測可能な物理量に変形  
背景風シアが小さい、  
小振幅擾乱を仮定  
偏波関係式を使用

## 物質輸送を記述する3次元残差流

$$\begin{aligned} u^* &= u + (S(p)/f) \downarrow y - 1/\rho_0 (\rho_0 u^* \Phi \downarrow z^* / N^2) \downarrow z, \\ v^* &= v - (S(p)/f) \downarrow x - 1/\rho_0 (\rho_0 v^* \Phi \downarrow z^* / N^2) \downarrow z, \\ w^* &= w + (u^* \Phi \downarrow z^* / N^2) \downarrow x + (v^* \Phi \downarrow z^* / N^2) \downarrow y, \\ S(p) &= 1/2 (u^{*2} + v^{*2} - u^* \Phi \downarrow y^* / f + v^* \Phi \downarrow x^* / f) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u^* \zeta^* &= -u^* \Phi \downarrow z^* / N^2, \quad v^* \zeta^* = -v^* \Phi \downarrow z^* / N^2 \\ u^* \eta^* &= 1/2 (u^{*2} + v^{*2} - u^* \Phi \downarrow y^* / f + v^* \Phi \downarrow x^* / f) \end{aligned}$$

$u, v, w$  : 東西, 南北, 鉛直風速  
 $\eta^*, \zeta^*$  : 南北, 鉛直変位  
 $f$  : コリオリパラメータ  
 $\Phi$  : ジオポテンシャル  
 $N^2$  : 静的安定度,  $\rho_0$  : 密度,  
, ' : 時間平均と平均からのずれ

# 定式化：他のStokes Driftとの関係

用いた仮定：小振幅擾乱、平面波仮定 準地衡流系における導出では非地衡風擾乱についても考慮

本研究において導出した

準地衡流 (QG) 系の Stokes drift (QGSD)

プリミティブ方程式系 (慣性重力波&ロスビー波)

$$\begin{aligned} \overline{u}^s &= \left( \frac{\overline{u_g'^2 + v_g'^2}}{f_0} \right)_y - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \overline{u'_g \Phi'_z}}{N^2} \right)_z, & \neq \left( \frac{\overline{S}}{f_0} \right)_y - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \overline{u' \Phi'_z}}{N^2} \right)_z, & \left[ \frac{\overline{v' \Phi'_x}}{f} \right]_y - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \overline{u' \Phi'_z}}{N^2} \right)_z, \\ \overline{v}^s &= - \left( \frac{\overline{u_g'^2 + v_g'^2}}{f_0} \right)_x - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \overline{v'_g \Phi'_z}}{N^2} \right)_z, & \neq - \left( \frac{\overline{S}}{f_0} \right)_x - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \overline{v' \Phi'_z}}{N^2} \right)_z, & \left[ \frac{\overline{v' \Phi'_x}}{f} \right]_x - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \overline{v' \Phi'_z}}{N^2} \right)_z, \\ \overline{w}^s &= \left( \frac{\overline{u'_g \Phi'_z}}{N^2} \right)_x + \left( \frac{\overline{v'_g \Phi'_z}}{N^2} \right)_y, & = \left( \frac{\overline{u' \Phi'_z}}{N^2} \right)_x + \left( \frac{\overline{v' \Phi'_z}}{N^2} \right)_y. & \end{aligned}$$

Plumb [1986, JAS]の残差流

慣性重力波の Stokes drift (IGSD)

ロスビー数が小さいという仮定 (QG系の条件) を用いると

$$= - \left( \frac{\overline{S}}{f} \right)_x - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0 \overline{v' \Phi'_z}}{N^2} \right)_z, \quad \text{[Miyahara 2006, SOLA], [Kinoshita et al. 2010, JMSJ]}$$

f平面を仮定し、慣性重力波の分散関係式を用いると

$$= \left( \frac{\overline{u' \Phi'_z}}{N^2} \right)_x + \left( \frac{\overline{v' \Phi'_z}}{N^2} \right)_y, \quad \left[ S = \frac{1}{2} \left( \overline{u'^2 + v'^2} - \frac{\overline{\Phi_z'^2}}{N^2} \right) \right]$$

# 定式化2：波の活動を記述する3次元flux

重力波とロスビー波両者の統一分散関係式を新導出

$$(\hat{\omega}^2 - f^2) \frac{\tilde{m}^2}{N^2} - (k^2 + l^2) - \frac{kf_y}{\hat{\omega}} = 0$$

導出した3次元残差流と  
水平方向の運動方程式を使用

$k, l, m$  : 東西, 南北, 鉛直波数  
 $m^2 = m^2 + 1/4H^2$ ,  $H$  : スケールハイト

$\omega$  : 固有振動数  
 統一分散関係式から得られる  
 群速度と偏波関係を使用

循環場との相互作用を記述する3次元flux

波の伝播を記述する3次元flux

$$F_{1M}(x) \equiv \rho_0 (u^2 + u \downarrow y - f/f S \downarrow(p) - u \downarrow z u^{\uparrow} F_{1W}(x) \equiv \rho_0 (u^{\uparrow 2} - S),$$

$$\Phi_{1z}^{\uparrow} / N^2),$$

$$F_{1M}(y) \equiv \rho_0 (u^{\uparrow} v^{\uparrow} - u \downarrow x / f S \downarrow(p) - u \downarrow z v^{\uparrow} \Phi_{1z}^{\uparrow} / N^2),$$

$$F_{1W}(y) \equiv \rho_0 (u^{\uparrow} v^{\uparrow}),$$

$$F_{1M}(z) \equiv \rho_0 (u^{\uparrow} w^{\uparrow} + u \downarrow x u^{\uparrow} \Phi_{1z}^{\uparrow} / N^2 + (u \downarrow y \Phi_{1z}^{\uparrow} / N^2),$$

$$F_{1W}(z) \equiv \rho_0 (u^{\uparrow} w^{\uparrow} - f v^{\uparrow} \Phi_{1z}^{\uparrow} / N^2),$$

$$F_{1W} = C \downarrow g (E / C \downarrow(x))$$

$C \downarrow g$  : 固有群速度,  
 $C \downarrow(x)$  : 固有位相速度

# 3D Stokes driftの適用範囲について

- \* 本研究では、背景風速シアが小さい仮定を用いているため、ラグランジュ平均流とオイラー平均流の差として現れる以下の項を落としている

(※TEM系でも伝統的に無視している (McIntyre 1980))

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^{\uparrow L}(\mathbf{x}, t) &\equiv \mathbf{u}(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}^{\uparrow}(\mathbf{x}, t), t) \\ &= \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}^{\uparrow S}(\mathbf{x}, t) \end{aligned}$$

$$\mathbf{u}^{\uparrow S}(\mathbf{x}, t) = \boldsymbol{\xi}^{\uparrow} \cdot \nabla \mathbf{u} + 1/2 \xi^{\downarrow j} \xi^{\downarrow k} \partial^{\uparrow 2} \mathbf{u} / \partial x^{\downarrow j} \partial x^{\downarrow k} + O(\alpha^{\uparrow 3})$$

- \* 同様に、擾乱の振幅の時空間変化も小さい仮定を用いているため、不安定波の様な振幅が急激に増減する擾乱の効果 (以下の部分) は計算していない

(※TEM系でも計算していない)

$$\xi^{\uparrow} v^{\downarrow} = D(\xi^{\uparrow} \eta^{\uparrow}) - u^{\uparrow} \eta^{\uparrow}, \quad \xi^{\uparrow} w^{\uparrow} = D(\xi^{\uparrow} \zeta^{\uparrow}) - u^{\uparrow} \zeta^{\uparrow}, \quad \eta^{\uparrow} w^{\uparrow} = D(\eta^{\uparrow} \zeta^{\uparrow}) - v^{\uparrow} \zeta^{\uparrow}$$

# 実データに理論を適用する際の注意点

- \* 時間平均の幅
  - \* 解析対象により時間平均の幅が変わる
- \* 背景場の定義①
  - \* プラネタリー波に対する背景場とは？  
→本研究では東西平均場を背景場としている
  - \* 重力波に対する背景場とは？  
→総監規模～プラネタリースケール
- \* 背景場の定義②
  - \* TEN系と異なり時間平均南北流中の地衡流  $\neq 0$
- \* 停滞性擾乱に伴う輸送は記述できない



# 3次元残差流と運動方程式

本研究で導出した東西方向運動方程式には、TEM系の場合と異なり、平均南北風成分の中に、地衡風（バランス風）成分が含まれる

$$\left( \frac{\partial[u]}{\partial t} + \left( \frac{\partial[u]}{\partial y} - f \right) [v^*] + \frac{\partial[u]}{\partial z} [w^*] = \rho_0^{-1} \nabla \cdot F + [X] \right)$$
$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v}^* \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \right) + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x} - \rho_0^{-1} (\nabla \cdot F_1) + \bar{X}$$

時間平均南北風の中で、気圧傾度力と遠心力等とバランスする成分（バランス風）を Randel [1987] の手法を用いて抽出する。

$$f \bar{v}_{(n)} = \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \lambda} + \left[ \frac{\bar{u}_{(n-1)}}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u}_{(n-1)}}{\partial \lambda} + \frac{\bar{v}_{(n-1)}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u}_{(n-1)} \cos \phi) \right]$$
$$f \bar{u}_{(n)} = - \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} - \left[ \frac{\bar{v}_{(n-1)}}{a} \frac{\partial \bar{v}_{(n-1)}}{\partial \phi} + \frac{\bar{u}_{(n-1)}^2}{a} \tan \phi + \frac{\bar{u}_{(n-1)}}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{v}_{(n-1)}}{\partial \lambda} \right]$$

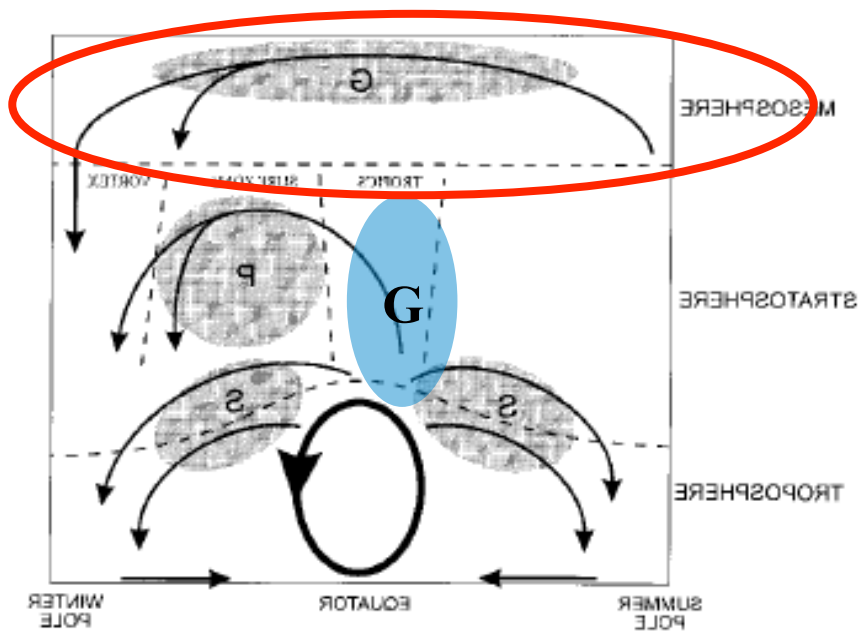
得られた非バランス流とStokes driftの和を擾乱が駆動する3次元残差流  $v_{\uparrow}$  とする

# 実データへの理論の適用例①

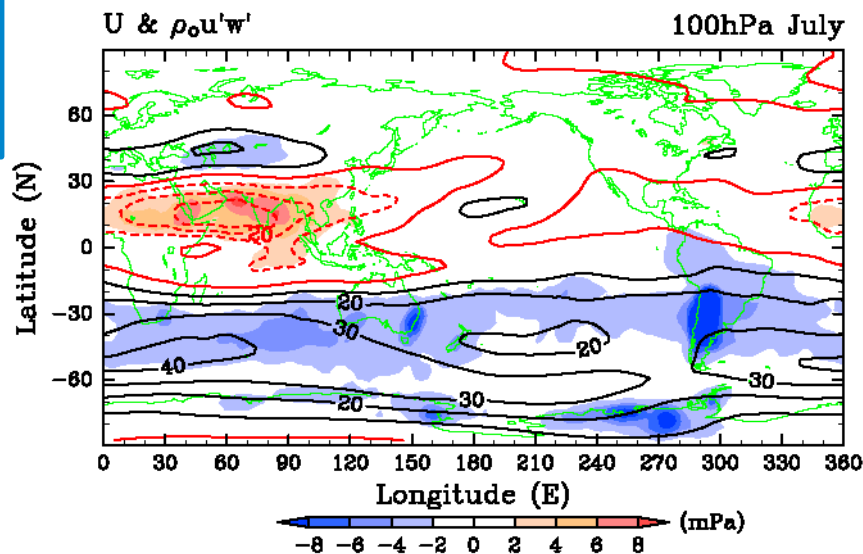
- \* アンデス山脈領域における重力波に伴う物質輸送
- \* アンデス山脈付近に見られる重力波

## 中層大気の子午面循環

[Plumb, *J. Meteor. Soc. Japan*, 2002]



P : プラネタリー波, S : 総観規模波  
G : 重力波



[Sato et al., *Geophys. Res. Lett.*, 2009]  
重力波を陽に再現可能な  
高分解能GCMデータを用い、  
中間圏に伝播する重力波の起源  
を解析

## 実データへの理論の適用例②-2

### \* アンデス山脈領域における重力波に伴う物質輸送

\* 使用データ：重力波を陽に再現可能な高分解能GCM  
(CCSR/NIES/FRCGC GCM：KANTO プロジェクト)

T213 (水平約60 km), 鉛直256層 (約300 m),  
1時間間隔

重力波パラメタリゼーション：なし

\* 時間平均と擾乱：月平均とそこからのずれ

\* 重力波：擾乱成分の内、水平波数21以上

\* 背景風速：**バランス流 (Randel [1987])**

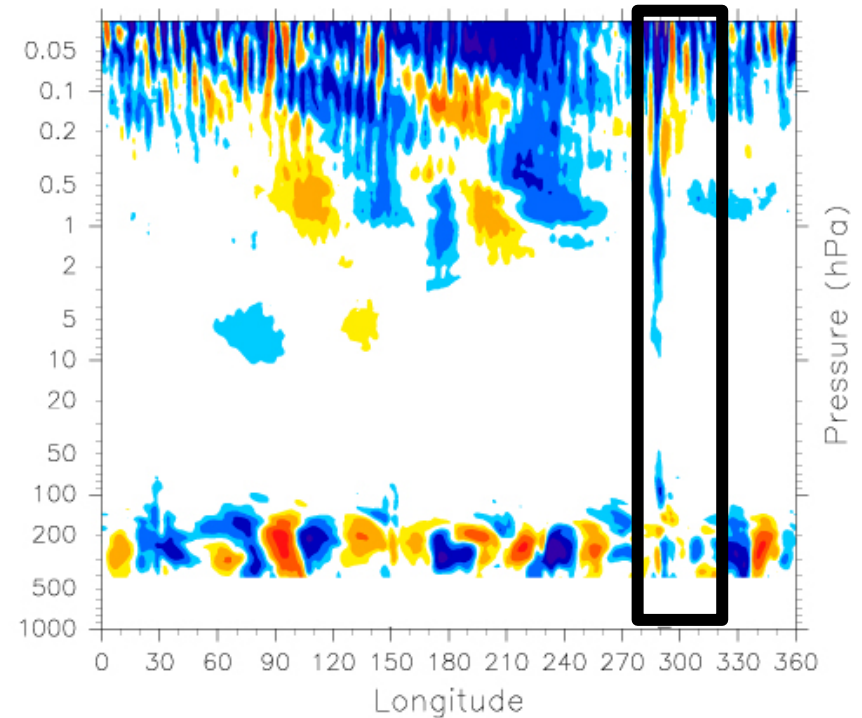
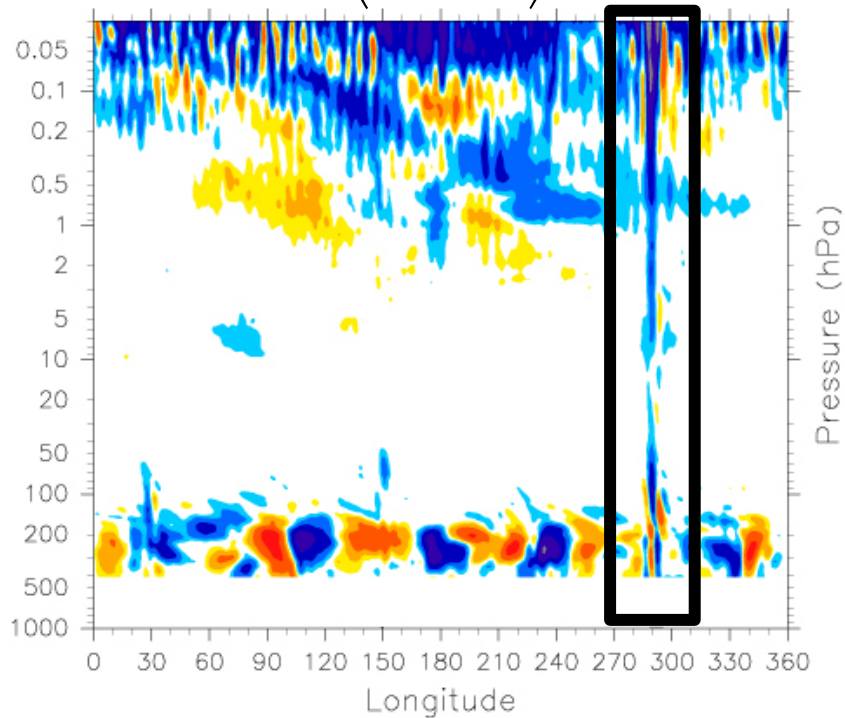
この解析では、アンデス山脈付近における擾乱のエネルギーの大きい7月に焦点を当てて解析を行った  
本発表では1年目の結果のみを示す

# 7月30-35Sにおける擾乱に伴う残差流 $v^{\uparrow}$

$v^{\uparrow}$  は、残差流からバランス流を引いたもの

$$v^{\uparrow} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f \right)$$

$$-\rho_0^{-1} (\nabla \cdot F_1)$$



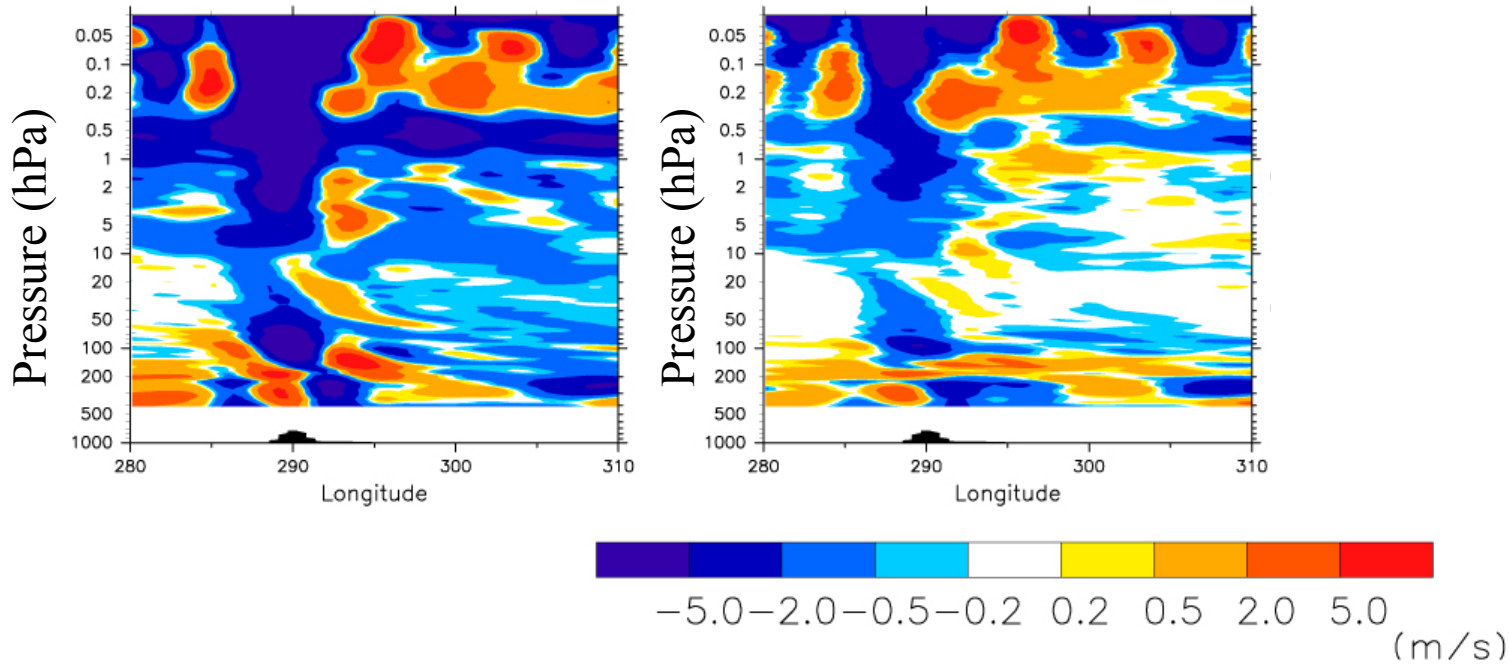
アンデス山脈付近に焦点をあてて解析を行う

# 7月30-35Sにおける擾乱に伴う残差流 $v \uparrow$ -2

$- \uparrow$   
 $v$

$$- \frac{\rho_0^{-1} (\nabla \cdot F_1)}{u_y - f}$$

$$- \frac{\rho_0^{-1} (\nabla \cdot F_1)}{u_y - f}, (n \geq 21)$$



1hPaより下層において

アンデス山脈の西側：強い極向きの残差流

東側：弱い赤道向きの残差流

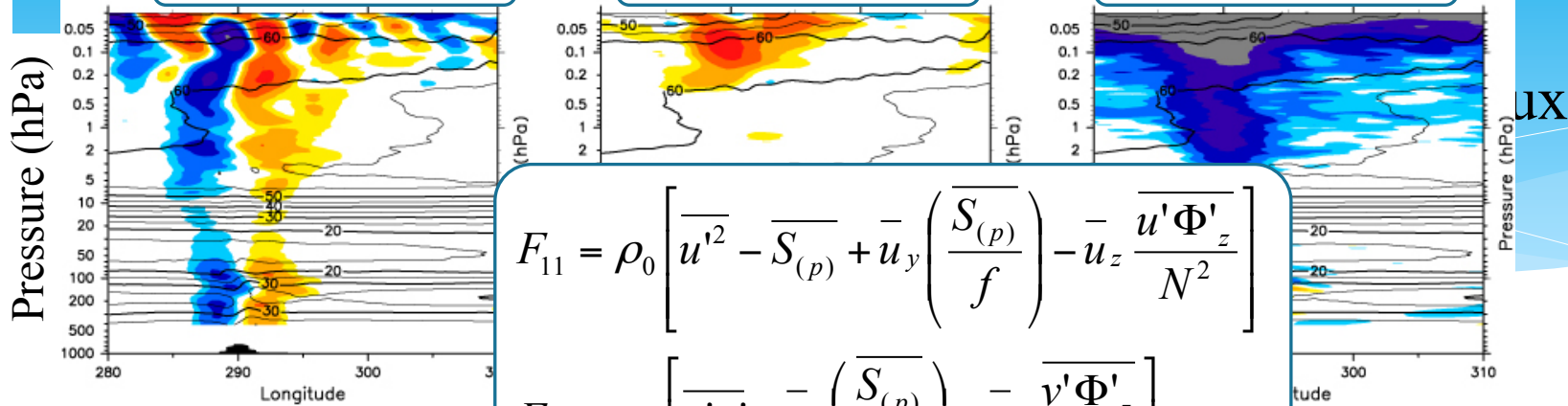
重力波に伴う残差流が大きく寄与している

# 波活動度fluxの各成分の寄与

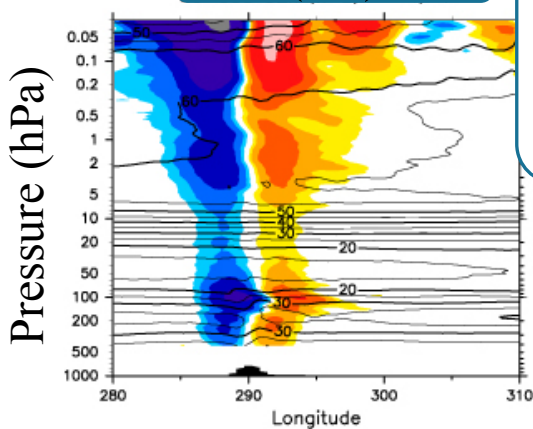
$$-\rho_0^{-1} \partial(F_{11}) / \partial x$$

$$-\rho_0^{-1} \partial(F_{12}) / \partial y$$

$$-\rho_0^{-1} \partial(F_{13}) / \partial z$$



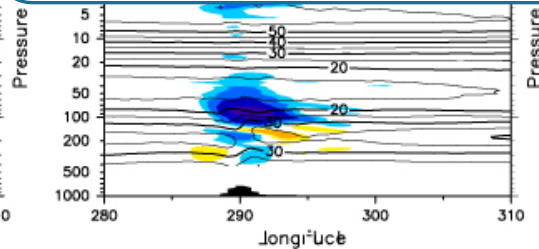
$$-\partial(\overline{u'^2}) / \partial x$$



$$F_{11} = \rho_0 \left[ \overline{u'^2} - \overline{S_{(p)}} + \overline{u_y} \left( \frac{\overline{S_{(p)}}}{f} \right) - \overline{u_z} \frac{\overline{u' \Phi'_z}}{N^2} \right]$$

$$F_{12} = \rho_0 \left[ \overline{u'v'} - \overline{u_x} \left( \frac{\overline{S_{(p)}}}{f} \right) - \overline{u_z} \frac{\overline{v' \Phi'_z}}{N^2} \right]$$

$$F_{13} = \rho_0 \left[ \overline{u'w'} + \overline{u_x} \frac{\overline{u' \Phi'_z}}{N^2} + (\overline{u_y} - f) \frac{\overline{v' \Phi'_z}}{N^2} \right]$$



1hPaより下層に見られた残差流の構造は、重力波の運動エネルギーの空間分布が変化しないことに起因

# 事例解析②のまとめ

- \* 高分解能GCMデータを用いてアンデス山脈付近における重力波に伴う3次元残差流を解析した結果

高度	残差流の向き	波活動度flux
1 hPaより 上部 (中間圏)	南向き	$\rho_0^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho_0 u' w'})$ が卓越
1 hPaより 下部 (成層圏)	アンデス山脈 西側：南向き 東側：北向き	$\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2})$ が卓越

- \* 前者の構造は、重力波が上向きに伝播する中で砕波し、背景場に擬運動量を落とすことによるものに対し、後者の構造は、重力波の運動エネルギーの空間構造が伝播する間ほとんど変化しないためと考えられる



# まとめ

- \* 時間平均・小振幅擾乱仮定・背景風速シアが小さい仮定の下、ロスビー波と重力波に適用可能な3D-TEM系を導出
  - \* 3次元残差流
  - \* 2種類の波活動度flux (背景場に対する波強制と波の伝播を記述)
- \* 導出した3D-TEM系の適用範囲
  - \* 不安定波等の振幅増減が大きい擾乱の効果は計算していない
- \* 上記の定式を解析に適用する際の注意点
  - \* 時間平均の幅の取り方
  - \* 背景場の定義
  - \* 停滞性擾乱に伴う輸送は記述できない
- \* 導出した3次元理論式を再解析・高分解能モデルデータに適用し、特定の領域の特定の擾乱が駆動する物質輸送の3次元構造を明らかにした

# 準停滞性擾乱にも適用可能な3次元 TEM系 (Sato et al. 2013 accepted.)

- \* 時間平均の代わりに、拡張ヒルベルト変換を使用した新たな3次元残差流を用いて、停滞性擾乱を含めた全ての擾乱に伴う物質輸送を解析

