

深海における内部重力波と乱流混合

日比谷 紀之

東京大学 大学院理学系研究科 地球惑星科学専攻

【 講 演 内 容 】

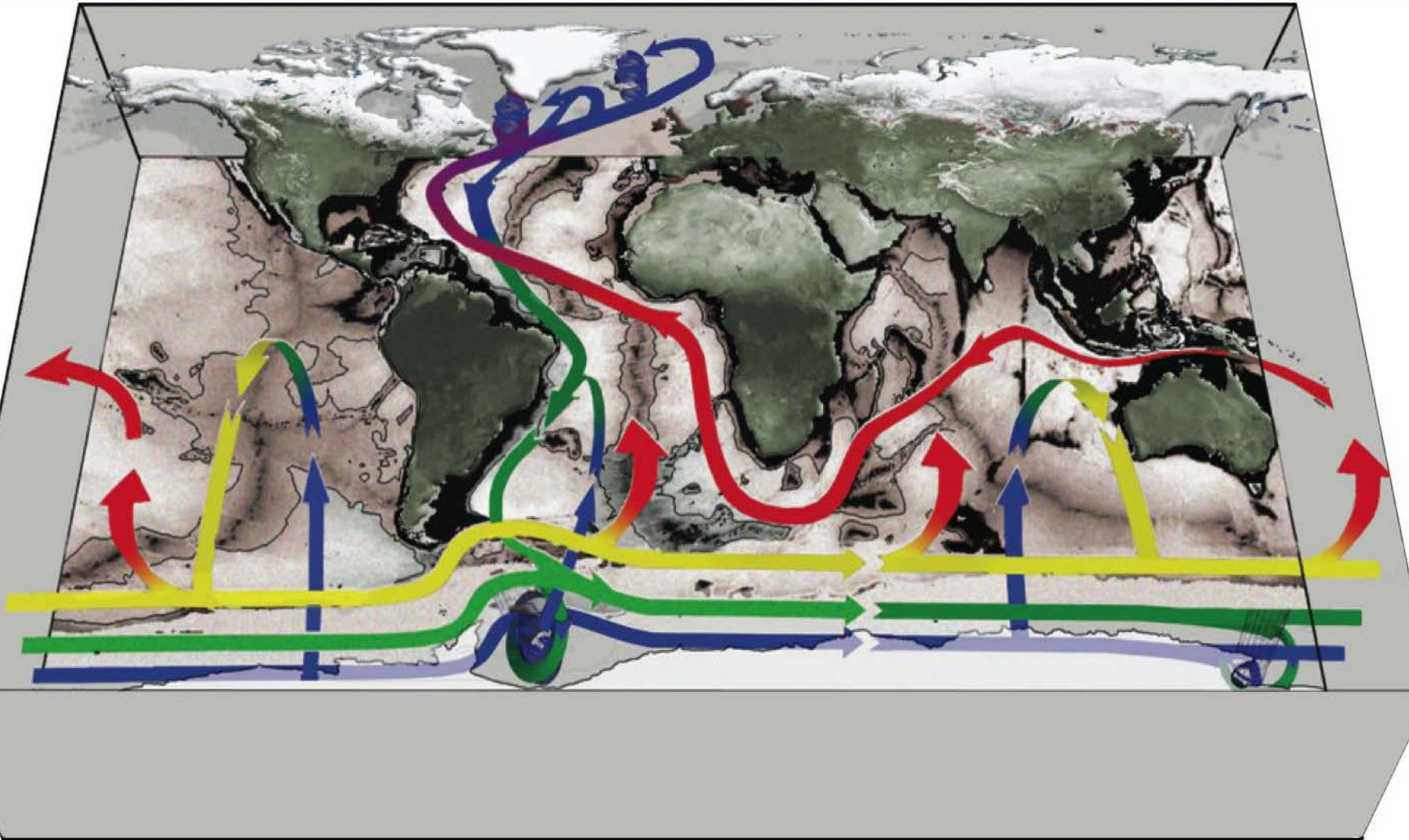
- (1) 深層海洋大循環の駆動力 - 深海乱流の役割 -
 - ・ 深海乱流について
 - ・ 深海乱流のエネルギー源 - 風と潮汐 -
 - ・ 深海乱流のエネルギー収支におけるパラドックス

- (2) 深海乱流の発生機構
 - ・ 内部重力波の力学 - 近慣性内部重力波と内部潮汐波 -
 - ・ 深海における平衡内部波スペクトル
 - ギャレット・ムンクの平衡内部波スペクトルモデル -
 - ・ 平衡内部波スペクトル内におけるエネルギーカスケードダウン
 - 内部重力波の非線形相互干渉 -

- (3) 深層海洋大循環モデルの高精度化へ向けて
 - ・ 海洋深層における乱流強度のグローバルなマッピング
 - XCP 観測 と TurboMap-D 観測 -
 - ・ 深海乱流のパラメタリゼーション

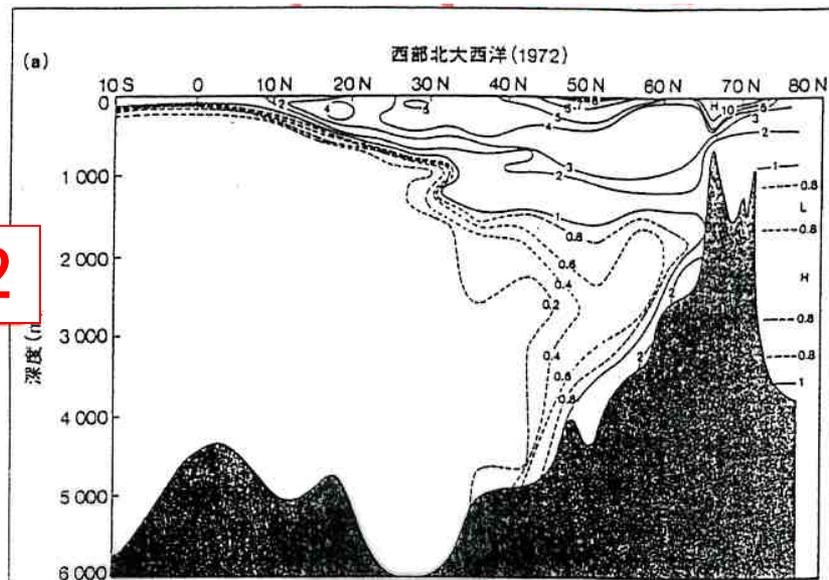
- (4) 深海乱流から超深海乱流へ
 - ・ 超深海における乱流ホットスポット
 - ・ 超深海乱流のマッピングへ向けて
 - VMP-5500 観測 -

Global Overturning Circulation

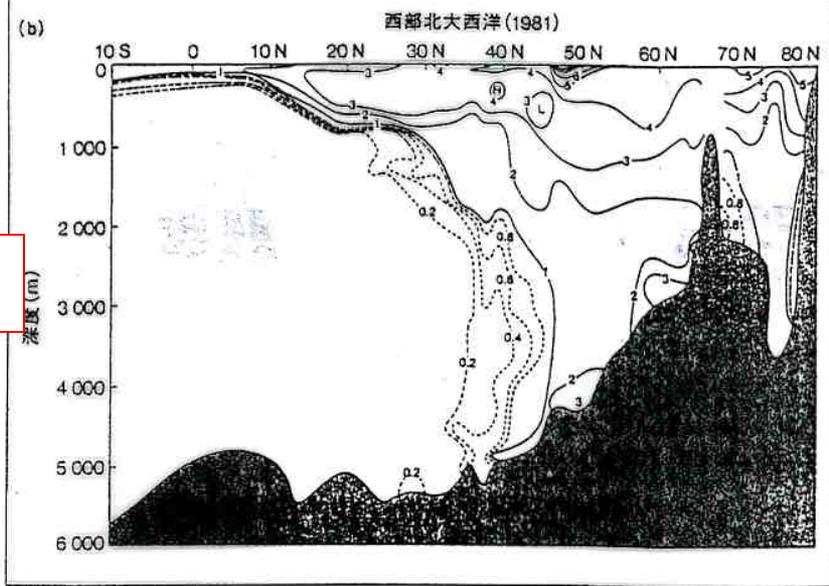


西部北大西洋 南北断面

1972

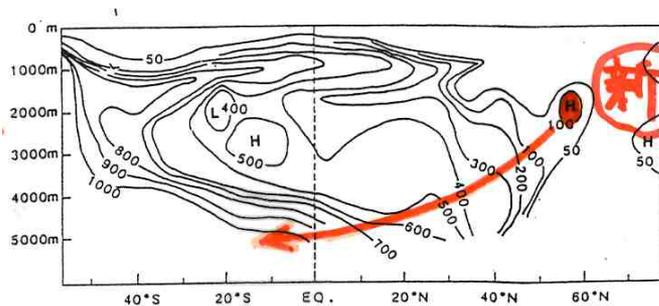


1981

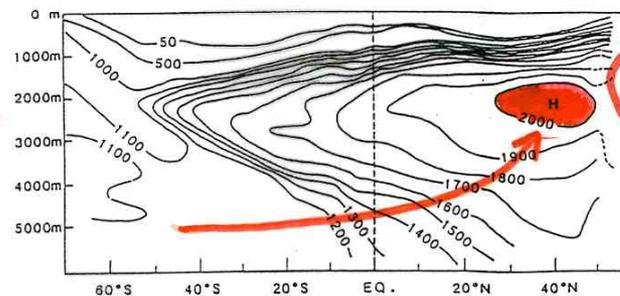


深層海洋大循環

西部
大西洋



西部
太平洋



角皆(1981)

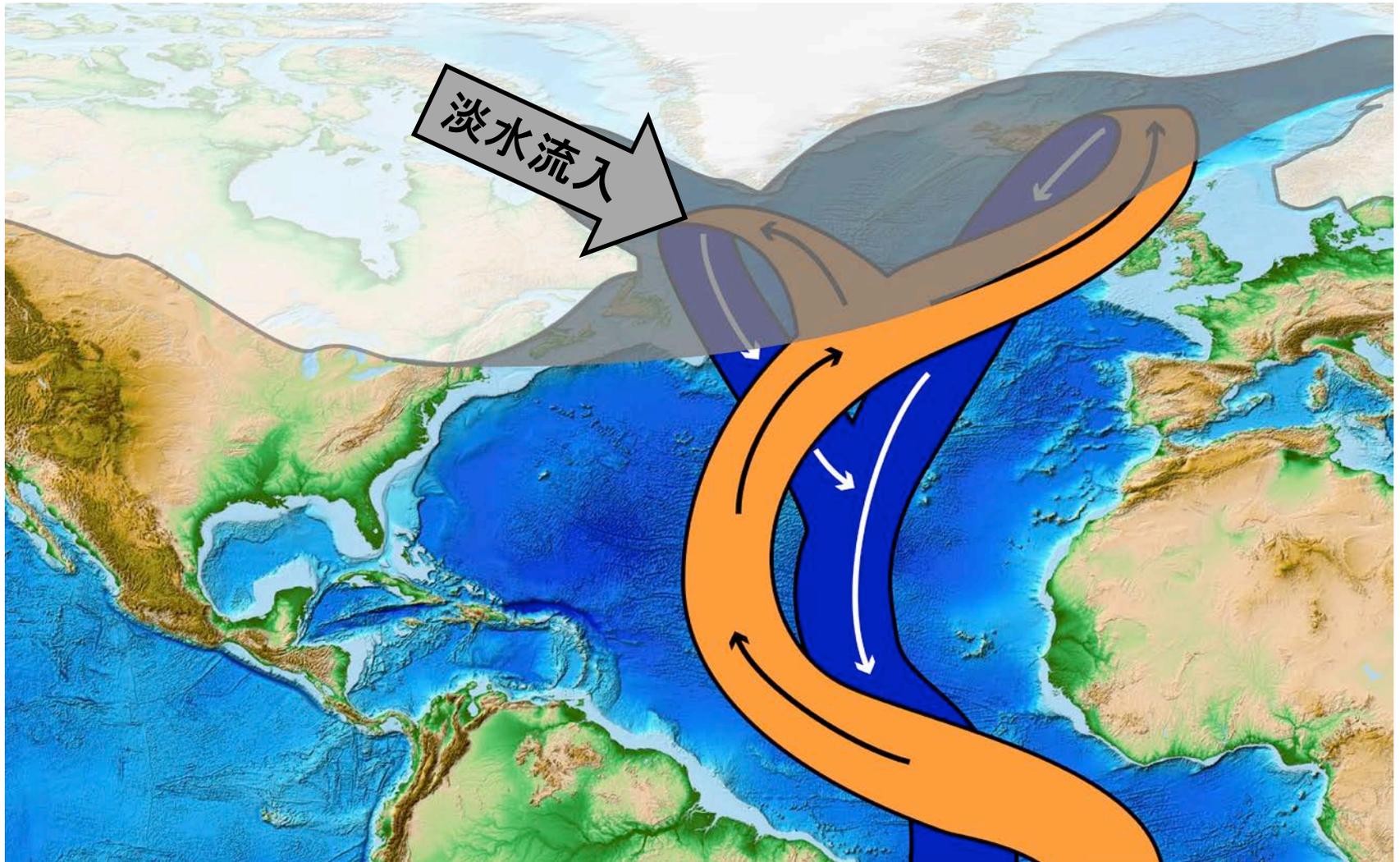
図3. 炭素同位体を用いて測定した海水年齢（海の表面を離れ、下に潜ってからの時間）の南北断面図：上が西部大西洋，下が西部太平洋。最も新しい水が北大西洋に，最も古い水が北太平洋深層の浅い部分にあることが分かる。この図では分からないが，最も古い水は北太平洋の中でも北東部にあると考えられている。原図は角皆(1981)⁴⁾による。



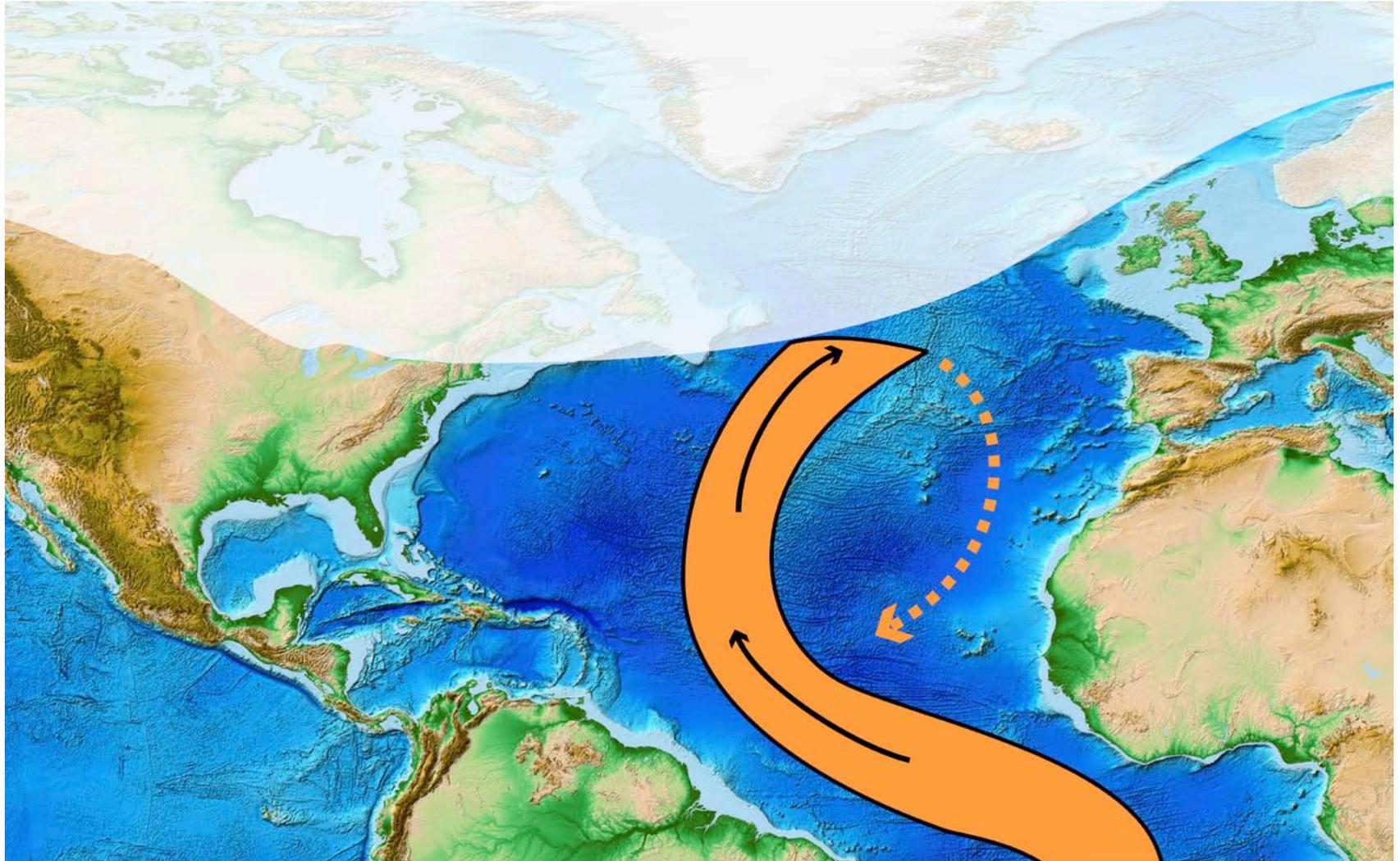
Stommel(1958)

図 III-59 深層水の循環模式図 [Stommel, 1958]

ヤンガードリアス期

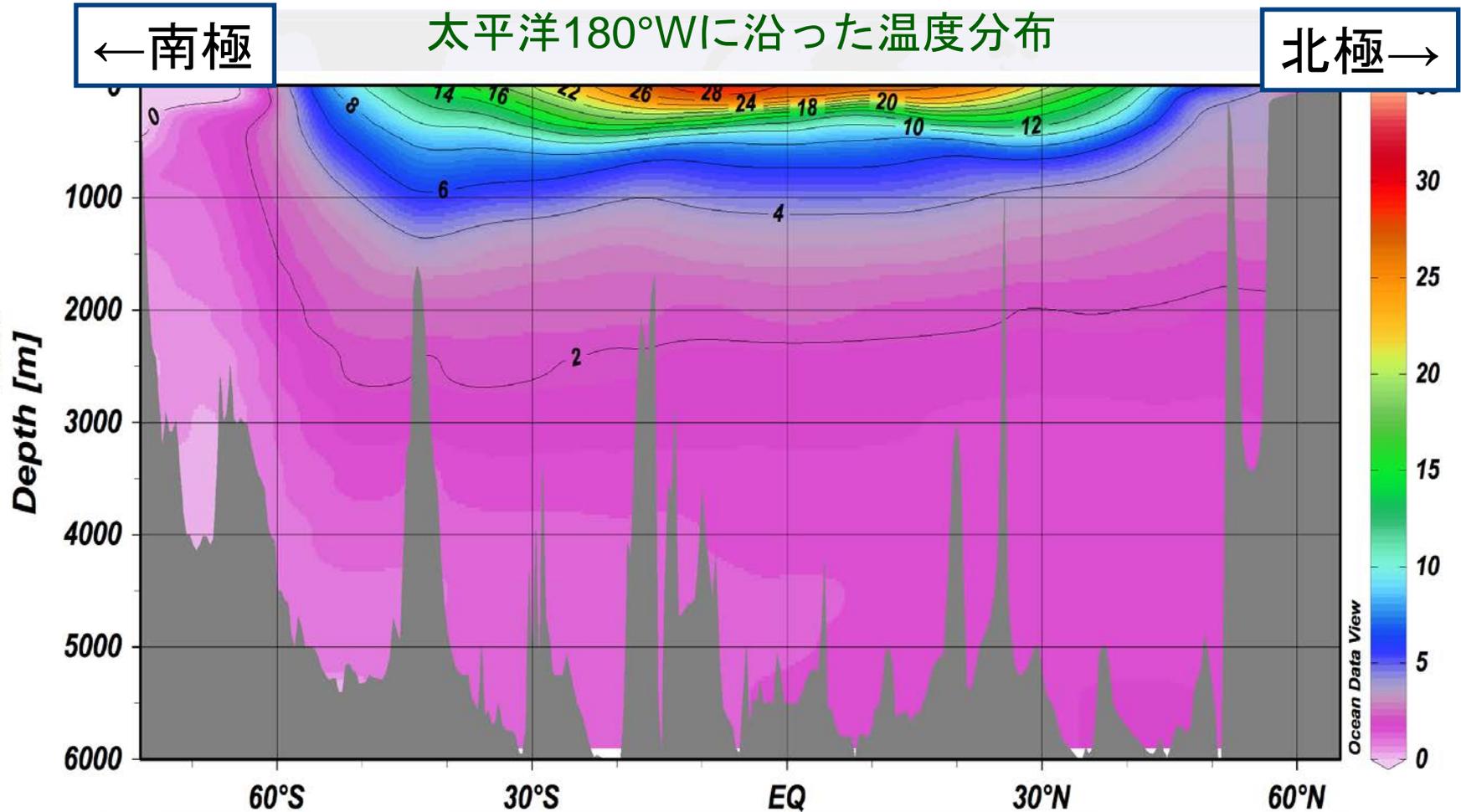


ヤンガードリアス期



海洋の温度構造

赤: 暖かく軽い水 (表層)
紫: 冷たくて重い水 (深層)

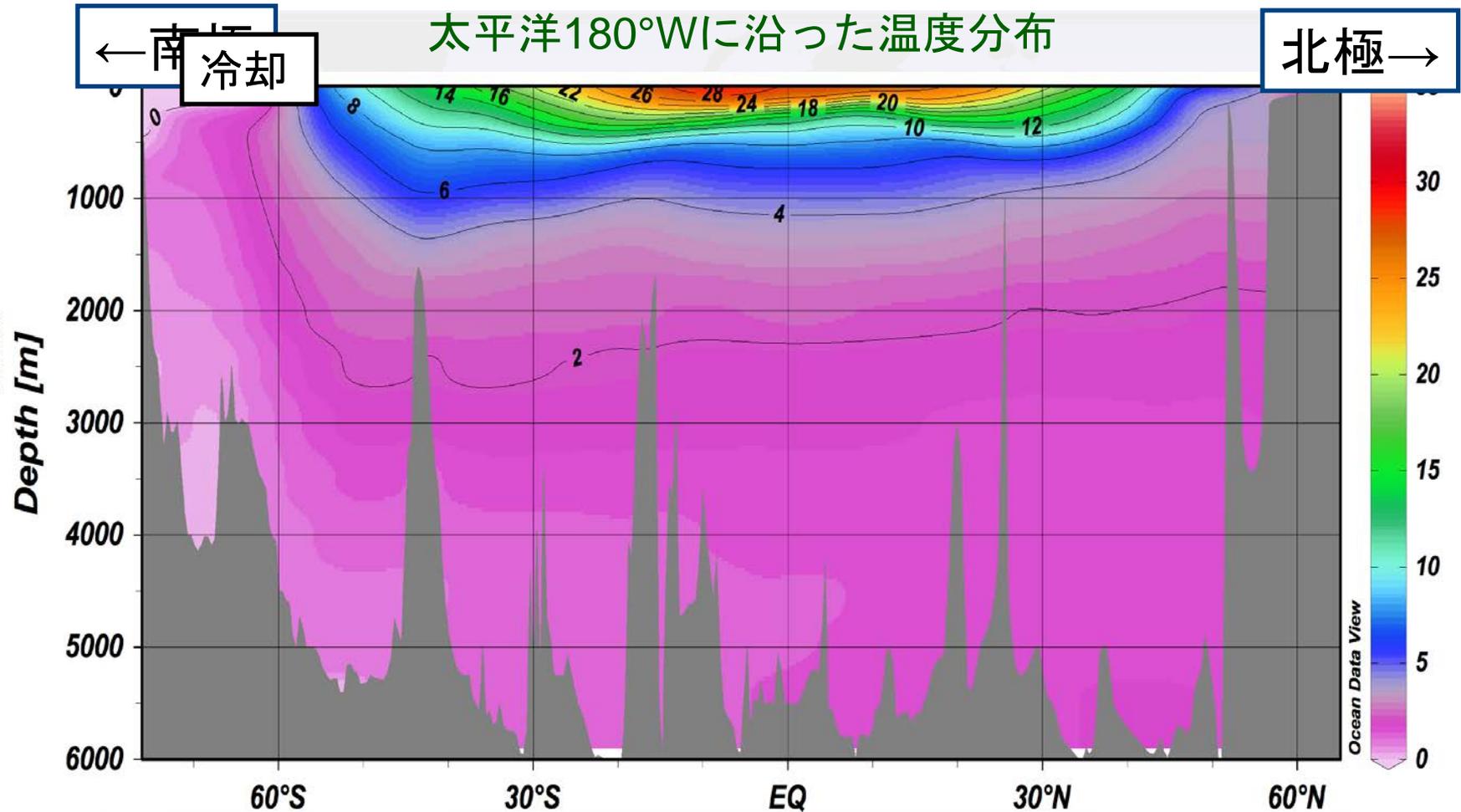


極域：冷たくて重い水の沈み込み

→深層水は湧昇しているはず

海洋の温度構造

赤: 暖かく軽い水 (表層)
紫: 冷たくて重い水 (深層)

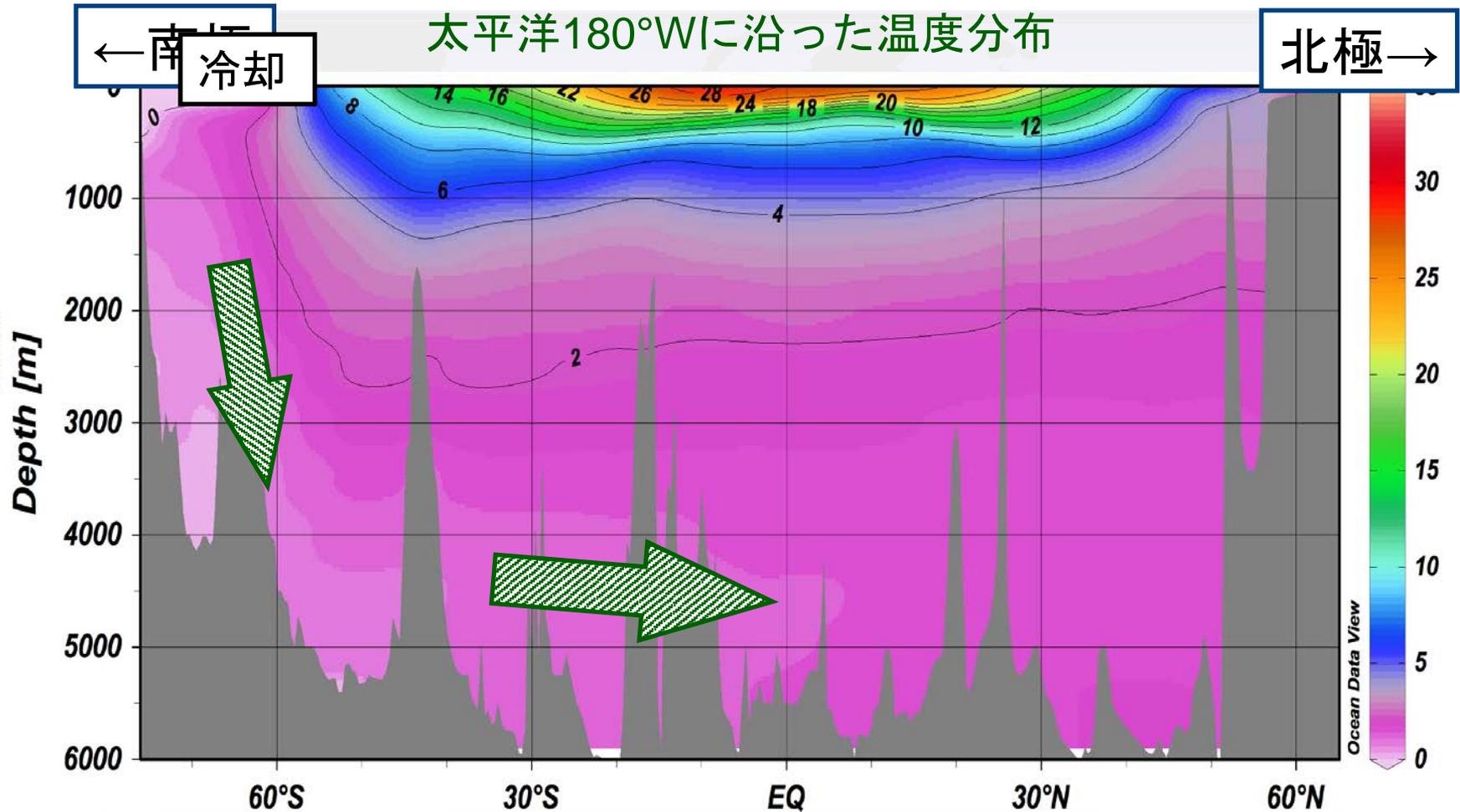


極域：冷たくて重い水の沈み込み

→ 深層水は湧昇しているはず

海洋の温度構造

赤: 暖かく軽い水 (表層)
紫: 冷たくて重い水 (深層)

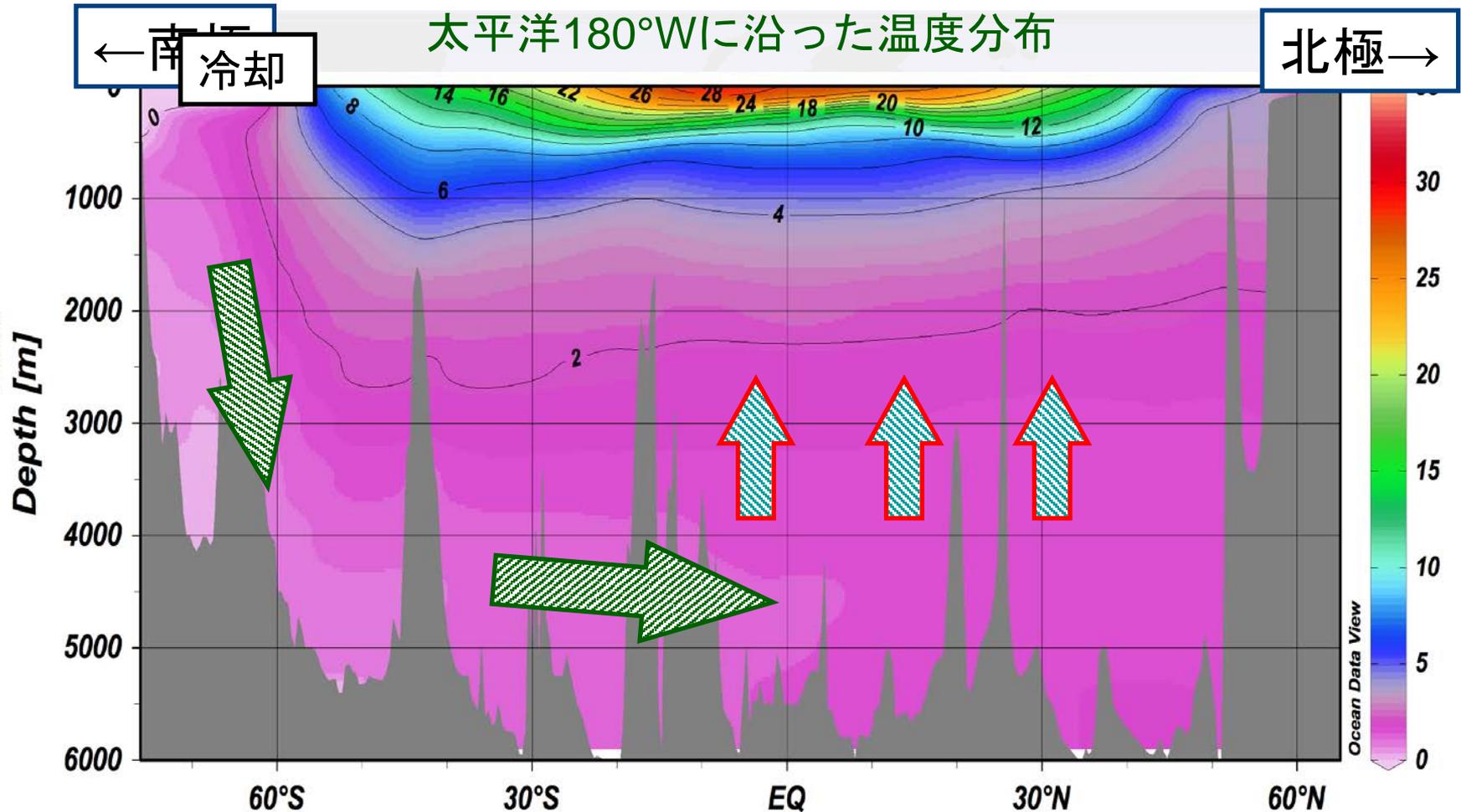


極域：冷たくて重い水の沈み込み

→ 深層水は湧昇しているはず

海洋の温度構造

赤: 暖かく軽い水 (表層)
紫: 冷たくて重い水 (深層)

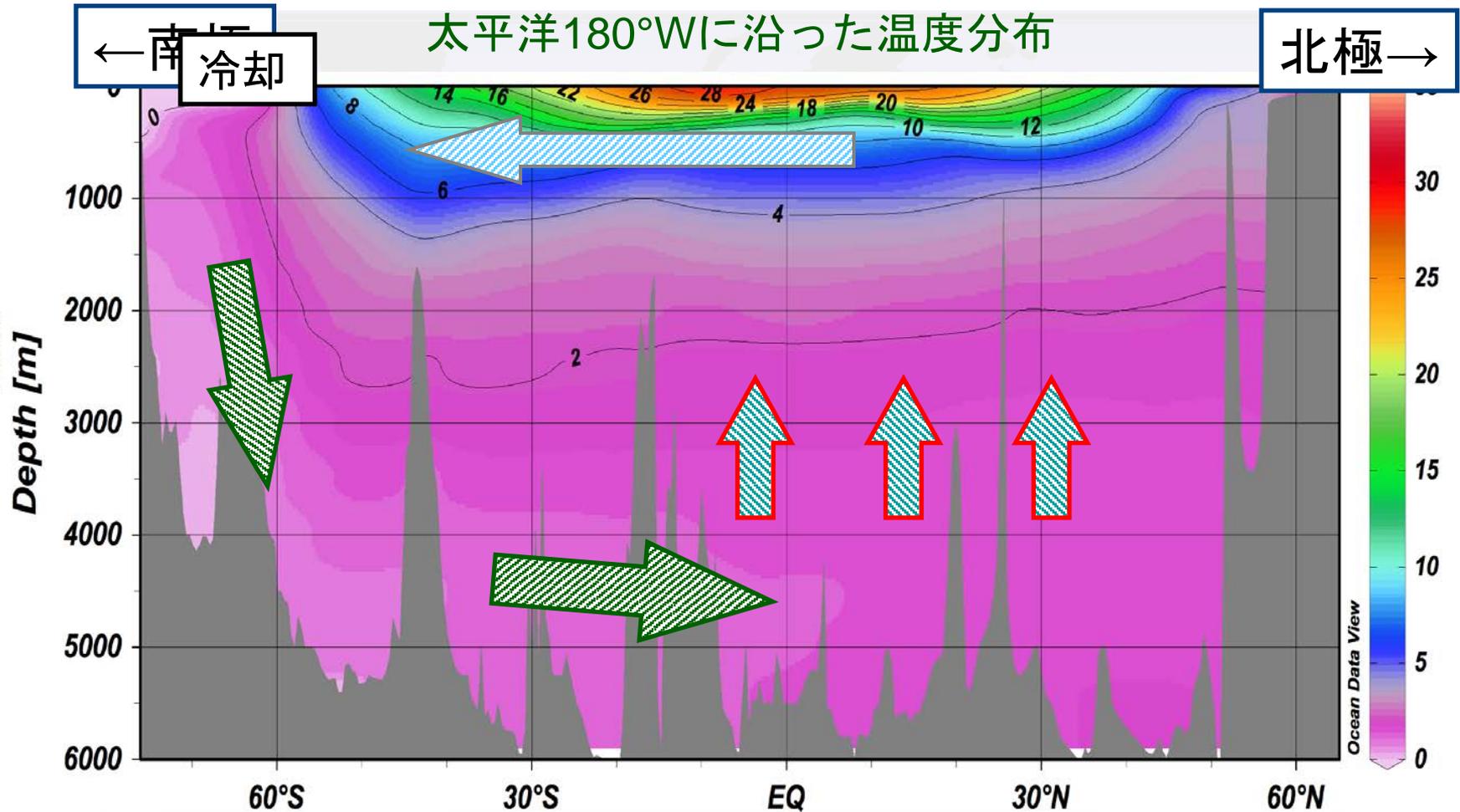


極域：冷たくて重い水の沈み込み

→ 深層水は湧昇しているはず

海洋の温度構造

赤: 暖かく軽い水 (表層)
紫: 冷たくて重い水 (深層)



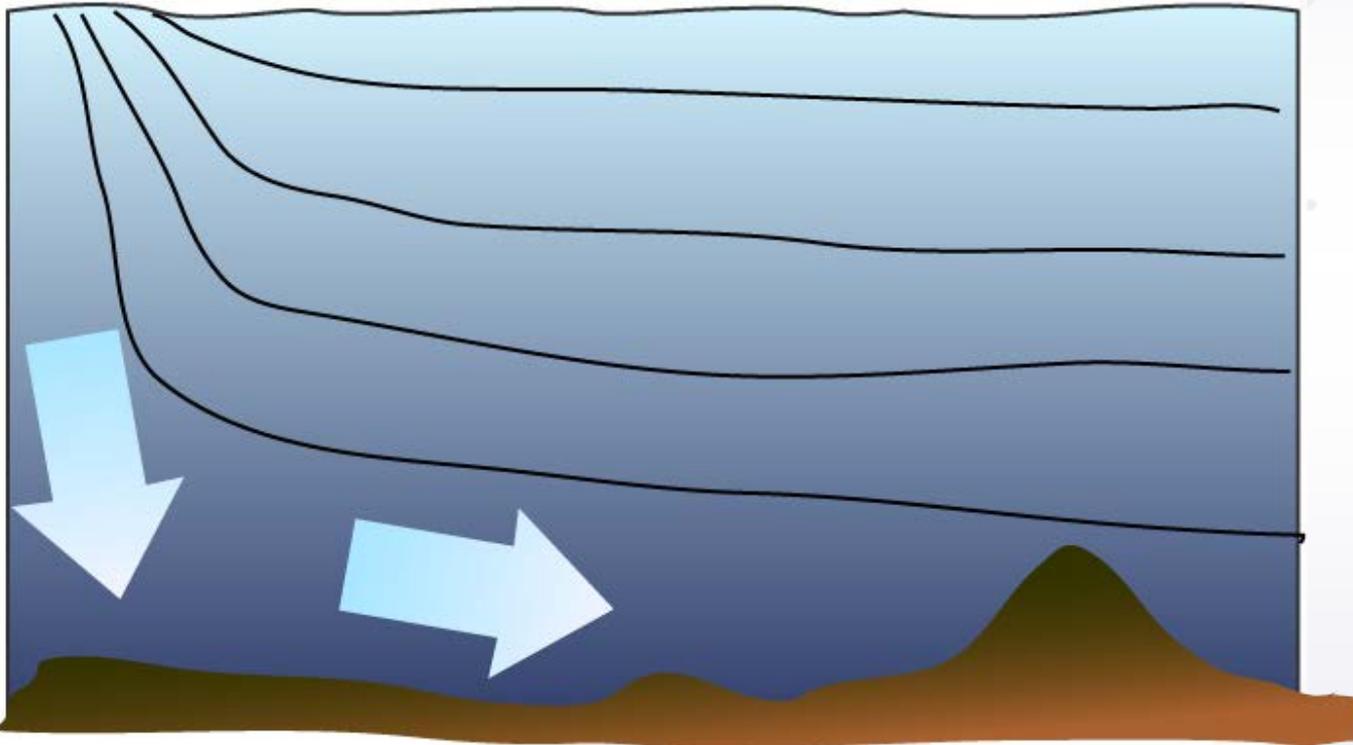
極域：冷たくて重い水の沈み込み

→ 深層水は湧昇しているはず

深層海流の駆動メカニズム

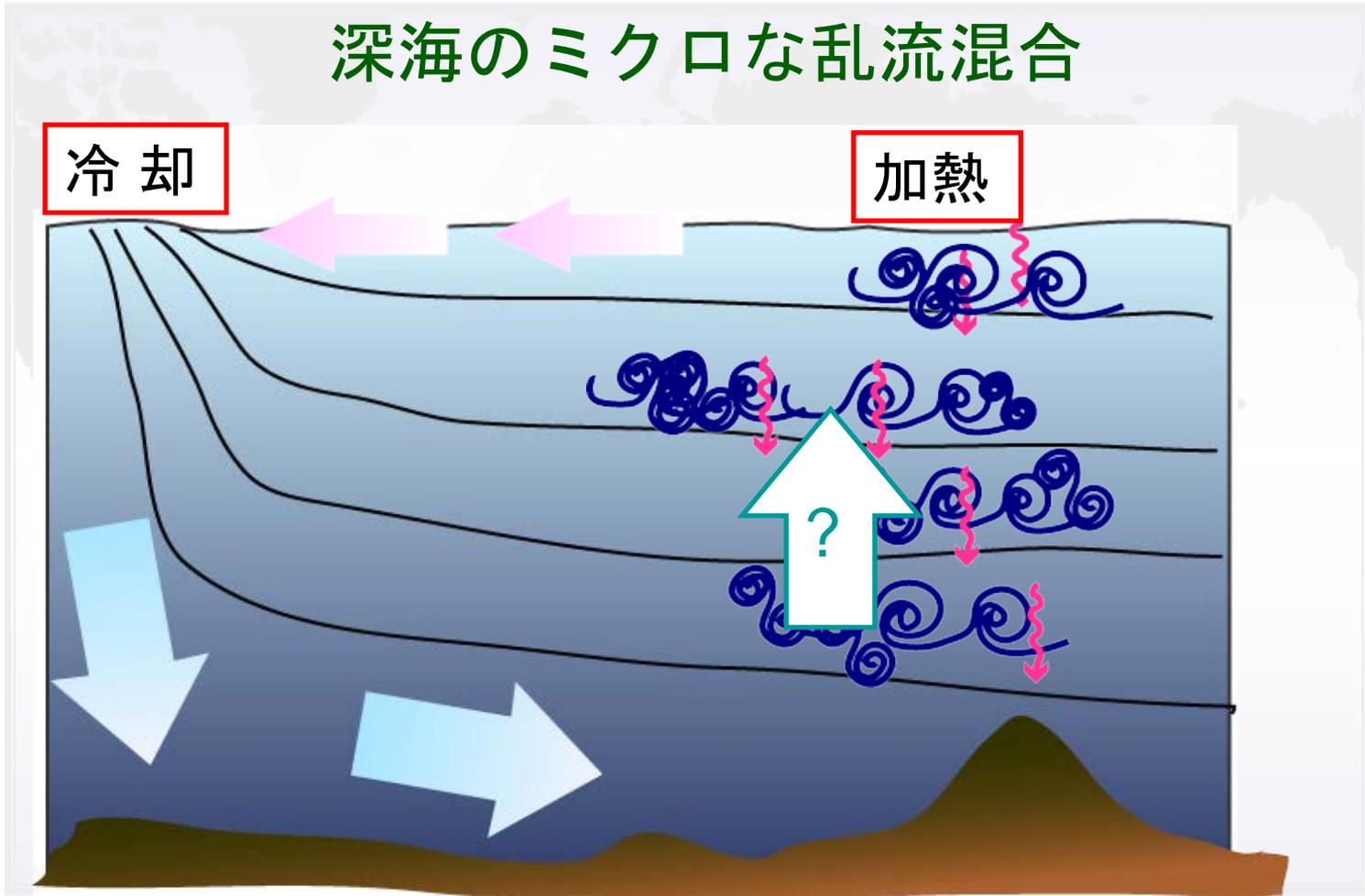
深海のミクロな乱流混合

冷却



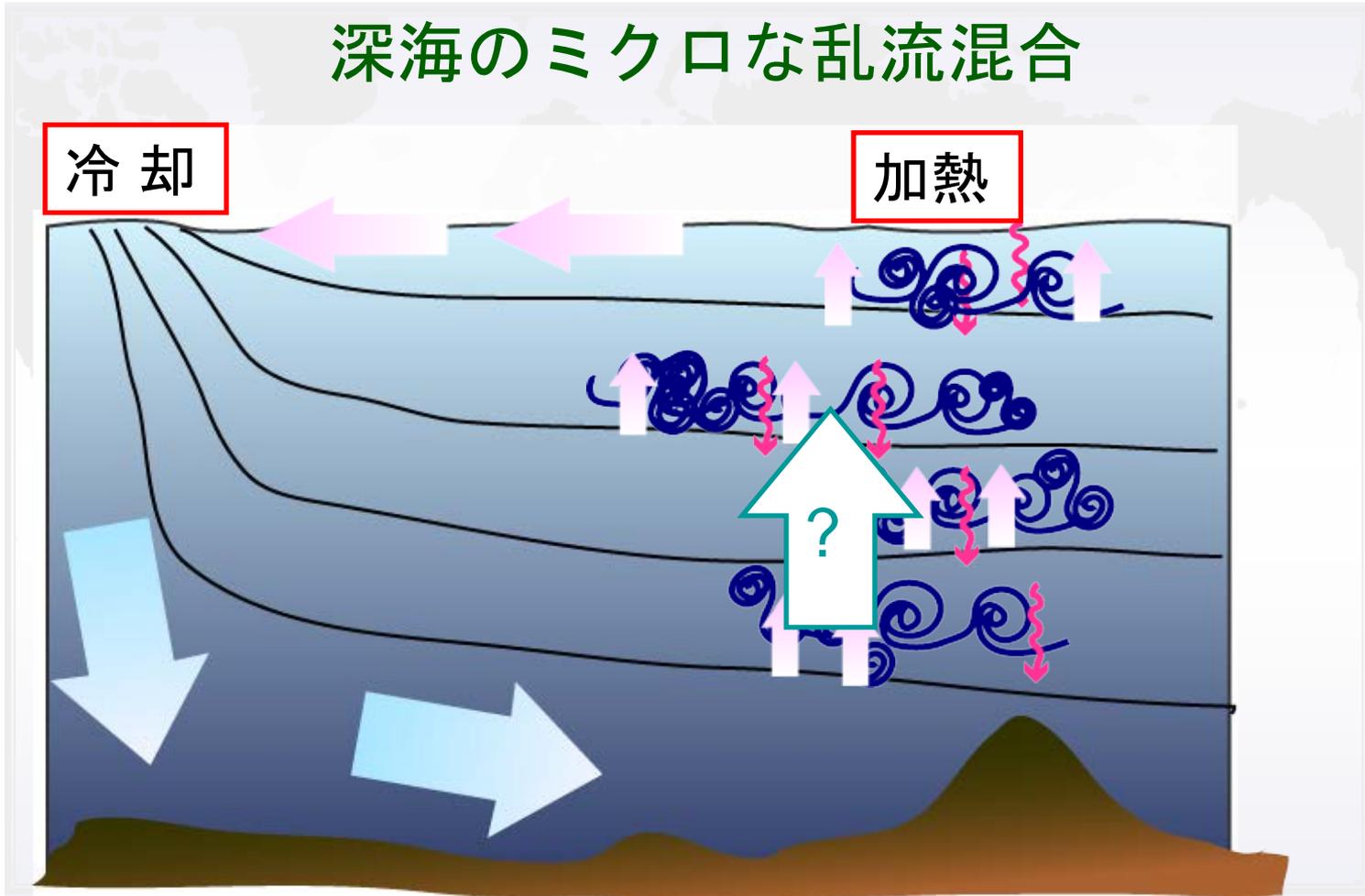
深層海流の駆動メカニズム

深海のミクロな乱流混合



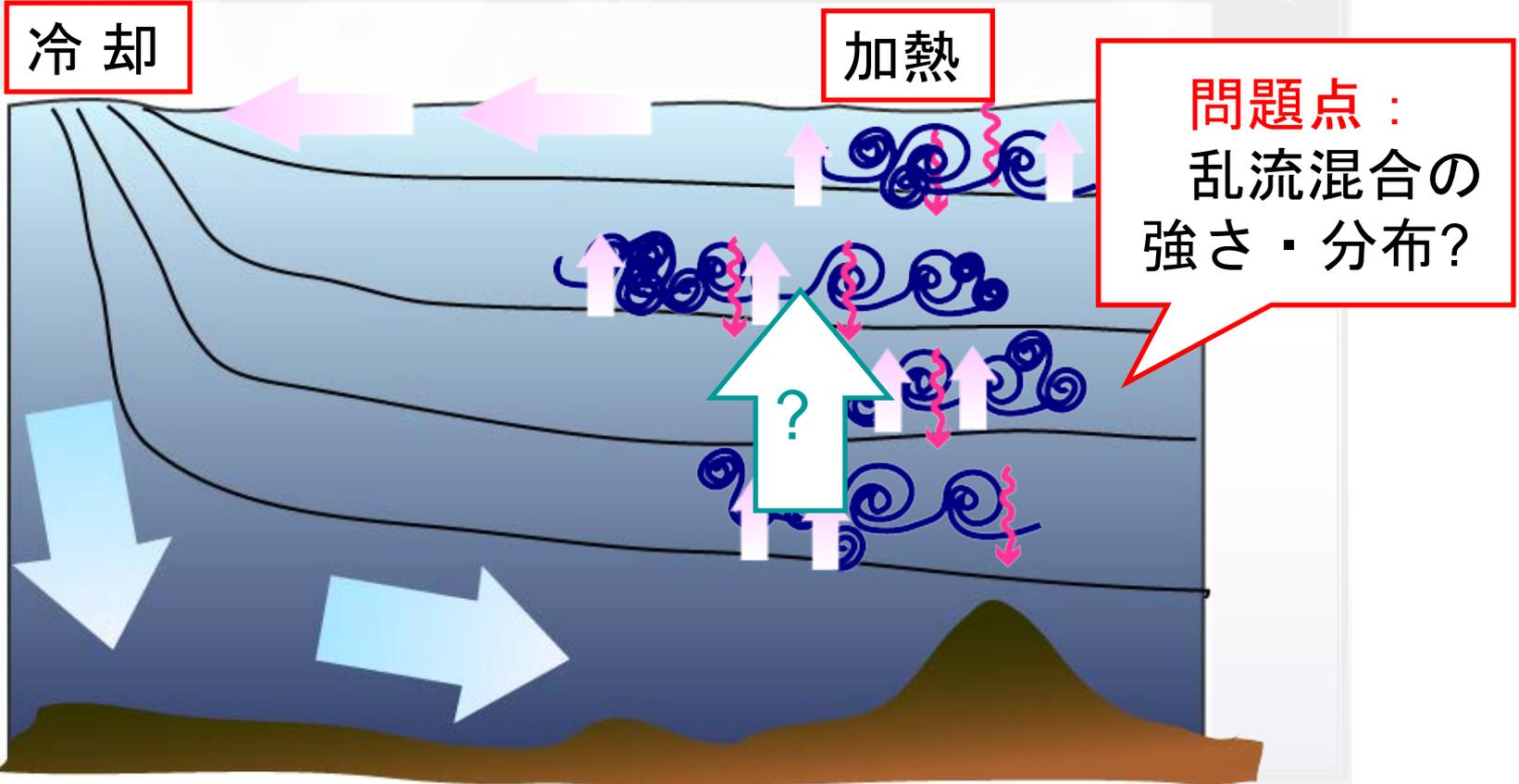
深層海流の駆動メカニズム

深海のミクロな乱流混合



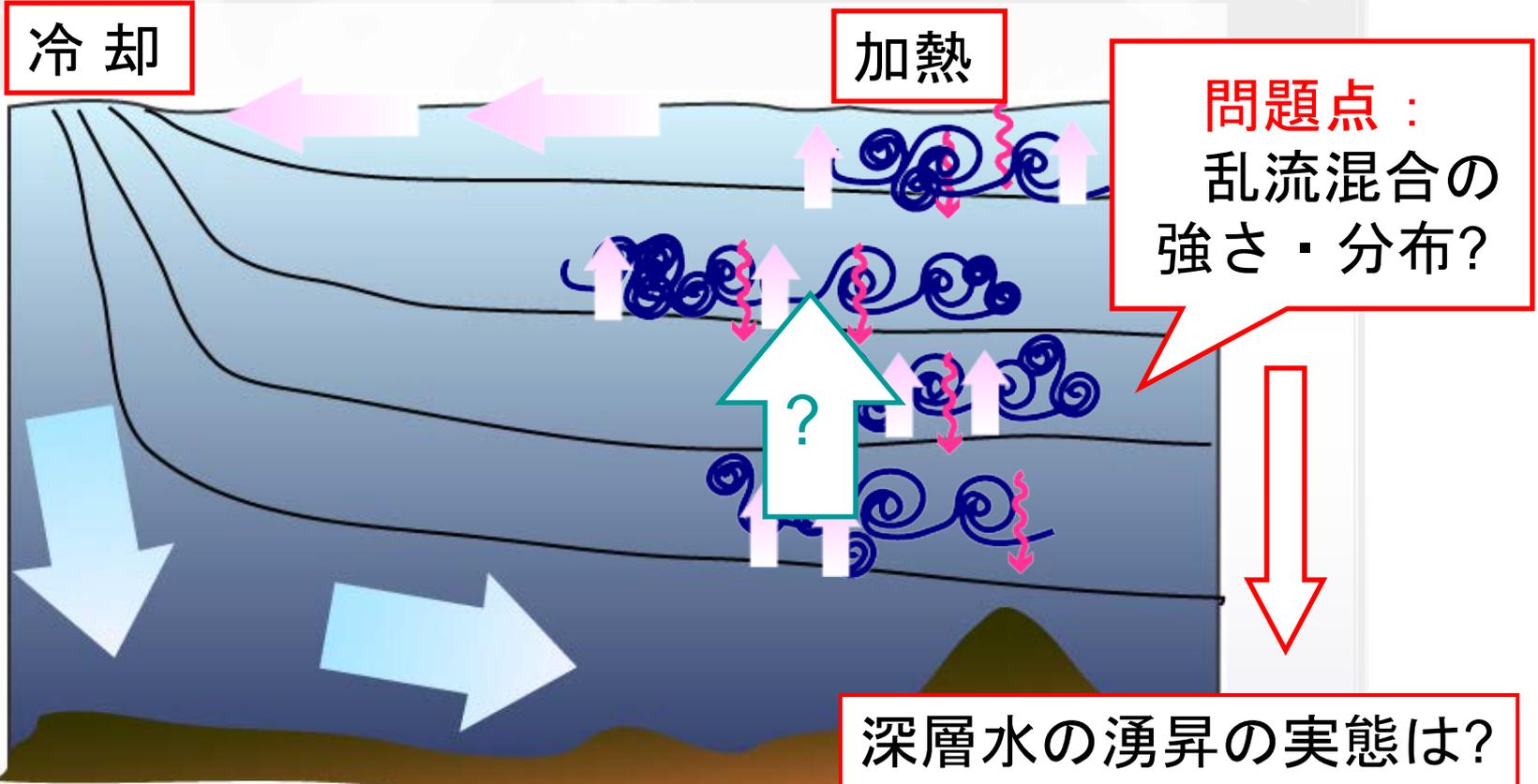
深層海流の駆動メカニズム

深海のミクロな乱流混合



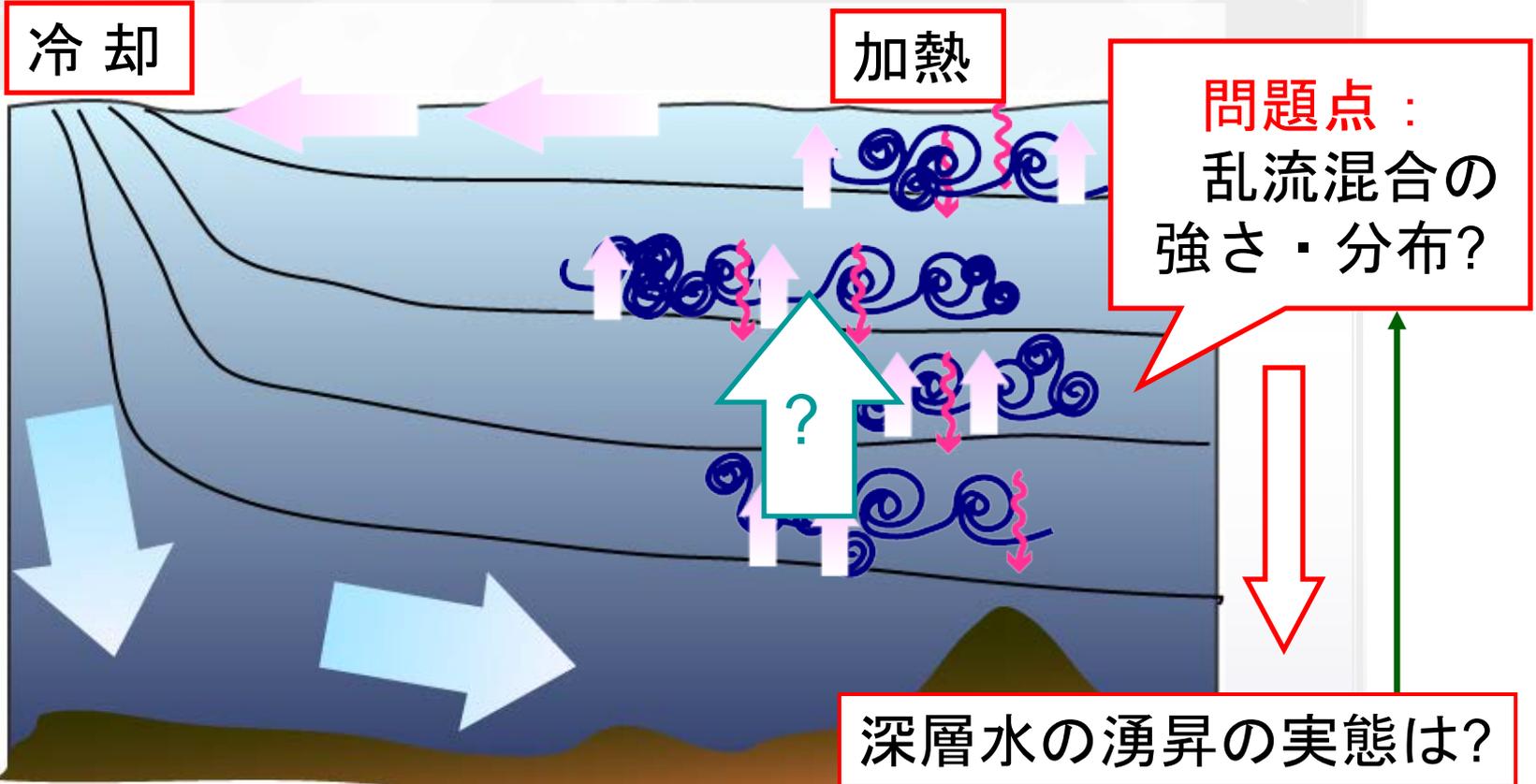
深層海流の駆動メカニズム

深海のミクロな乱流混合

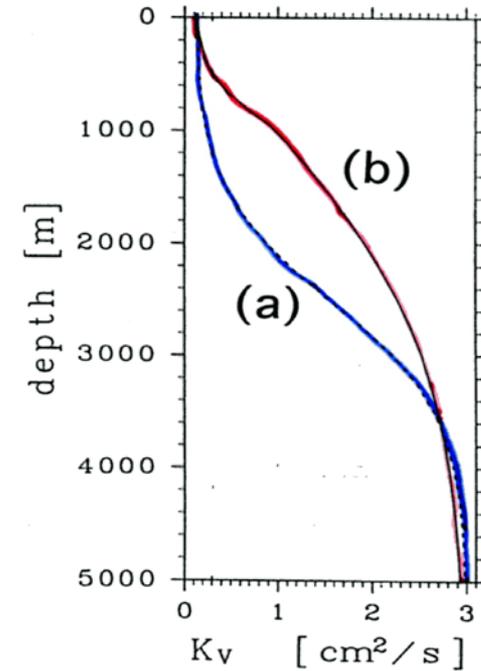
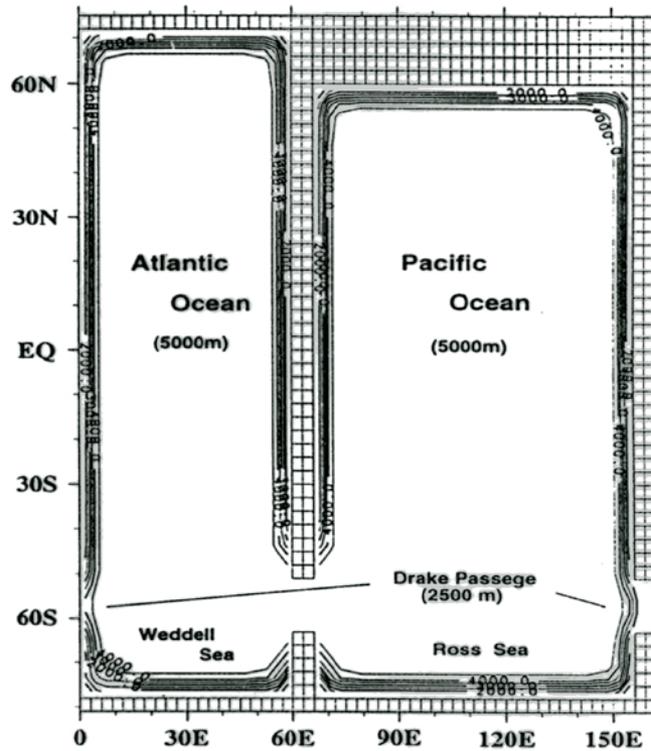


深層海流の駆動メカニズム

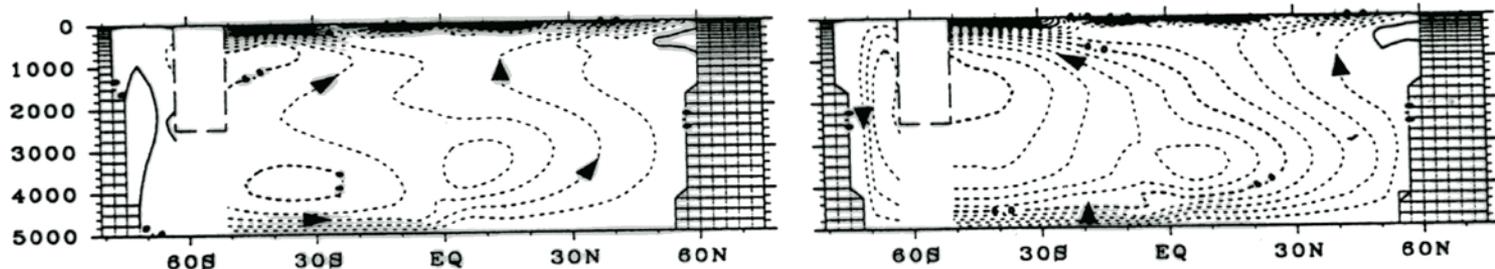
深海のミクロな乱流混合



発生機構は？

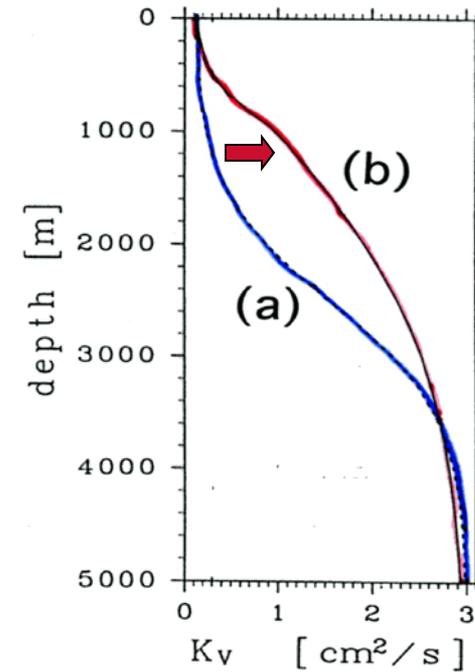
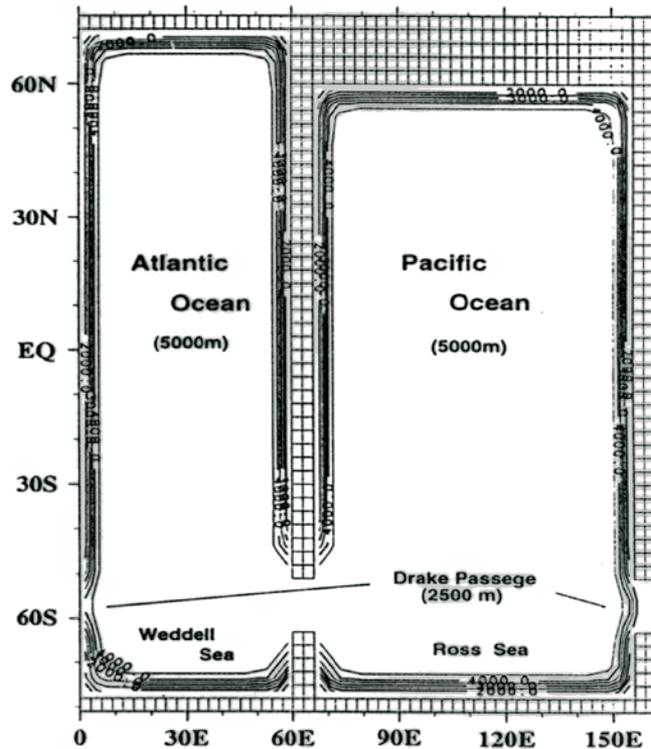


Zonally integrated mass transport stream function for the Pacific

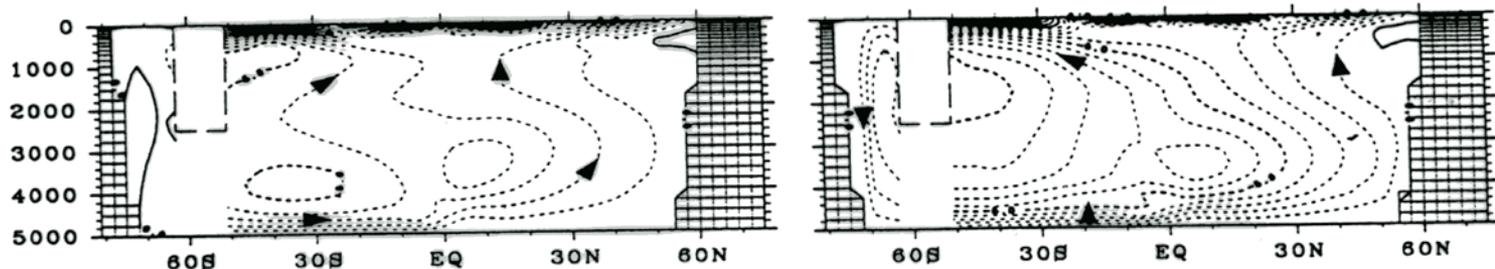


(a) K_v begins to increase at a depth of 2000 m (b) K_v begins to increase at a depth of 500 m

$K_v = 1 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ is necessary at the lower thermocline depth



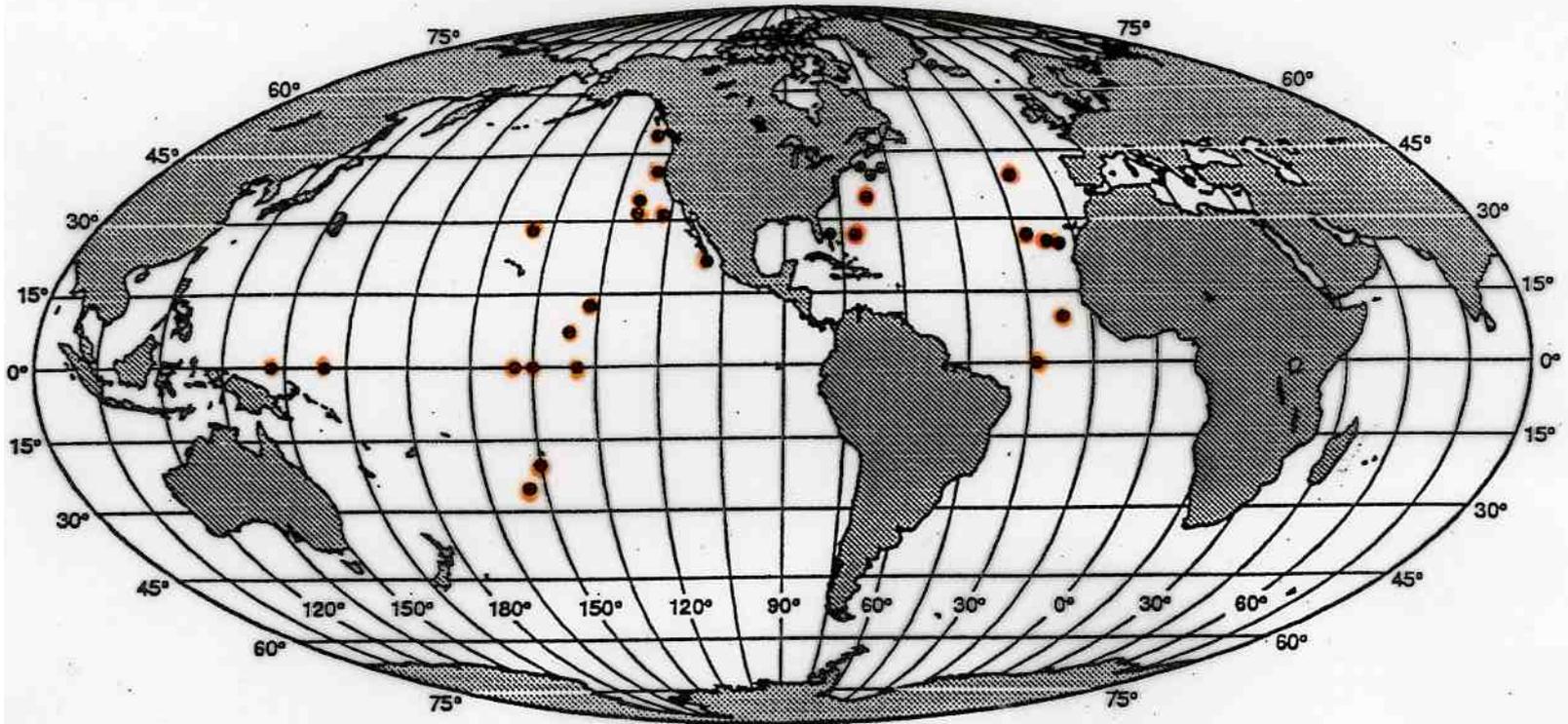
Zonally integrated mass transport stream function for the Pacific



(a) K_v begins to increase at a depth of 2000 m (b) K_v begins to increase at a depth of 500 m

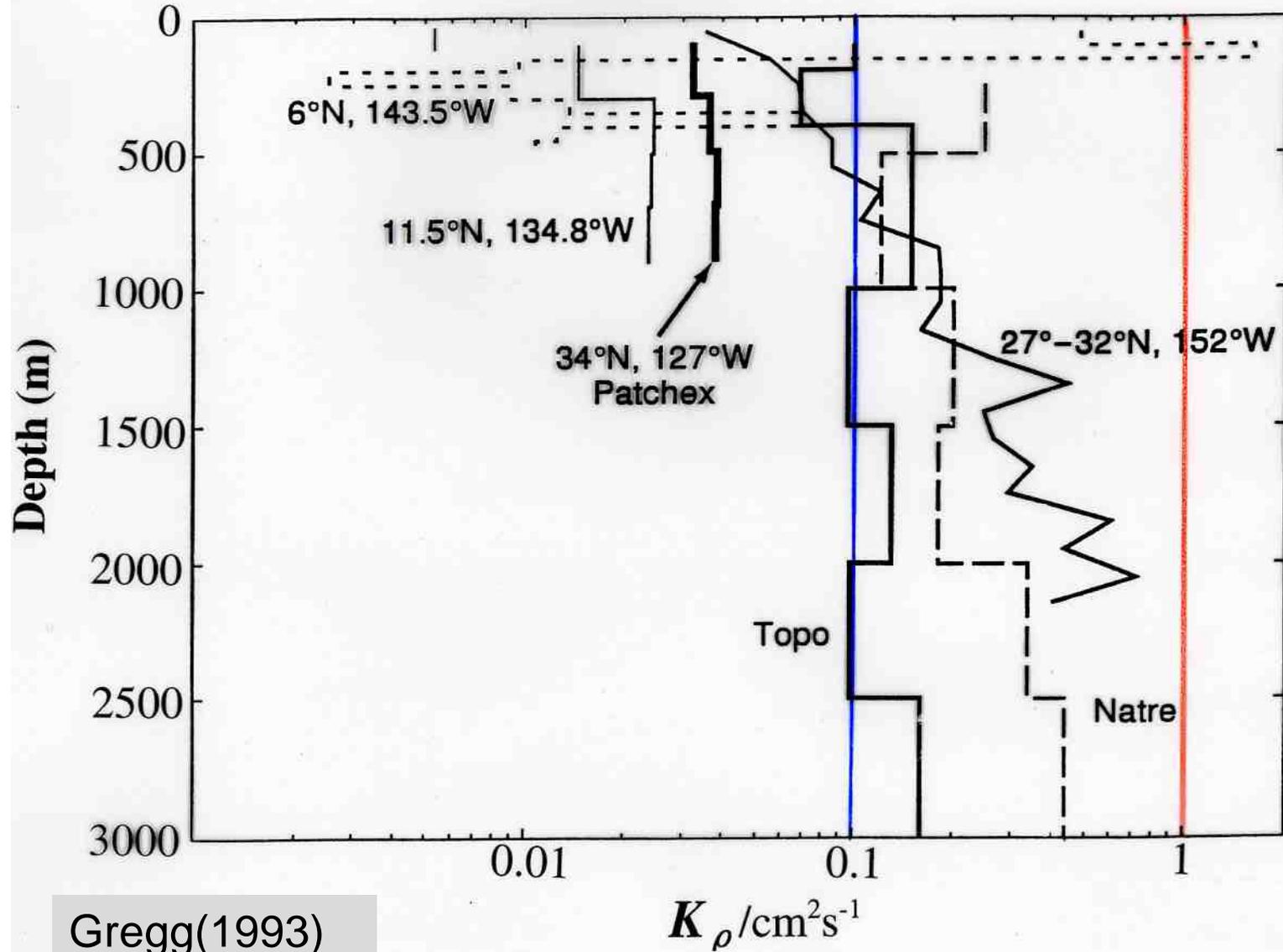
$K_v = 1 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ is necessary at the lower thermocline depth

Locations of Previous Microstructure Measurements

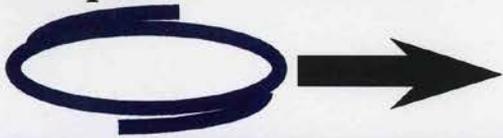


Gregg(1993)

Vertical Distribution of K_ρ in the Ocean Interior

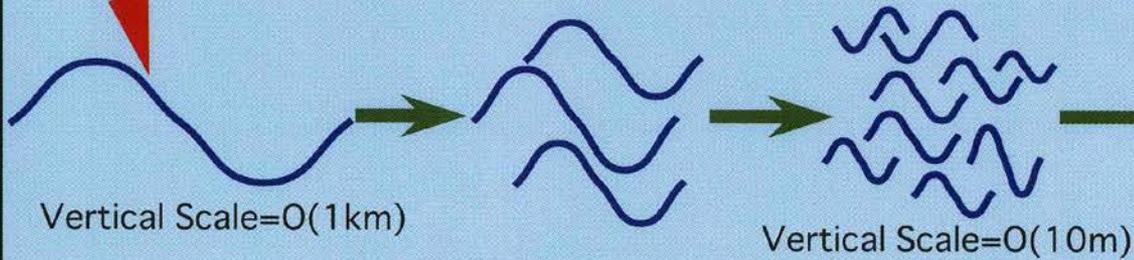


Atmospheric Disturbance



Wind-Generated Internal Waves

Garrett & Munk Internal Wave Spectrum



Turbulent Mixing

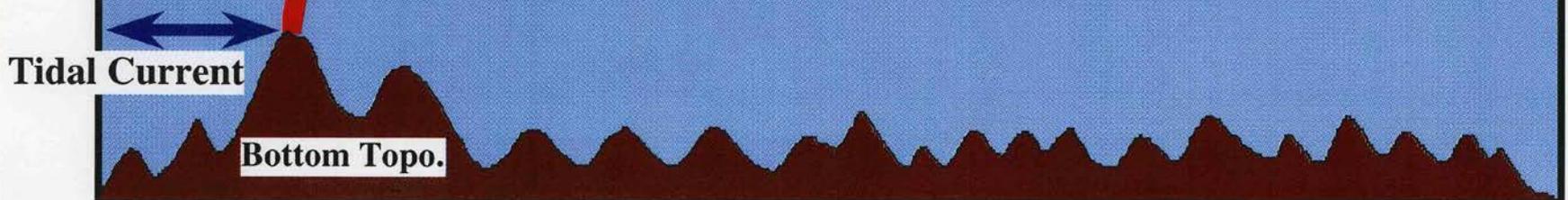
Energy Cascade Down

(Nonlinear Wave-Wave Interactions)

Internal Tide

Tidal Current

Bottom Topo.



海洋深層における鉛直乱流拡散率のグローバルなマッピングに必要な情報は、

- (1) 潮流や大気擾乱によって励起される内部波エネルギーの空間分布
- (2) 励起された擾乱エネルギーの乱流拡散スケールへのカスケードダウン過程の空間依存性

数値モデル: Princeton Ocean Model

基礎方程式: σ 座標系 : 静水圧・ブジネスク近似 Navier-Stokes eq.

$$\begin{aligned} \frac{\partial UD}{\partial t} + \frac{\partial UUD}{\partial x} + \frac{\partial UV D}{\partial y} + \frac{\partial U\omega}{\partial \sigma} &= +fVD - \frac{D}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial P'}{\partial x} + \frac{\sigma}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial P'}{\partial \sigma} \frac{\partial D}{\partial x} - \alpha g D \frac{\partial \eta}{\partial x} + \beta g D \frac{\partial \xi}{\partial x} - \underline{r(U - \bar{U})D} + F_U \\ \frac{\partial VD}{\partial t} + \frac{\partial VUD}{\partial x} + \frac{\partial VVD}{\partial y} + \frac{\partial V\omega}{\partial \sigma} &= -fUD - \frac{D}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial P'}{\partial y} + \frac{\sigma}{\bar{\rho}_0} \frac{\partial P'}{\partial \sigma} \frac{\partial D}{\partial y} - \alpha g D \frac{\partial \eta}{\partial y} + \beta g D \frac{\partial \xi}{\partial y} - \underline{r(V - \bar{V})D} + F_V \\ \frac{\partial T'D}{\partial t} + \frac{\partial T_0 D}{\partial t} + \frac{\partial (T' + T_0)UD}{\partial x} + \frac{\partial (T' + T_0)VD}{\partial y} + \frac{\partial (T' + T_0)\omega}{\partial \sigma} &= \underline{-rT'} + F_T \\ \frac{\partial S'D}{\partial t} + \frac{\partial S_0 D}{\partial t} + \frac{\partial (S' + T_0)UD}{\partial x} + \frac{\partial (S' + T_0)VD}{\partial y} + \frac{\partial (S' + T_0)\omega}{\partial \sigma} &= \underline{-rS'} + F_S \\ \rho &= \rho(T' + T_0, S' + S_0) \\ \frac{\partial P'}{\partial \sigma} &= -gD(\rho - \rho_0) \\ \frac{\partial UD}{\partial x} + \frac{\partial VD}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} + \frac{\partial \eta}{\partial t} &= 0 \end{aligned}$$

内部潮汐波(バロクリニック成分)の線形ダンピング項
→背景内部波場(GMスペクトル)&地衡流渦との非線形相互作用
ダンピング時間 $r^{-1}=30\text{days}$ ← 係留データとの比較

☆計算格子サイズ: $dx=1/15, 1/10, 1/7.5, 1/6, 1/5$; 鉛直レベル数=40

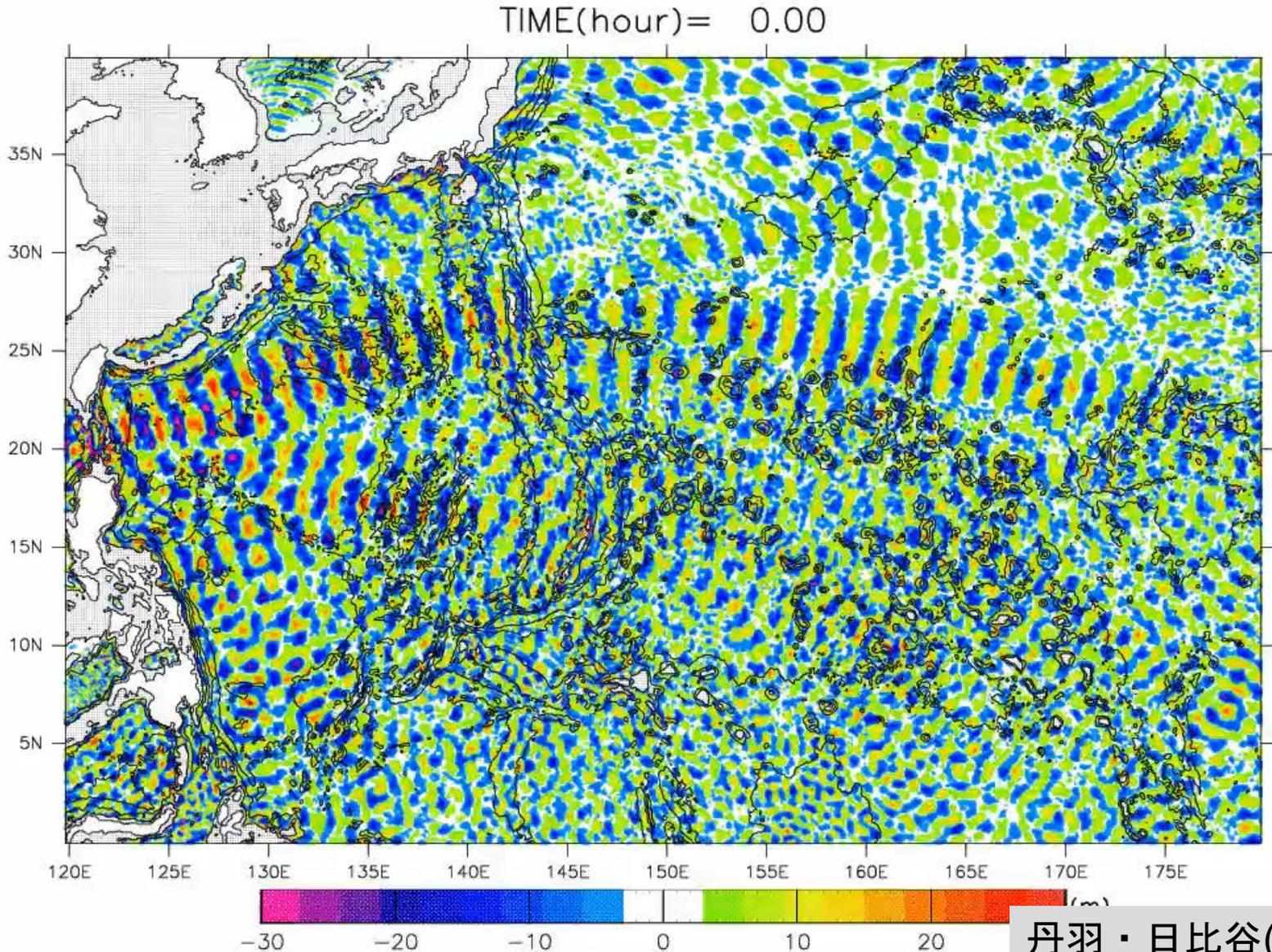
☆海底地形: ETOPO2データ [解像度 $1/30^\circ$]を計算グリッド内で平均。

←海底地形解像度が計算格子サイズに応じて変化

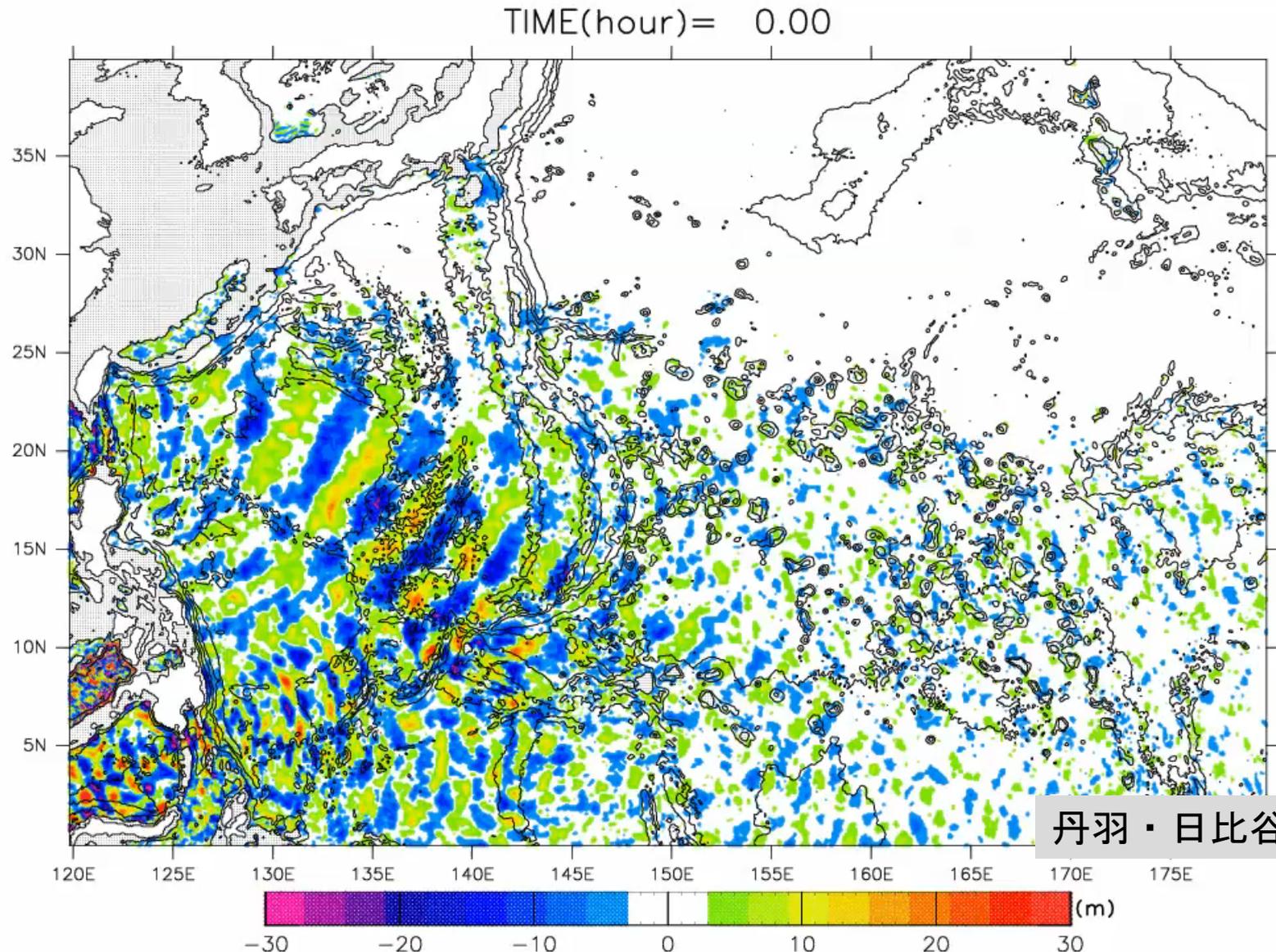
☆ 潮汐フォーシング: M2 (12.4hrs), S2 (12hrs), K1 (23.9hrs), O1 (25.8hrs)

☆ データ同化: Matsumoto et al.(2000) バロトロピック潮汐: 海表面変位データ

Numerical simulation of generation and propagation of internal tides in the western Pacific (isopycnal displacement at a depth of 1000 m)

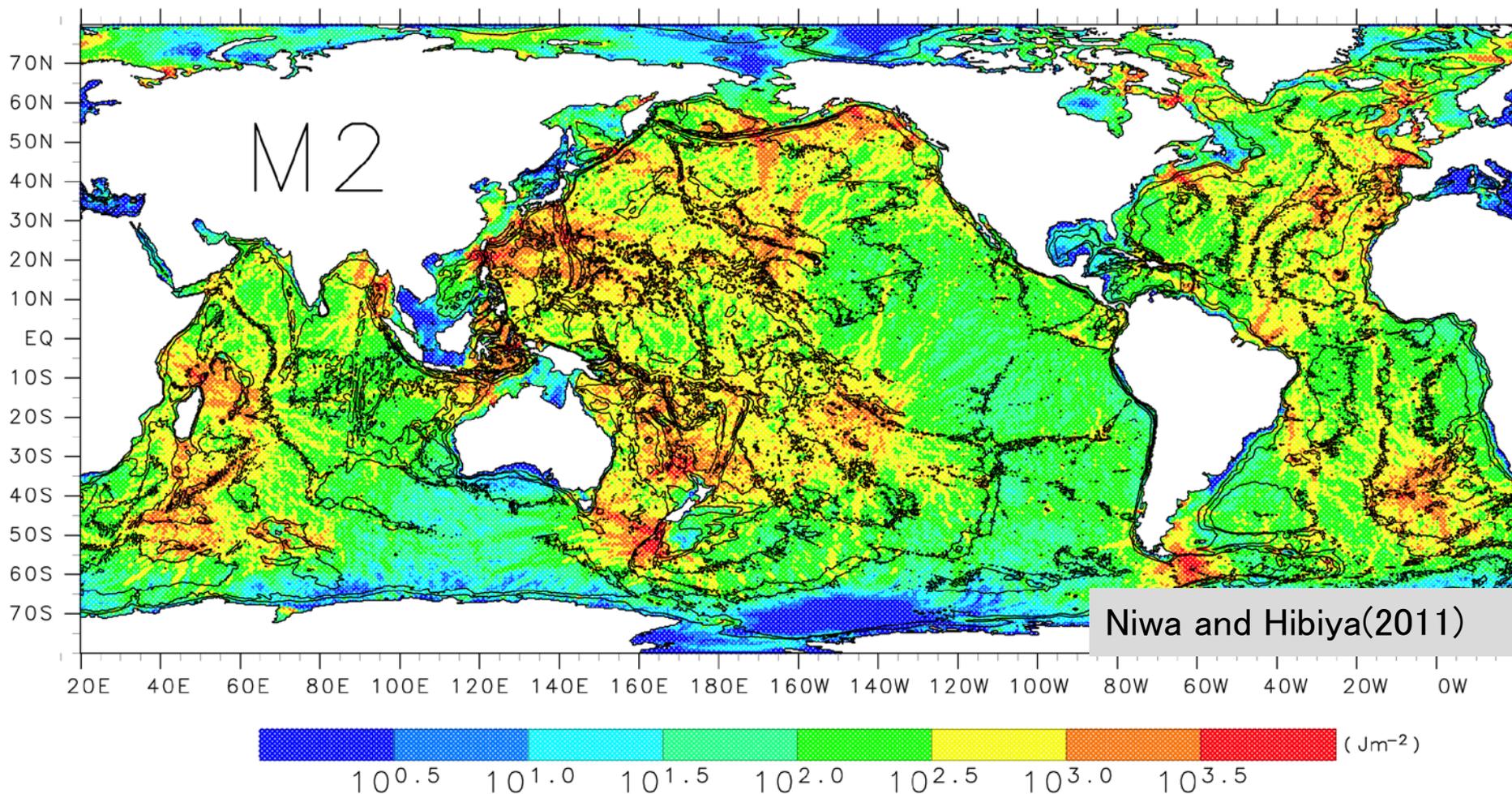


Numerical simulation of generation and propagation of diurnal internal tides in the North-Western Pacific (isopycnal displacements at a depth of 1000 m)



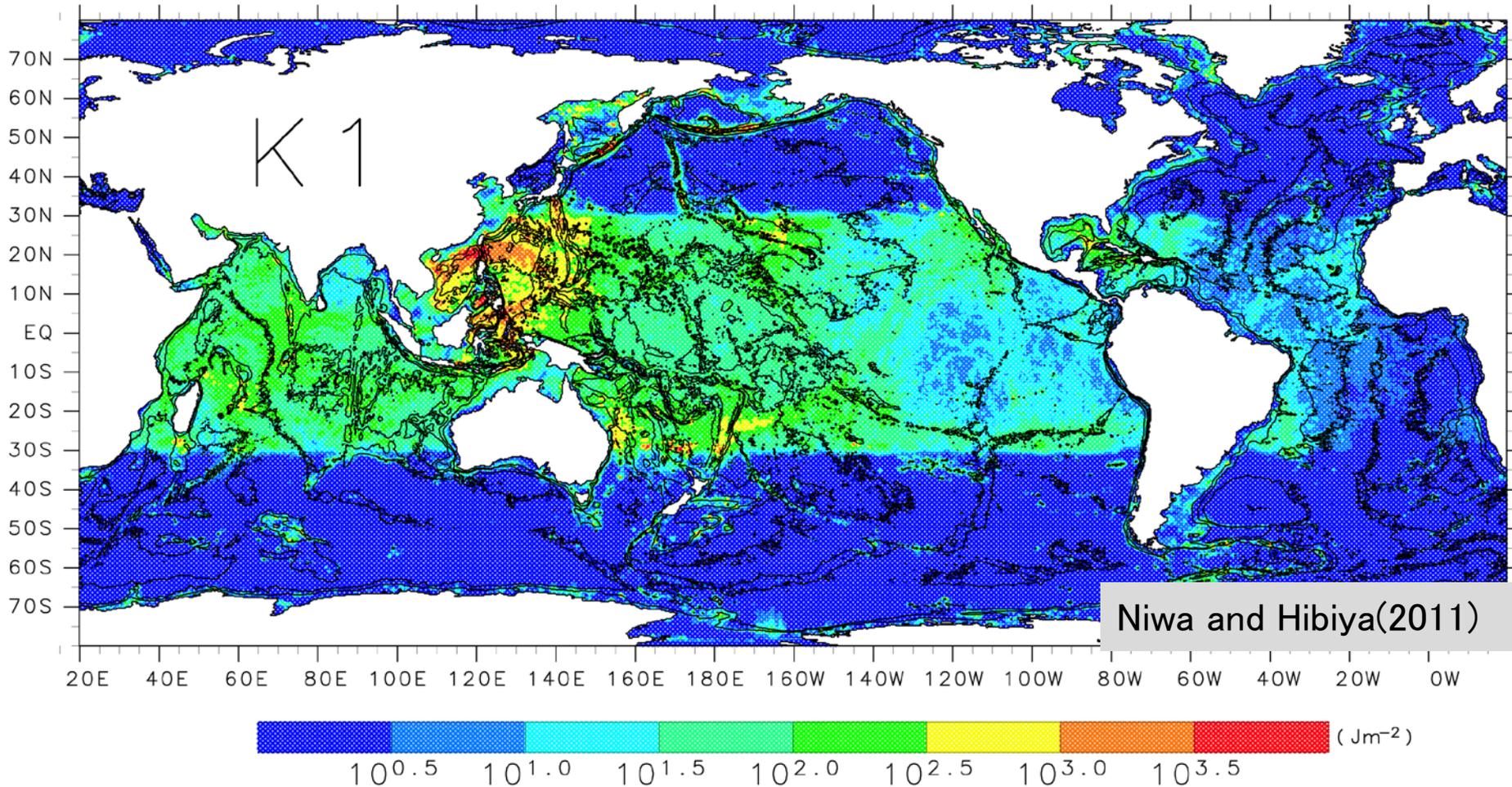
半日周期M₂内部潮汐波の運動エネルギー一分布 (鉛直積分)

(ダンピング時間=30days)



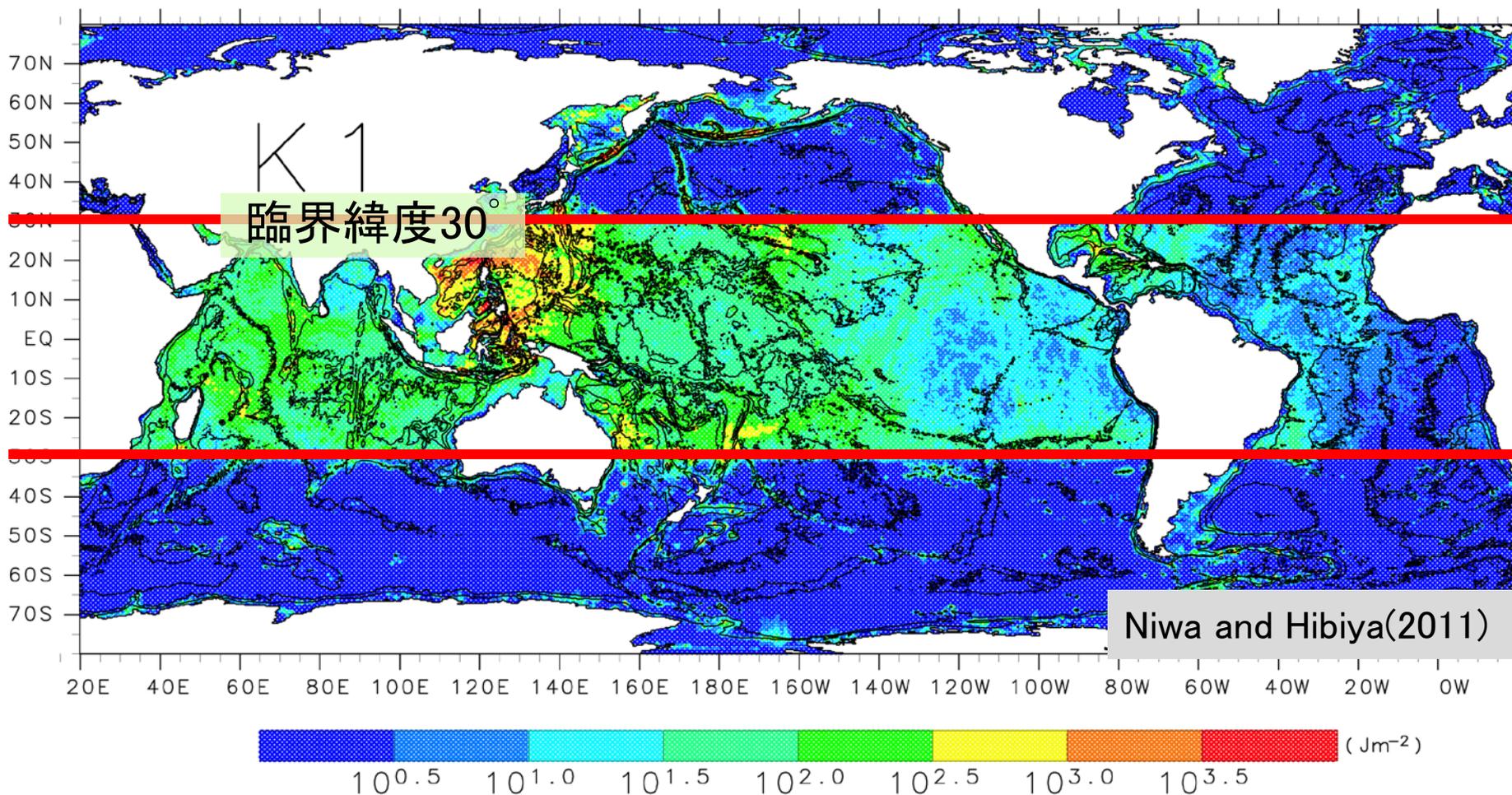
- ・海底地形の分布⇒半日周期の内部潮汐波エネルギーの空間的な局在
西部太平洋・西部インド洋・大西洋中央部

日周期 K_1 内部潮汐波の運動エネルギー一分布



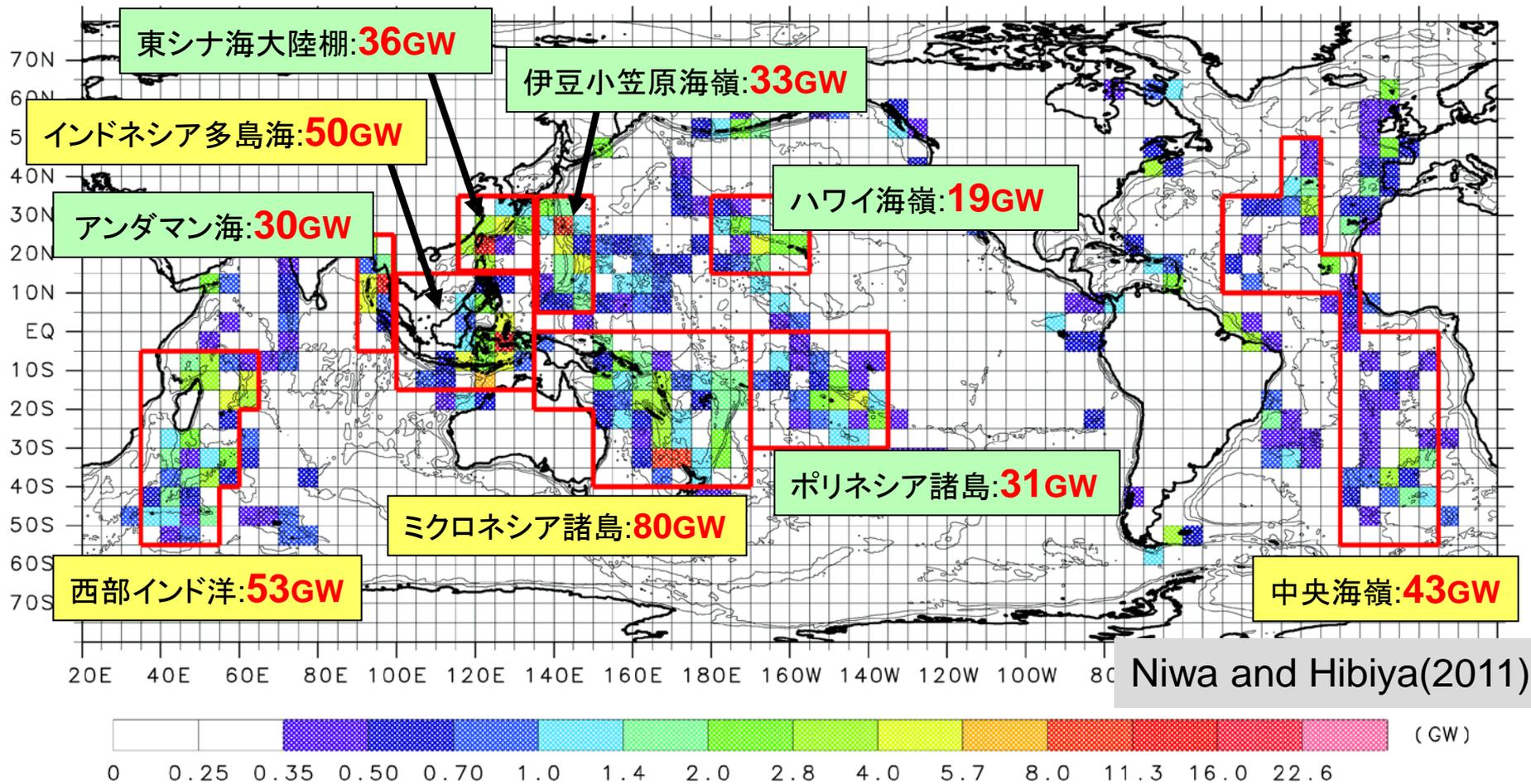
- 日周潮汐周期(約24時間)の臨界緯度 30° [$\omega_{K1}=f(30^\circ)$]
- 臨界緯度より低緯度側⇒内部潮汐波エネルギーが集中
- 臨界緯度より高緯度側⇒地形に捕捉された内部潮汐波

日周期 K_1 内部潮汐波の運動エネルギー一分布



- 日周潮汐周期(約24時間)の臨界緯度 30° [$\omega_{K1}=f(30^\circ)$]
- 臨界緯度より低緯度側⇒内部潮汐波エネルギーが集中
- 臨界緯度より高緯度側⇒地形に捕捉された内部潮汐波

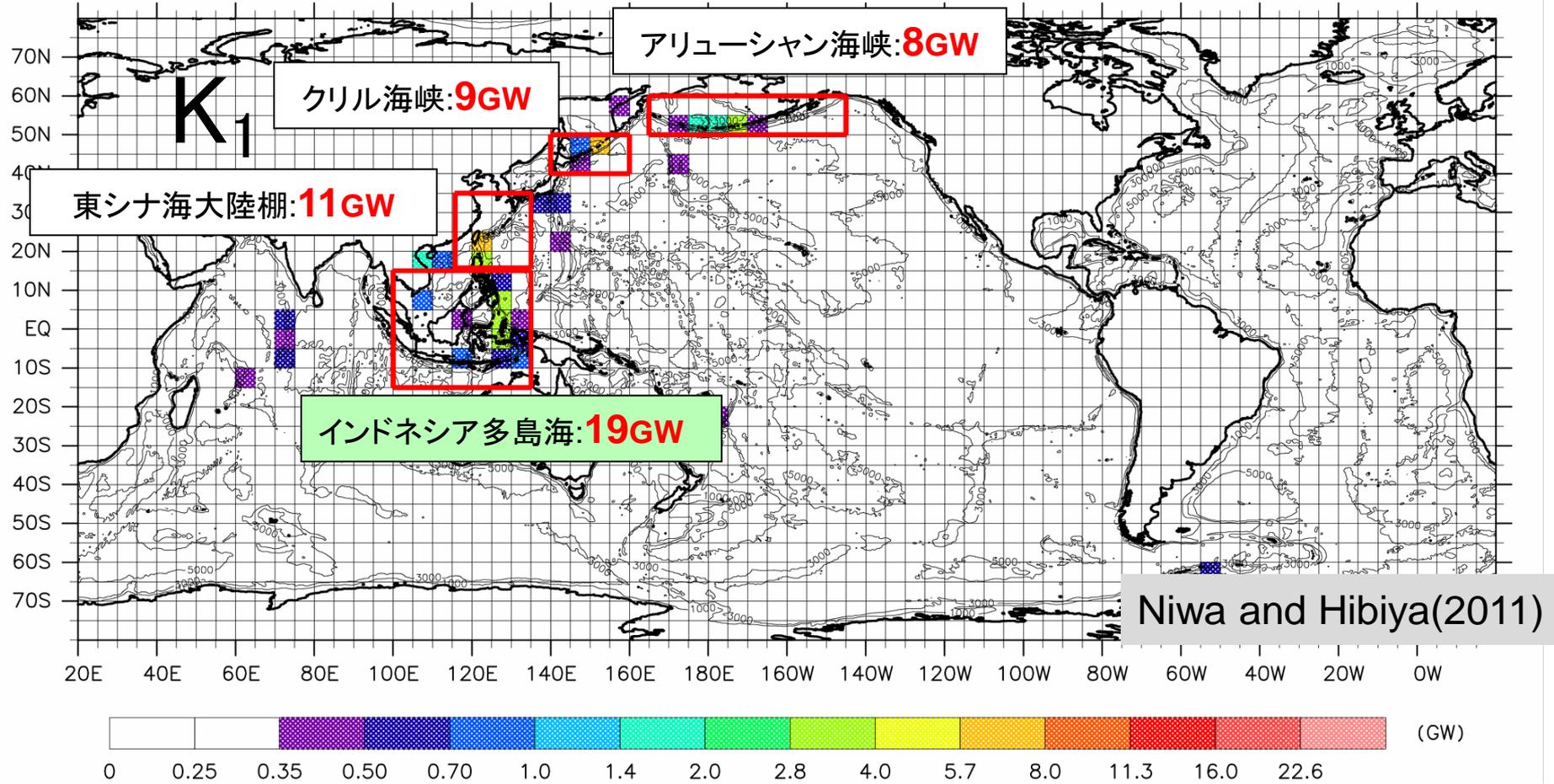
半日周期M₂ バロトロピック潮汐→内部潮汐波 エネルギー転嫁率 (5°×5°領域積分) (dx=1/15°計算)



★半日周期M₂内部潮汐波の主要励起海域

1. ミクロネシア諸島域 80GW
2. 西部インド洋海嶺(マダガスカル島周辺) 53GW
3. インドネシア多島海 50GW
4. 大西洋中央海嶺: 43GW

日周期 K_1 バロトロピック潮汐→内部潮汐波 エネルギー転嫁率 ($5^\circ \times 5^\circ$ 領域積分) ($dx=1/15^\circ$ 計算)

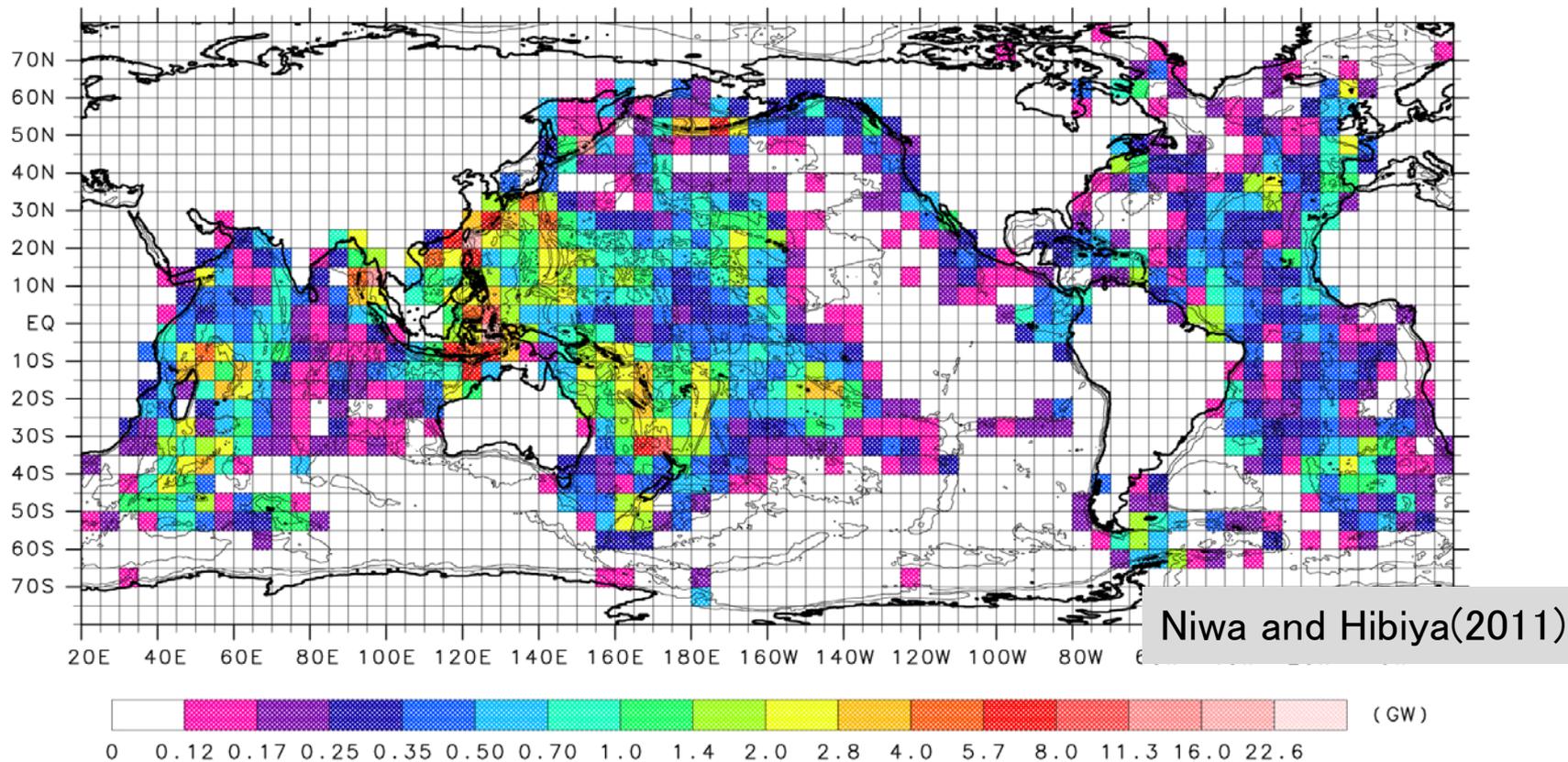


★日周期 K_1 の内部潮汐波の励起海域→北太平洋の西部沿岸域

1. インドネシア多島海 19GW
2. 東シナ海大陸棚域(ルソン海峡) 11GW
3. クリル海峡 9GW
4. アリューシャン海峡 8GW

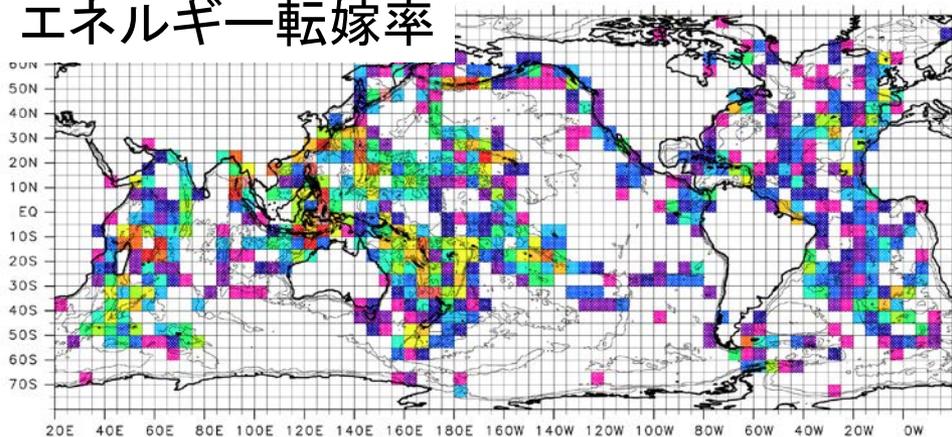
⇒合計47GW (K_1 内部潮汐波 全転嫁率の52%)

内部潮汐波エネルギー消散率(5° × 5° 領域積分)



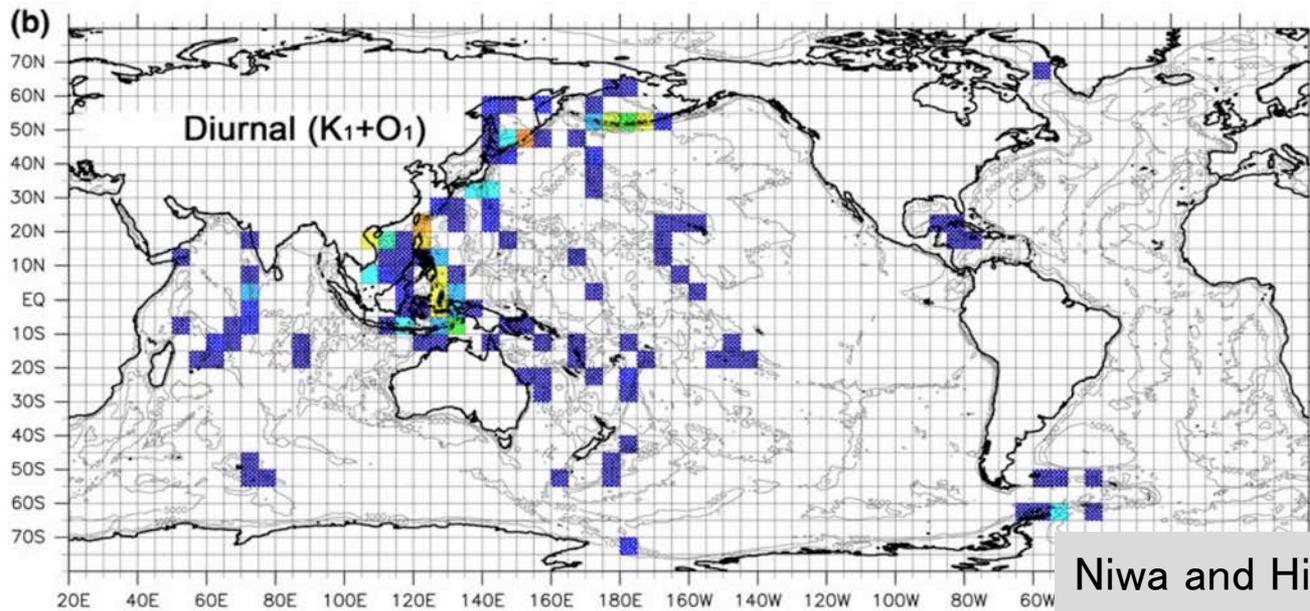
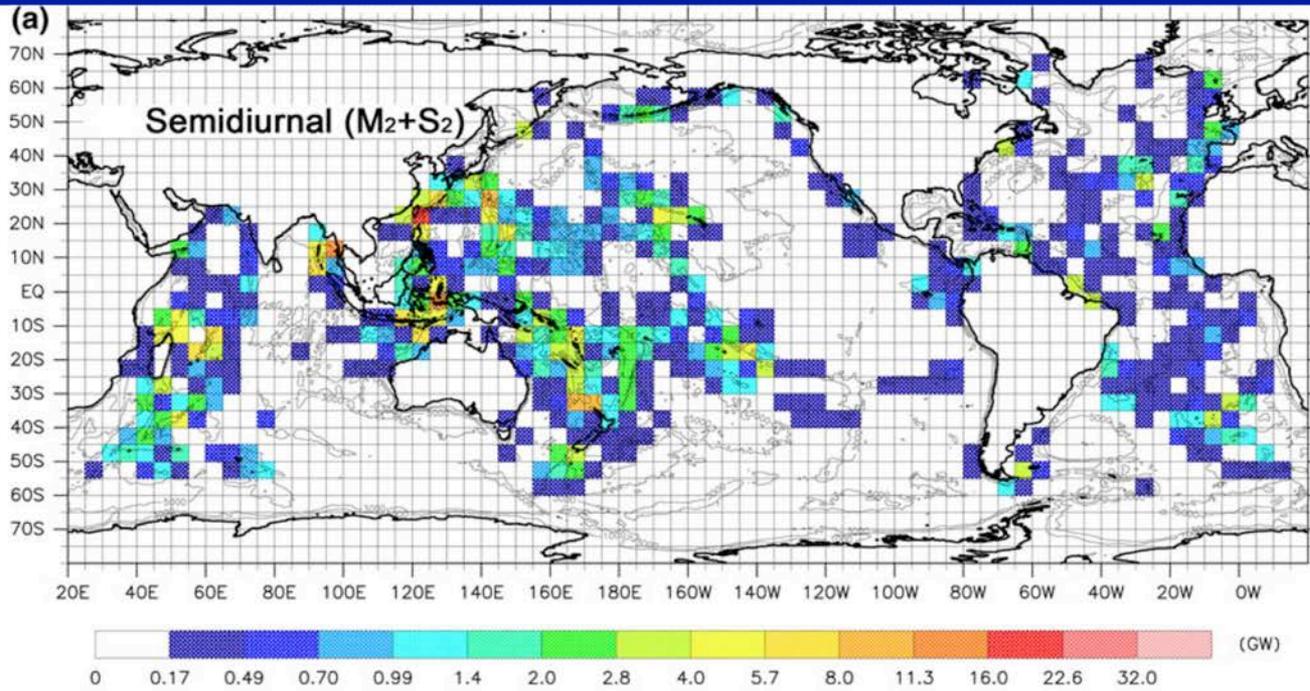
内部潮汐エネルギー消散率 =
エネルギー転嫁率 + エネルギーフラックス発散

エネルギー転嫁率

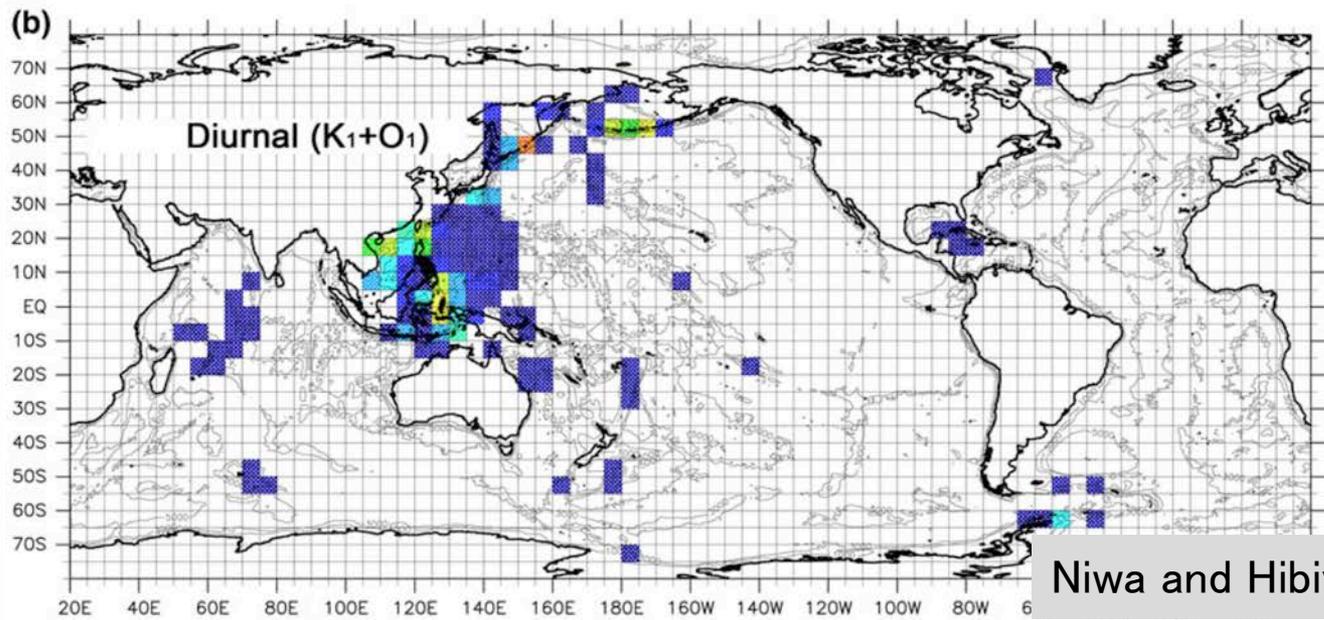
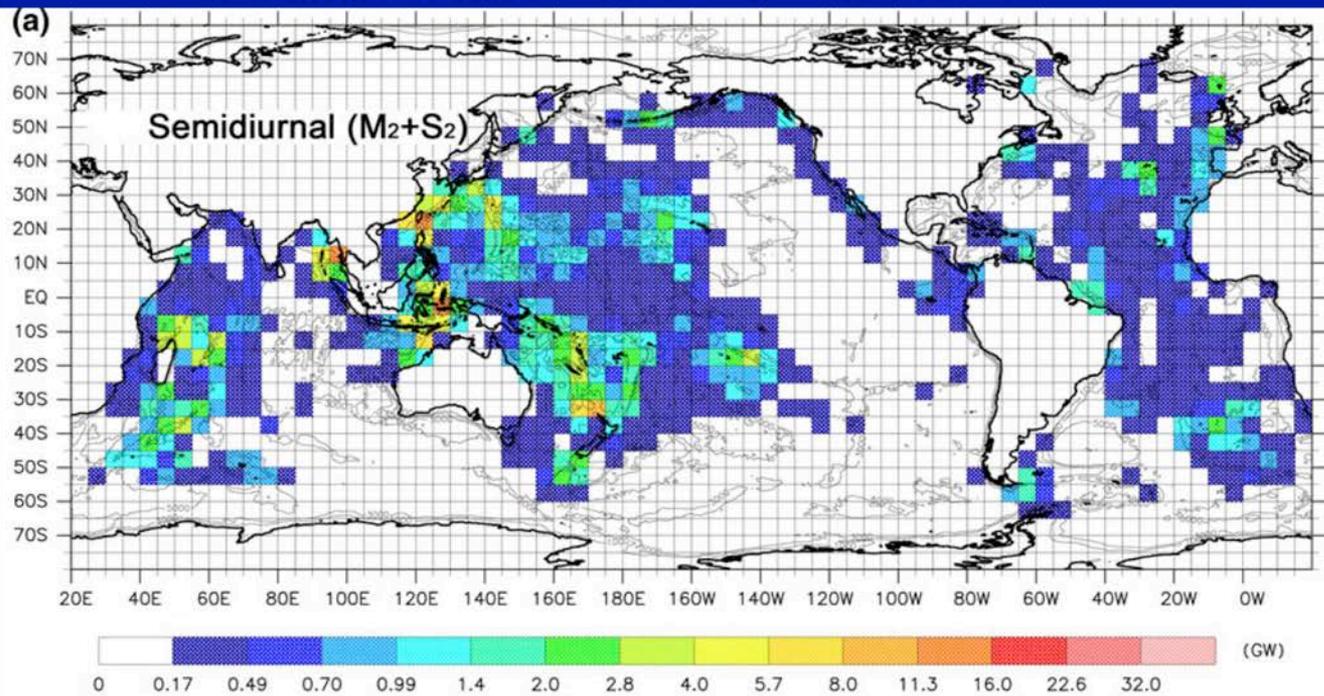


$$\langle DIS_{bc} \rangle \approx -\langle g\overline{\rho'w_{bt}}D \rangle + \frac{\partial \langle P'U'D \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle P'V'D \rangle}{\partial y}$$

バロトロピック潮汐→内部潮汐波エネルギー転嫁率

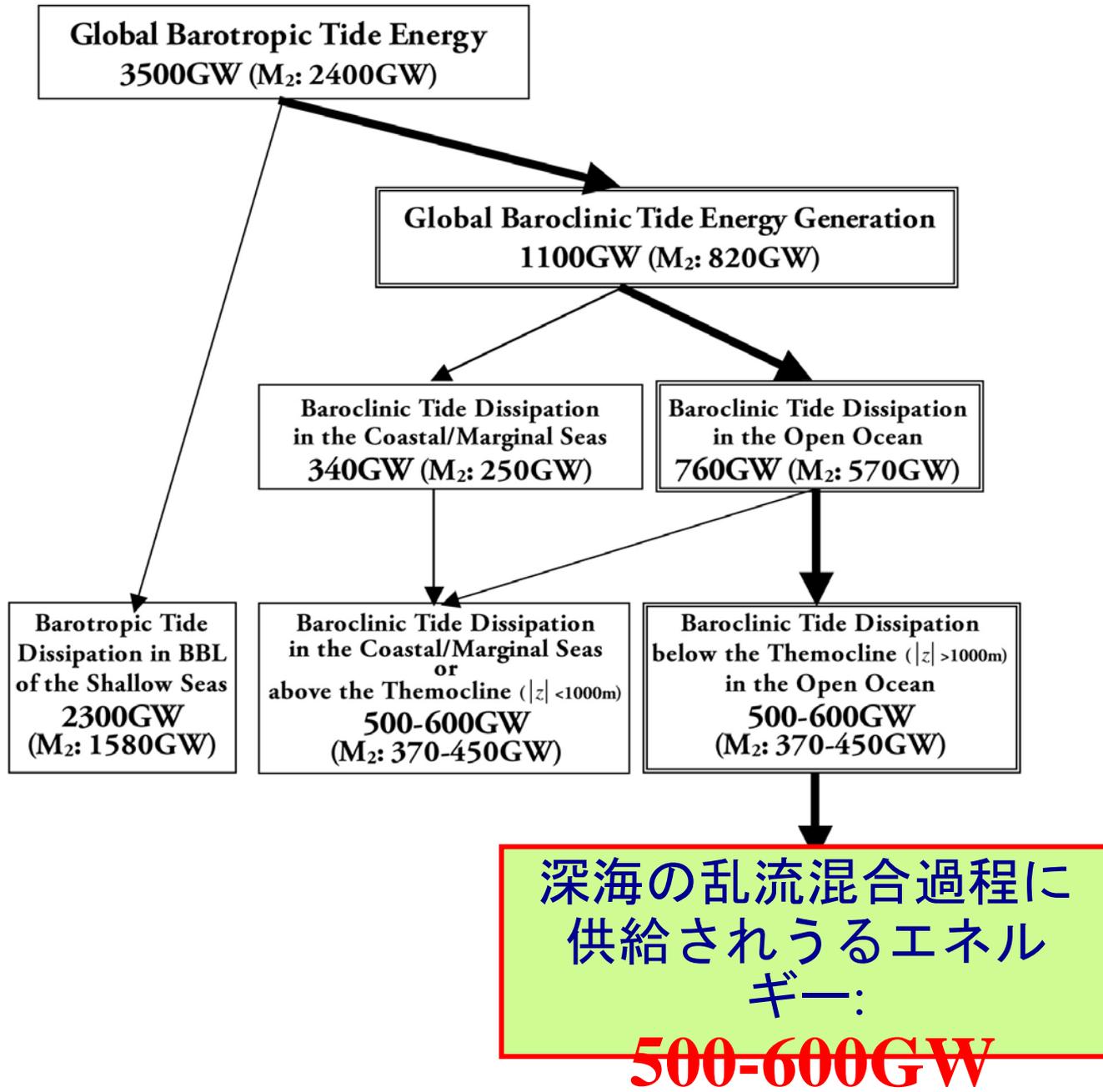


内部潮汐波エネルギー消散率

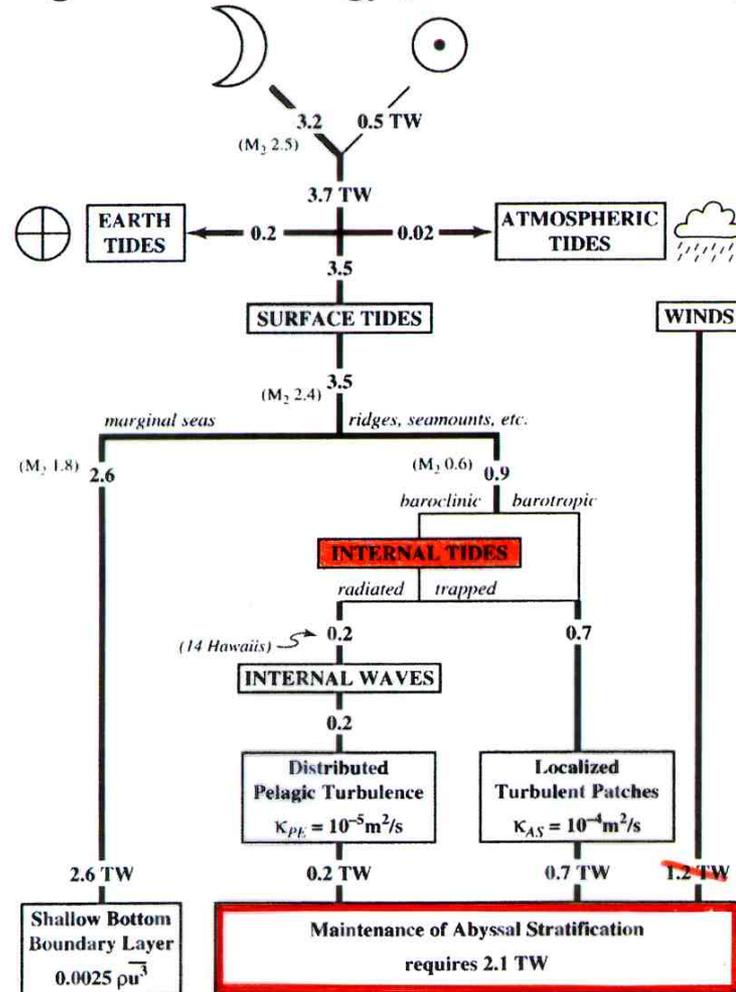


	Method	M_2 (GW)	All(GW)
Sjöberg and Stigebrandt [1992]	Simple I.W. parameterization	1300	
Morozov[1995]	Analytical Solution (Ridge)	1100	
Kantha and Tierney [1997]	Topex/Poseidon	360	520
Egbert and Ray [2000]	Topex/Poseidon + Assimilation	550-850	
Jayne and Laurent [2001]	Topex/Poseidon+I.W. parameterization	720	1070
Niwa and Hibiya [2001]	3D-simulation in the Pacific Ocean	740-940	
Simmons et al.[2004]	Global 3D-simulation	670-890	
Nycander [2005]	Analytical Method (linear theory)	800	1200
Niwa and Hibiya[2011]	Global 3D-simulation	820	1100
	Deep Ocean Mixing	370-450	500-600

潮汐エネルギーの全球収支 (Niwa and Hibiya, 2011)



☆ Budget of Tidal Energy [Munk and Wunsch, 1998]



Munk and Wunsch(1998)

$K_v = O(1.0) \text{ cm}^2/\text{s}$:Maintenance of Thermohaline Circulation

↕

$K_v = O(0.1) \text{ cm}^2/\text{s}$:Previous Microstructure Measurements
(→ in the limited locations)

☆ Global Distribution of Internal Tide
 → Exact Parameterization of Diapycnal Mixing

※海表面風速データ

全球客観解析データ (気象庁)

⇒緯度・経度 1.875° 間隔の格子データ
6時間間隔 (00,06,12,18UTC)



※ Slab Model of Mixed Layer (Pollard & Millard, 1970)

⇒海表面風速によって励起される海洋混合層内の慣性振動を計算する。

$$\frac{du}{dt} - fv = \frac{\tau_x}{\rho H} - ru \quad (1), \quad \frac{dv}{dt} + fu = \frac{\tau_y}{\rho H} - rv \quad (2)$$

H: 混合層の深さ . . . 50mと仮定

r: 減衰係数 . . . 1/4daysと仮定

→混合層で励起された慣性振動のエネルギーが、
内部波として混合層下に伝播したり、乱流粘性になどによって
減衰する効果をパラメタライズした係数

Model

The damped slab model:

$$\frac{du}{dt} - fv = \frac{\tau_x}{H\rho} - ru \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = \frac{\tau_y}{H\rho} - rv \quad (2)$$

u, v : the horizontal current velocity

τ_x, τ_y : the wind stress

H : the thickness of surface mixed layer

r : the empirical damping constant

In terms of the complex quantities:

$$\frac{dZ}{dt} + \omega Z = \frac{T}{H} \quad (3)$$

$$Z \equiv u + iv$$

$$T \equiv (\tau_x + i\tau_y)/\rho$$

$$\omega \equiv r + if$$

The inertial oscillation component Z_I :

(Subtracting the Ekman transport $Z_E = T/\omega H$ from (3))

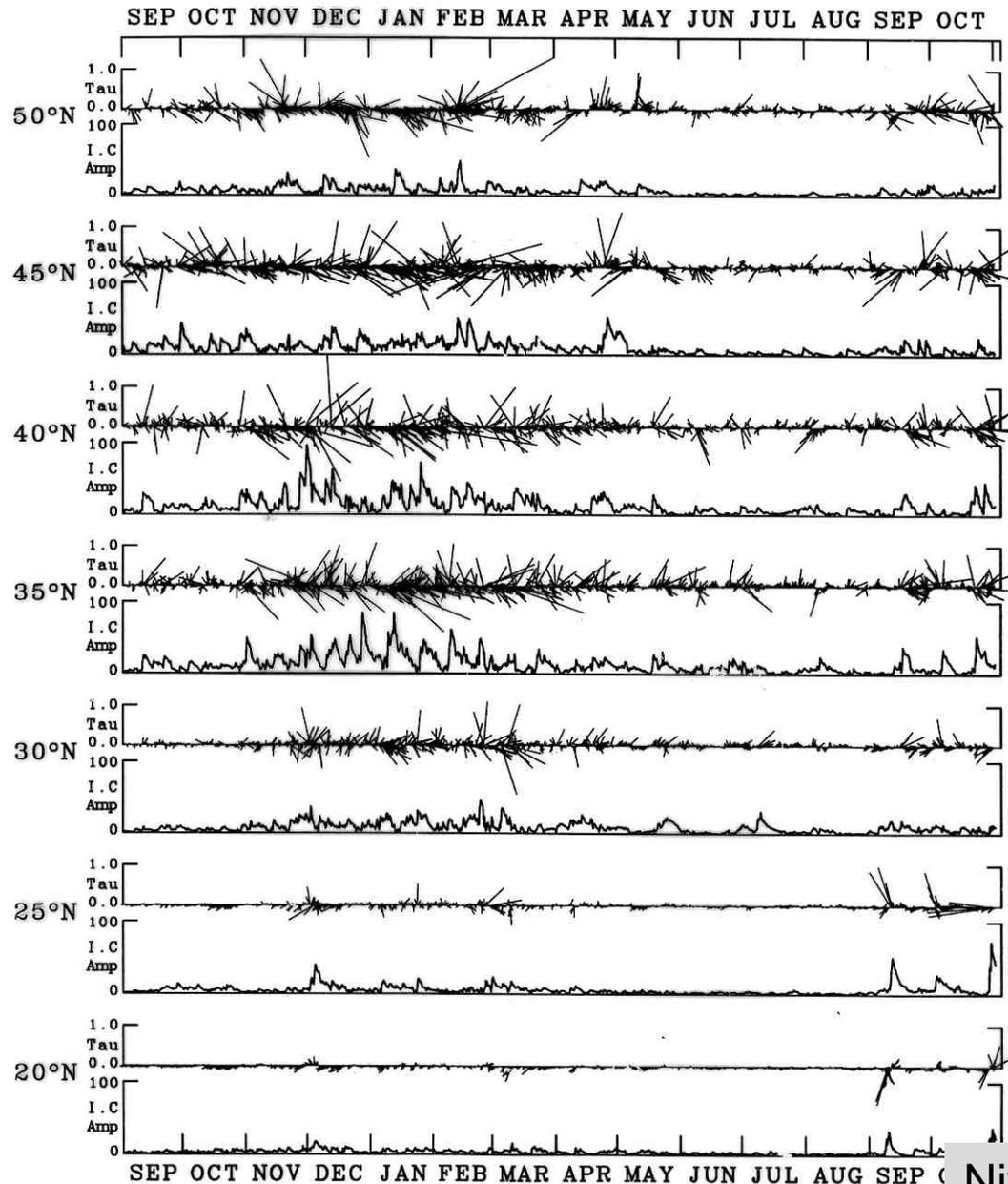
$$\frac{dZ_I}{dt} + \omega Z_I = -\frac{1}{\omega} \frac{d(T/H)}{dt} \quad (4)$$

The energy equation:

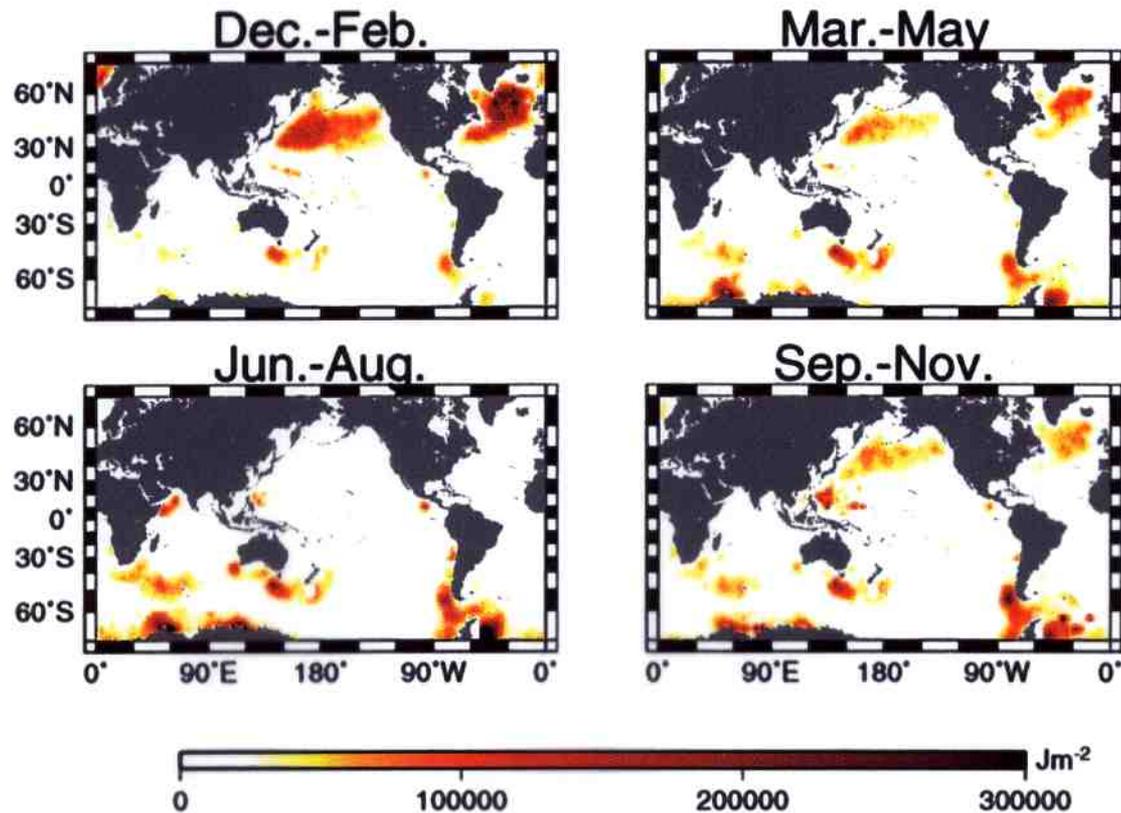
$$\frac{d \left| \frac{1}{2} Z_I \right|^2}{dt} = -r |Z_I|^2 - \text{Re} \left[\frac{Z_I}{\omega^* H} \frac{dT^*}{dt} \right] \quad (5)$$

Energy Flux

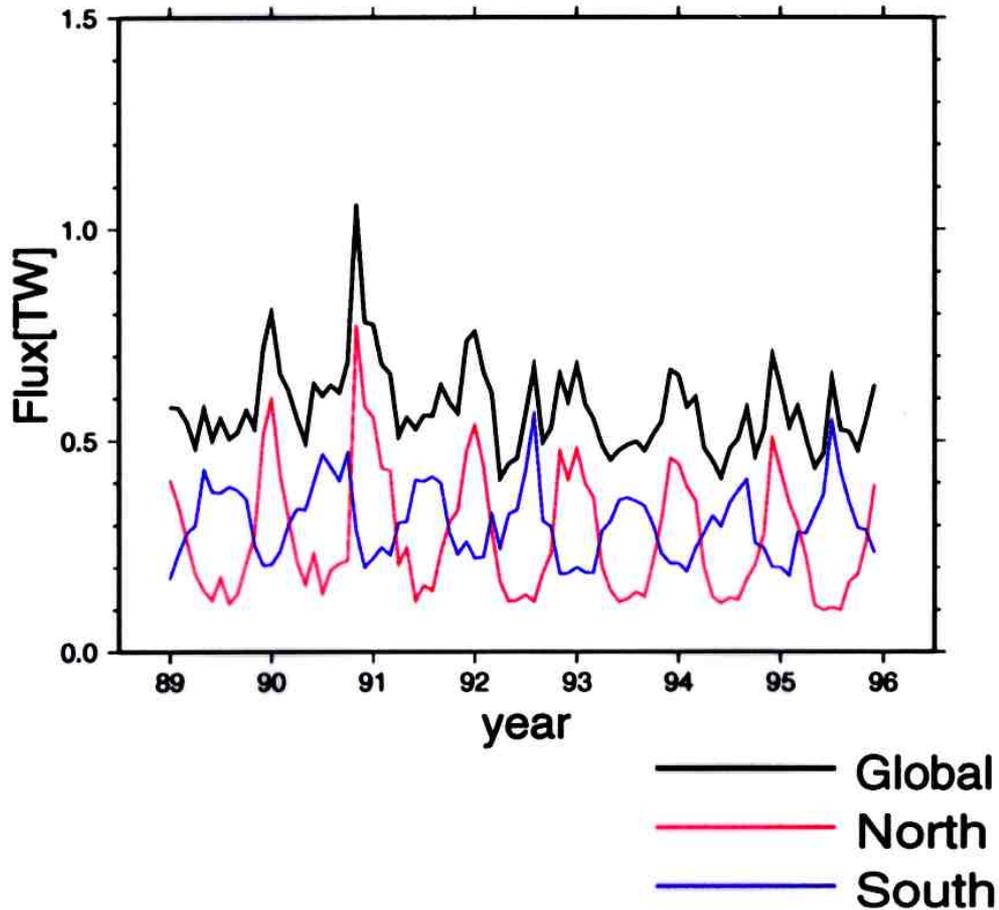
風応力ベクトル, 混合層の慣性振動の振幅の時系列
165°E, 20°N~50°N



The global distribution of the wind-induced inertial energy input for each season
($\tau^{-1} = 4\text{days}$, $H = 50\text{m}$).



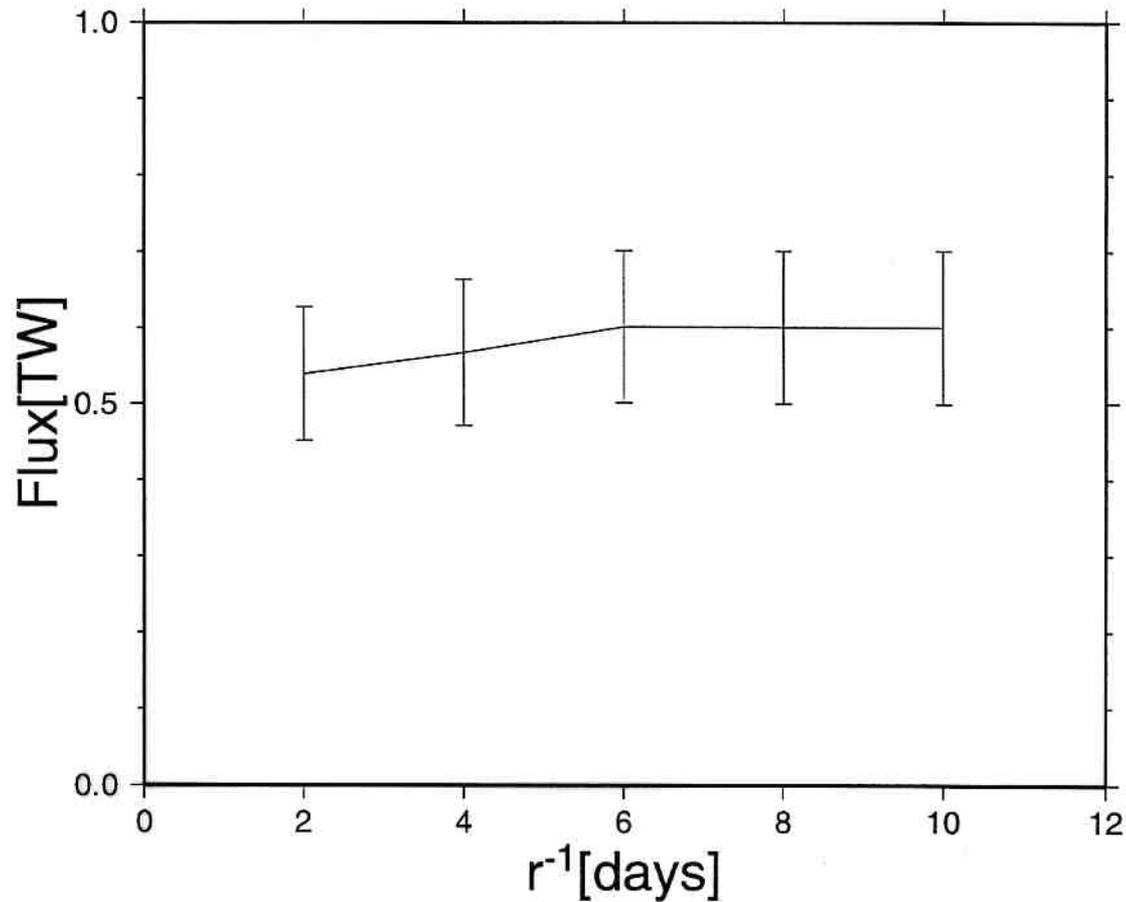
The time variation of the inertial energy flux in each hemisphere ($\tau^{-1} = 4\text{days}$, $H = 50\text{m}$)



Annual averaged global inertial energy flux :

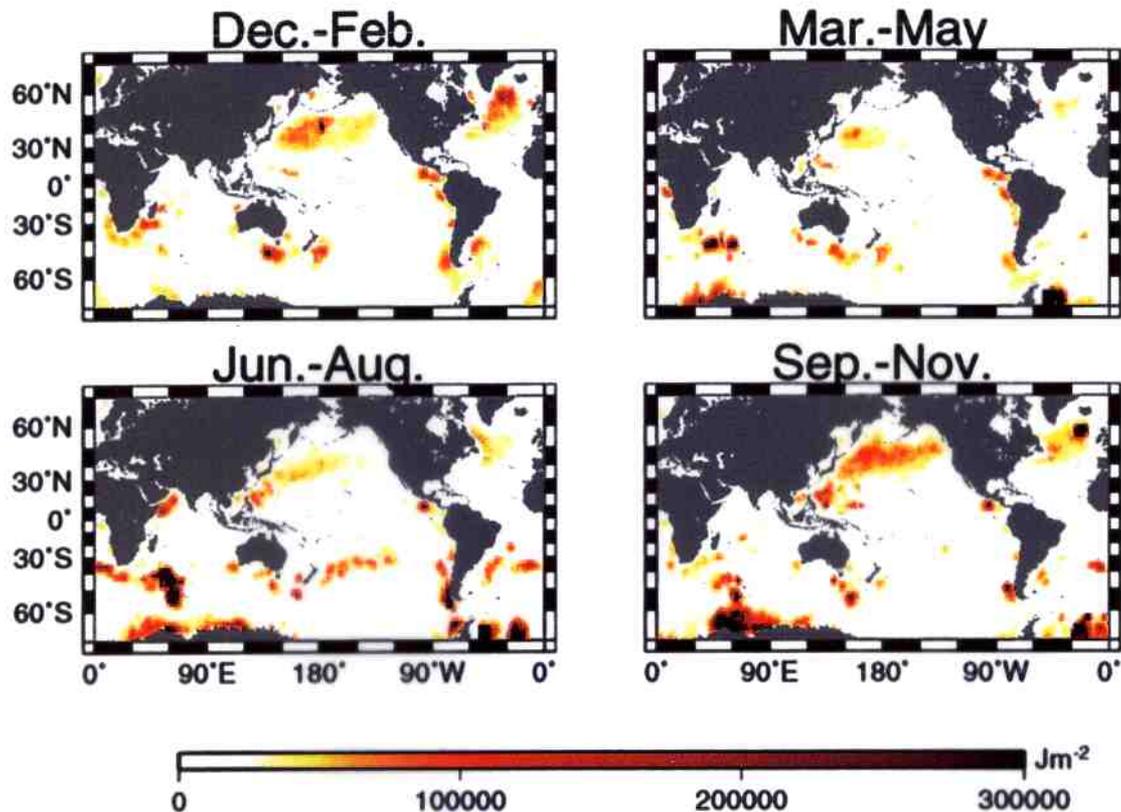
0.6 TW

The relation between the damping time r^{-1}
and the annual mean global energy flux
($H = 50\text{m}$).



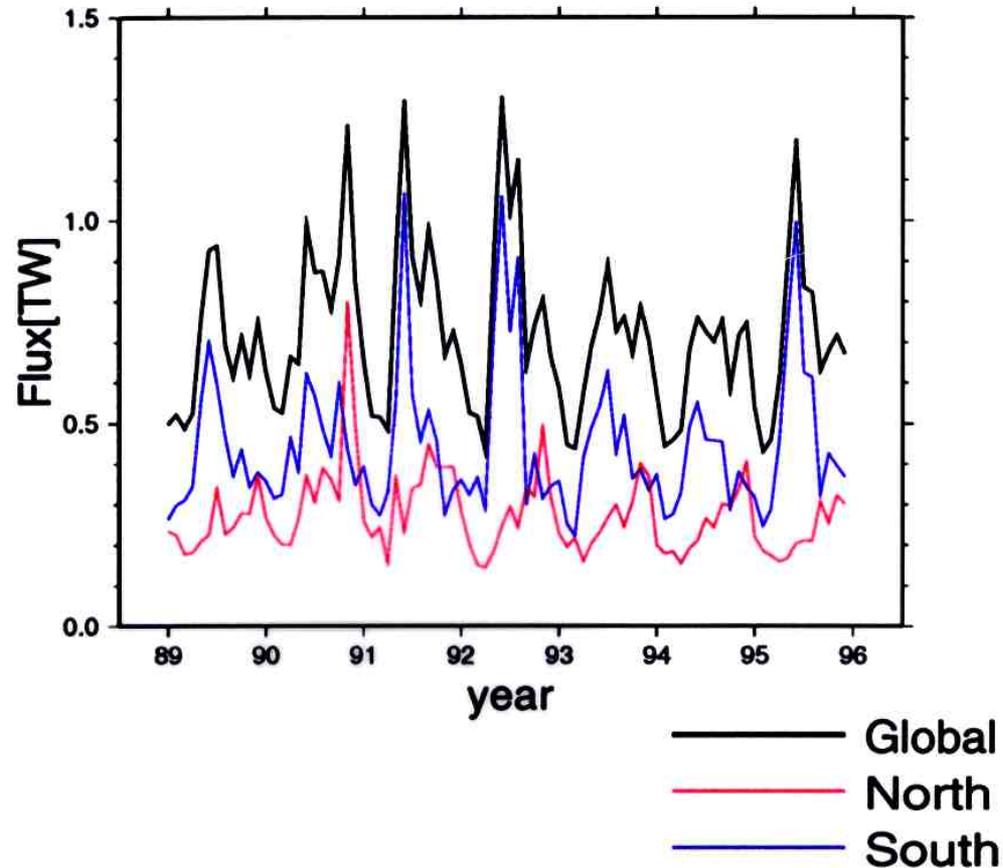
The global distribution of the wind-induced
inertial energy input for each season
($\tau^{-1} = 4\text{days}$).

H is the depth where the temperature
becomes lower by 0.5°C than that at the
surface



The time variation of the inertial energy flux
in each hemisphere.

H is the depth where the temperature
becomes lower by 0.5°C than that at the
surface



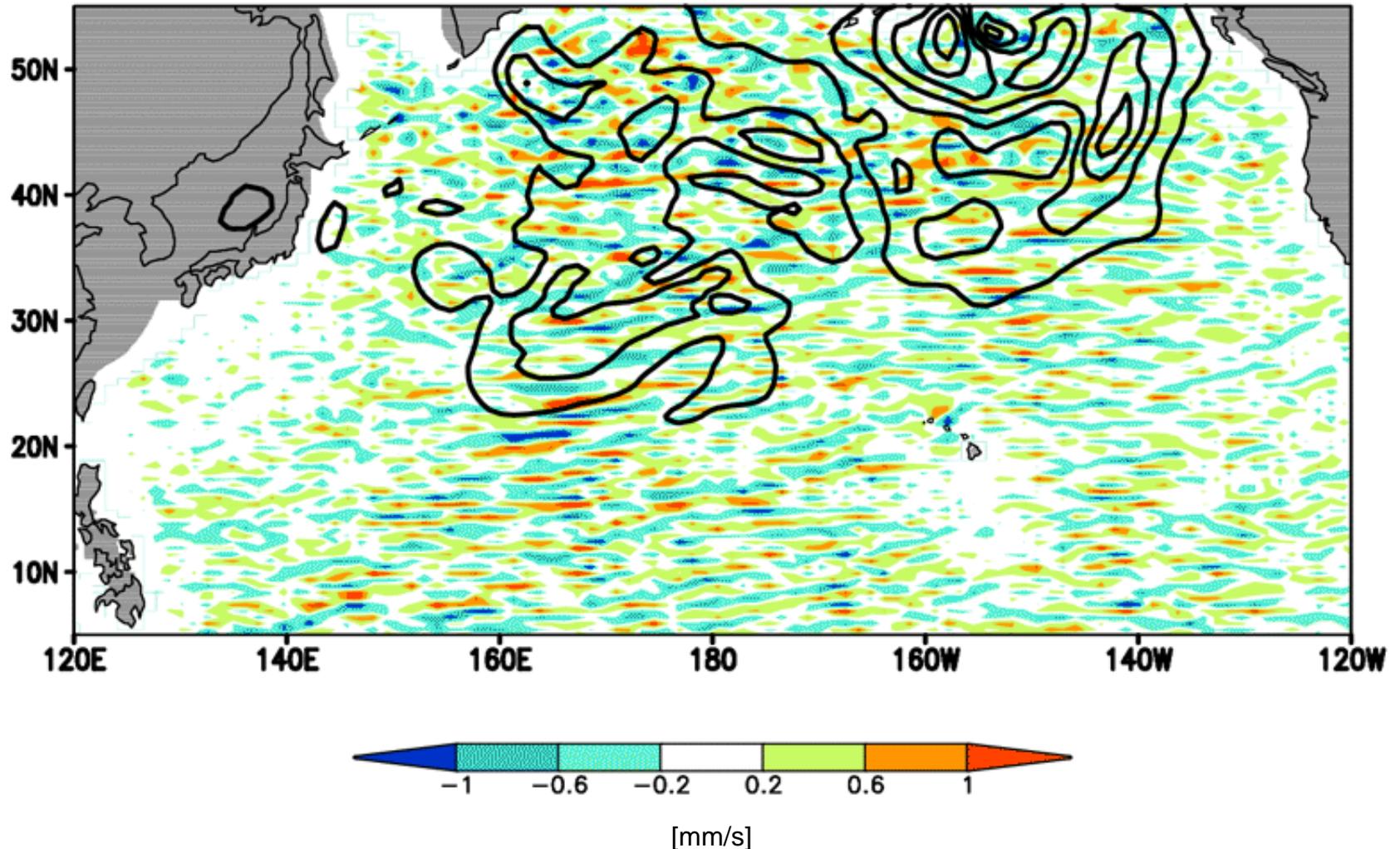
Annual averaged global inertial energy flux :

0.7 TW

Watanabe and Hibiya(2002)

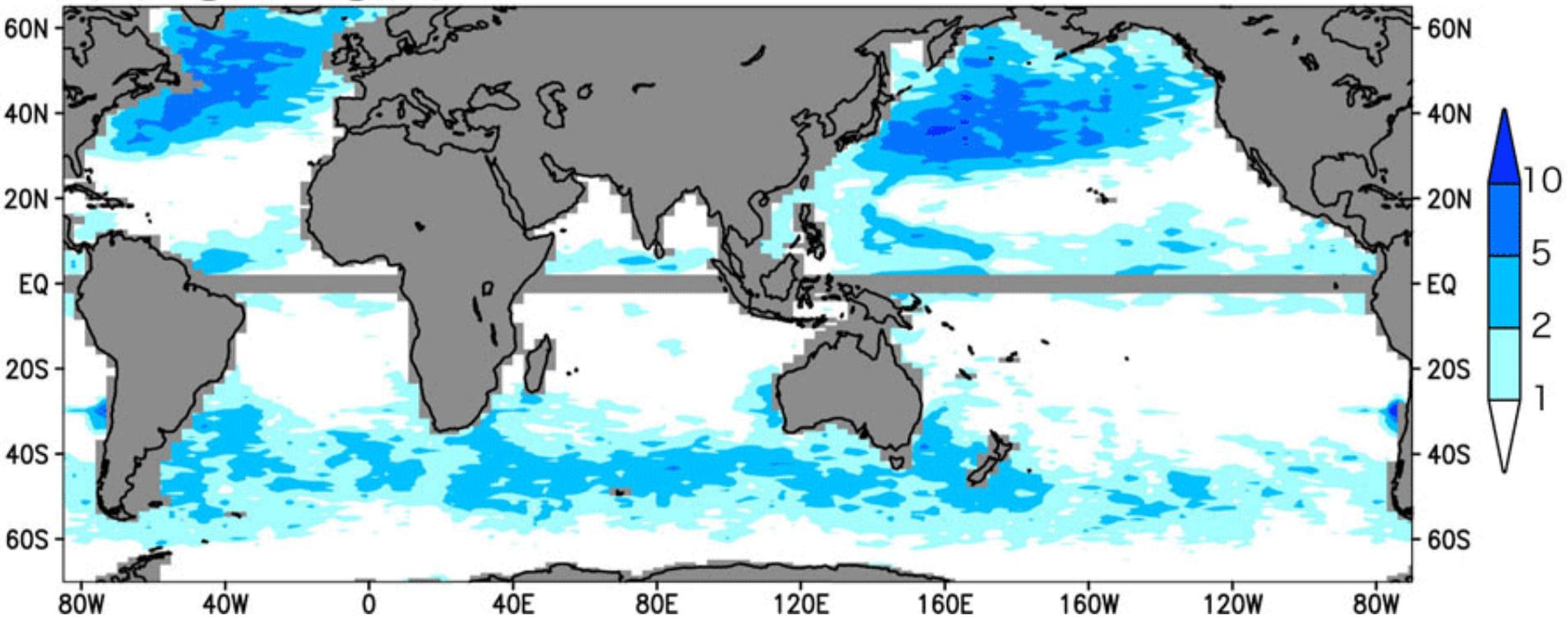
Numerical simulation of near-inertial waves generated by traveling mid-latitude storms in the North Pacific

DAY : JAN, 17.000

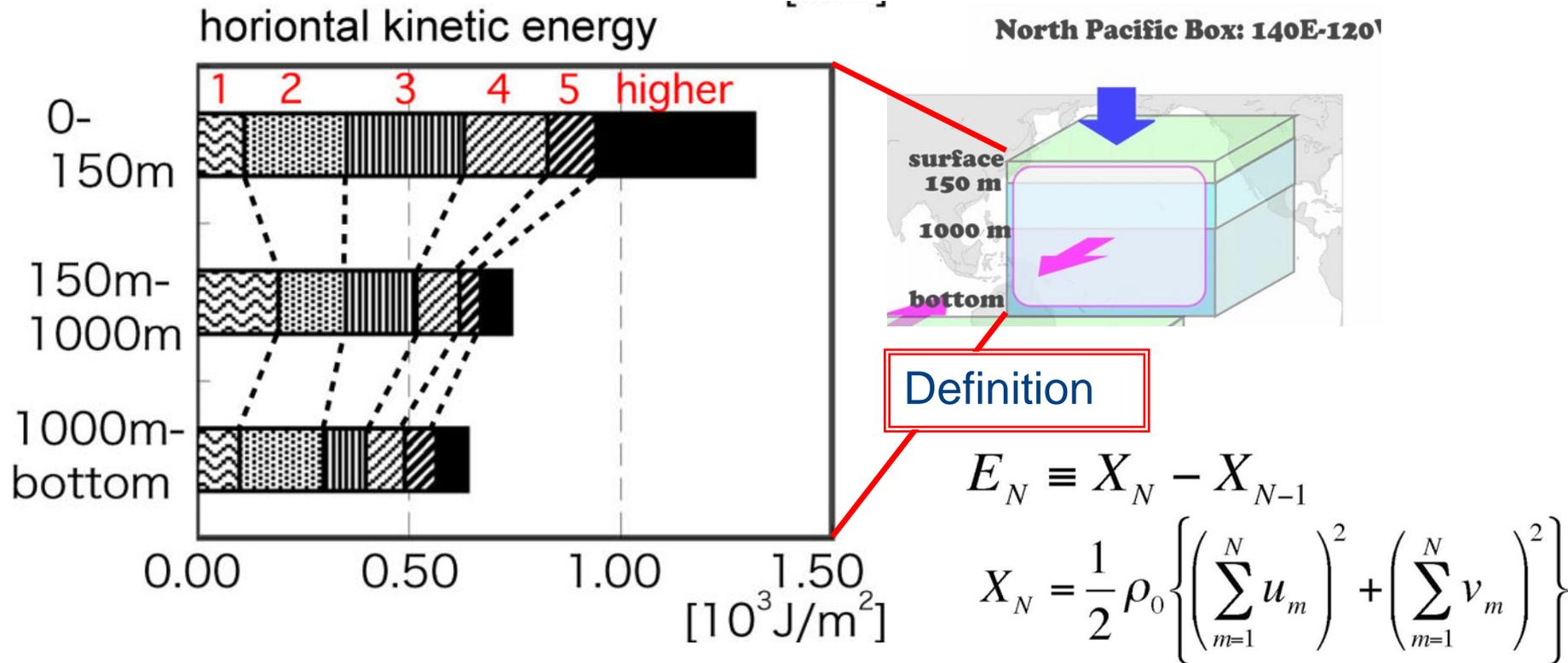


Global distribution of wind-induced internal wave energy

12-01-02



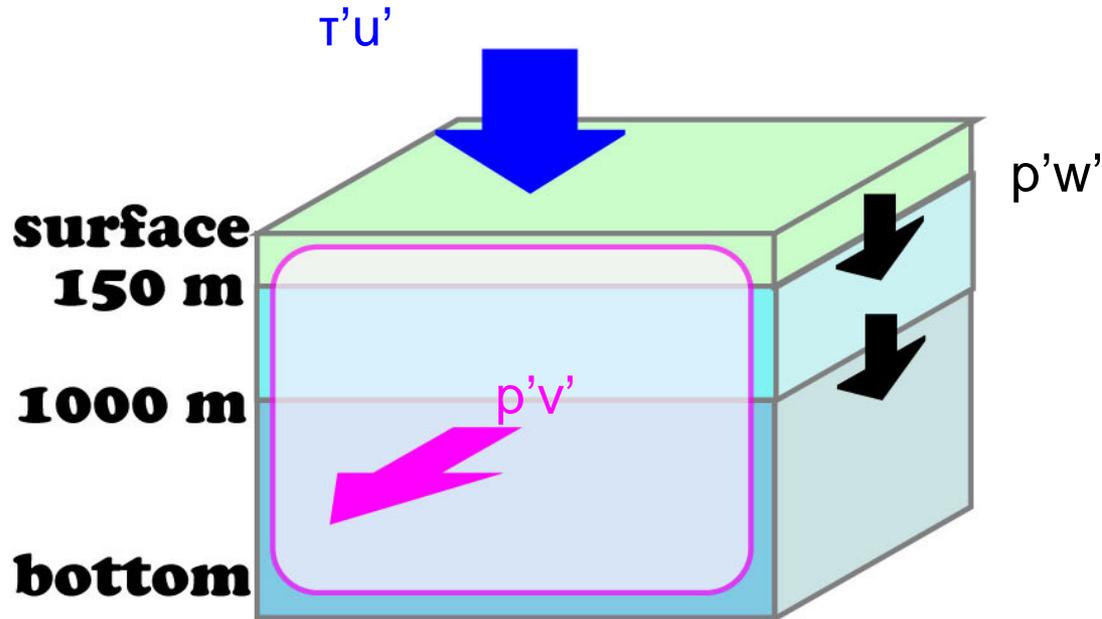
Vertical structures of HKE for each mode, E_N (integrated over each vertical range, area- and annually- averaged)



higher mode components are mostly limited to upper 150 m,
implying most of the higher modes energy is dissipated locally

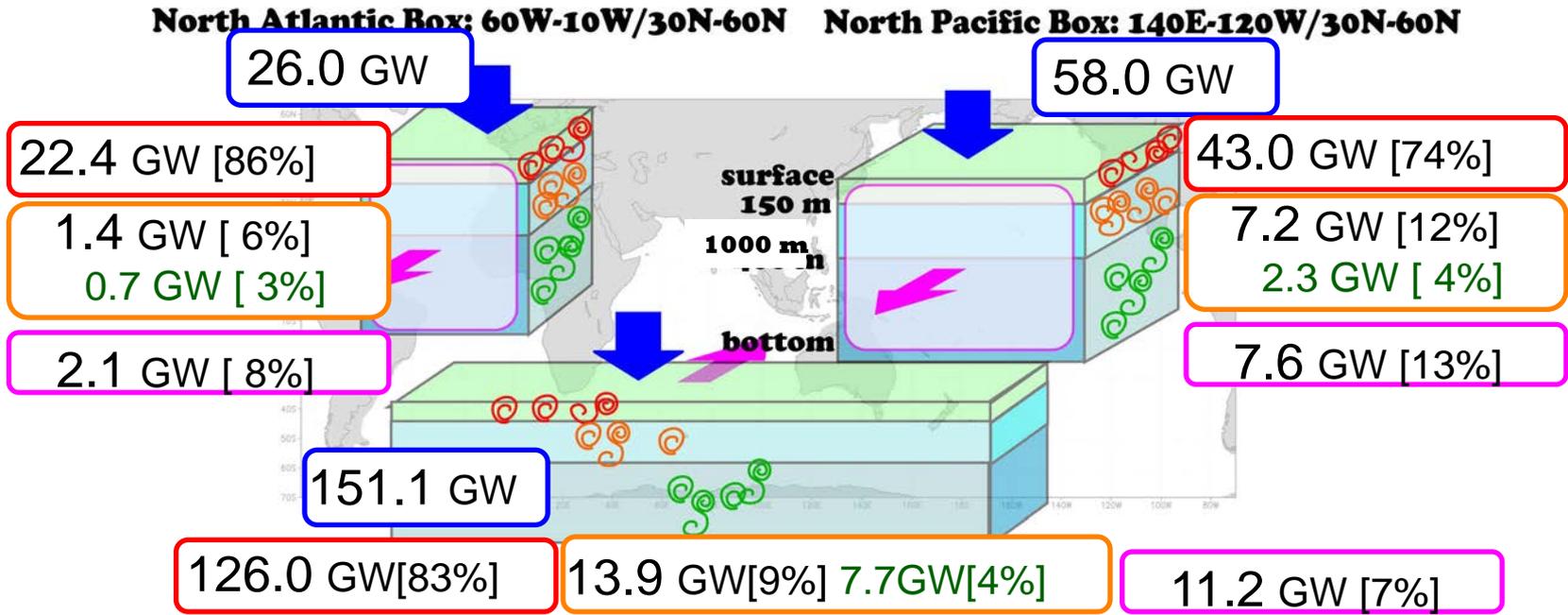
Global Energy Budgets

Energy Input ($\tau'u'$) / Horizontal Energy Fluxes ($p'v'$) / Vertical Energy Fluxes ($p'w'$)



We examine energy dissipation rate in each location in the world's oceans.

Global Energy Budgets

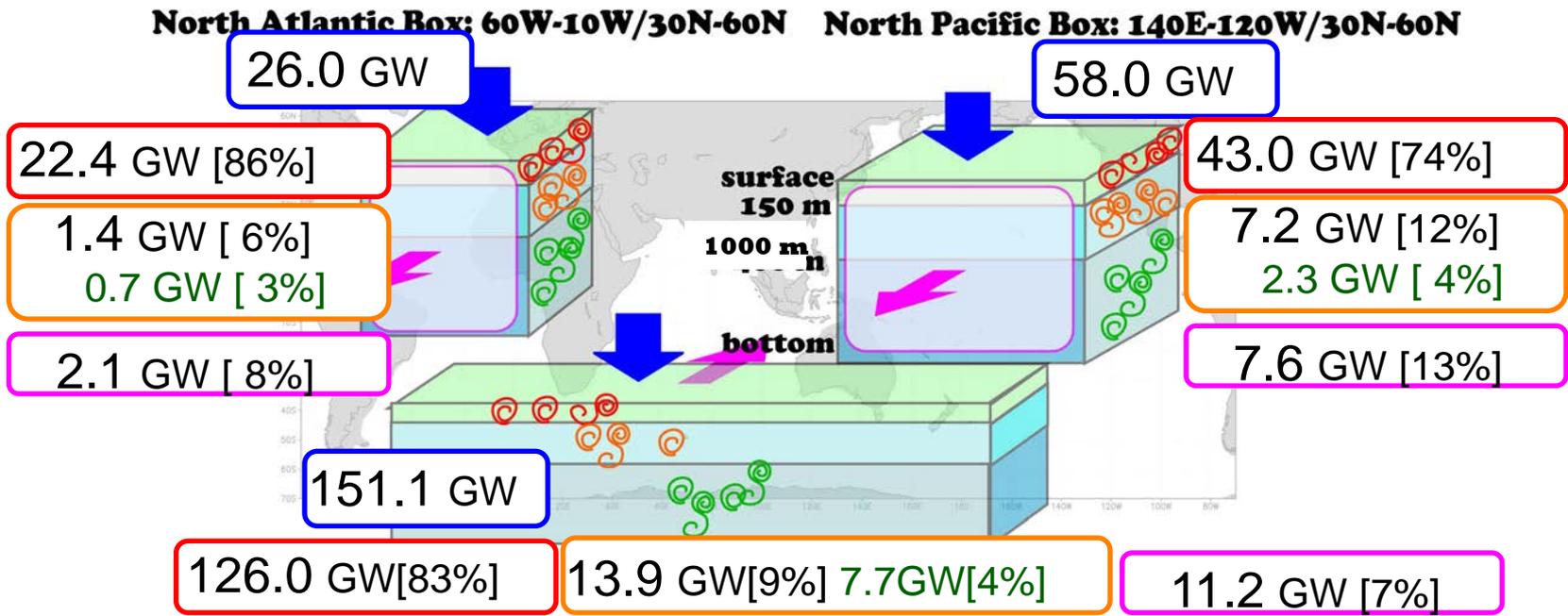


Southern Ocean Box: 50W-80W/60S-30S

- Blue) Wind energy Input
- Red) Dissipation rates within upper 150 m.
- Orange) Dissipation rates below 150 m depth
- [Green) Dissipation rates below 1000 m depth]
- Pink) Total Equatorward Energy Fluxes across the box's boundary

Furuichi et al.(2008)

Global Energy Budgets



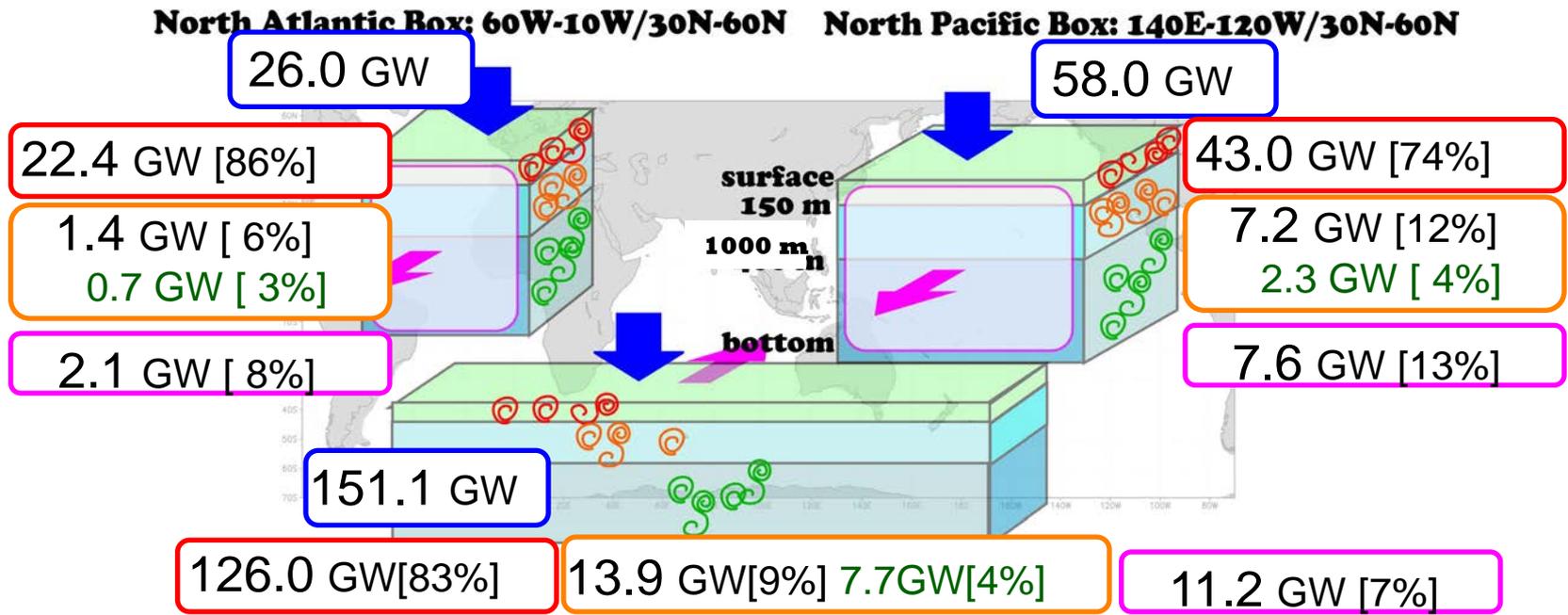
Southern Ocean Box: 50W-80W/60S-30S

- Blue) Wind energy Input
- Red) Dissipation rates within upper 150 m.
- Orange) Dissipation rates below 150 m depth
- [Green) Dissipation rates below 1000 m depth]
- Pink) Total Equatorward Energy Fluxes across the box's boundary

Furuichi et al.(2008)

☆ large part of energy input resides in high vertical modes.

Global Energy Budgets



Southern Ocean Box: 50W-80W/60S-30S

- Blue) Wind energy Input
- Red) Dissipation rates within upper 150 m.
- Orange) Dissipation rates below 150 m depth
- [Green] Dissipation rates below 1000 m depth]
- Pink) Total Equatorward Energy Fluxes across the box's boundary

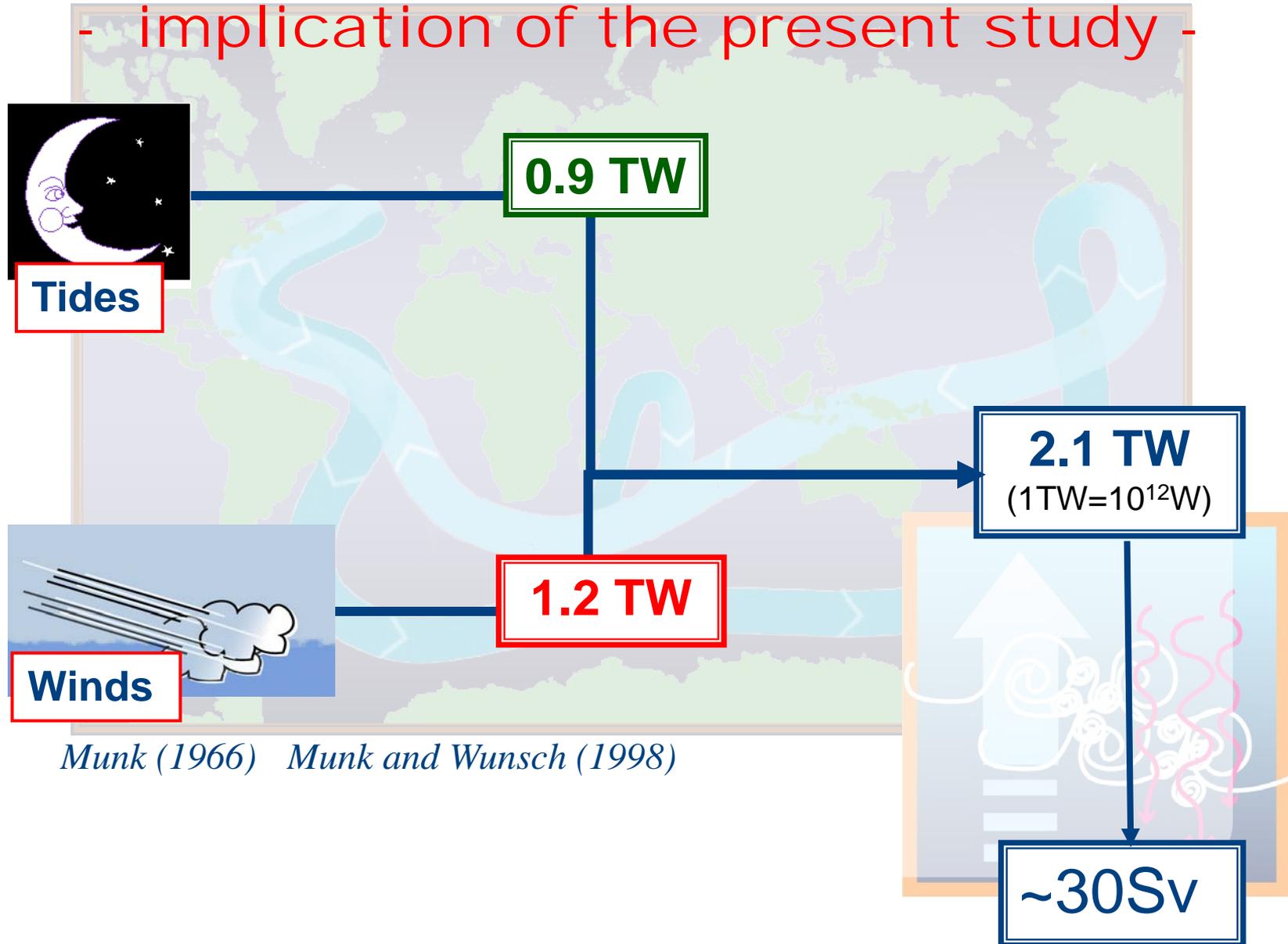
Furuichi et al.(2008)

☆ large part of energy input resides in high vertical modes.

☆ 70-80 % of energy input is dissipated within the upper 150m.

The Role of Tides and Winds in Mixing the Deep Ocean

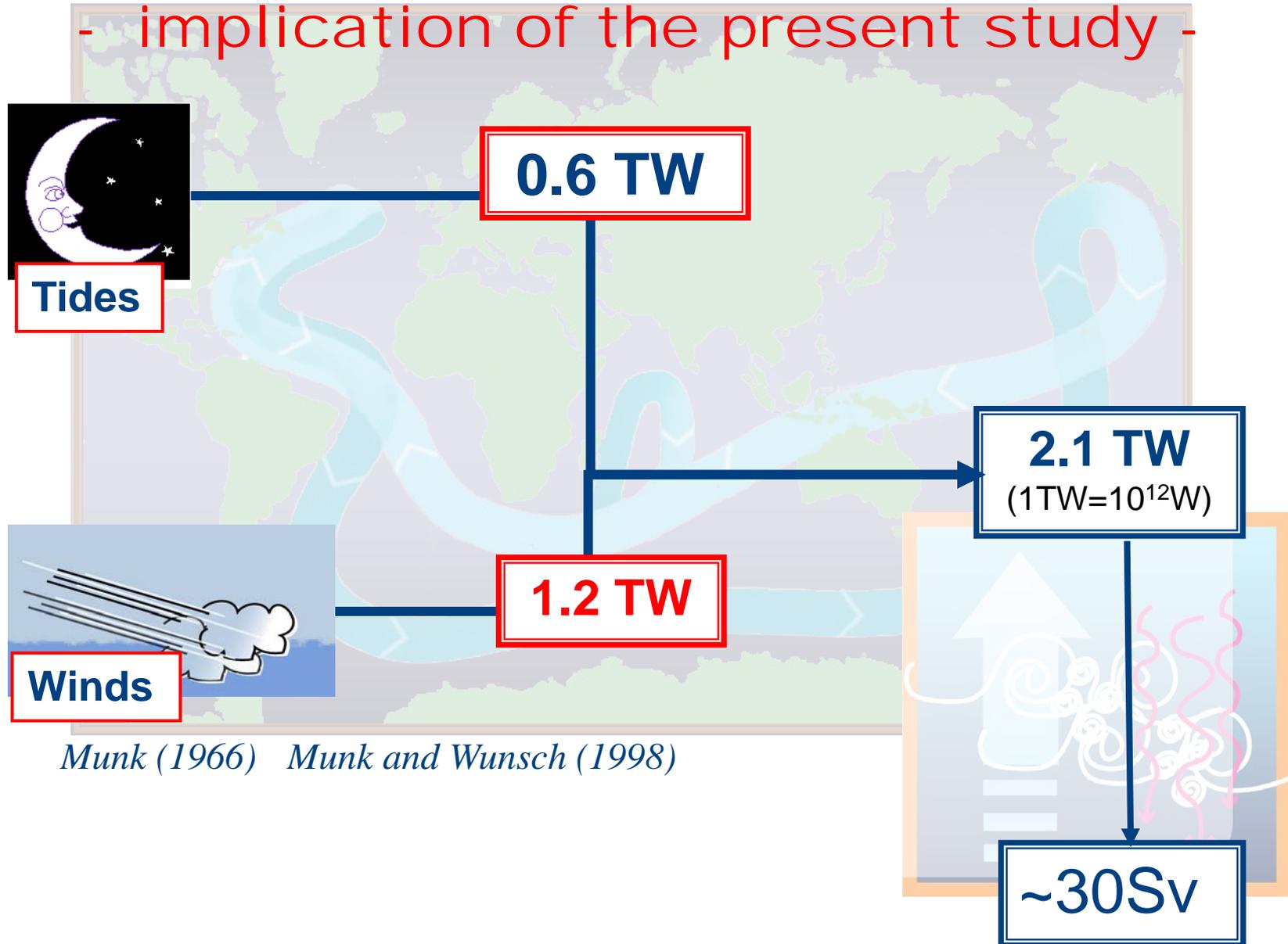
- implication of the present study -



Munk (1966) Munk and Wunsch (1998)

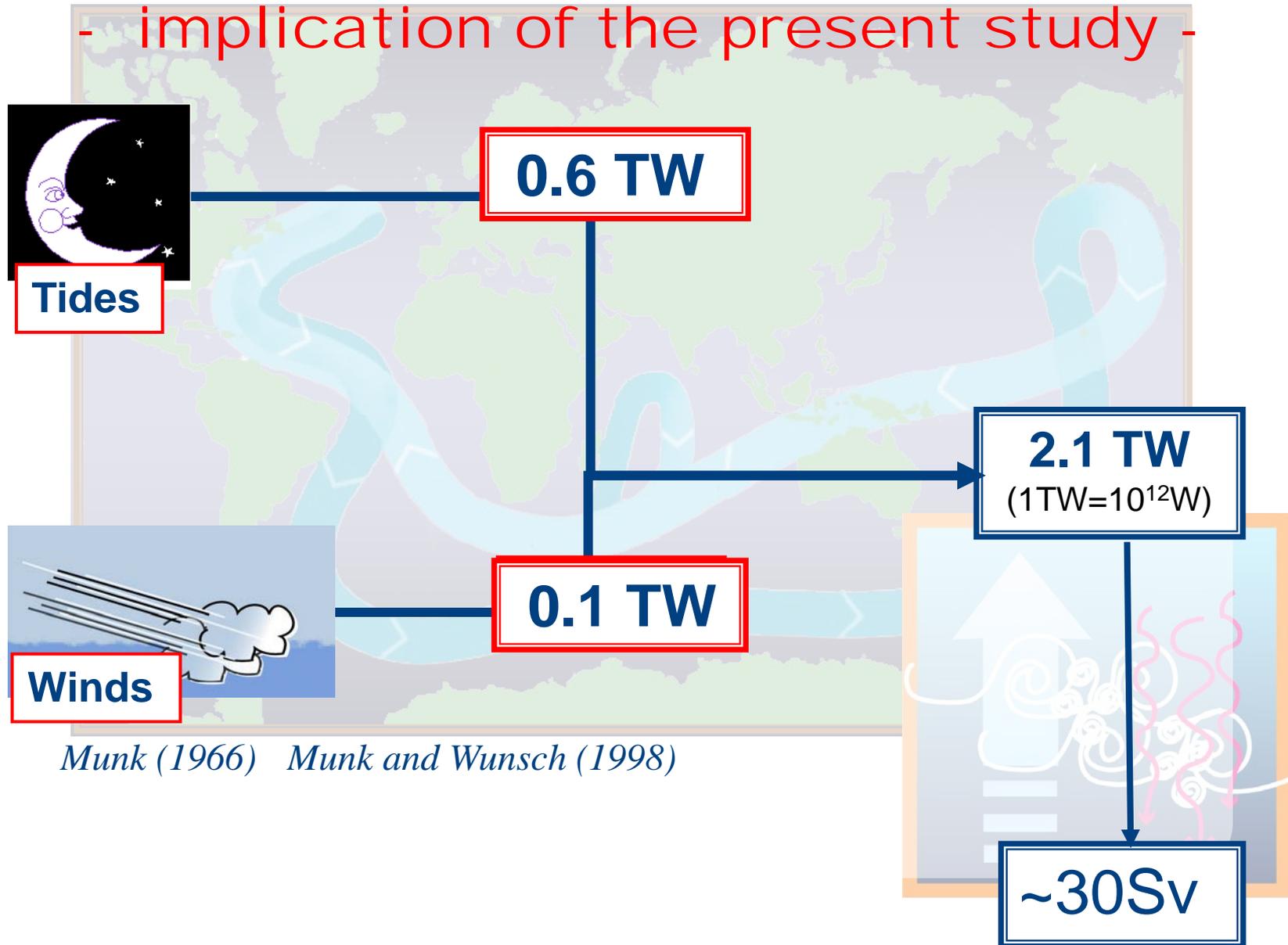
The Role of Tides and Winds in Mixing the Deep Ocean

- implication of the present study -



The Role of Tides and Winds in Mixing the Deep Ocean

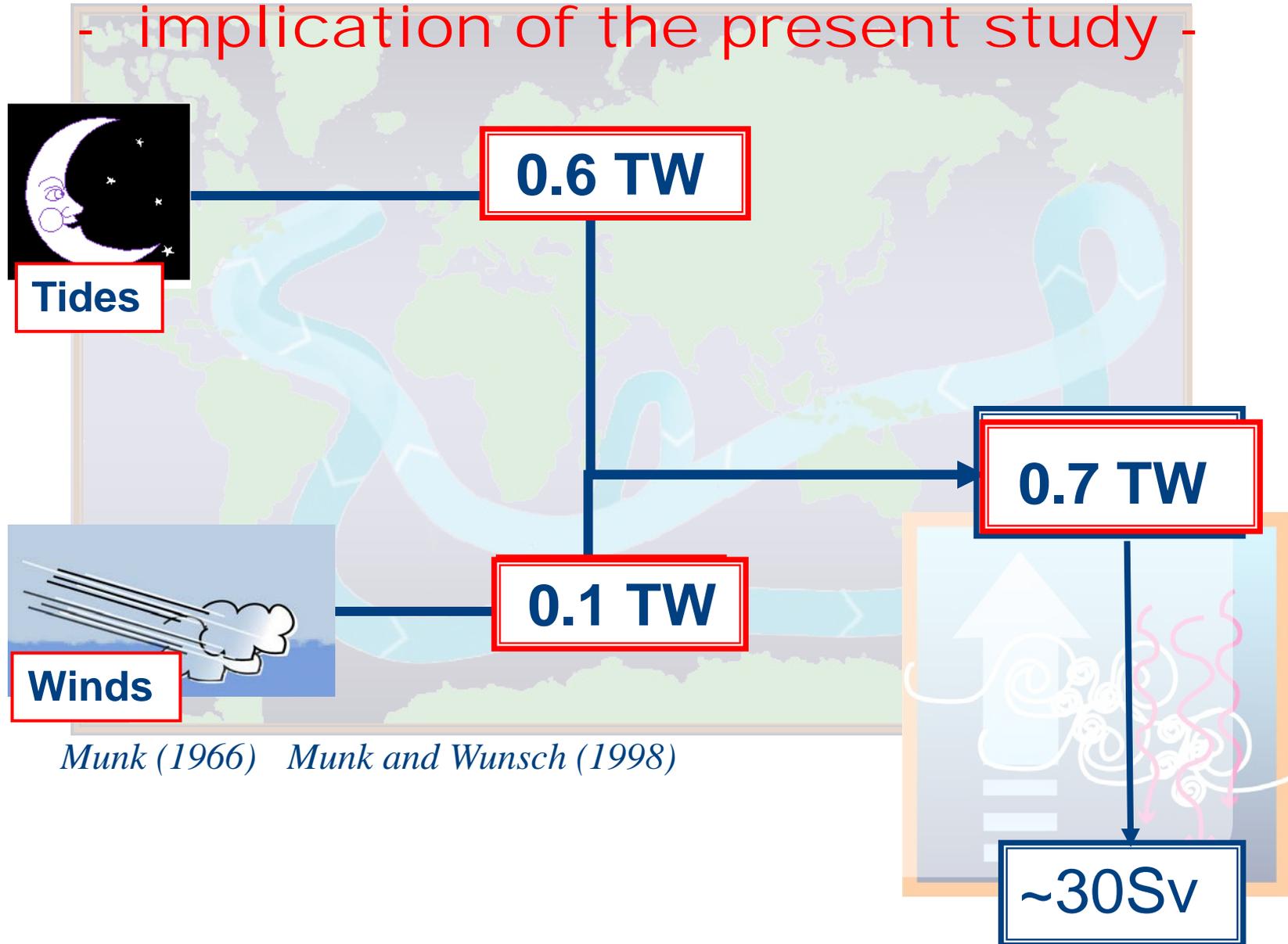
- implication of the present study -



Munk (1966) Munk and Wunsch (1998)

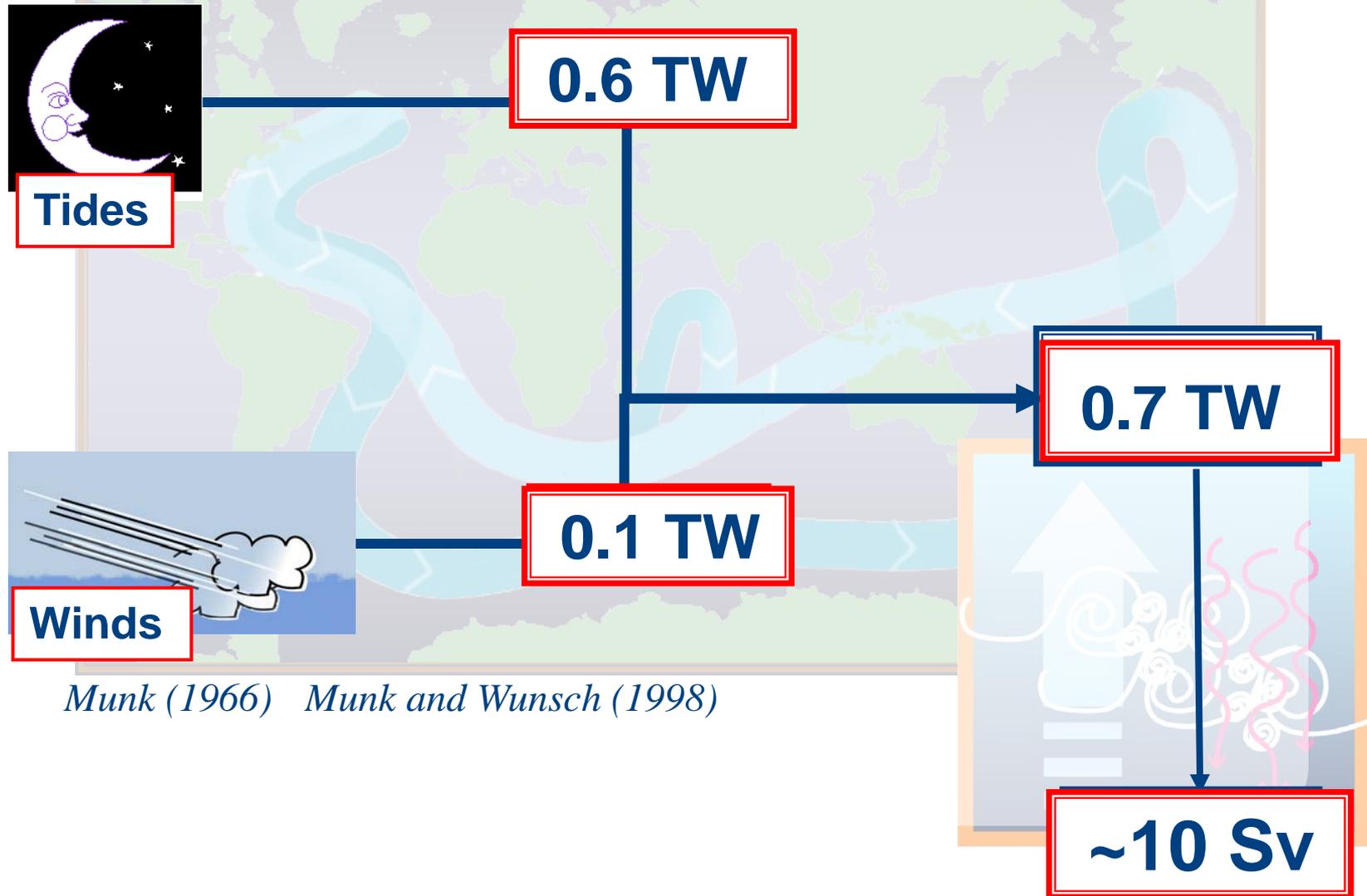
The Role of Tides and Winds in Mixing the Deep Ocean

- implication of the present study -



The Role of Tides and Winds in Mixing the Deep Ocean

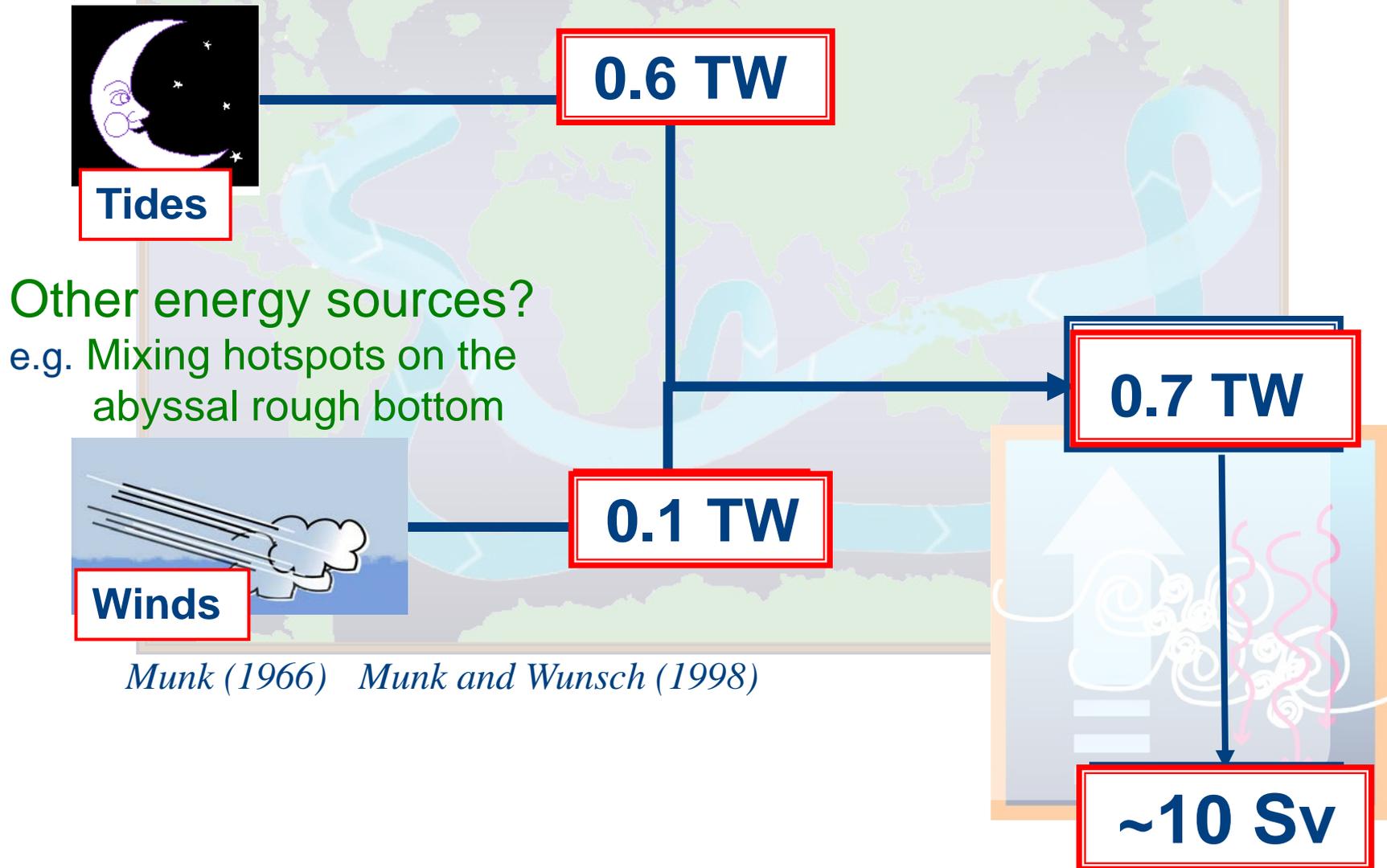
- implication of the present study -



Munk (1966) Munk and Wunsch (1998)

The Role of Tides and Winds in Mixing the Deep Ocean

- implication of the present study -



Munk (1966) Munk and Wunsch (1998)

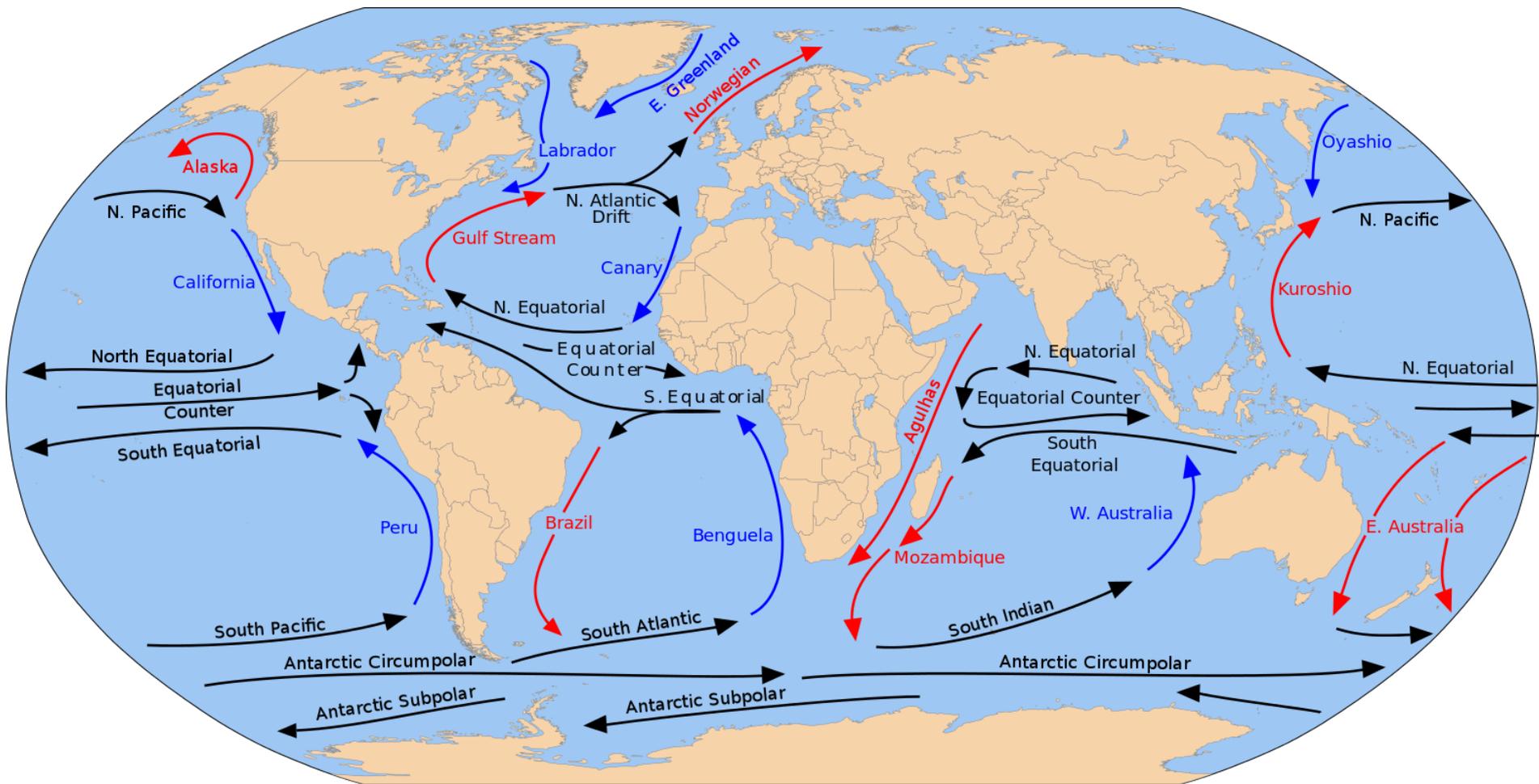
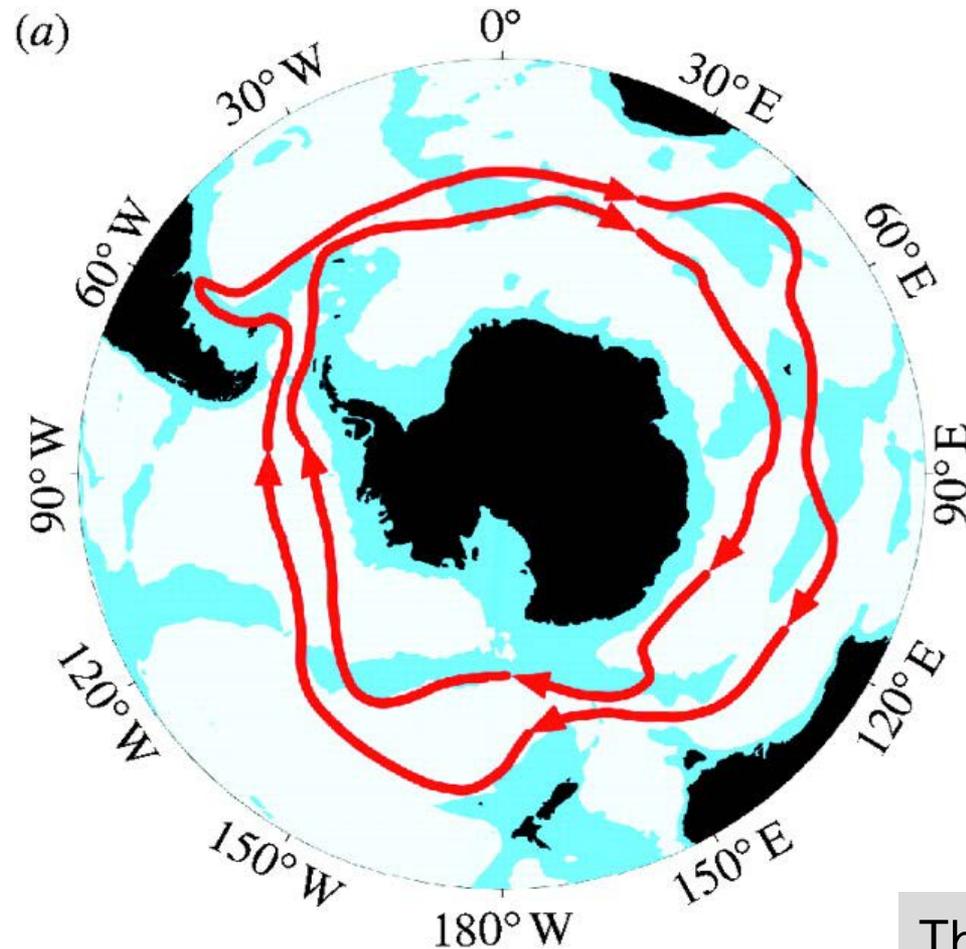


図2-2 世界の海洋の表層海流（北半球の冬季）

南大洋（南極海）



- 南大洋は東西境界のない周極的な構造を持つ唯一の大洋！
- 上空の偏西風によって南極周極流が形成される。

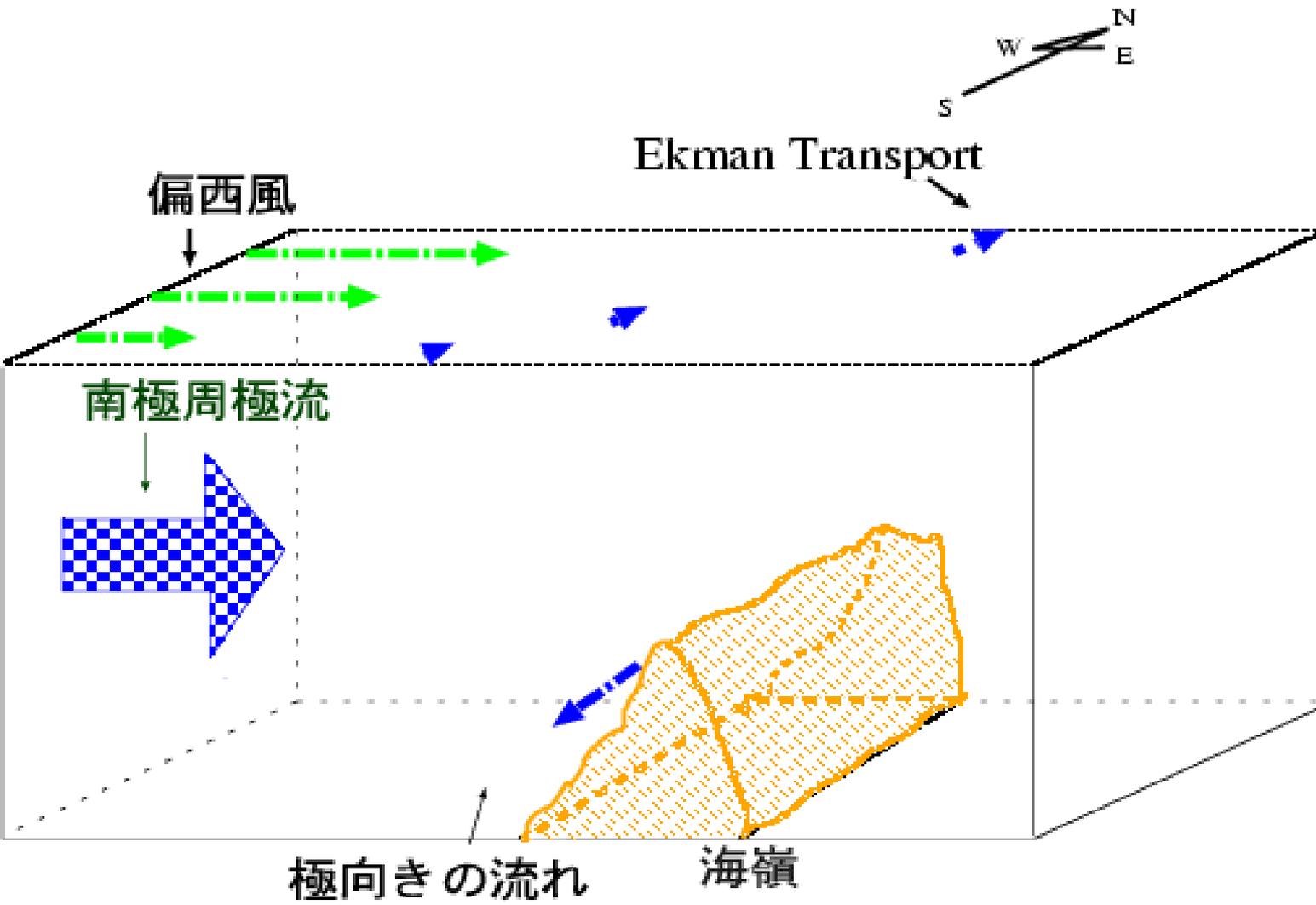
ドレーク海峡の緯度帯での風応カシ アーによる深層水のupwelling



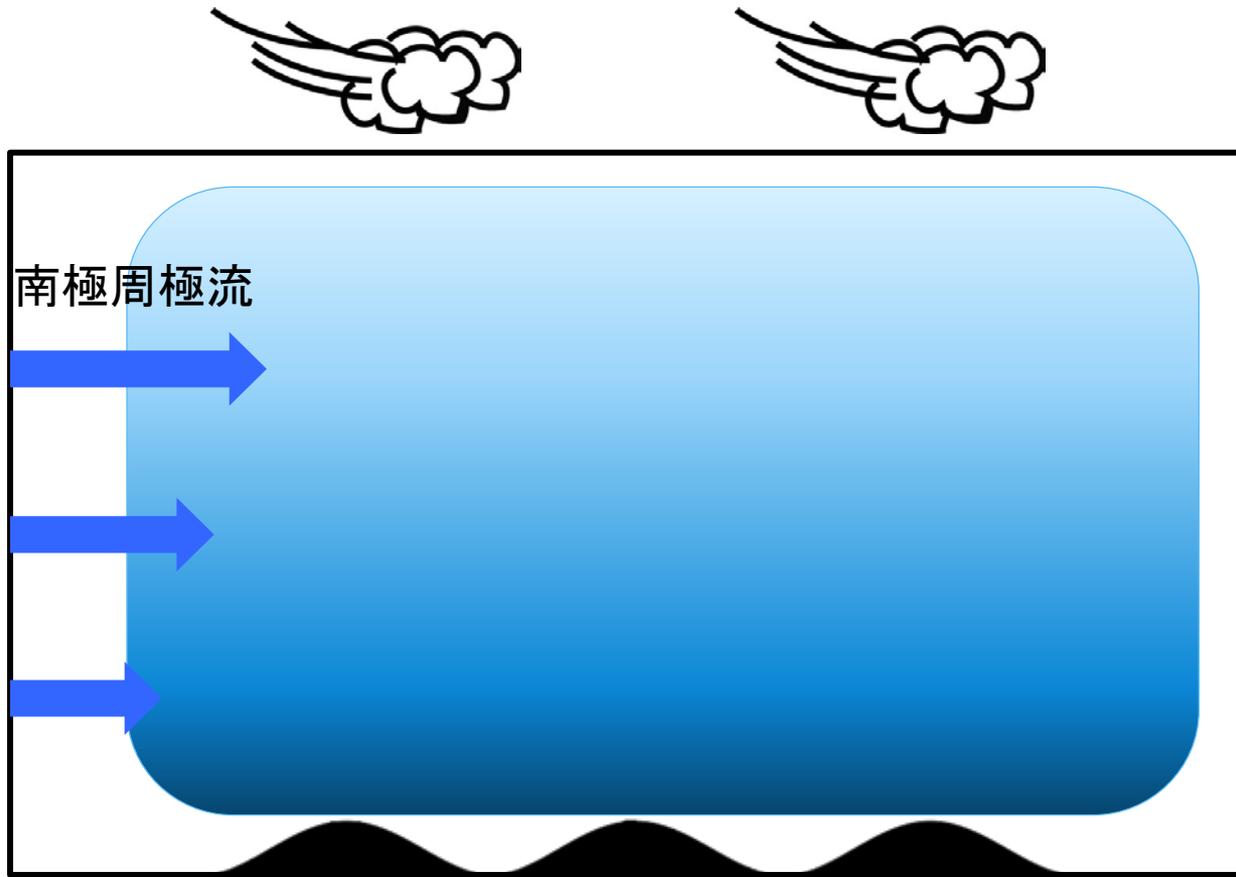
ドレーク海峡の緯度帯での風応カシ アーによる深層水のupwelling



ドレーク海峡の緯度帯での風応カシ アーによる深層水のupwelling

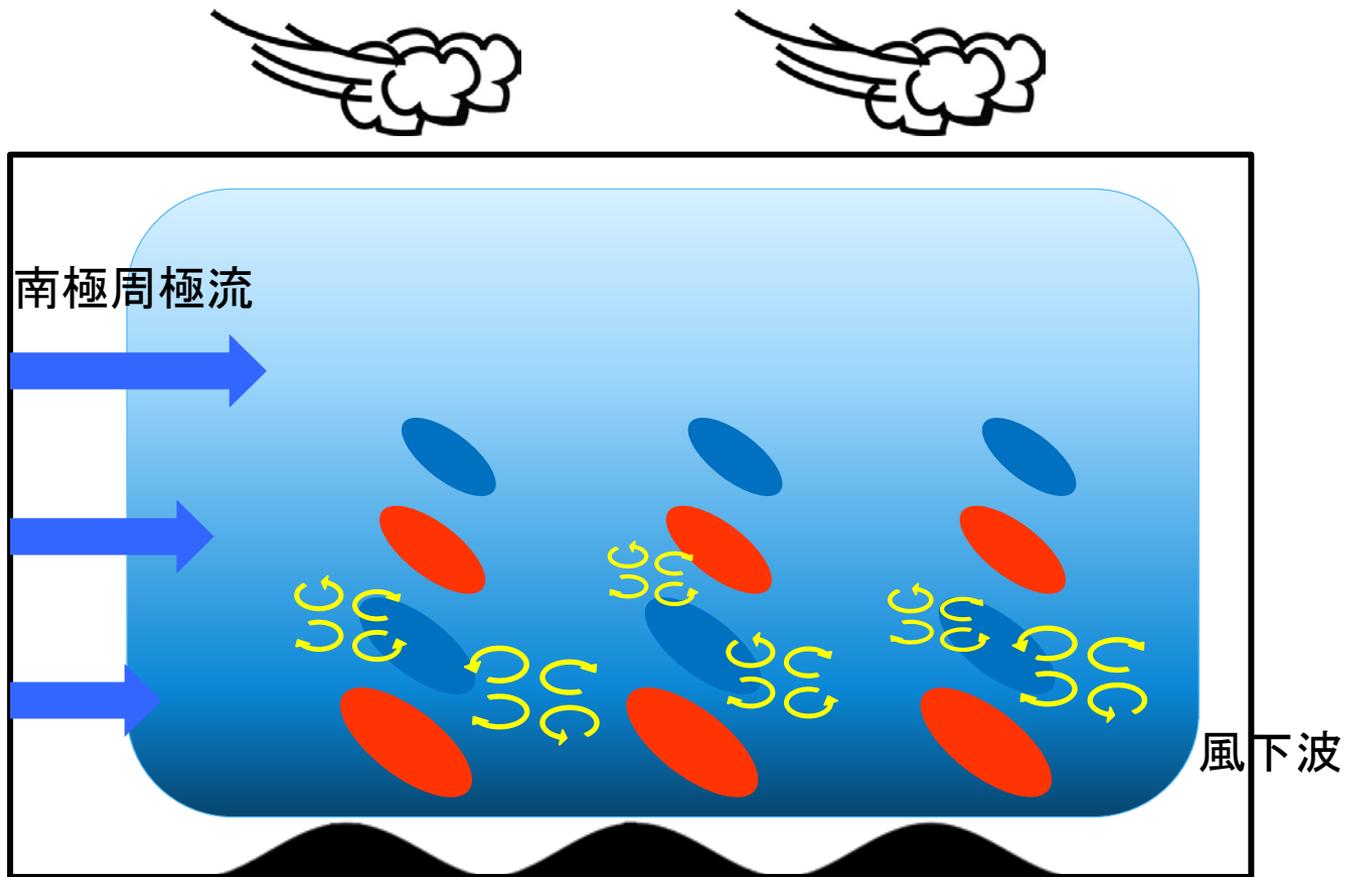


南極周極流の海域では“風”によって強い乱流が励起される



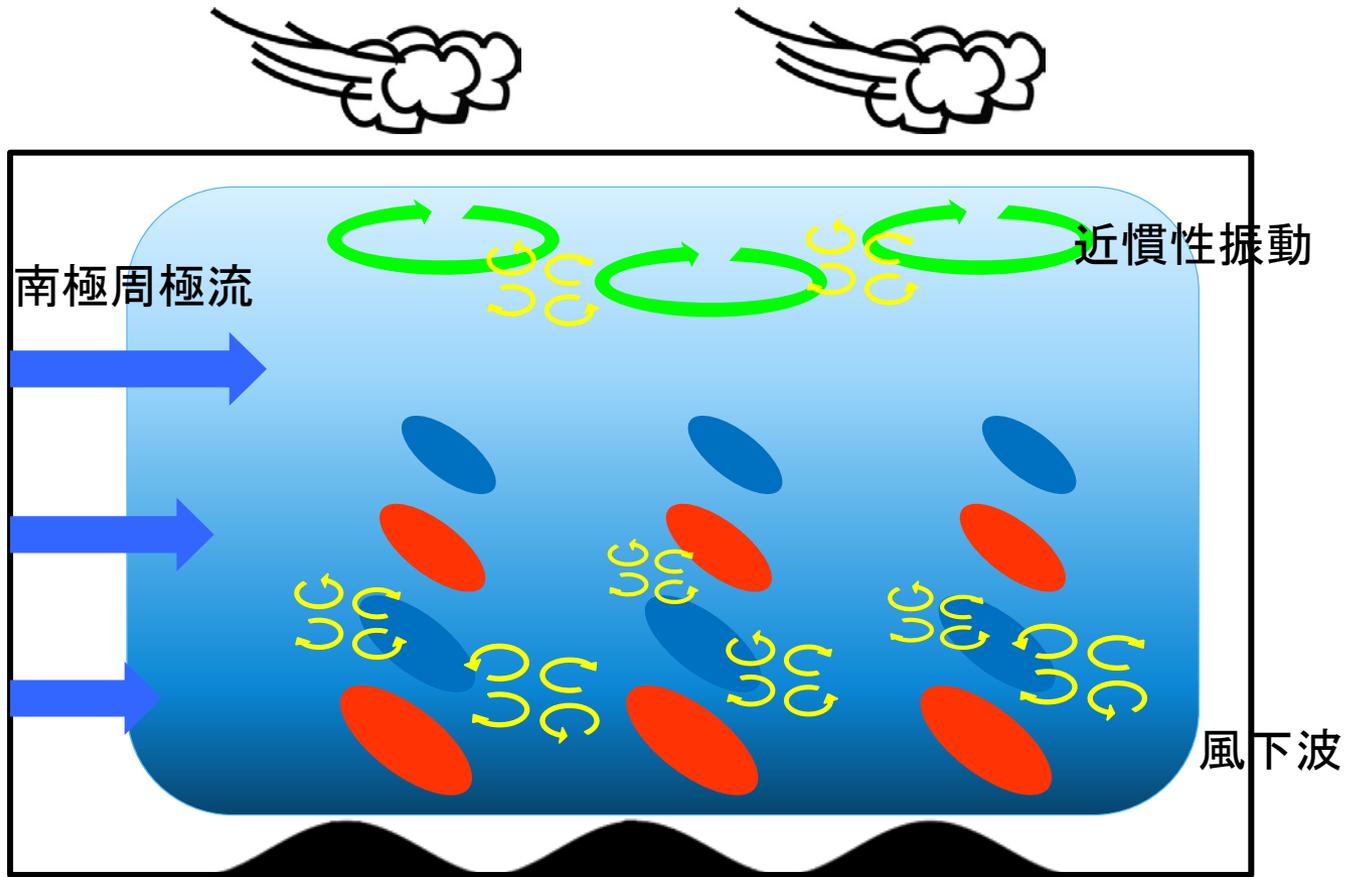
- 深層では、周極流が海底地形上を通過することで風下波が励起され、乱流混合が発生する。
- 表層では、風応力によって近慣性内部波が励起され、乱流混合が発生する。

南極周極流の海域では“風”によって強い乱流が励起される

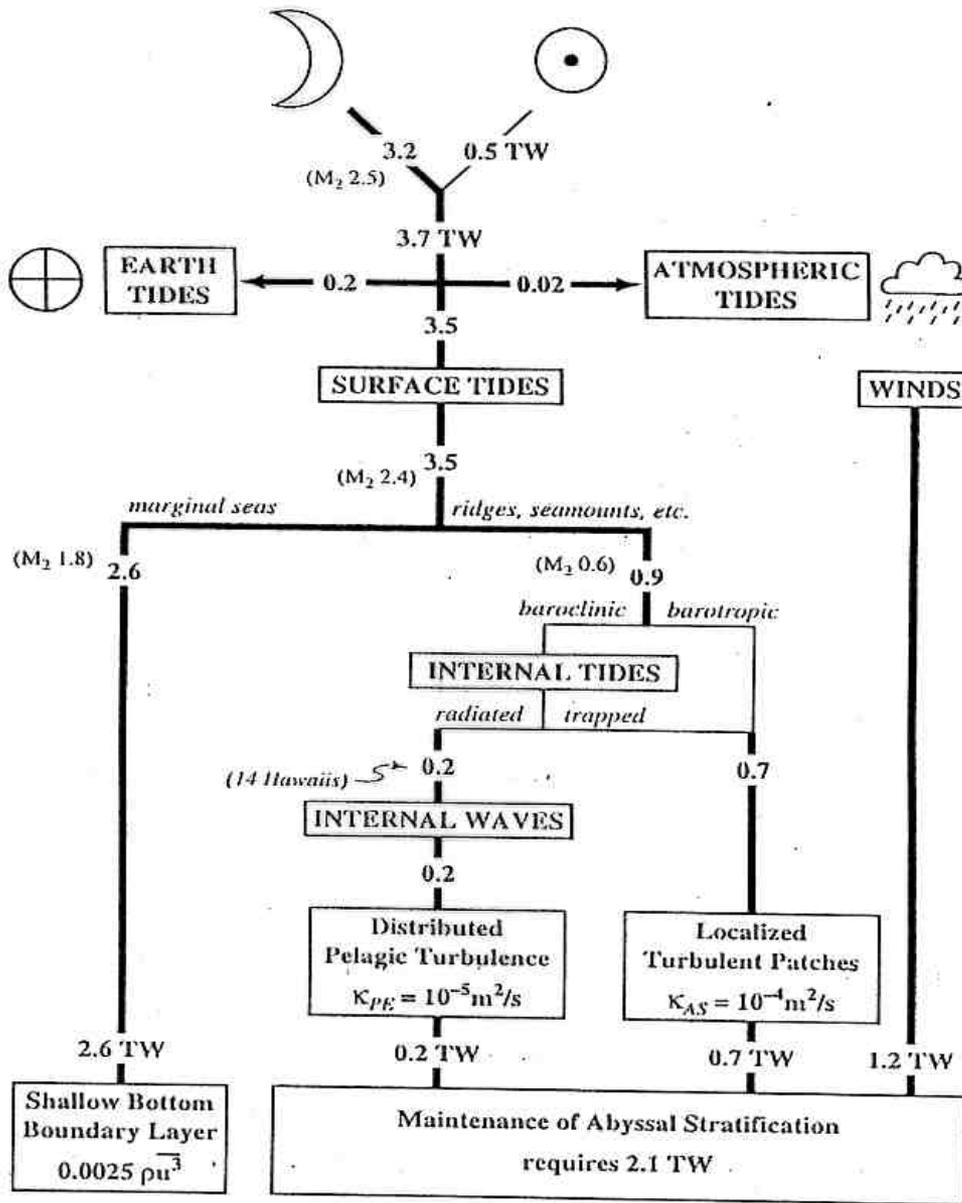


- 深層では、周極流が海底地形上を通過することで風下波が励起され、乱流混合が発生する。
- 表層では、風応力によって近慣性内部波が励起され、乱流混合が発生する。

南極周極流の海域では“風”によって強い乱流が励起される



- 深層では、周極流が海底地形上を通過することで風下波が励起され、乱流混合が発生する。
- 表層では、風応力によって近慣性内部波が励起され、乱流混合が発生する。

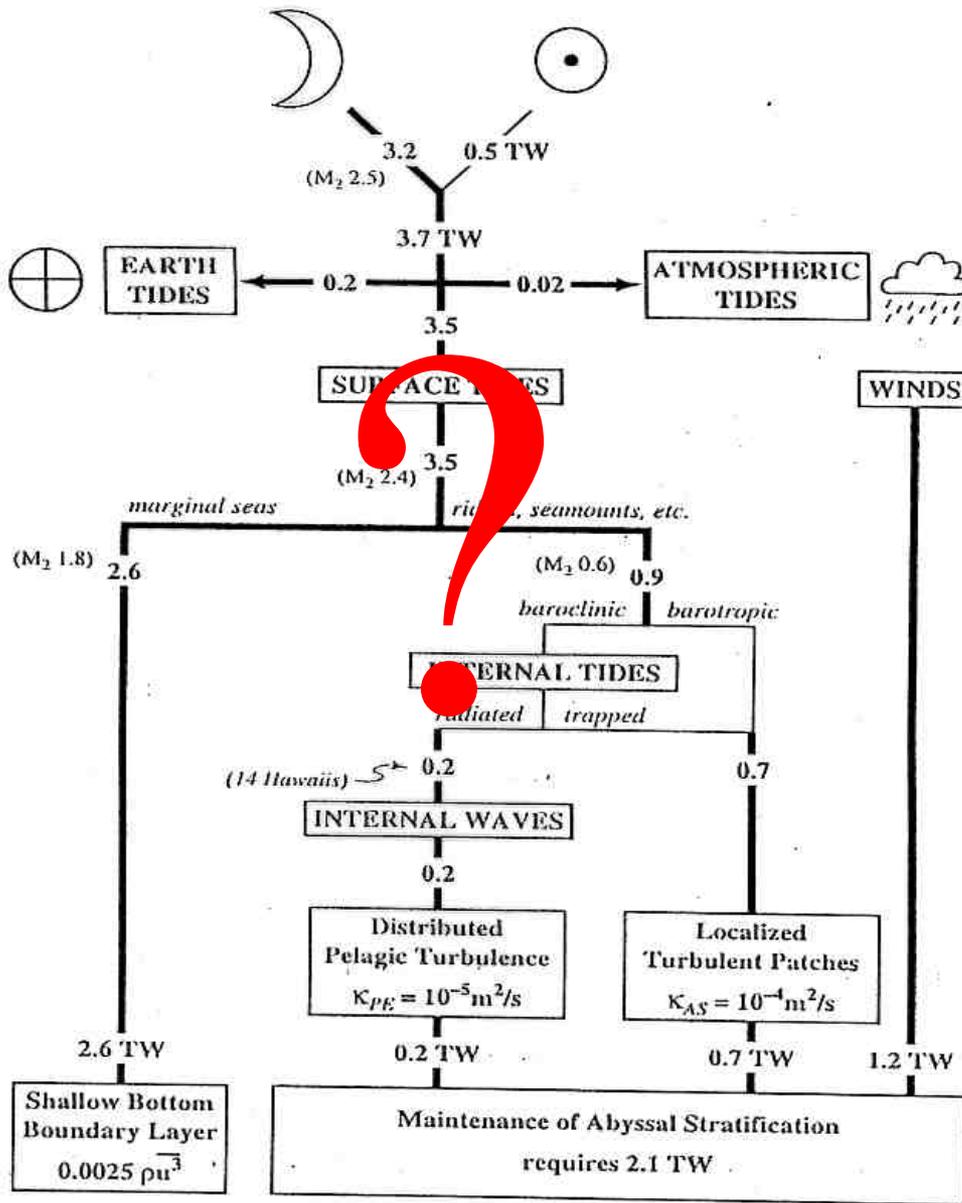


Tidal dissipation(まとめ)

潮汐エネルギーの3.5TWが海洋内へ注入されるが、2.6TWはBottom boundary layerで消散、残り0.9TWがabyssal oceanでの成層の維持に使われる。この内0.2TW分はinternal waveとして遠方まで伝播し、広い海域で K_{PE} に表されるような乱流混合のエネルギー源となる。残り0.7TWはbarotropic motionあるいはtrapped waveであり、局在した海域で K_{AS} に表されるような乱流混合のエネルギーとなる。

$2.1 - 0.9 = 1.2 \text{ TW}$ 足りない

Munk and Wunsch(1998)



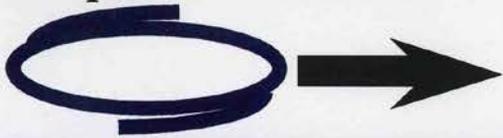
Tidal dissipation(まとめ)

潮汐エネルギーの3.5TWが海洋内へ注入されるが、2.6TWはBottom boundary layerで消散、残り0.9TWがabyssal oceanでの成層の維持に使われる。この内0.2TW分はinternal waveとして遠方まで伝播し、広い海域で K_{PE} に表されるような乱流混合のエネルギー源となる。残り0.7TWはbarotropic motionあるいはtrapped waveであり、局在した海域で K_{AS} に表されるような乱流混合のエネルギーとなる。

$2.1 - 0.9 = 1.2 \text{ TW}$ 足りない

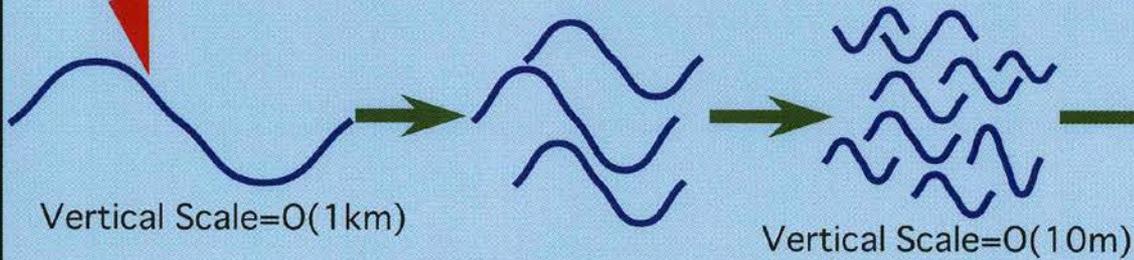
Munk and Wunsch(1998)

Atmospheric Disturbance



Wind-Generated Internal Waves

Garrett & Munk Internal Wave Spectrum



Turbulent Mixing



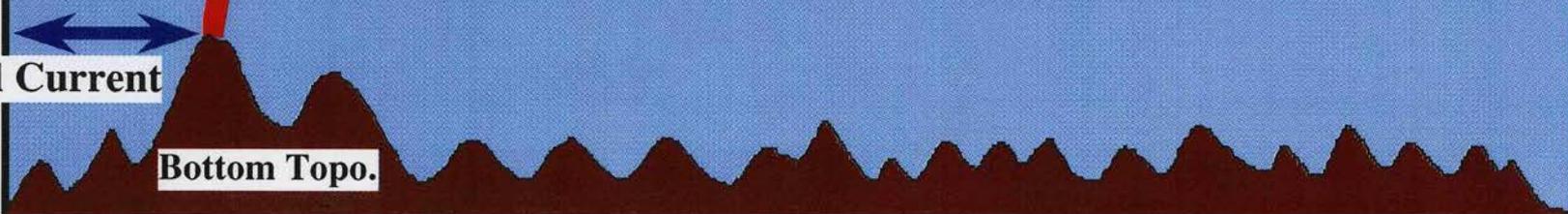
Energy Cascade Down

(Nonlinear Wave-Wave Interactions)

Internal Tide

Tidal Current

Bottom Topo.



Dispersion relation for internal gravity waves

Basic equations

$$\frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} + \mathbf{f} \times \mathbf{u}_h = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h p$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho}{\rho_0} g$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

Dispersion relation for internal gravity waves

Basic equations

$$\frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} + \mathbf{f} \times \mathbf{u}_h = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h p$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho}{\rho_0} g$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

Single equation for w

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \rho_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) \nabla_h^2 w = 0$$

Dispersion relation for internal gravity waves

Basic equations

$$\frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} + \mathbf{f} \times \mathbf{u}_h = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_h p$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho}{\rho_0} g$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

Single equation for w

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \rho_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2 \right) \nabla_h^2 w = 0$$

Assuming free wave solutions...

$$w = \text{Re} \left[\hat{W} \exp i(kx + mz - \omega t) \right]$$

Dispersion relation for internal gravity waves

$$\omega^2 = (N^2 k^2 + f^2 m^2) / (k^2 + m^2)$$

$$= N^2 \cos^2 \theta + f^2 \sin^2 \theta$$

$$f \leq \omega \leq N$$

ω : wave frequency

N : buoyancy frequency

f : inertial frequency

θ : direction of phase propagation

Dispersion relation for internal gravity waves

$$\omega^2 = (N^2 k^2 + f^2 m^2) / (k^2 + m^2)$$

$$= N^2 \cos^2 \theta + f^2 \sin^2 \theta$$

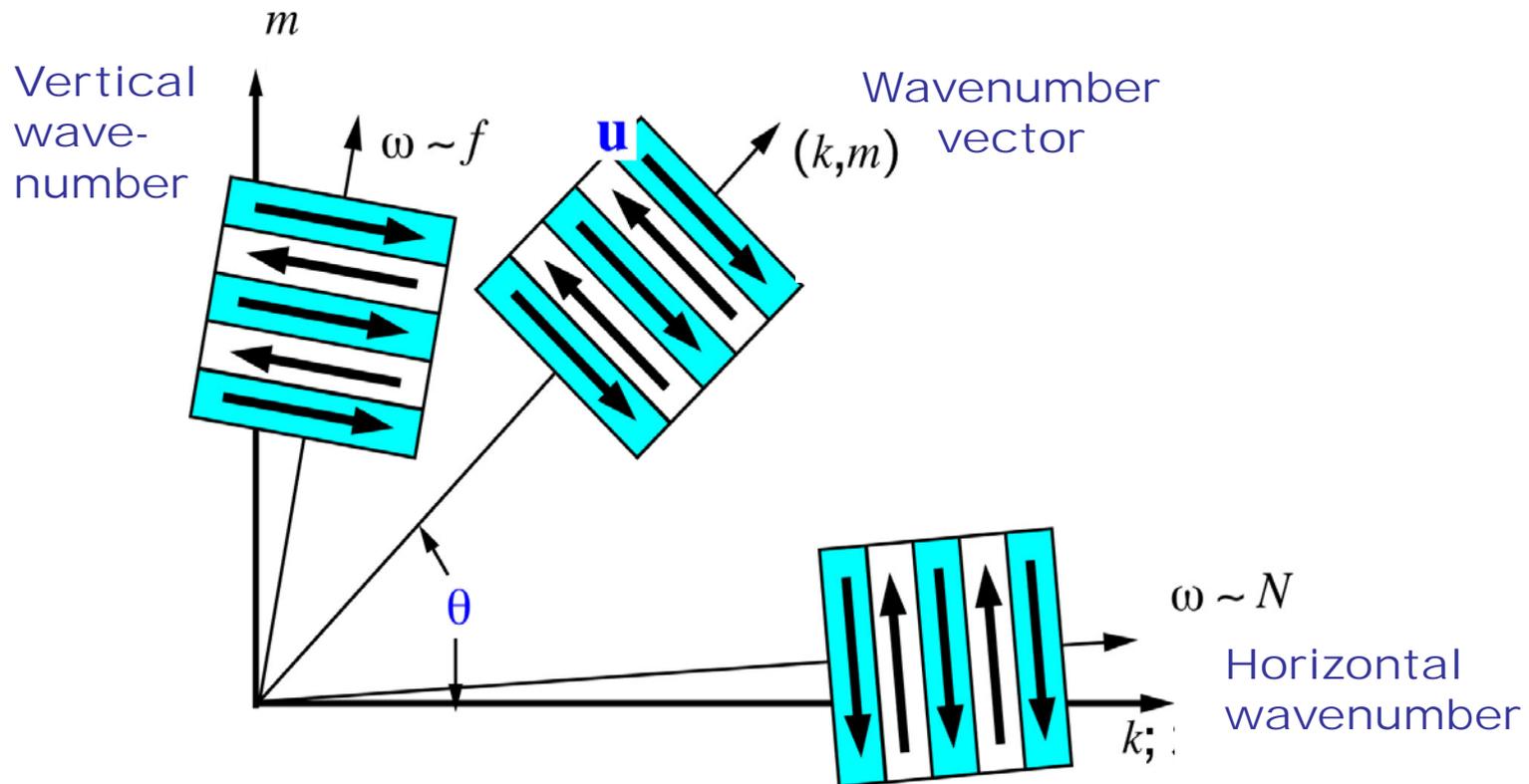
$$f \leq \omega \leq N$$

ω : wave frequency

N : buoyancy frequency

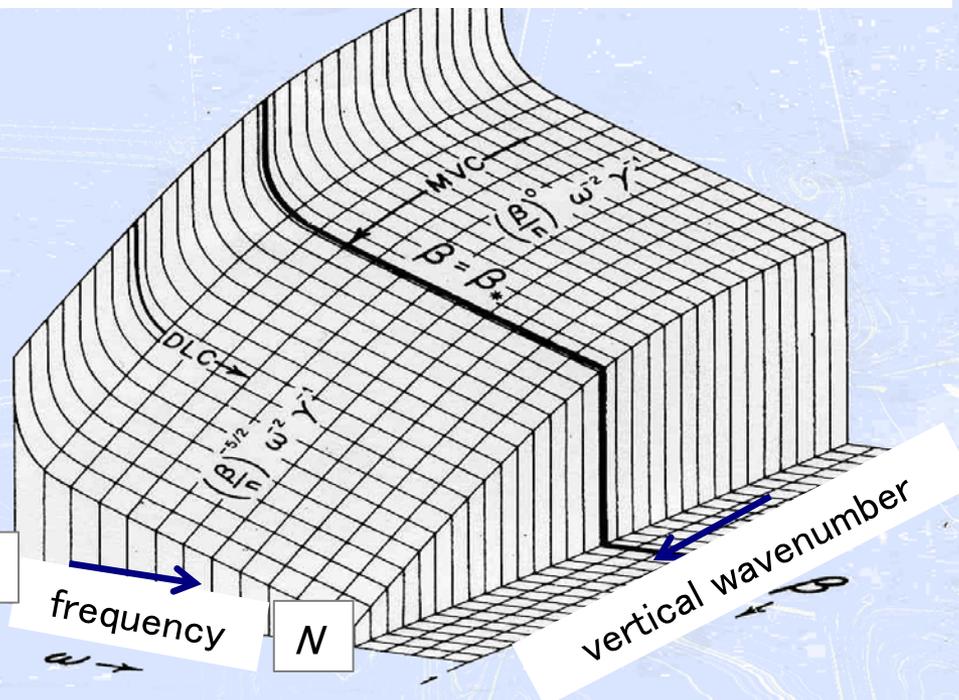
f : inertial frequency

θ : direction of phase propagation



Energy spectrum in the ocean

Universal energy spectrum in the ocean



Empirical formula

$$E(\omega, j) = b^2 N_0 N E_0 B(\omega) H(j)$$

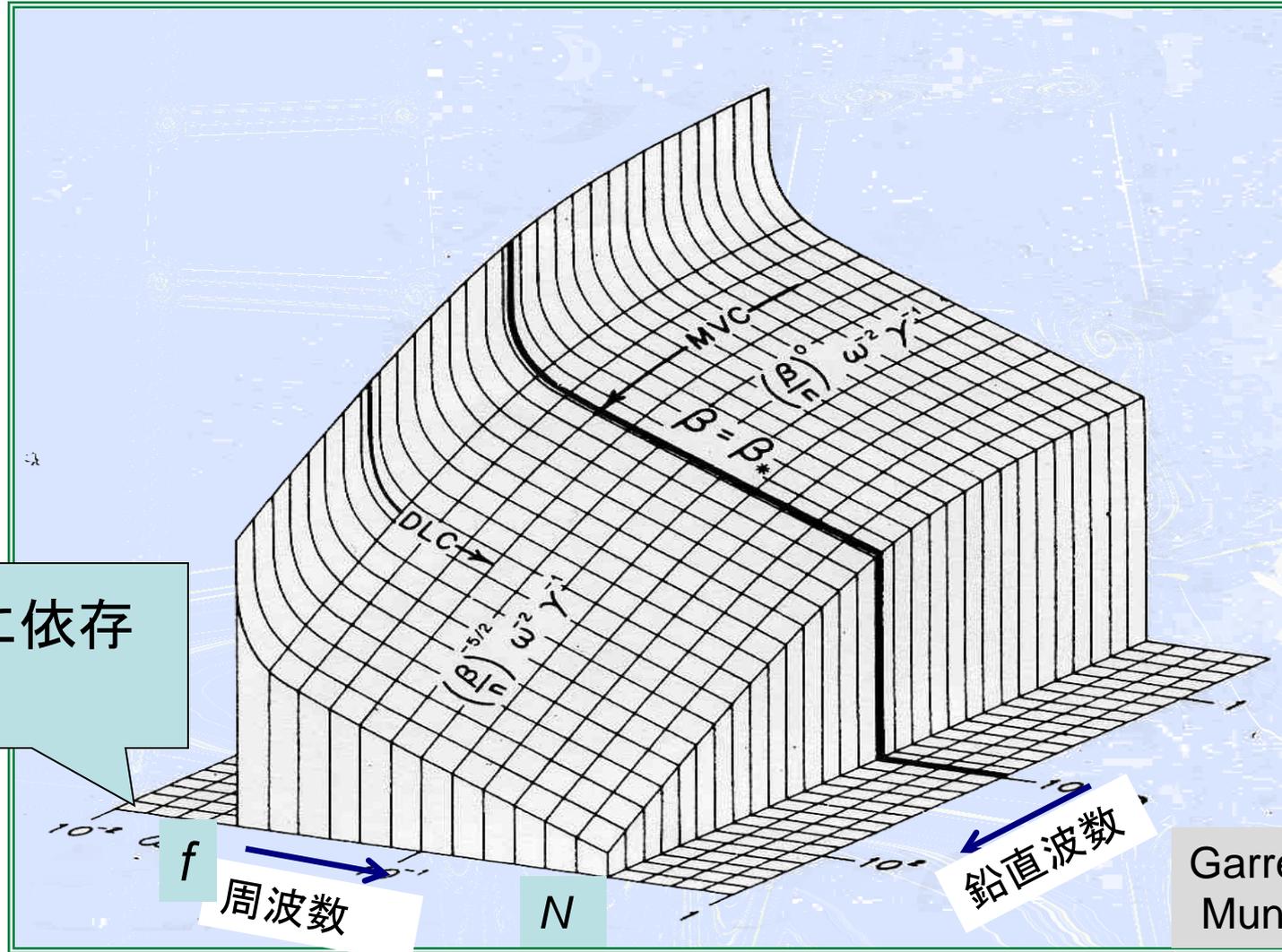
$$B(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{f}{\omega(\omega^2 - f^2)^{1/2}}$$

$$H(j) = \frac{(j^2 + j_*^2)^{-1}}{\sum_j (j^2 + j_*^2)}$$

Munk (1981)

Garrett and Munk (1975)

ギャレットムンクの平衡内部波スペクトル (Garrett 1981)

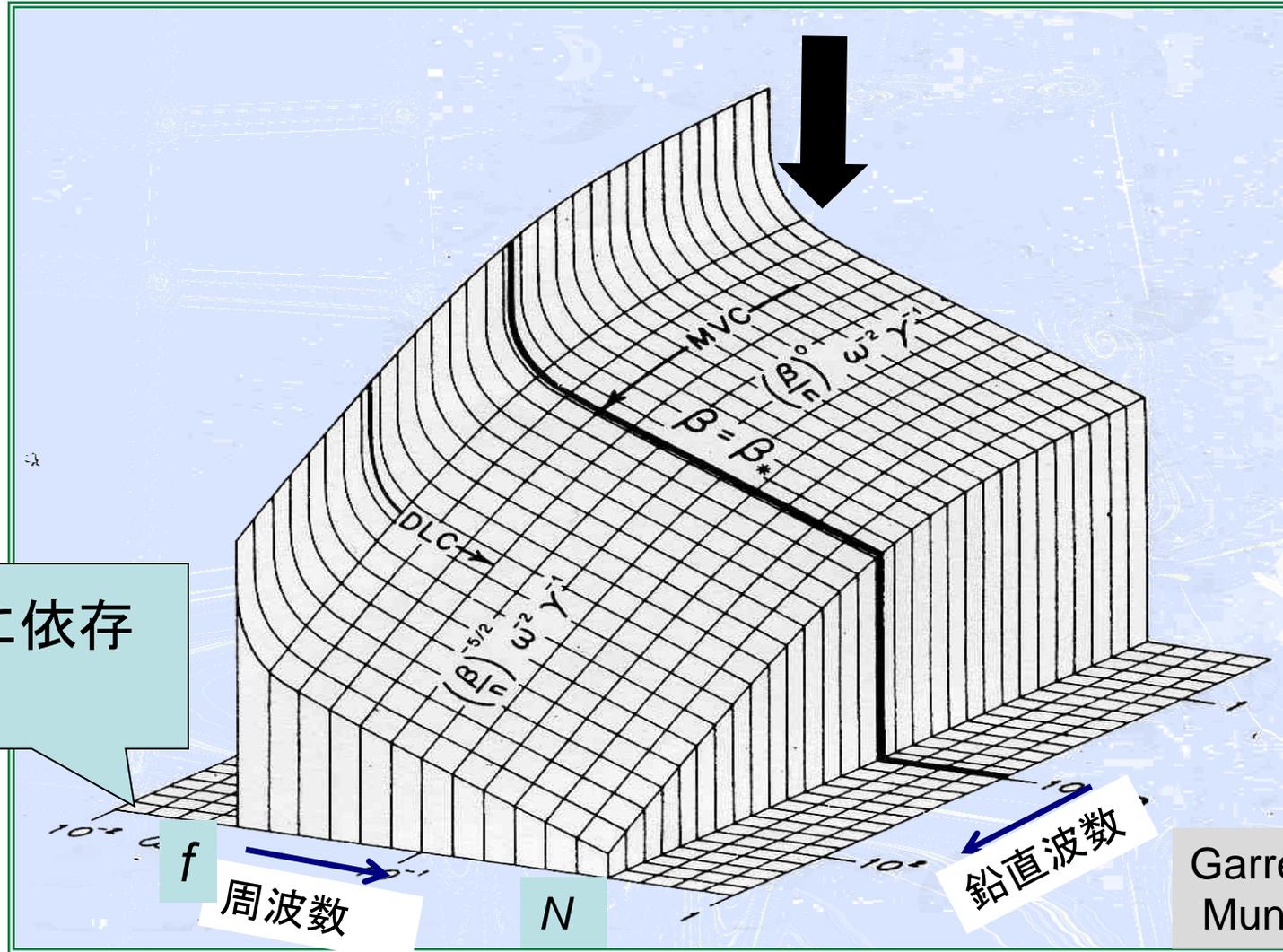


緯度に依存する

Garrett and Munk (1975)

鉛直波数と周波数の関数として定義された 経験的スペクトル

ギャレットムンクの平衡内部波スペクトル (Garrett 1981)

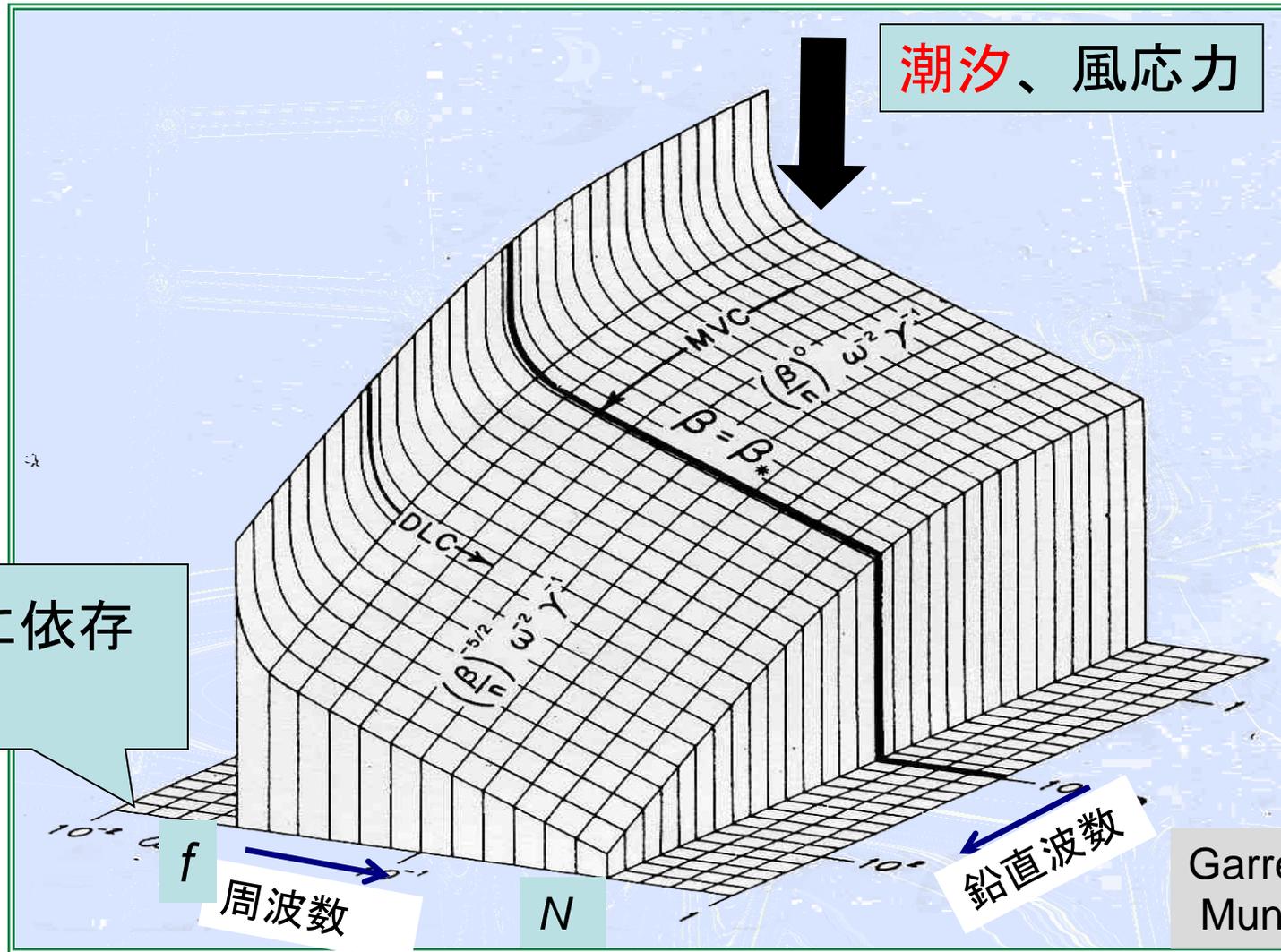


緯度に依存する

Garrett and Munk (1975)

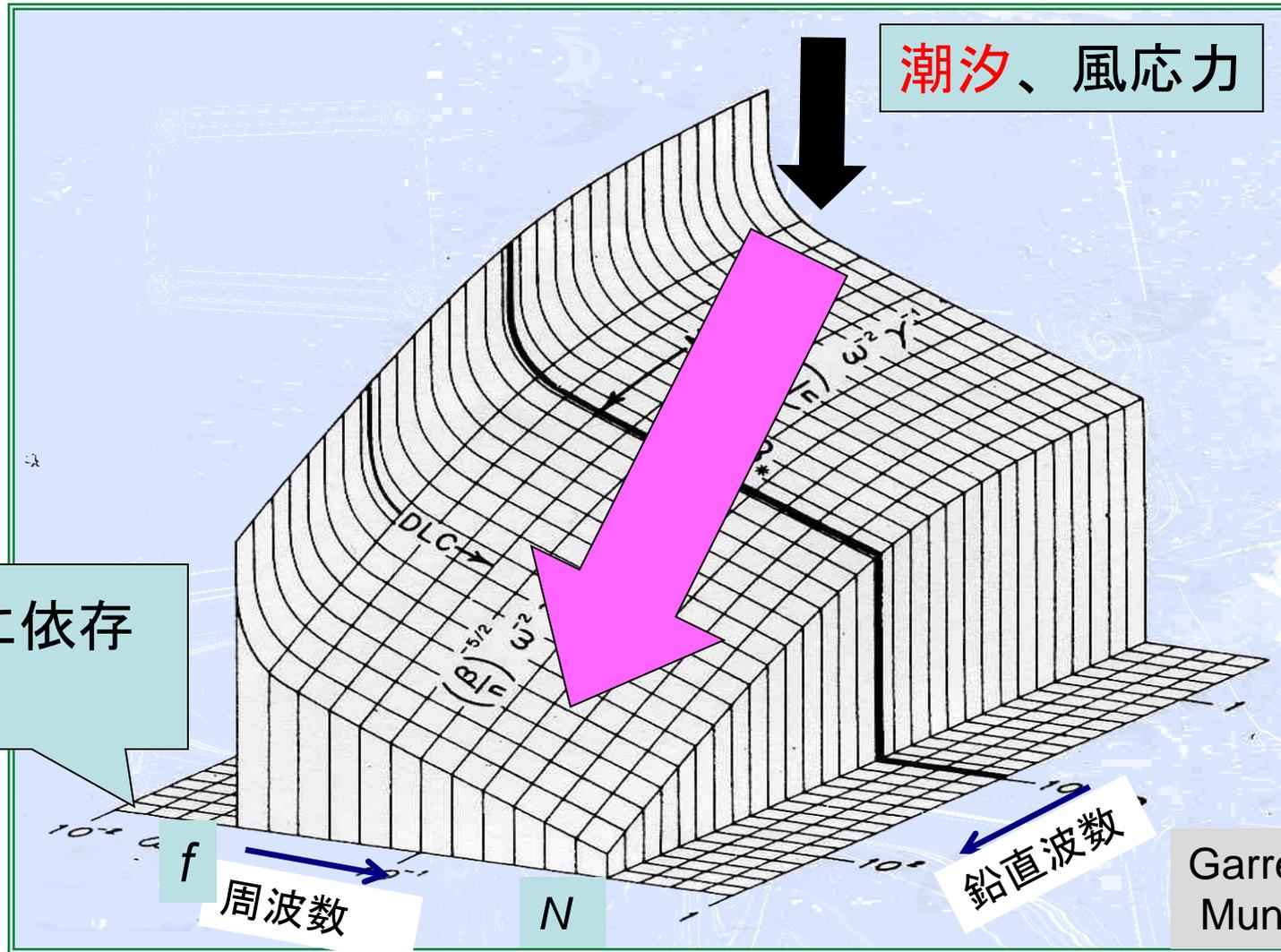
鉛直波数と周波数の関数として定義された 経験的スペクトル

ギャレットムンクの平衡内部波スペクトル (Garrett 1981)



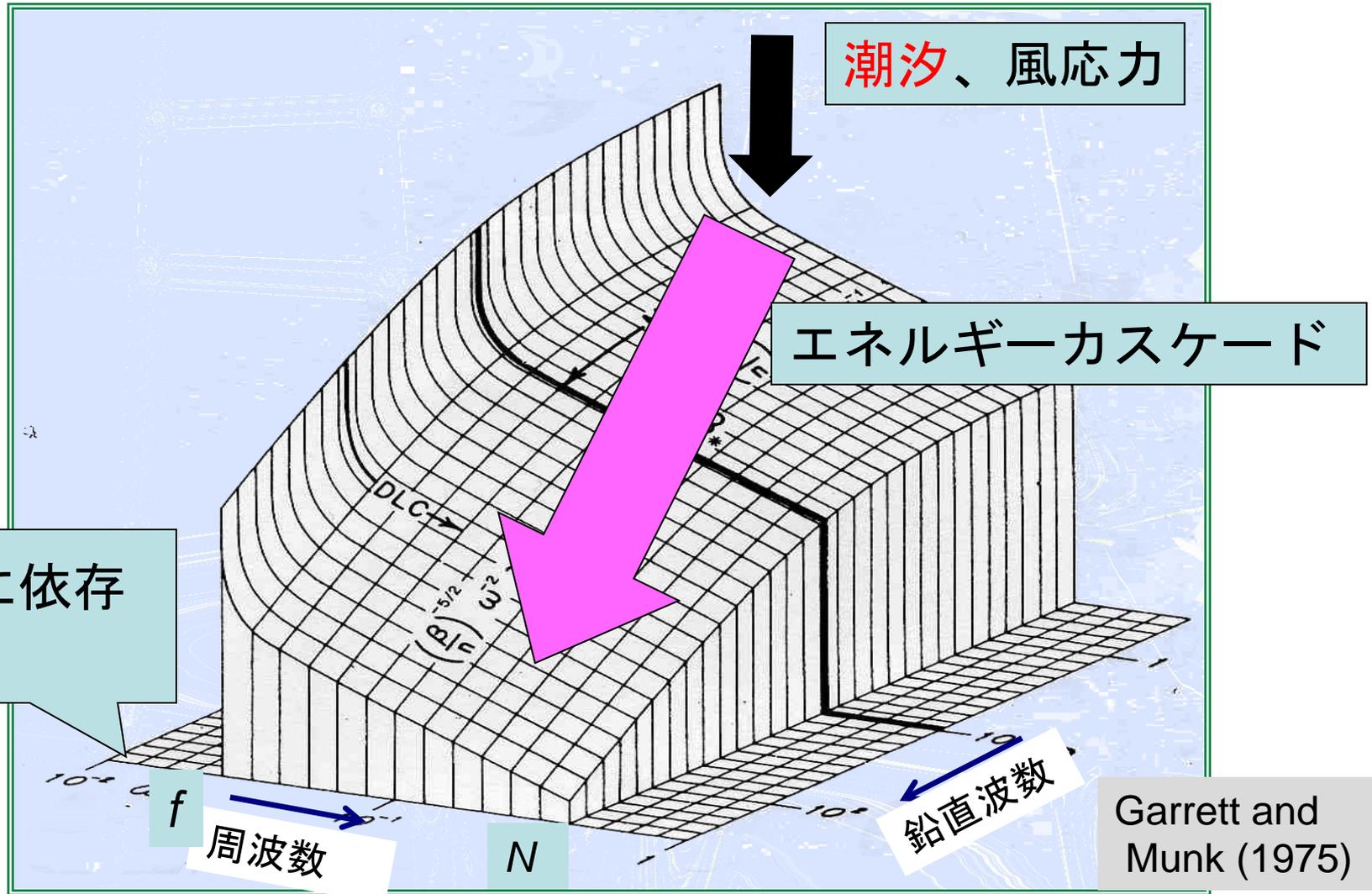
鉛直波数と周波数の関数として定義された 経験的スペクトル

ギャレットムンクの平衡内部波スペクトル (Garrett 1981)



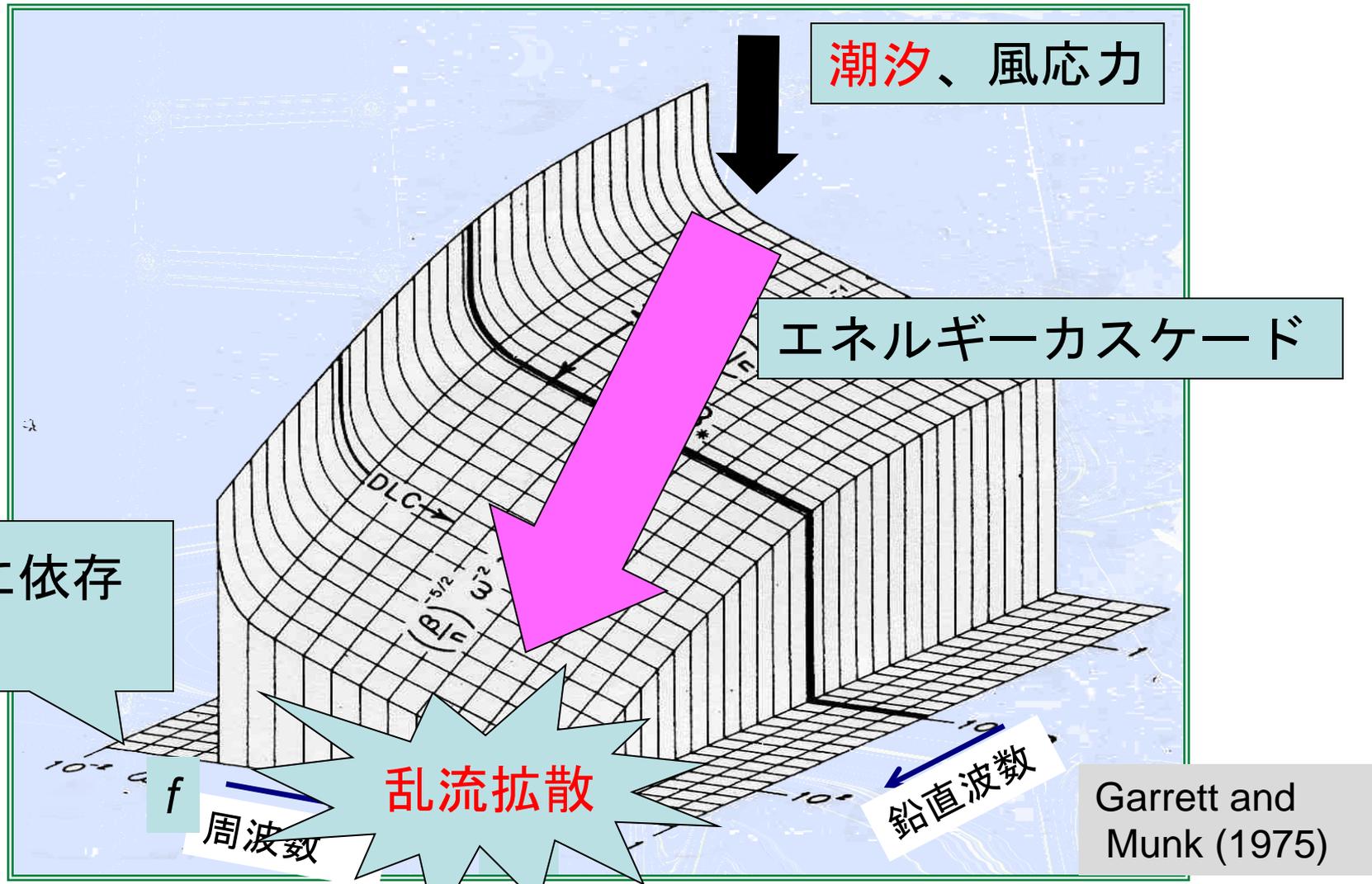
鉛直波数と周波数の関数として定義された 経験的スペクトル

ギャレットムンクの平衡内部波スペクトル (Garrett 1981)



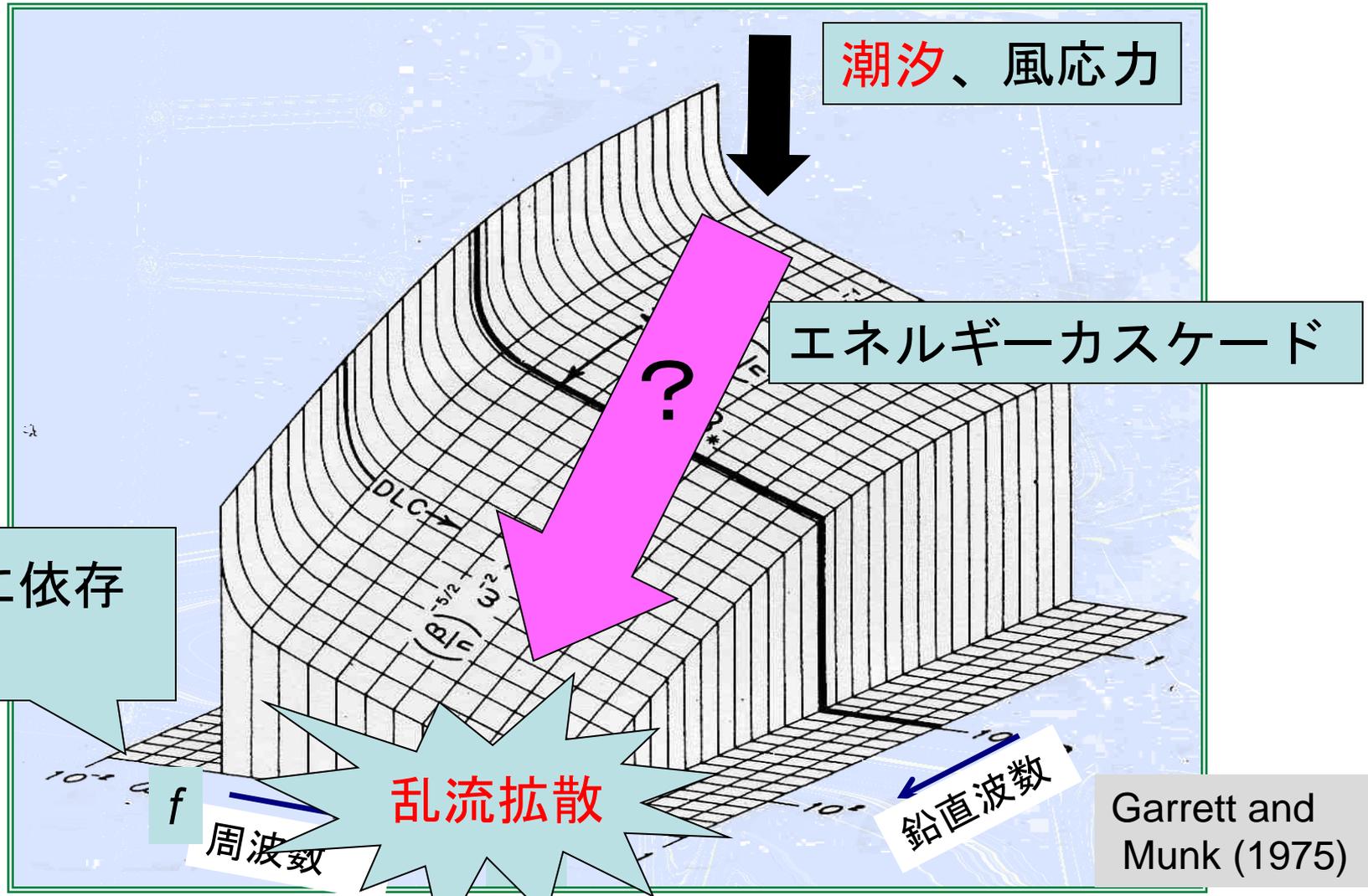
鉛直波数と周波数の関数として定義された 経験的スペクトル

ギャレットムンクの平衡内部波スペクトル (Garrett 1981)



鉛直波数と周波数の関数として定義された 経験的スペクトル

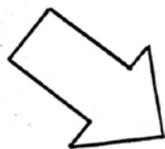
ギャレットムンクの平衡内部波スペクトル (Garrett 1981)



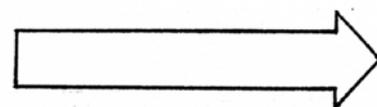
鉛直波数と周波数の関数として定義された 経験的スペクトル

エネルギーカスケードダウン過程

内部潮汐
大気擾乱



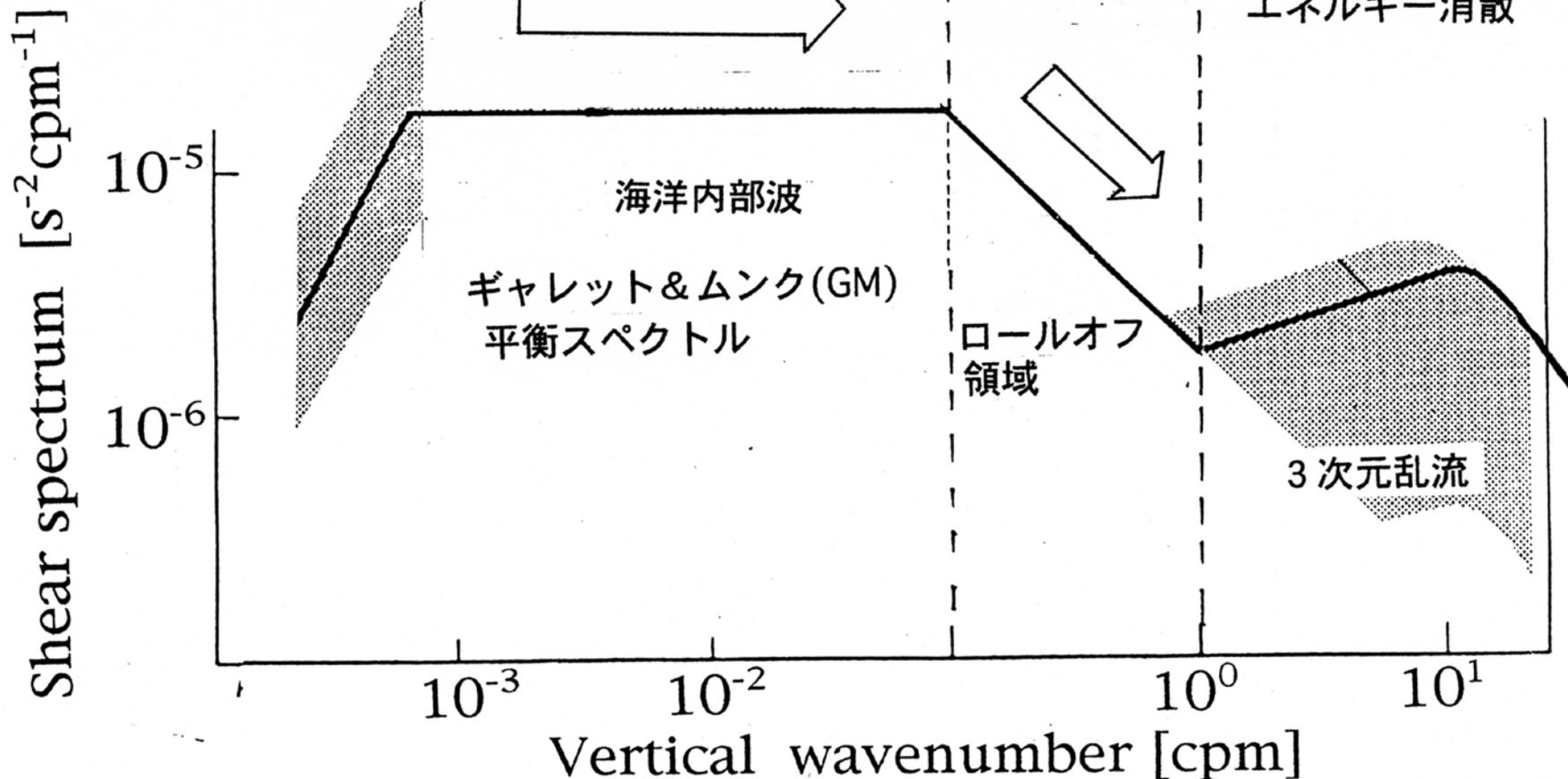
弱非線形相互作用



強非線形相互作用



エネルギー消散



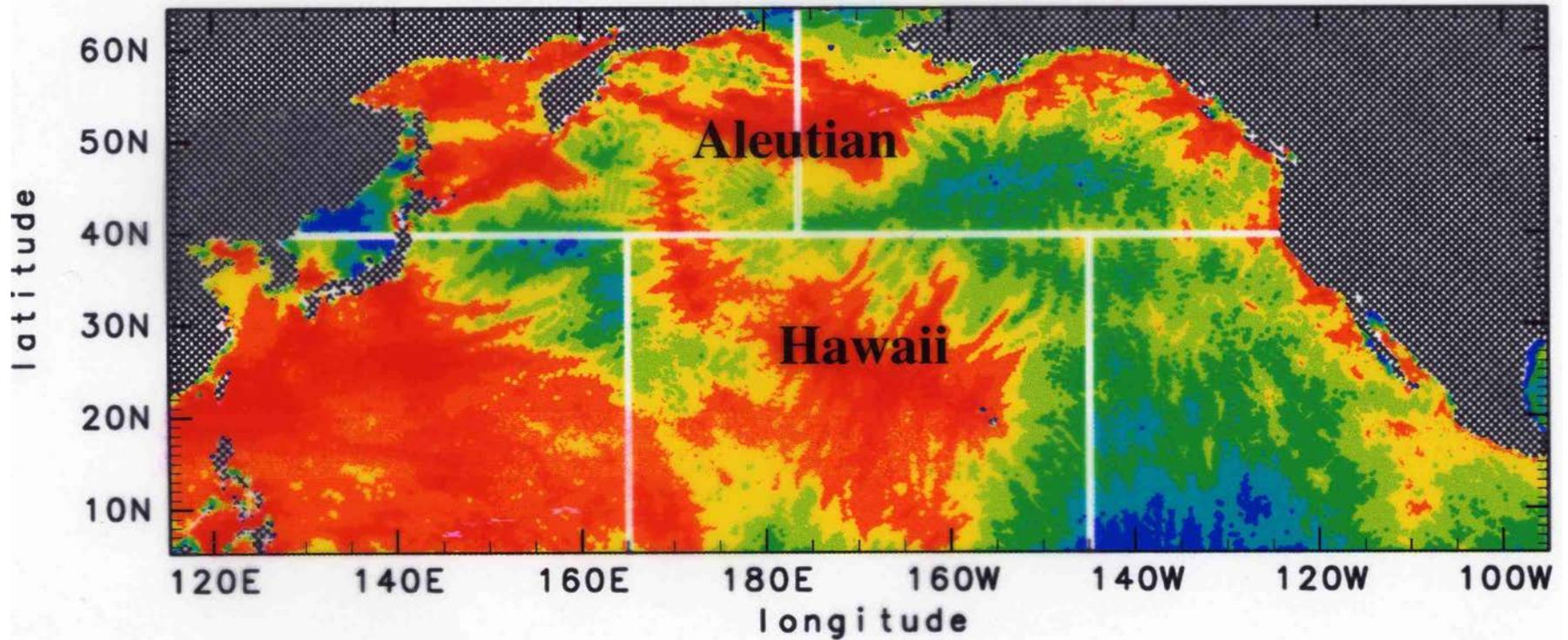
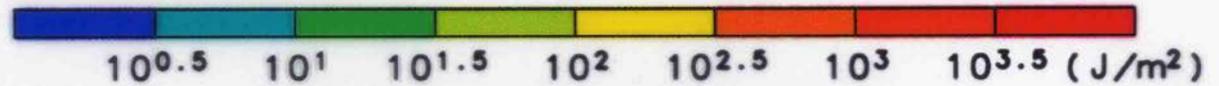
研究の目的

海洋深層における乱流拡散率のグローバルなマップに必要な情報は、

- (1) 潮流や大気擾乱によって励起される内部波エネルギーの空間分布
- (2) 励起された擾乱エネルギーの乱流拡散スケールへのカスケードダウン過程の空間依存性

特に、内部潮汐波の顕著な発生域であるアリューシャン海域とハワイ海域でのエネルギーカスケード過程の相違を明らかにすることによって(2)に関する情報を得る。

Distribution of Internal Tide Energy in the North Pacific



Niwa and Hibiya(2001)

Vertically 2-D ($\partial/\partial y = 0$) Equations on f -plane

$$\frac{Du}{Dt} = f v - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + A_H \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + A_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -f u + A_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + A_V \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho}{\rho_0} g + A_H \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + A_V \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad (3)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + K_H \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + K_V \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

PARAMETERS

I. ALEUTIAN

$$L = 155 \text{ km}, \quad H = 1.3 \text{ km}$$

$$\Delta x = 18.9 \text{ m}, \quad \Delta z = 1.27 \text{ m} \quad (8192 \times 1024)$$

$$\Delta t = 4 \text{ sec}$$

$$2\pi / f = 15.91 \text{ hrs}, \quad 2\pi / N = 20 \text{ mins}$$

$$A_H = K_H = 1 \text{ cm}^2/\text{s}, \quad A_V = K_V = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$$

II. HAWAII

$$L = 110.5 \text{ km}, \quad H = 1.3 \text{ km}$$

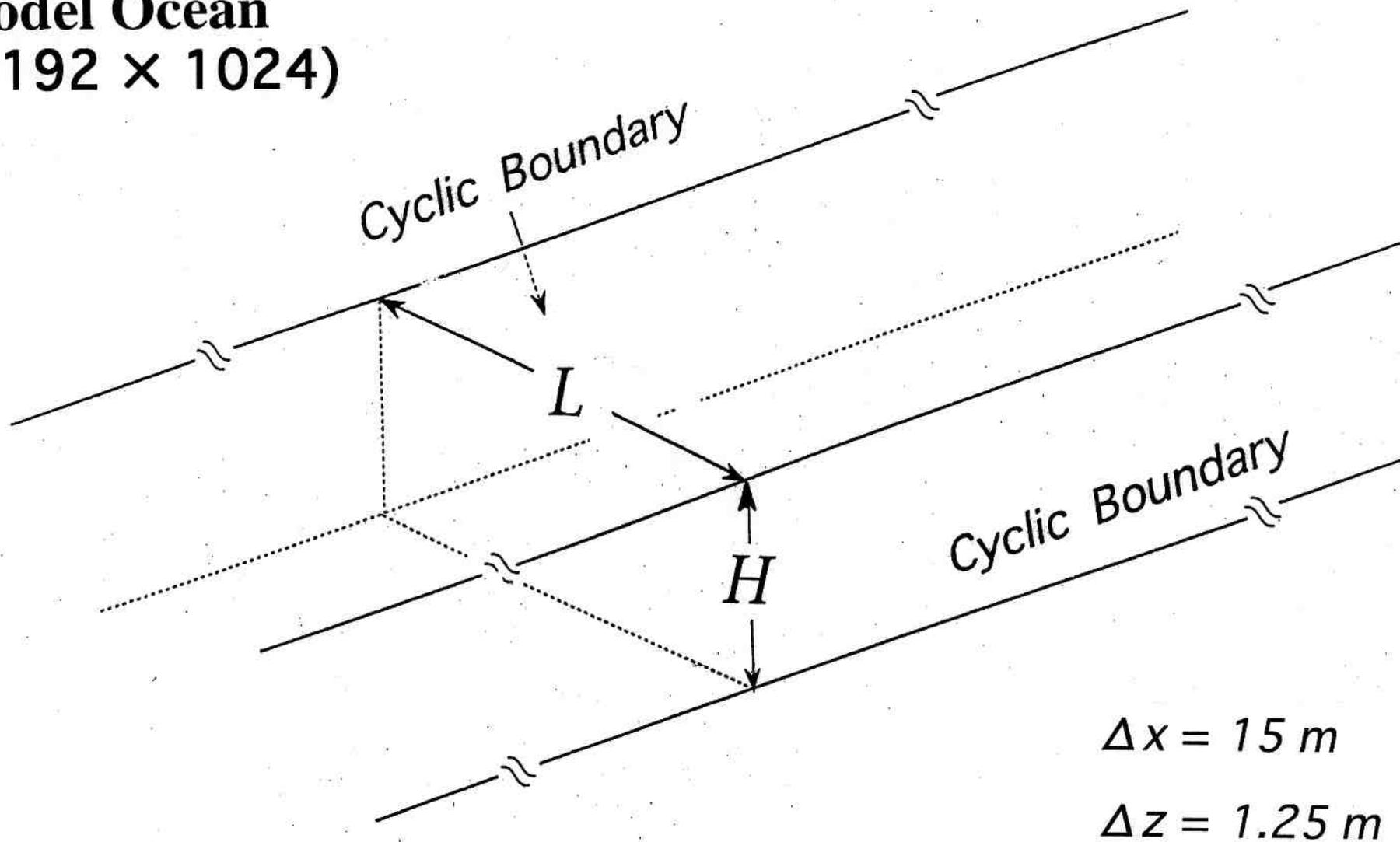
$$\Delta x = 13.5 \text{ m}, \quad \Delta z = 1.27 \text{ m} \quad (8192 \times 1024)$$

$$\Delta t = 4 \text{ sec}$$

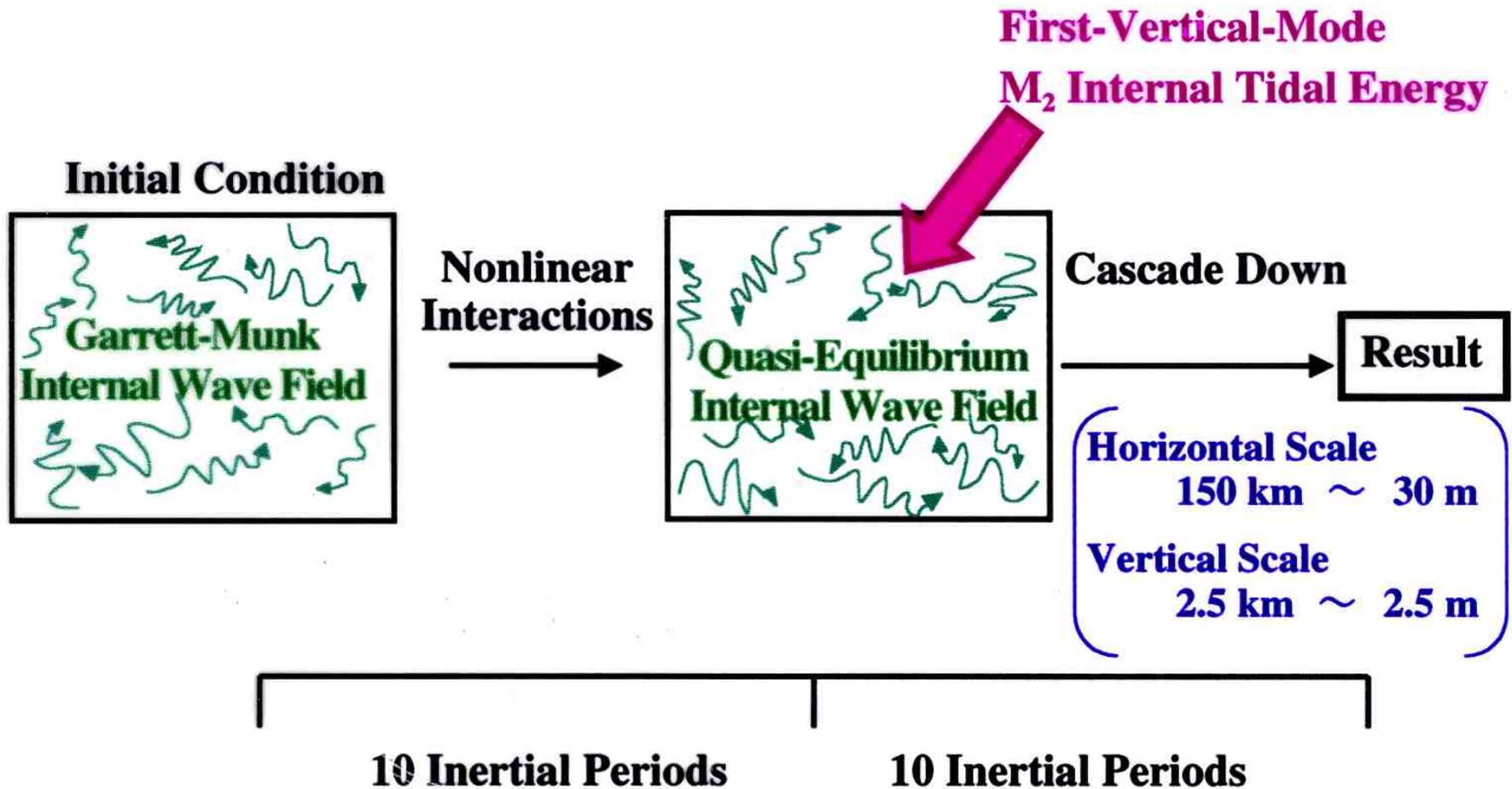
$$2\pi / f = 25.82 \text{ hrs}, \quad 2\pi / N = 20 \text{ mins}$$

$$A_H = K_H = 1 \text{ cm}^2/\text{s}, \quad A_V = K_V = 0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$$

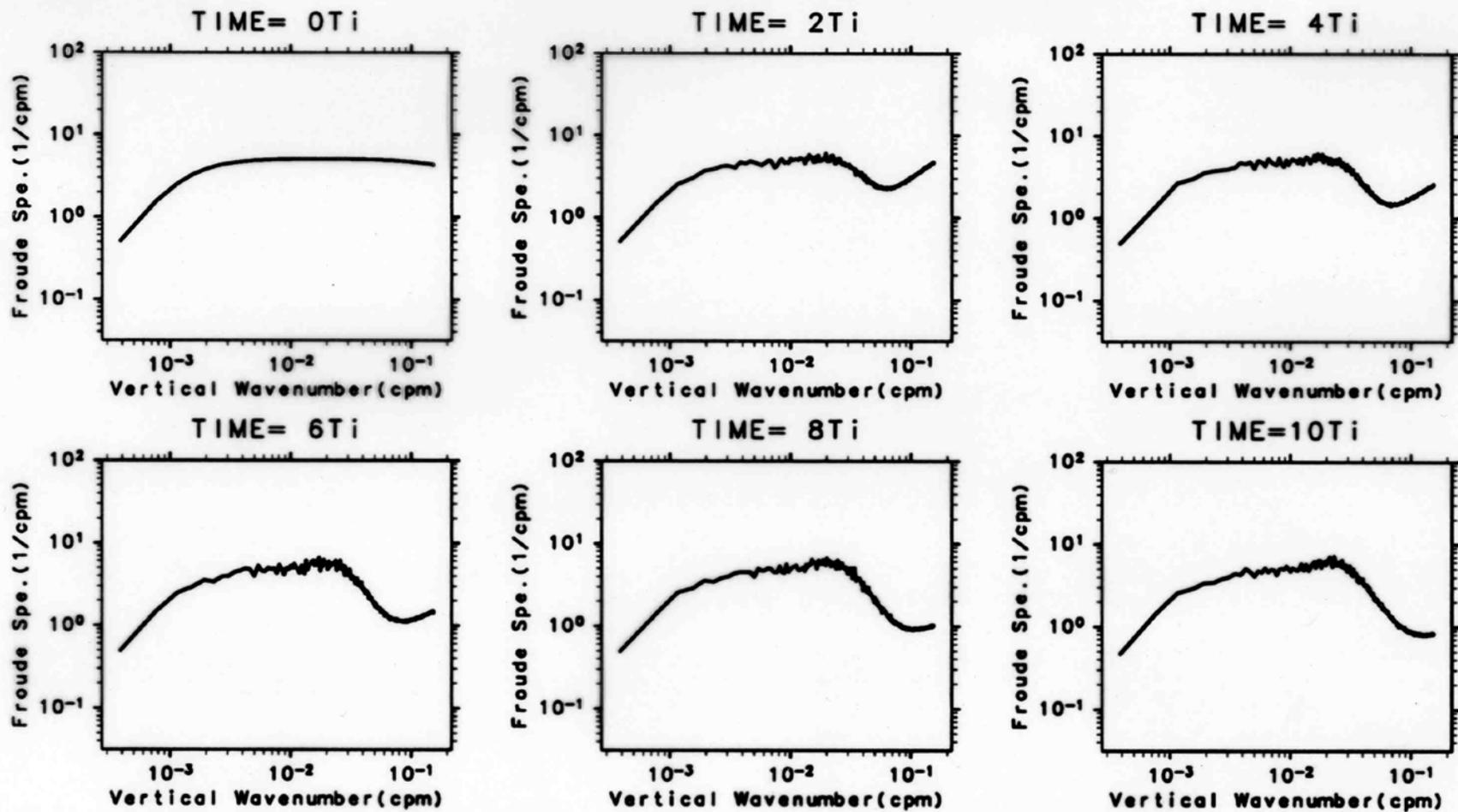
Model Ocean (8192 × 1024)



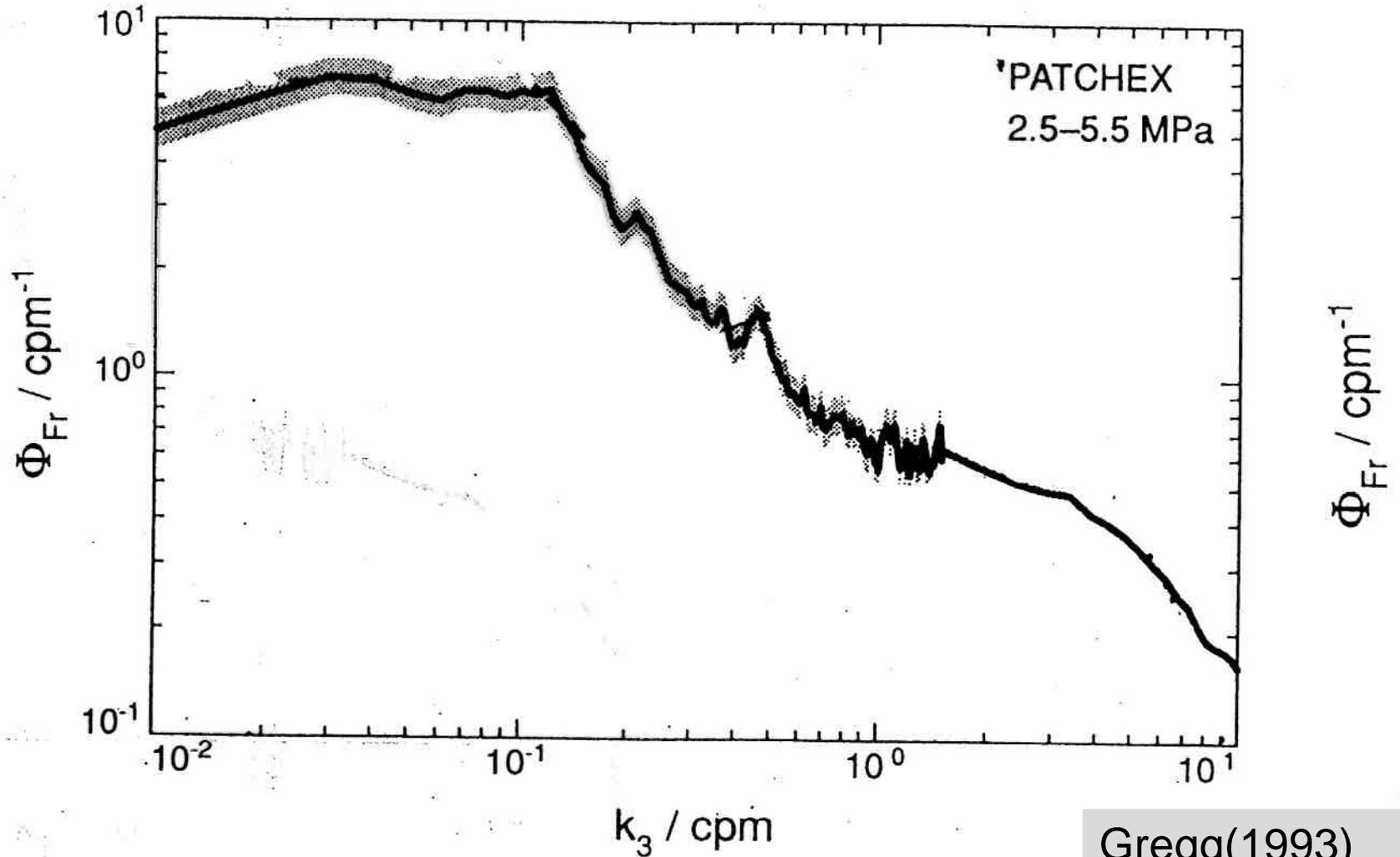
Schematic Diagram Outlining the Numerical Experiments



Time Variations of the Vertical Wavenumber Froude Spectrum (Aleutian)



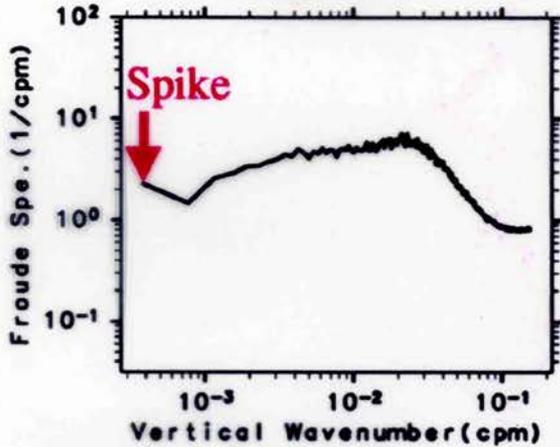
Observed Shear Spectra in the Ocean



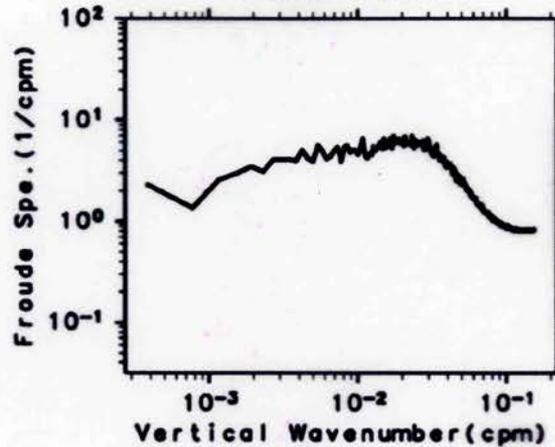
Time Variations of the Vertical Wavenumber Froude Spectrum (Aleutian)

"Spike Experiment"

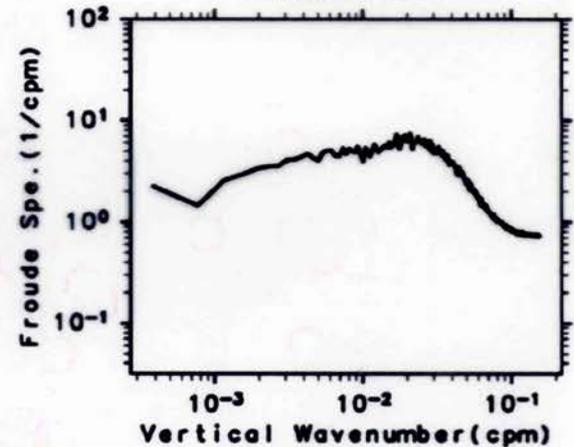
TIME=10Ti



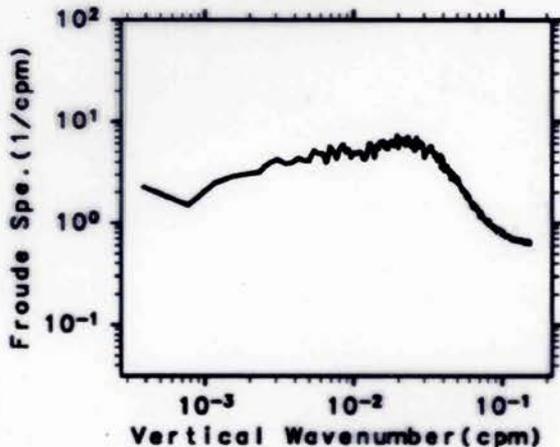
TIME=12Ti



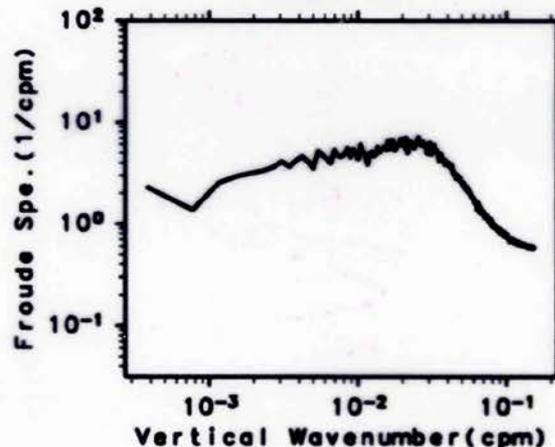
TIME=14Ti



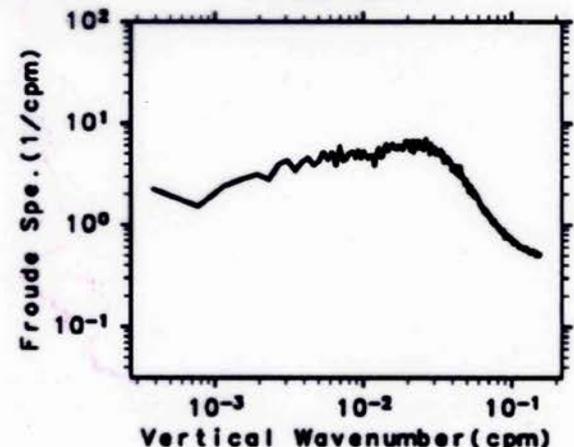
TIME=16Ti



TIME=18Ti

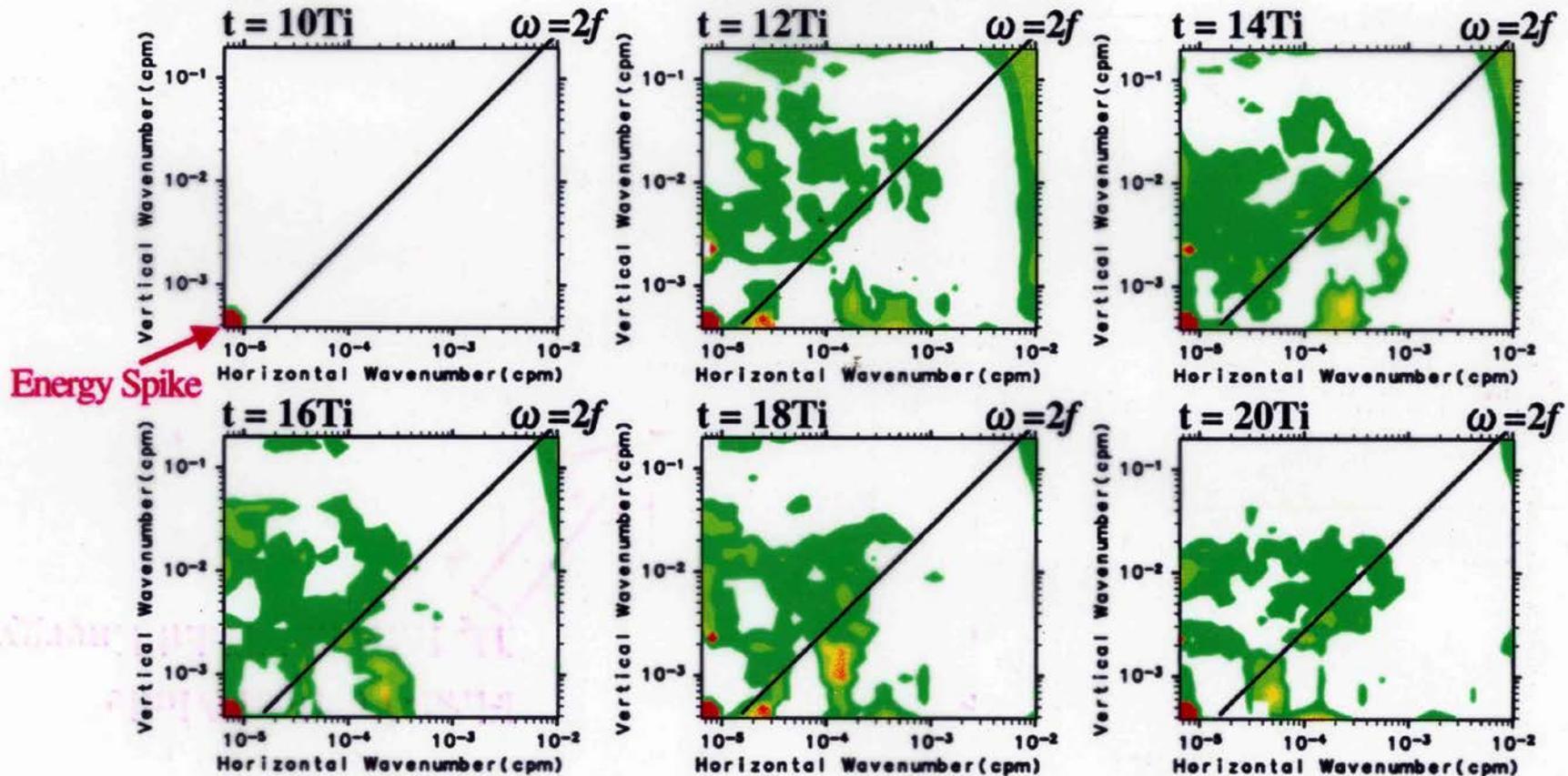


TIME=20Ti



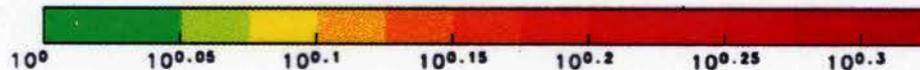
Time Variations of the Two-Dimensional Wavenumber Energy Spectrum (Aleutian)

"Spike Experiment"



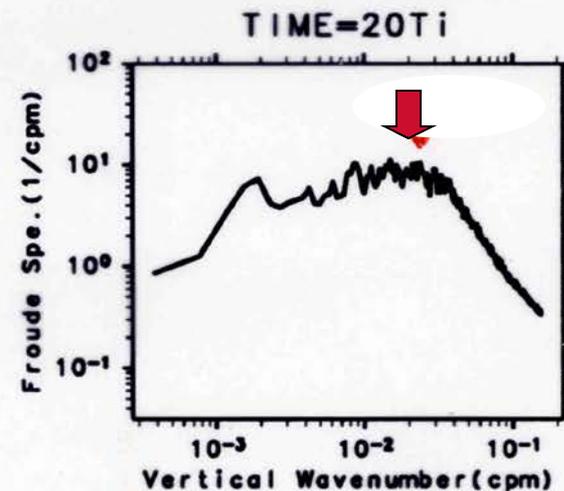
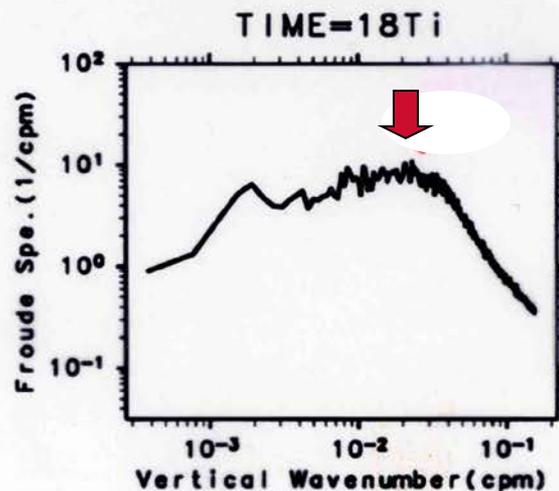
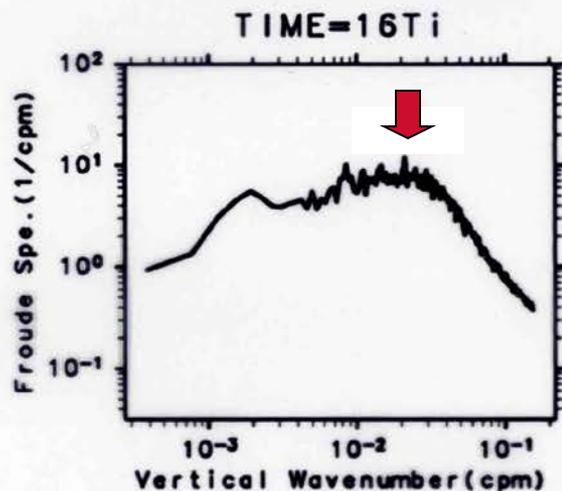
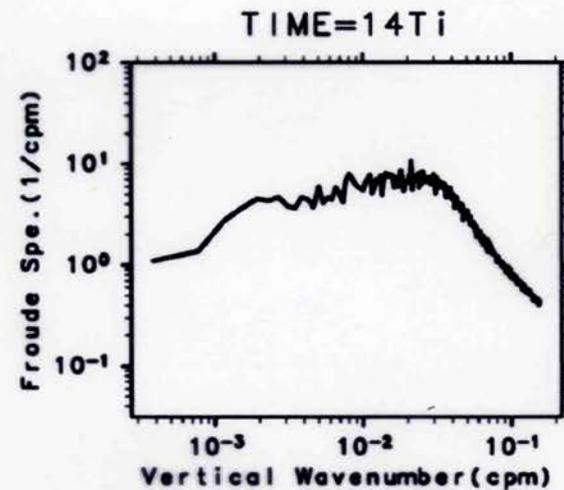
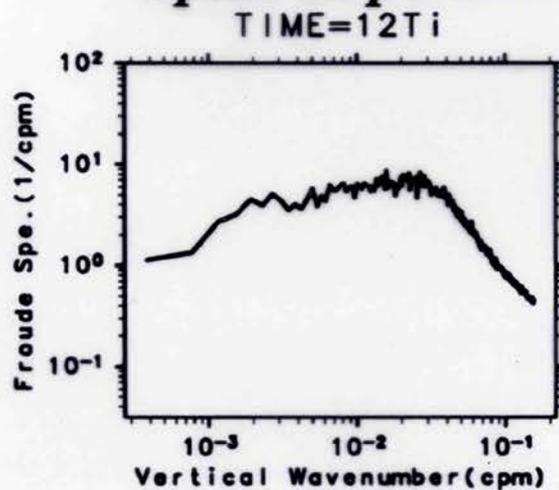
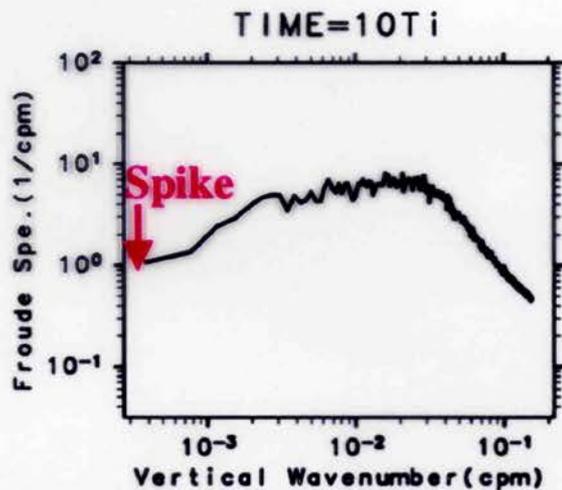
Energy Spike

$$\frac{E_{\text{SPIKE}}(k, m)}{E_{\text{NO SPIKE}}(k, m)}$$



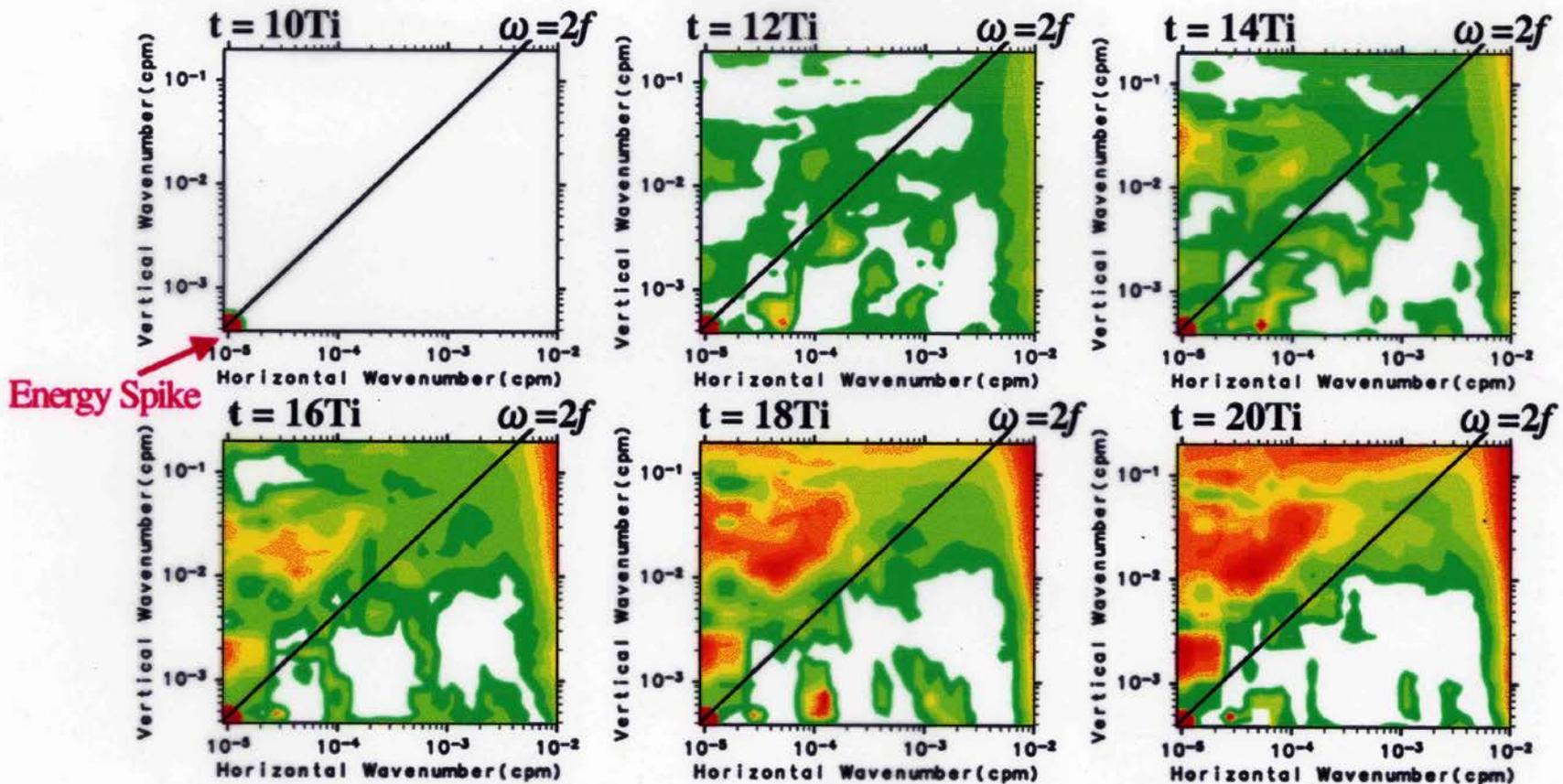
Time Variations of the Vertical Wavenumber Froude Spectrum (Hawaii)

"Spike Experiment"

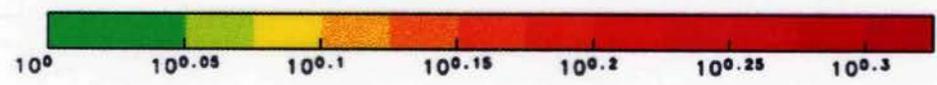


Time Variations of the Two-Dimensional Wavenumber Energy Spectrum (Hawaii)

“Spike Experiment”

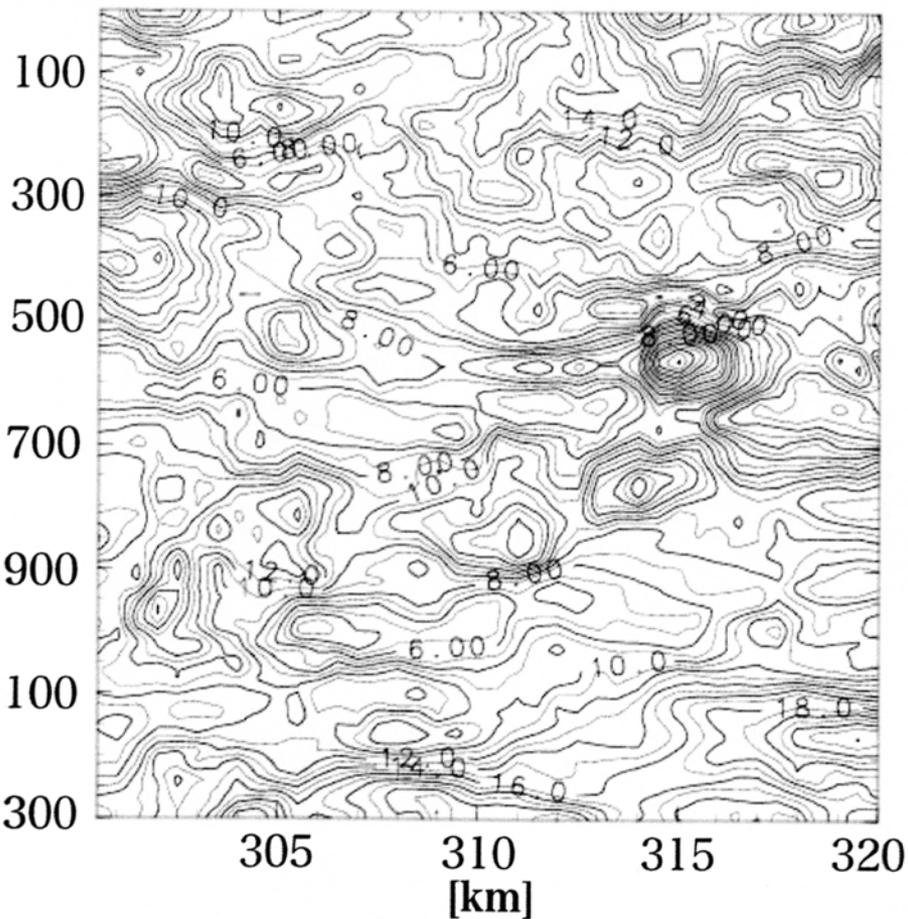


$$\frac{E_{\text{SPIKE}}(k, m)}{E_{\text{NO SPIKE}}(k, m)}$$



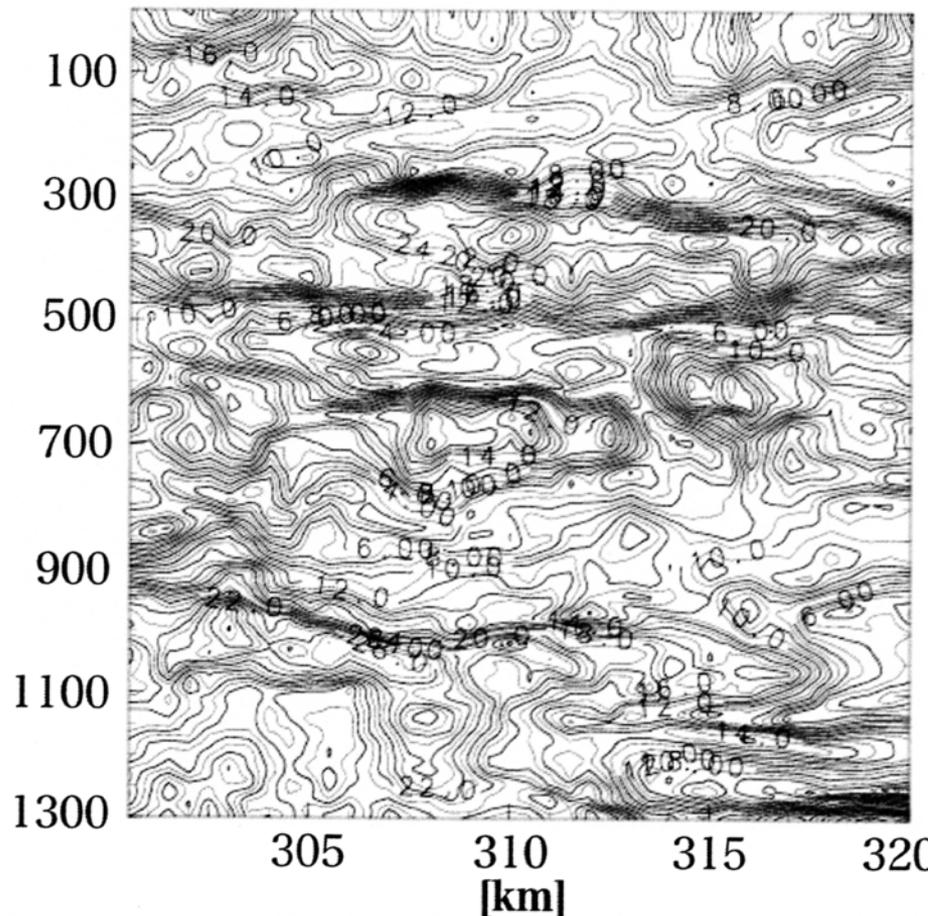
計算開始から10慣性周期後の中・深層における水平流速分布

Depth [m]



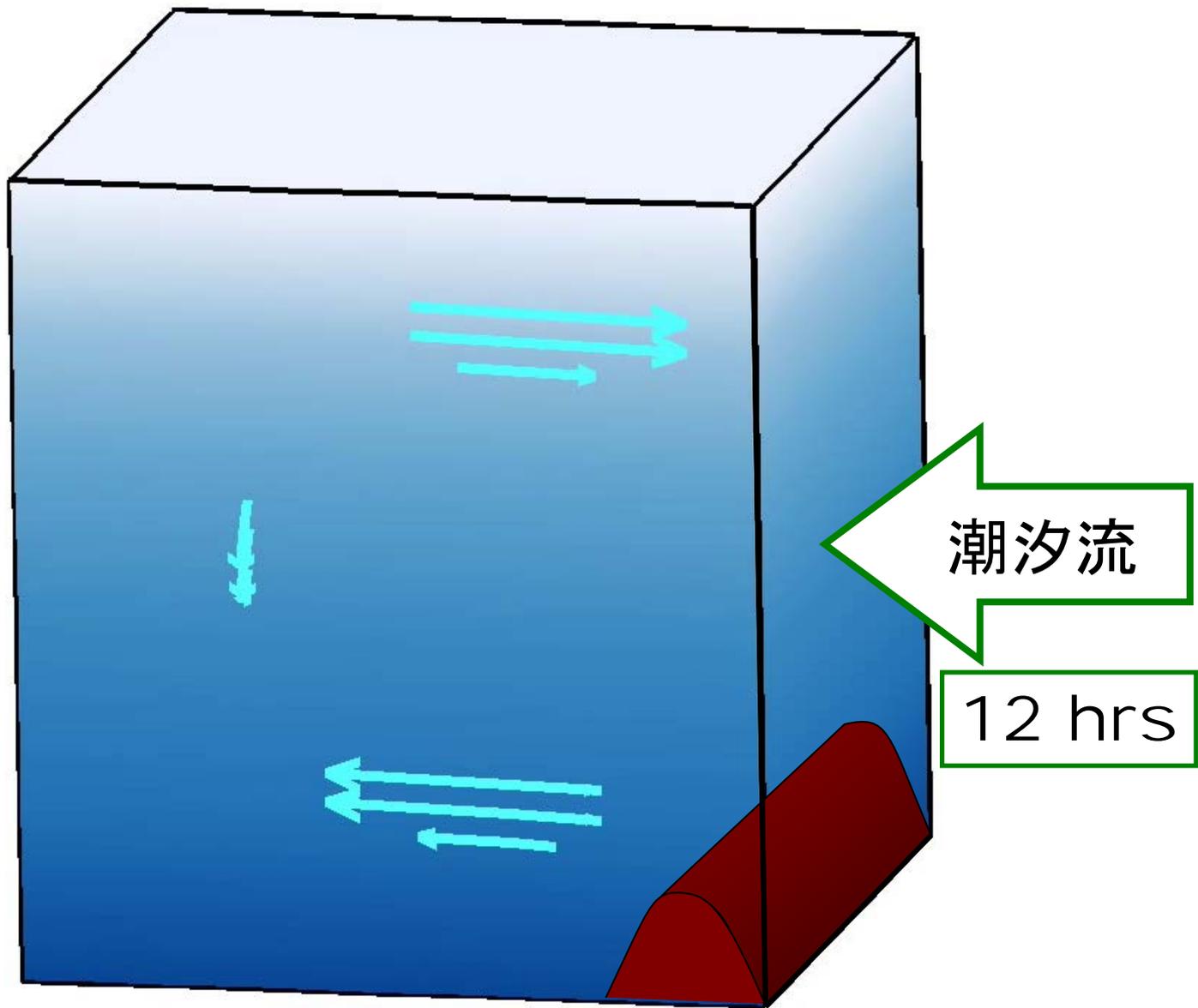
アリューシャン海嶺

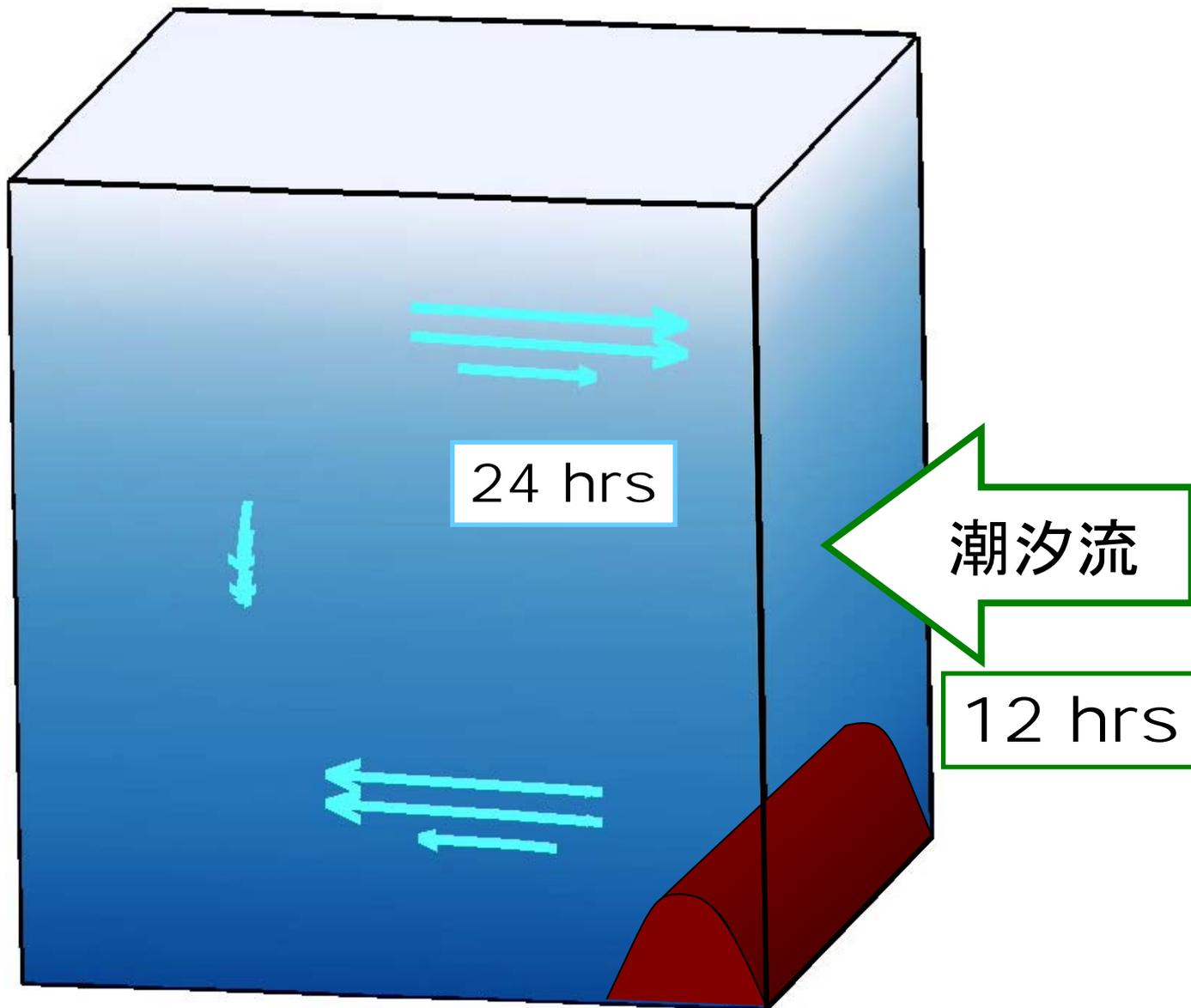
Depth [m]

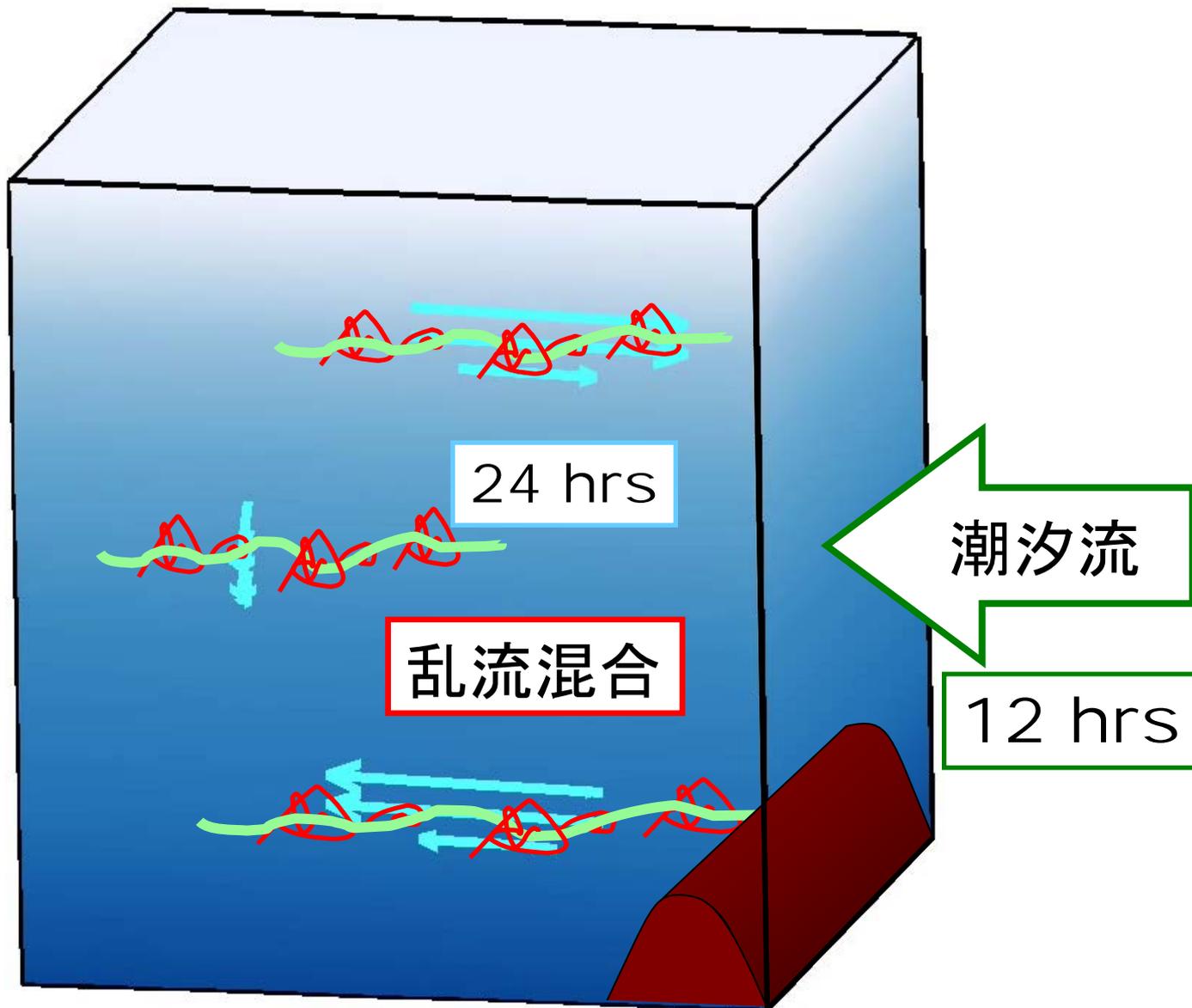


ハワイ海嶺

Hibiya et al. (2002)







Bispectrum Analysis

Nonlinear terms of Fourier-transformed equations

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} u_{IT}^2 \right)^{NL} = -u_{IT} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

$$u = \sum_{\mathbf{k}} U_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})}$$

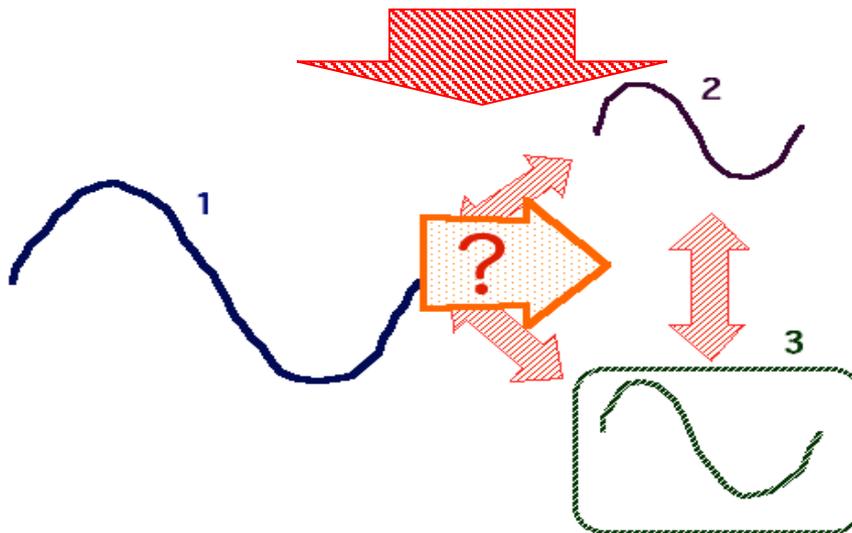
$$w = \sum_{\mathbf{k}} W_{\mathbf{k}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x})}$$



$$= \sum_{\mathbf{k}'} \sum_{\mathbf{k}''} X(\mathbf{k}_{IT}, \mathbf{k}', \mathbf{k}'') \delta(\mathbf{k}_{IT} \pm \mathbf{k}' \pm \mathbf{k}'')$$

represent how the 1st mode M₂ internal tide (k_{IT}) gains or loses energy through the interactions with other two wave components (k' and k'')

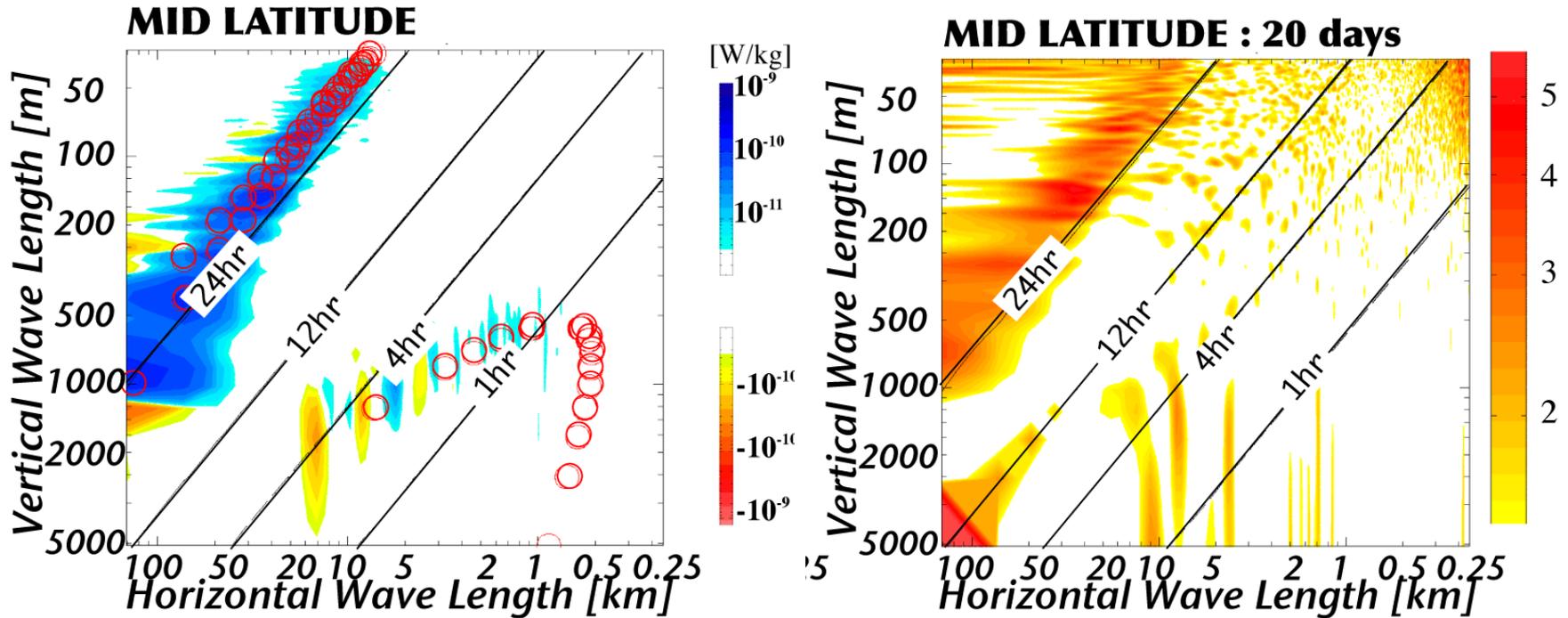
1st-mode M₂
Internal tide



each background
wave component
(k' ~ k'')

Bispectra at mid latitude (28°N)

(Red circles indicate the locations where resonant conditions are satisfied for IT)



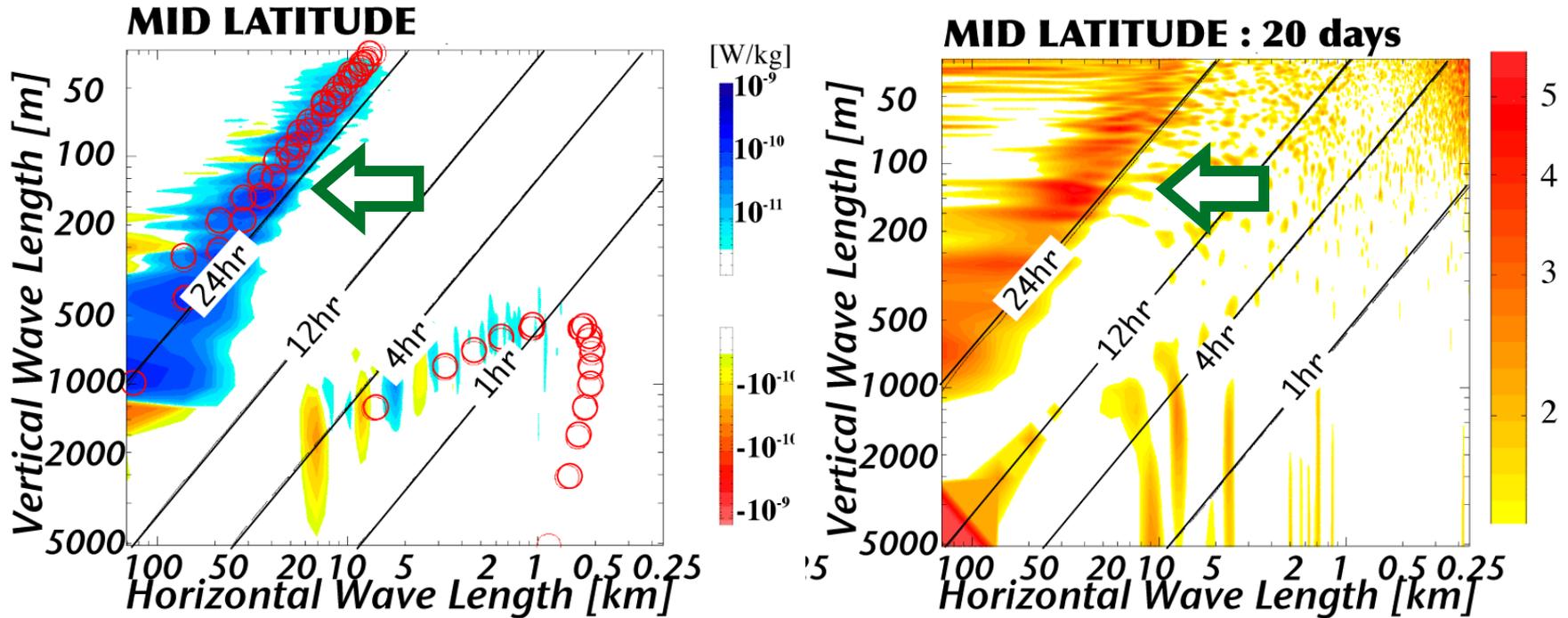
Enhancement of high-vertical-wavenumber, near-inertial current shear



Energy transfer from first-vertical-mode, semi-diurnal internal tide

Bispectra at mid latitude (28°N)

(Red circles indicate the locations where resonant conditions are satisfied for IT)



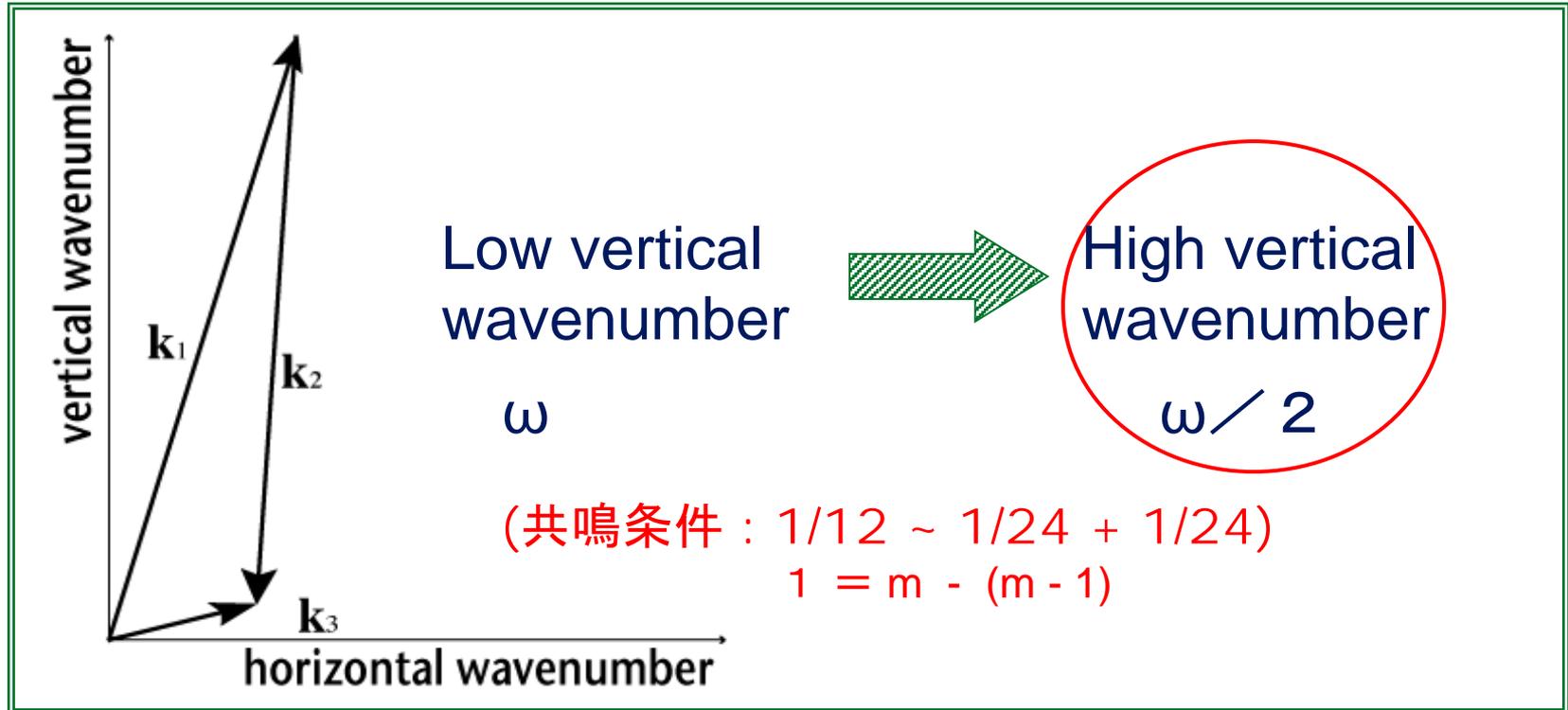
Enhancement of high-vertical-wavenumber,
near-inertial current shear



Energy transfer from first-vertical-mode,
semi-diurnal internal tide

Parametric Subharmonic Instability

(三波共鳴相互作用の一種)

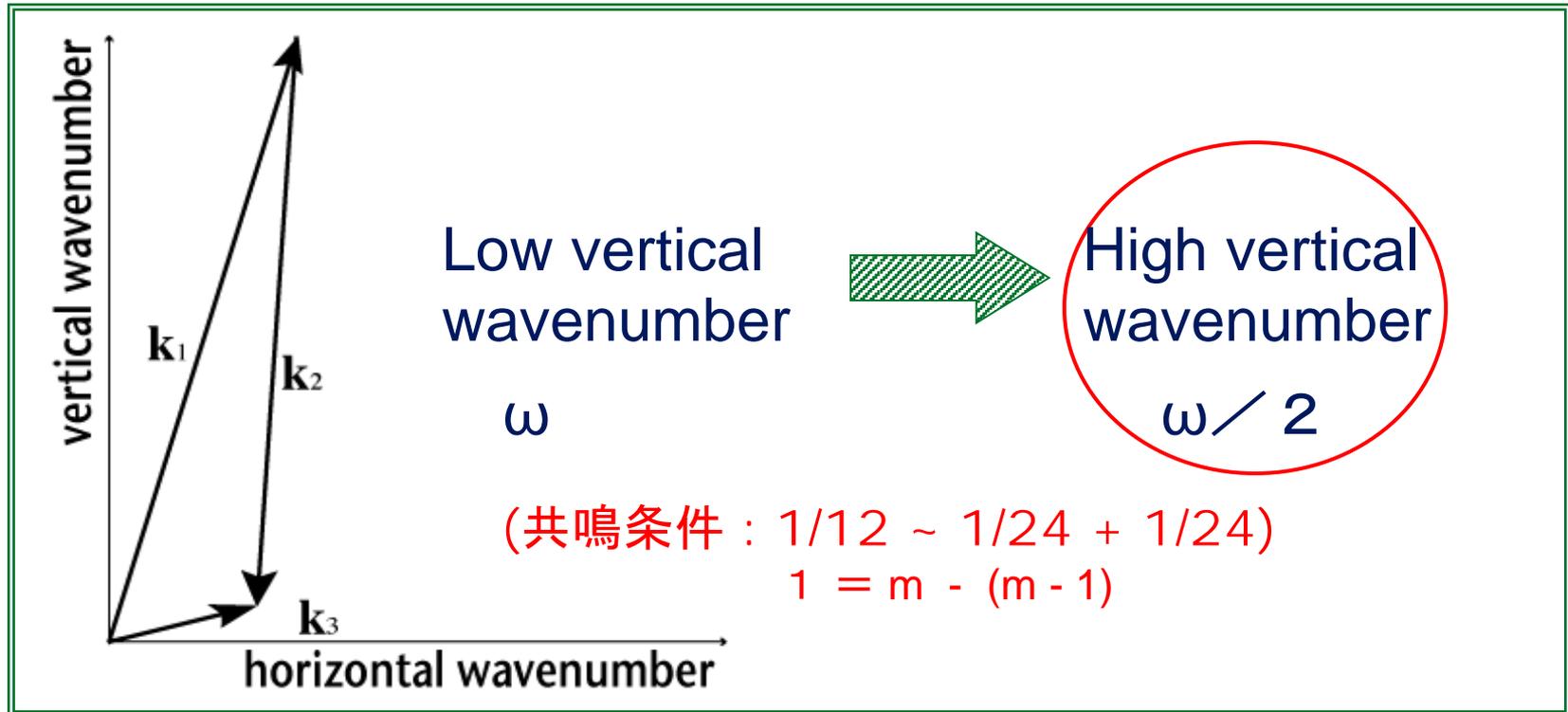


半日周期内部潮汐波 → 近慣性流 (日周期)鉛直シアーの発達



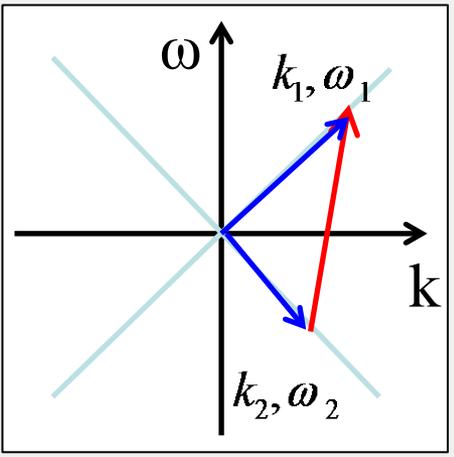
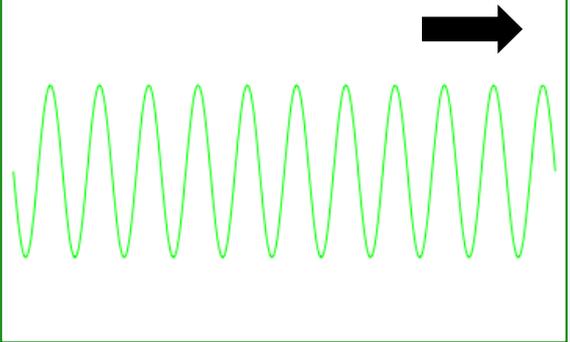
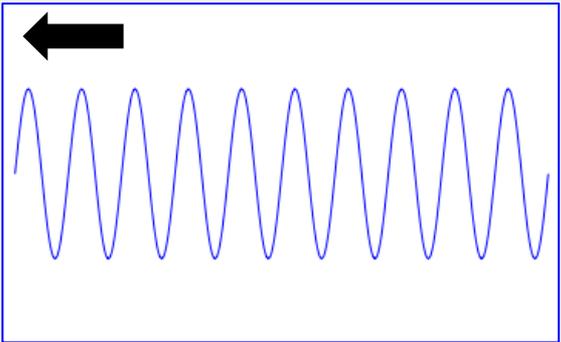
Parametric Subharmonic Instability

(三波共鳴相互作用の一種)

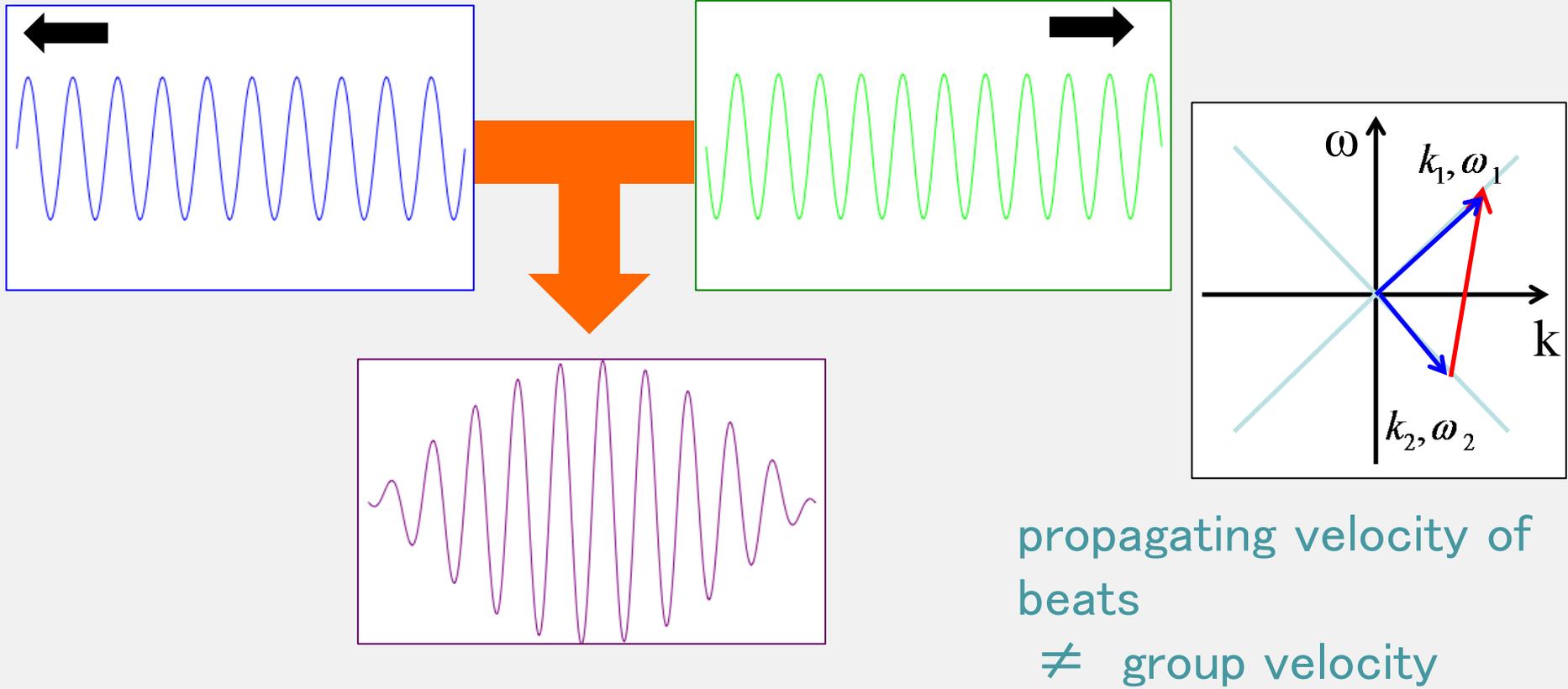


半日周期内部潮汐波 → 近慣性流 (日周期)鉛直シアーの発達

Beats composed of waves propagating in opposite directions

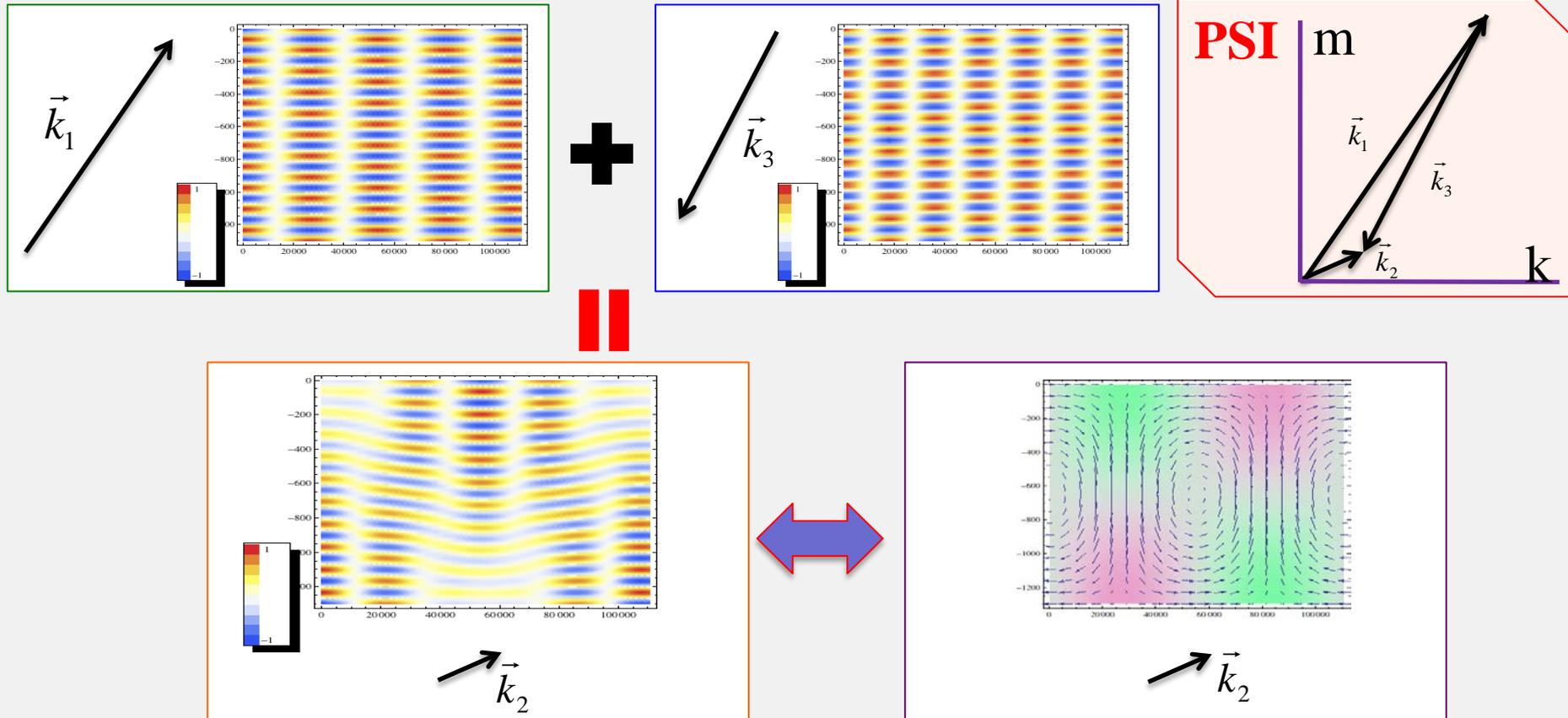


Beats composed of waves propagating in opposite directions



$$\begin{aligned}
 & u_0 \cos(k_1 x - \omega_1 t) + u_0 \cos(k_2 x + \omega_2 t) \\
 &= 2u_0 \cos \frac{1}{2} \underbrace{\{(k_1 + k_2)x - (\omega_1 - \omega_2)t\}}_{\text{small waves}} \cos \frac{1}{2} \underbrace{\{(k_1 - k_2)x - (\omega_1 + \omega_2)t\}}_{\text{large envelopes}}
 \end{aligned}$$

Visual explanation of resonant triad interaction

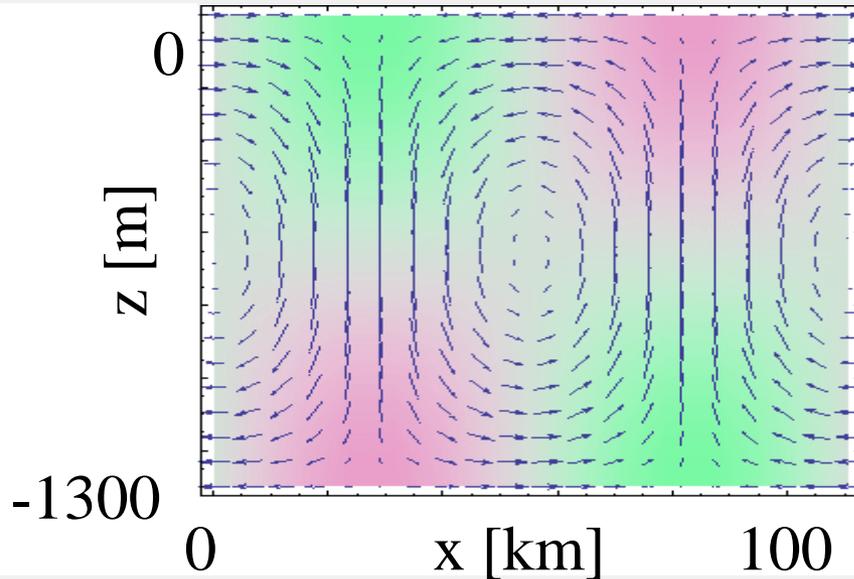


Onuki and Hibiya(2015)

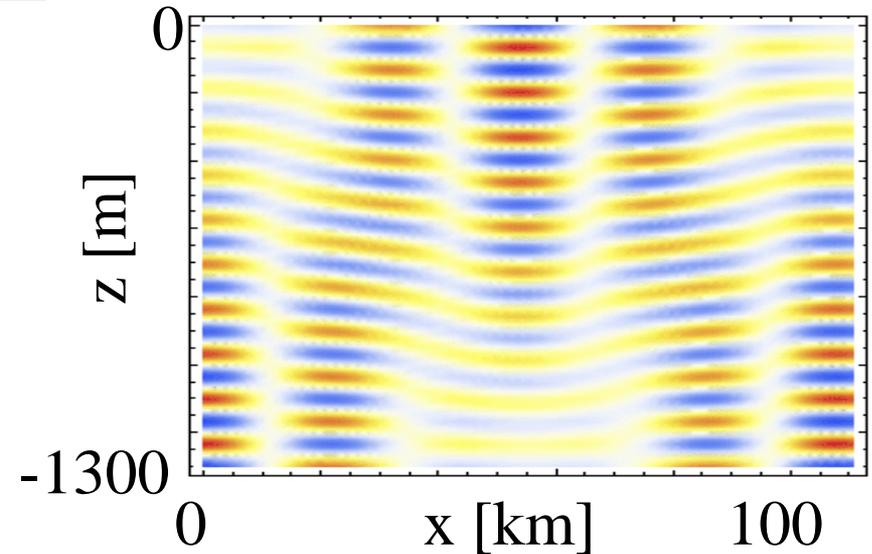
$\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{k}_0, \omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ Conditions to keep the **phase relationship**

Phase relation between tide and near-inertial waves

Onuki and Hibiya(2015)



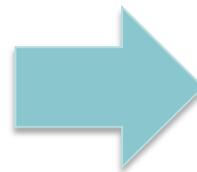
Tidal flow \vec{k}_0, ω_0



Beats of near-inertial waves $\vec{k}_1 - \vec{k}_2, \omega_1 + \omega_2$

Conditions to keep
the **phase relation**

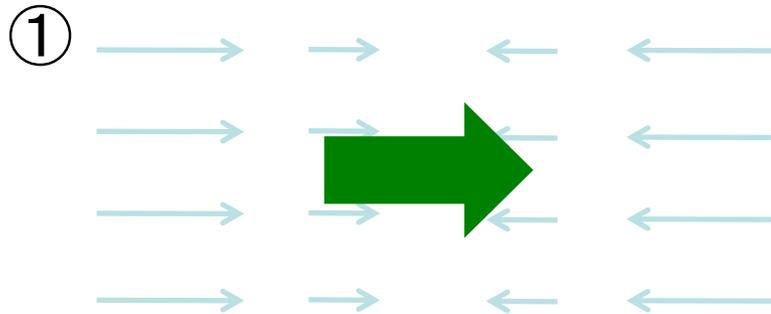
$$\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{k}_0, \omega_1 + \omega_2 = \omega_0$$



Convergence areas match
maximum velocity areas

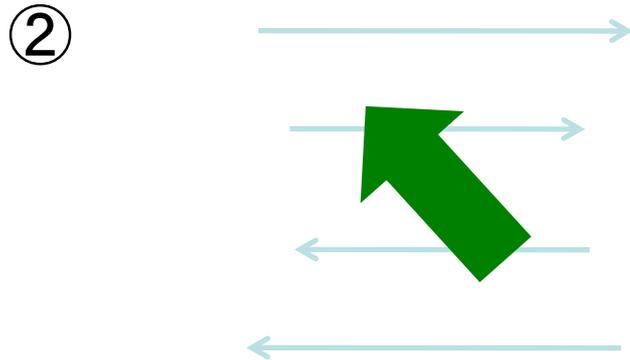
Energy transfer

Flow acceleration caused by background current

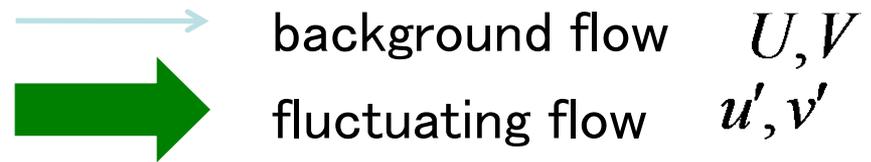


Flow along the background convergence direction

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} + u' \frac{\partial U}{\partial x} + v' \frac{\partial U}{\partial y} = \text{other terms.} \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + u' \frac{\partial V}{\partial x} + v' \frac{\partial V}{\partial y} = \text{other terms.} \end{cases}$$

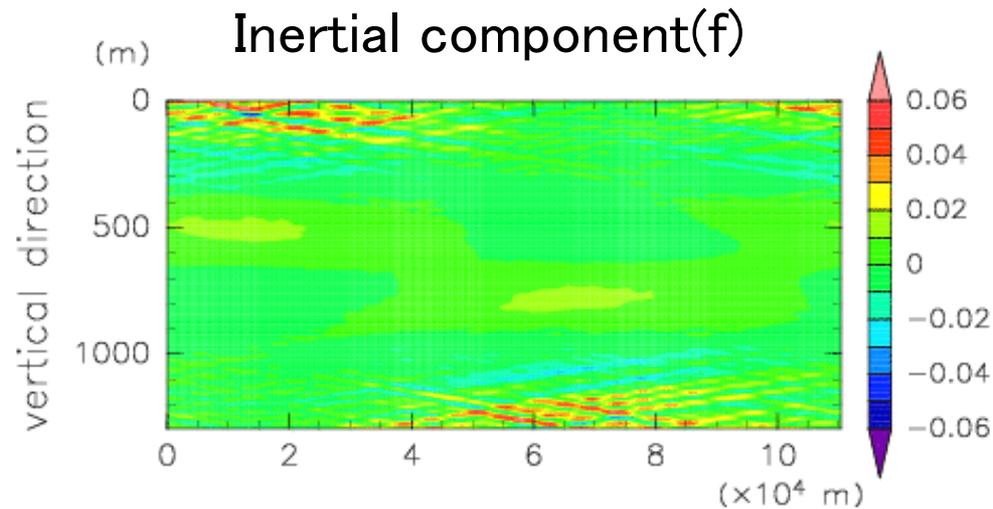
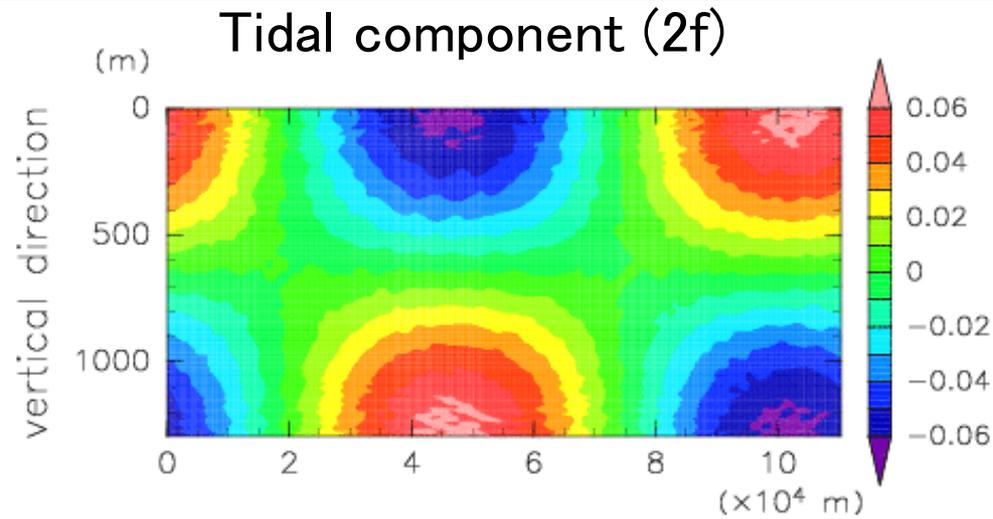


Flow obliquely crossing the background shear layer

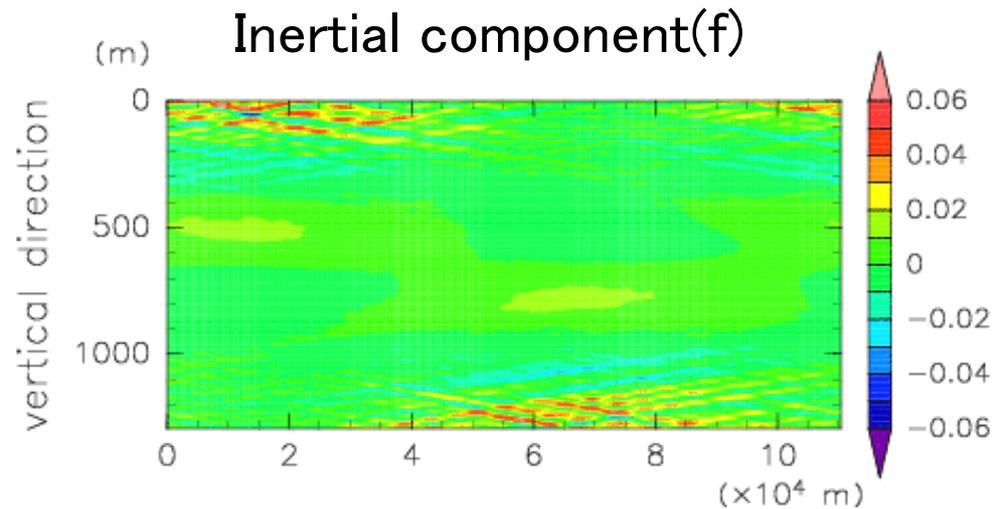
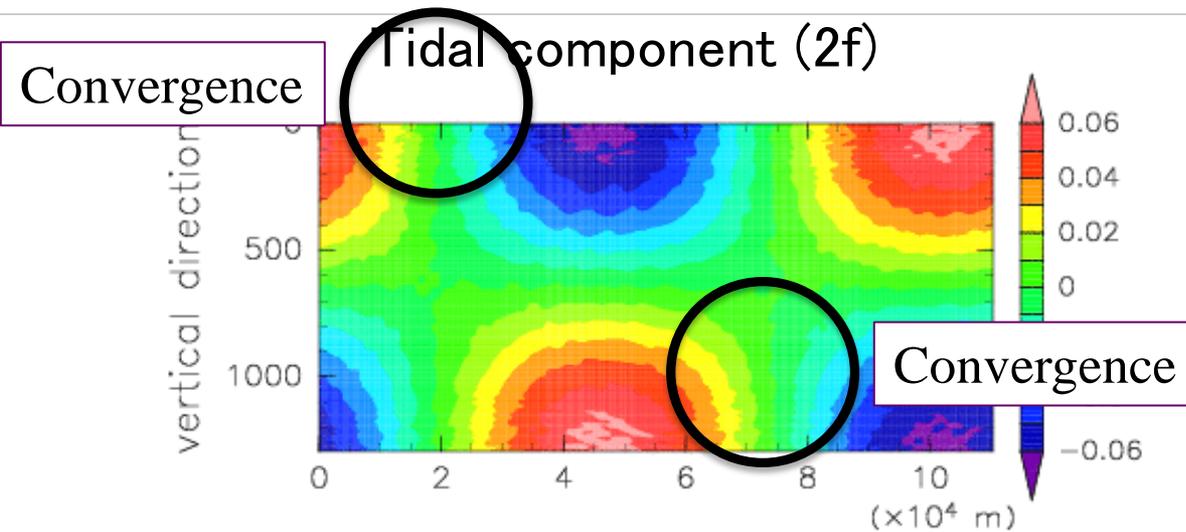


Time variation of back ground currents can cause **parametric resonance**

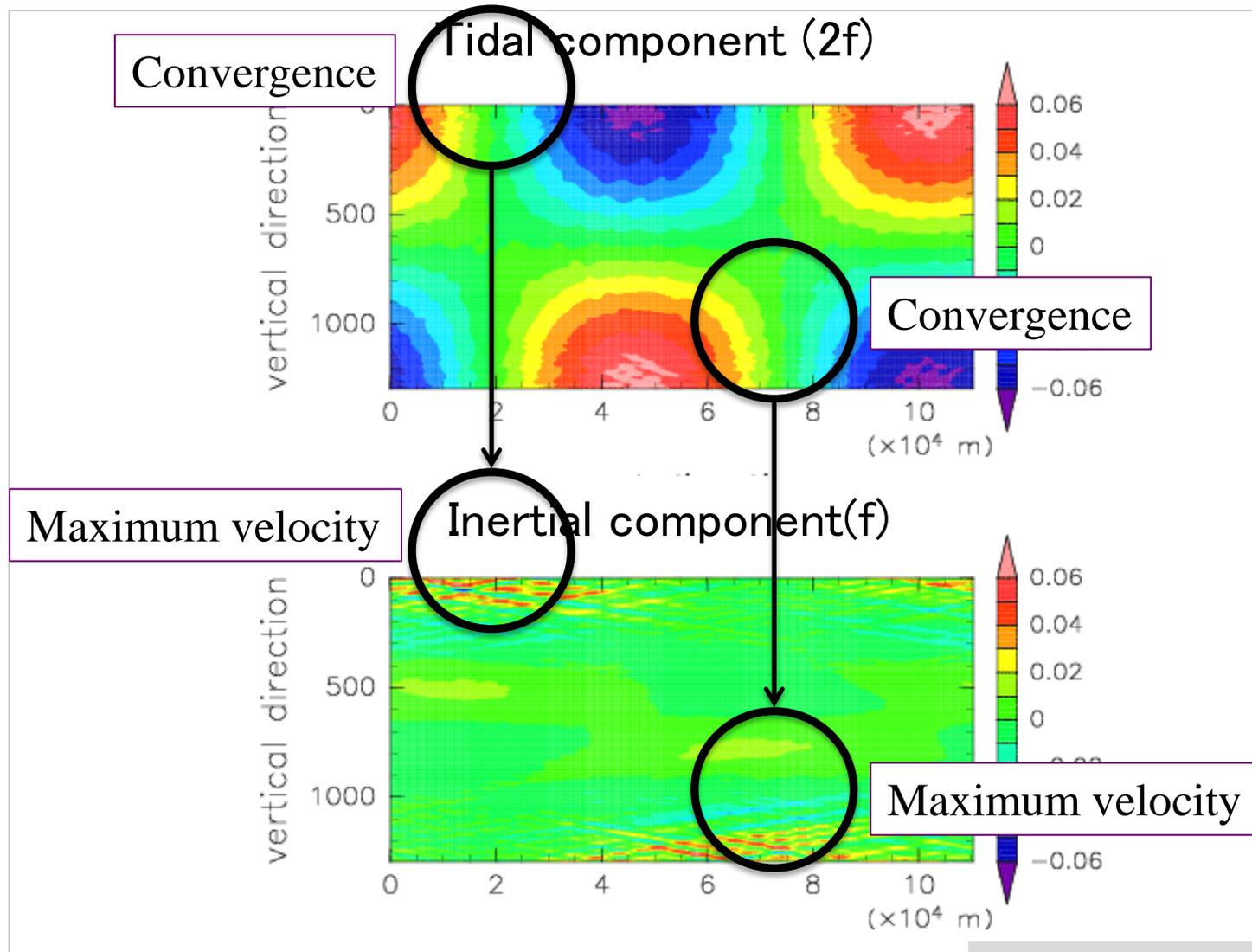
Velocity field of numerical experiment



Velocity field of numerical experiment

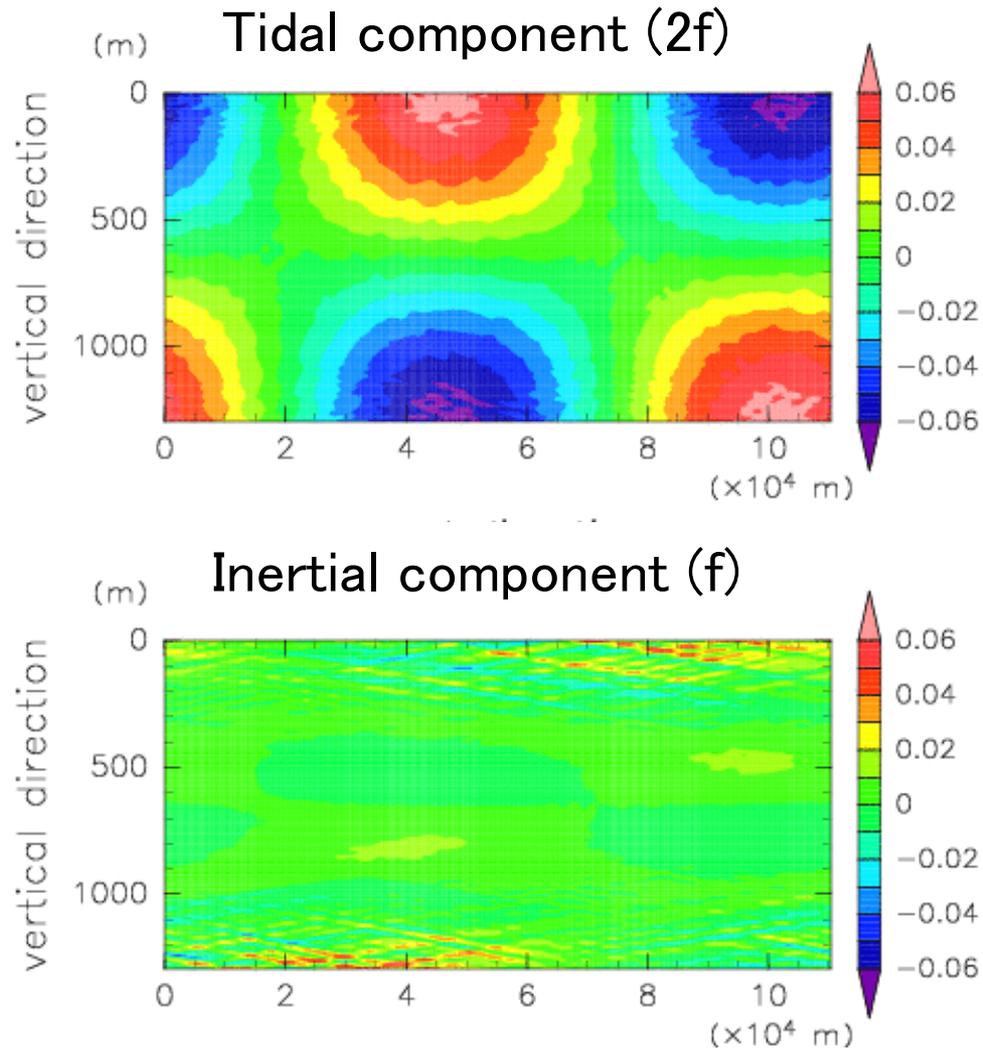


Velocity field of numerical experiment

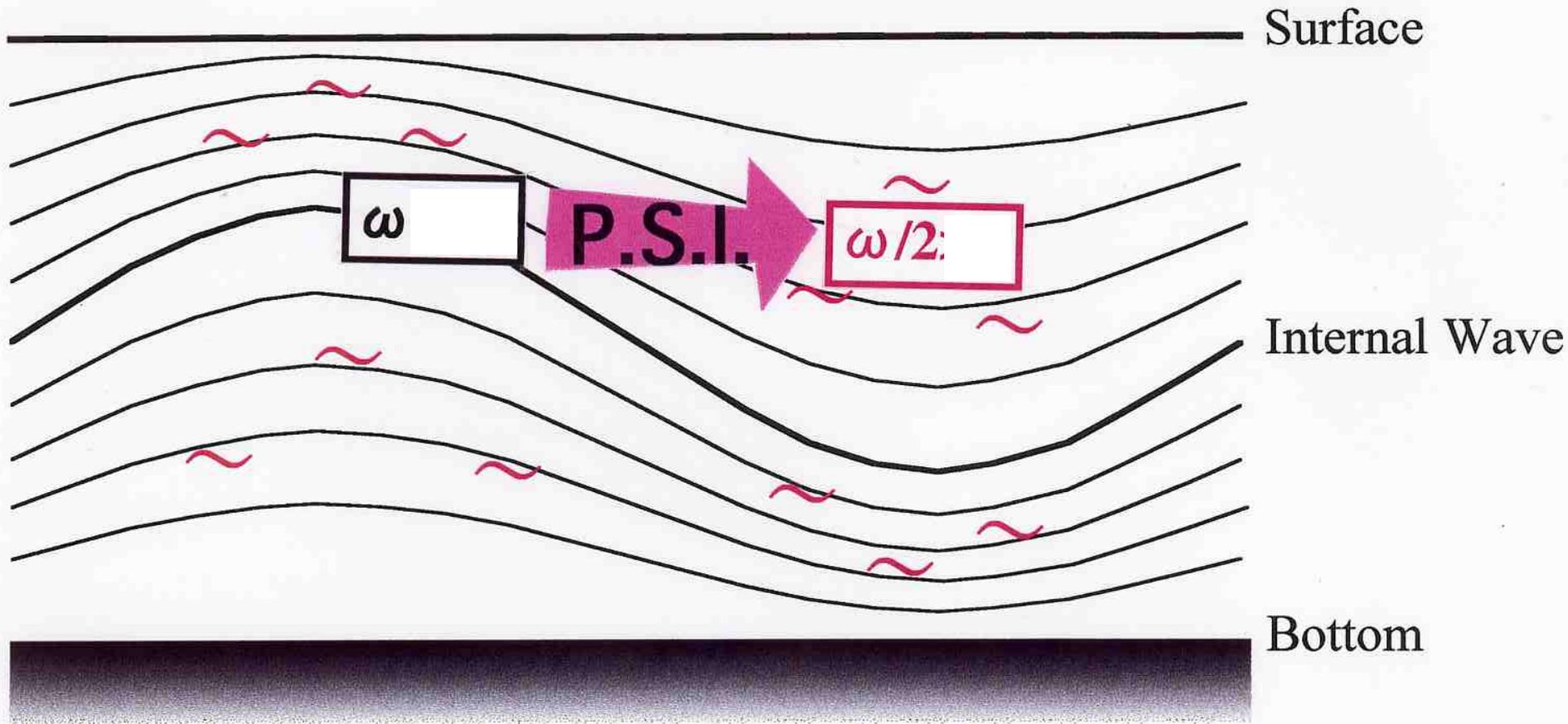


Velocity field of numerical experiment

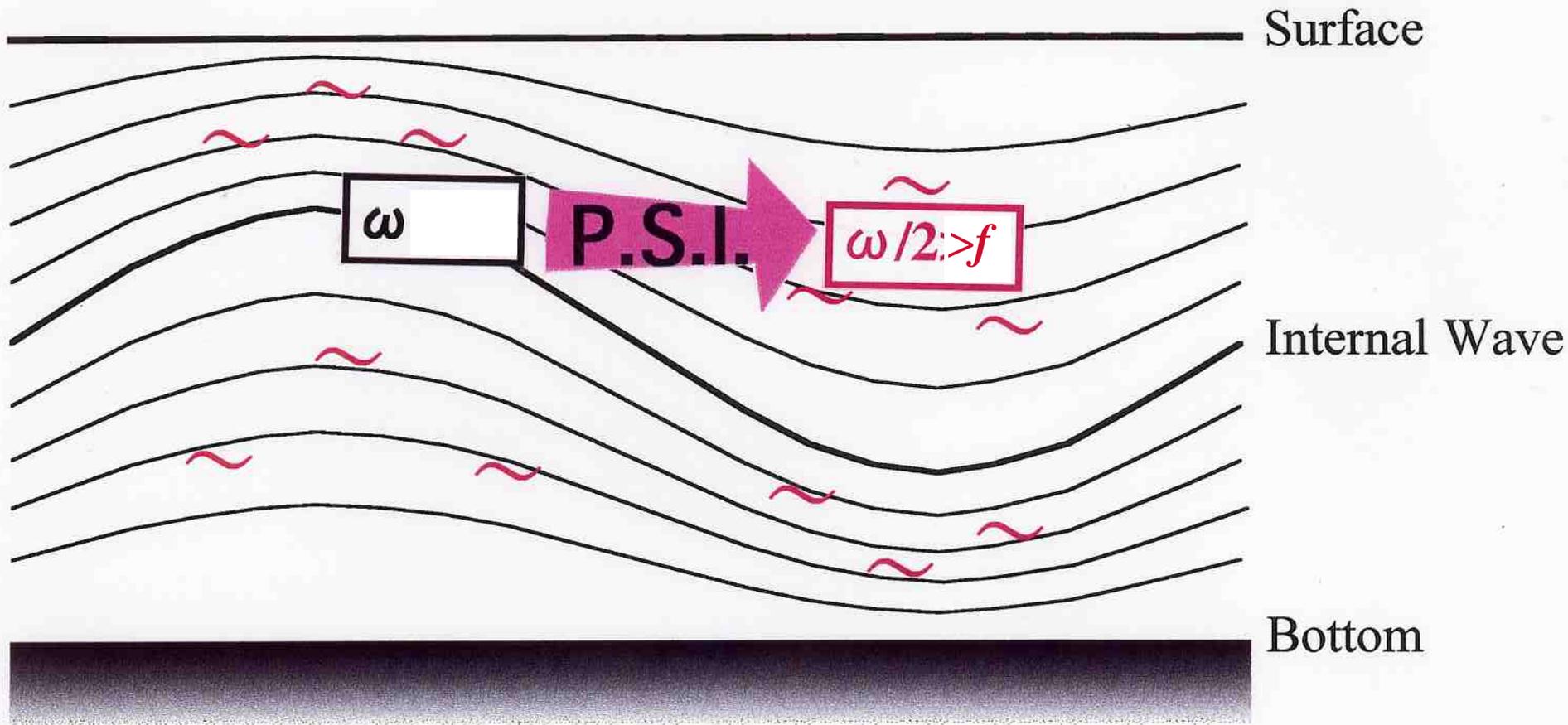
Phase relation between tide and near-inertial waves



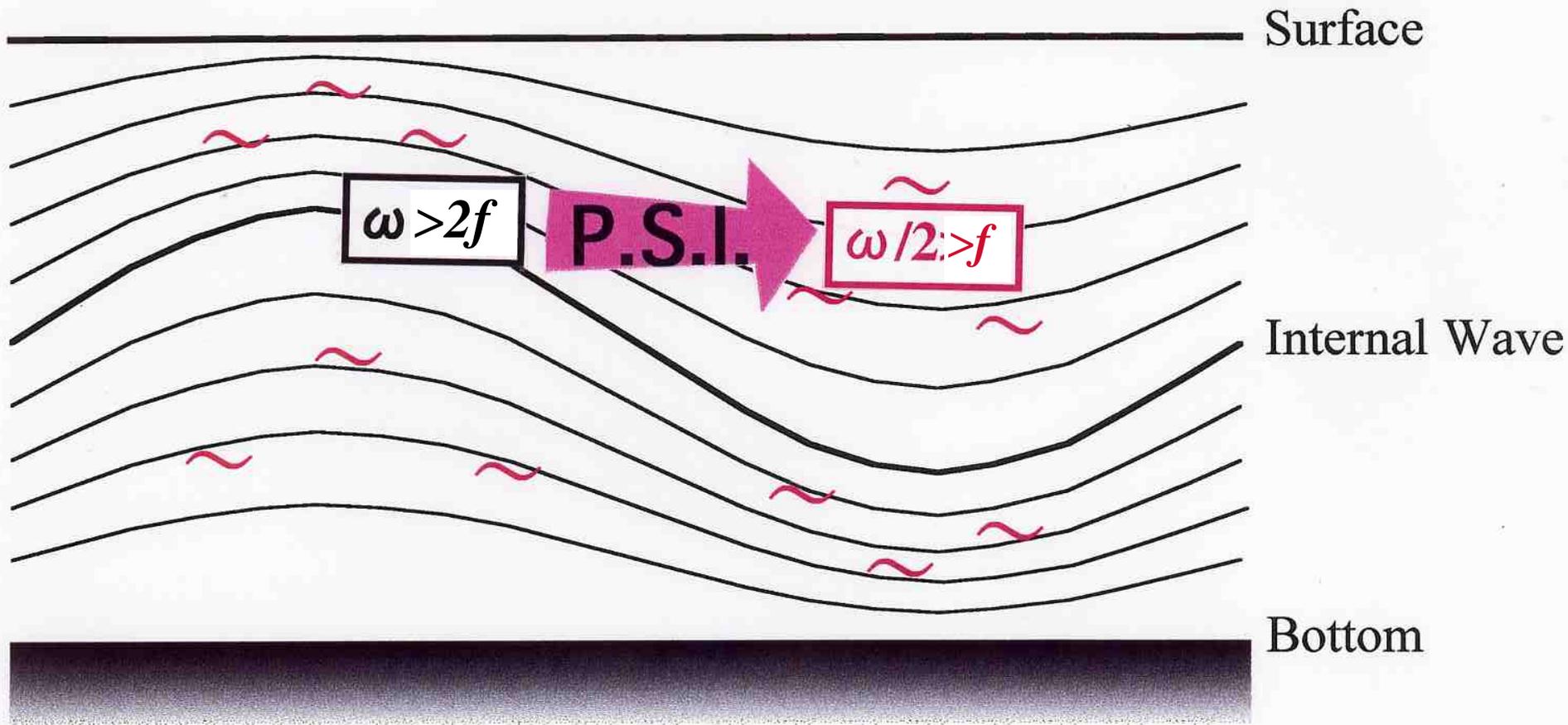
Parametric Subharmonic Instability (P.S.I.)



Parametric Subharmonic Instability (P.S.I.)

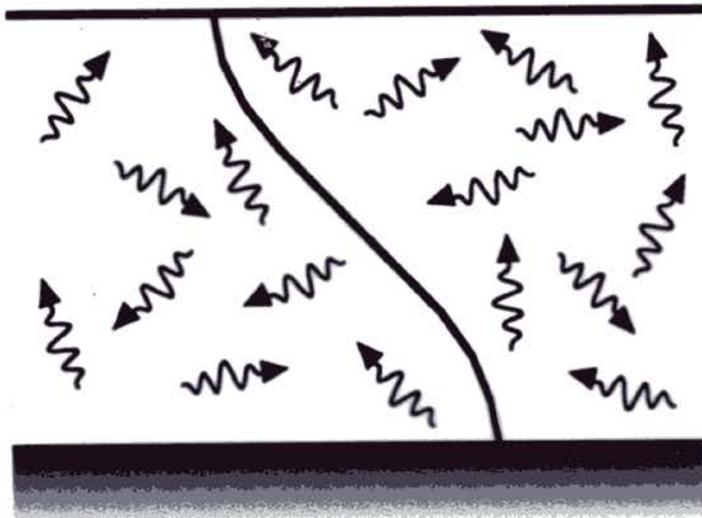


Parametric Subharmonic Instability (P.S.I.)

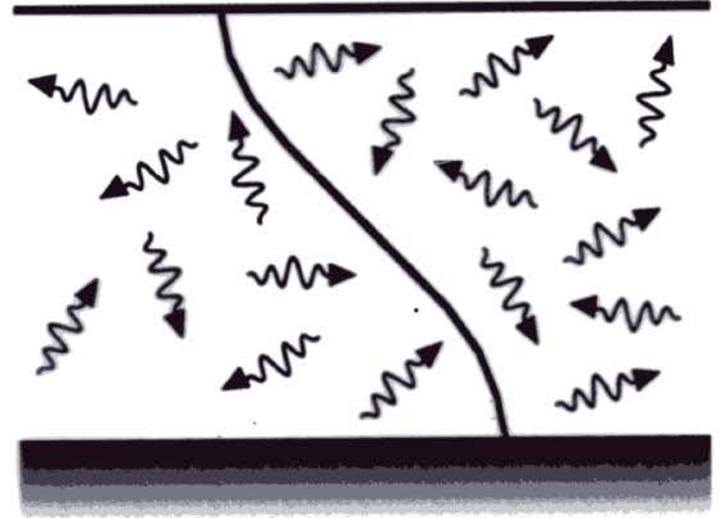


アリューシャン海嶺 (49°N)

GM + 1st Mode M_2 Tide ($\omega_{M_2}=1.28 f$)

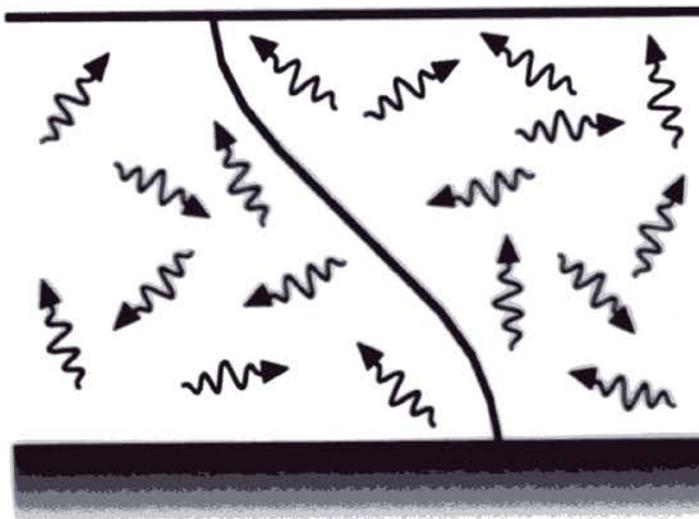


エネルギーカスケードなし

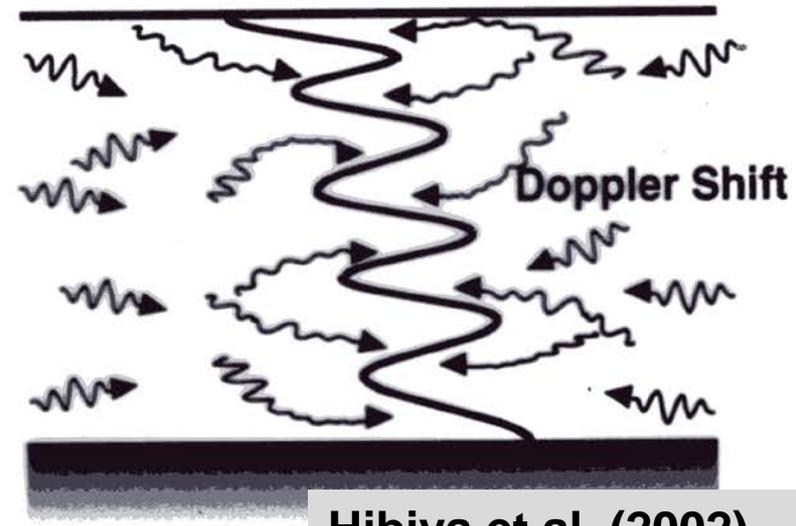


ハワイ海嶺 (28°N)

GM + 1st Mode M_2 Tide ($\omega_{M_2}=2.08 f$)

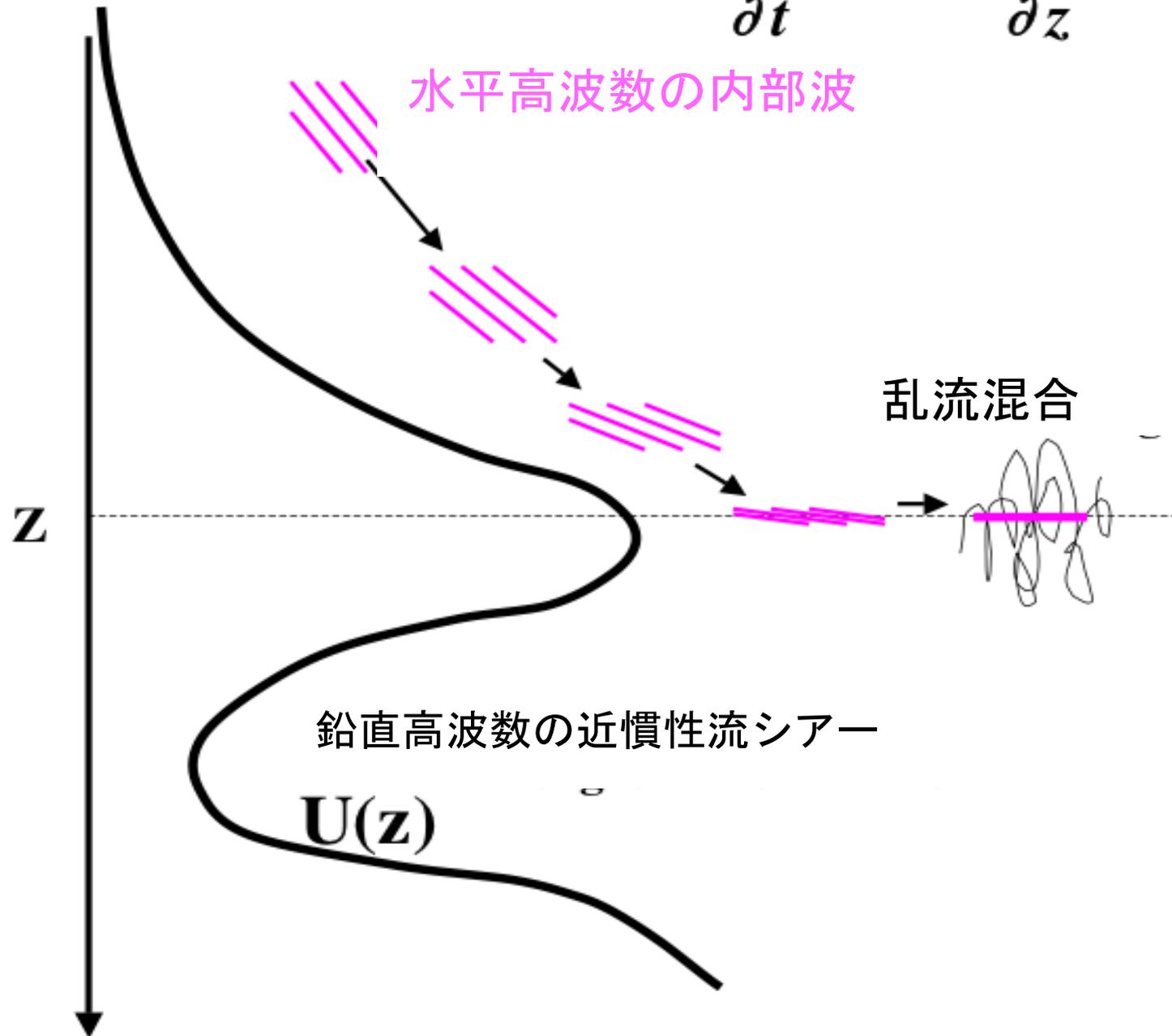


エネルギーカスケード!



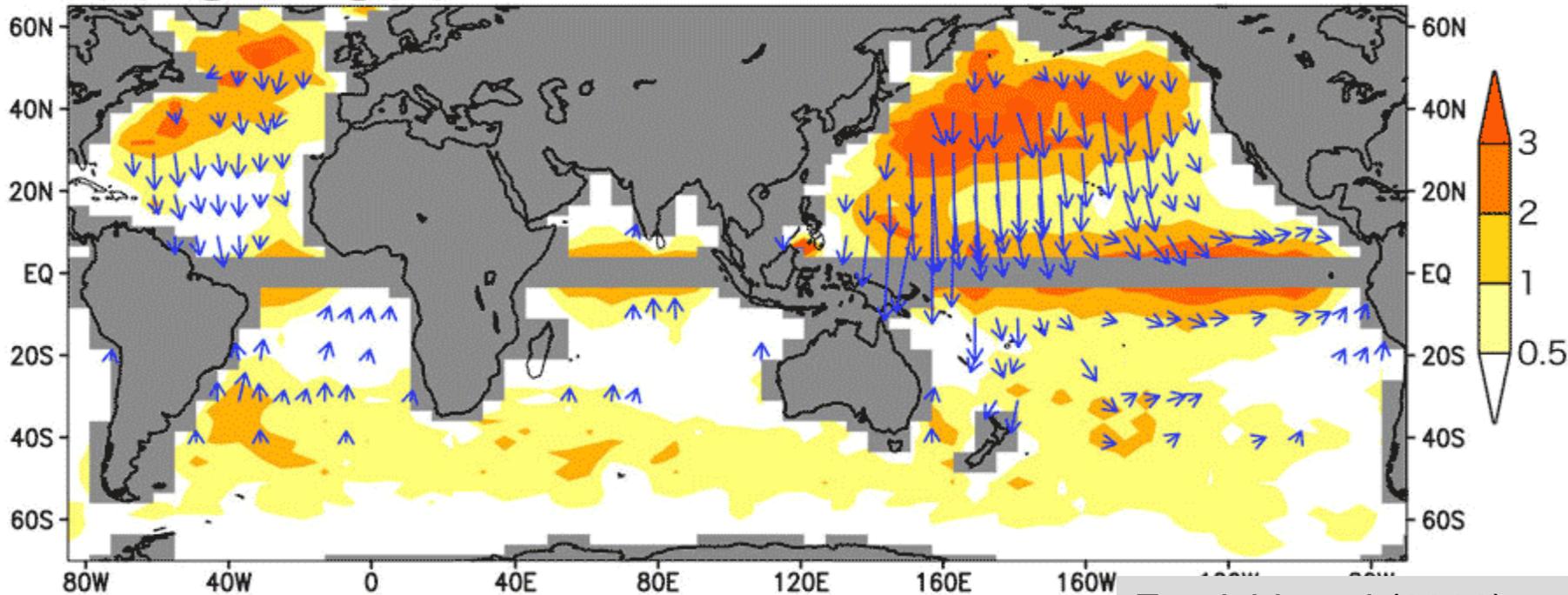
Hibiya et al. (2002)

ドップラーシフト $\frac{\partial m}{\partial t} = -k \frac{\partial U(z)}{\partial z}$



Internal Wave Energy in the Deep Ocean

12-01-02



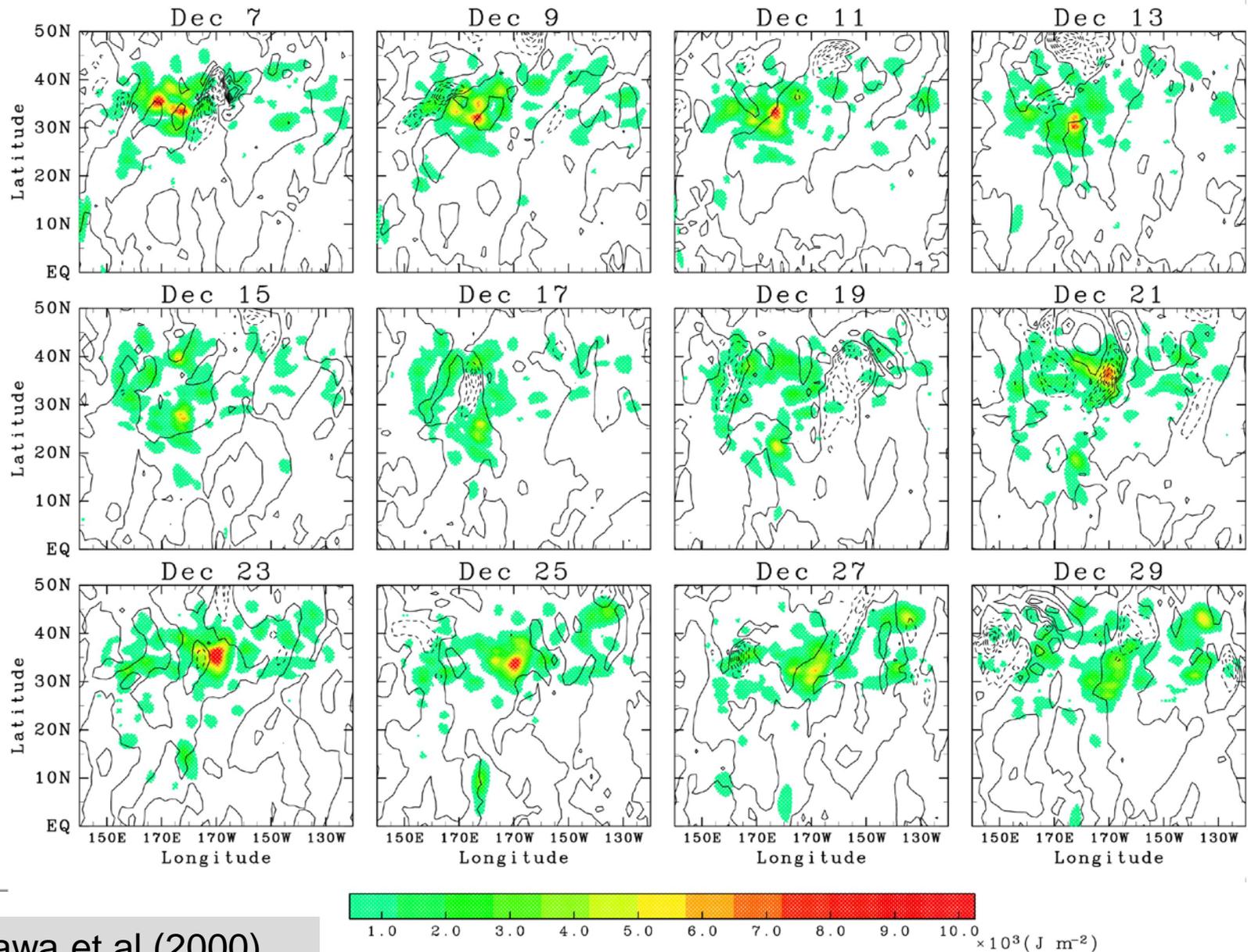
Furuichi et al.(2008)

Red shading [kJ/m^2] :
depth-integrated internal wave energy

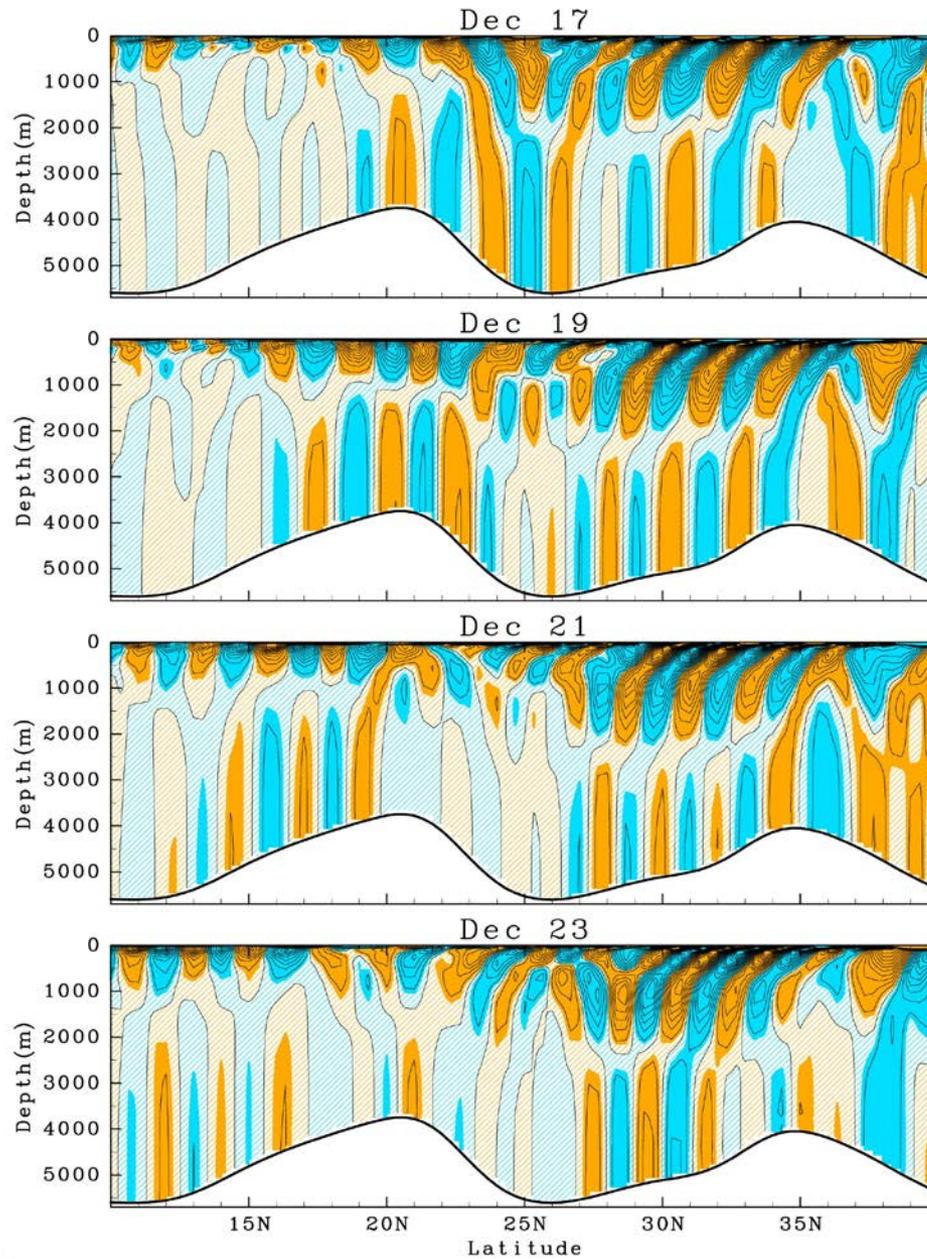
Arrow (\rightarrow) [kW/m] :
depth-integrated horizontal energy flux

Horizontal energy fluxes are globally directed equatorward away from the generation regions.

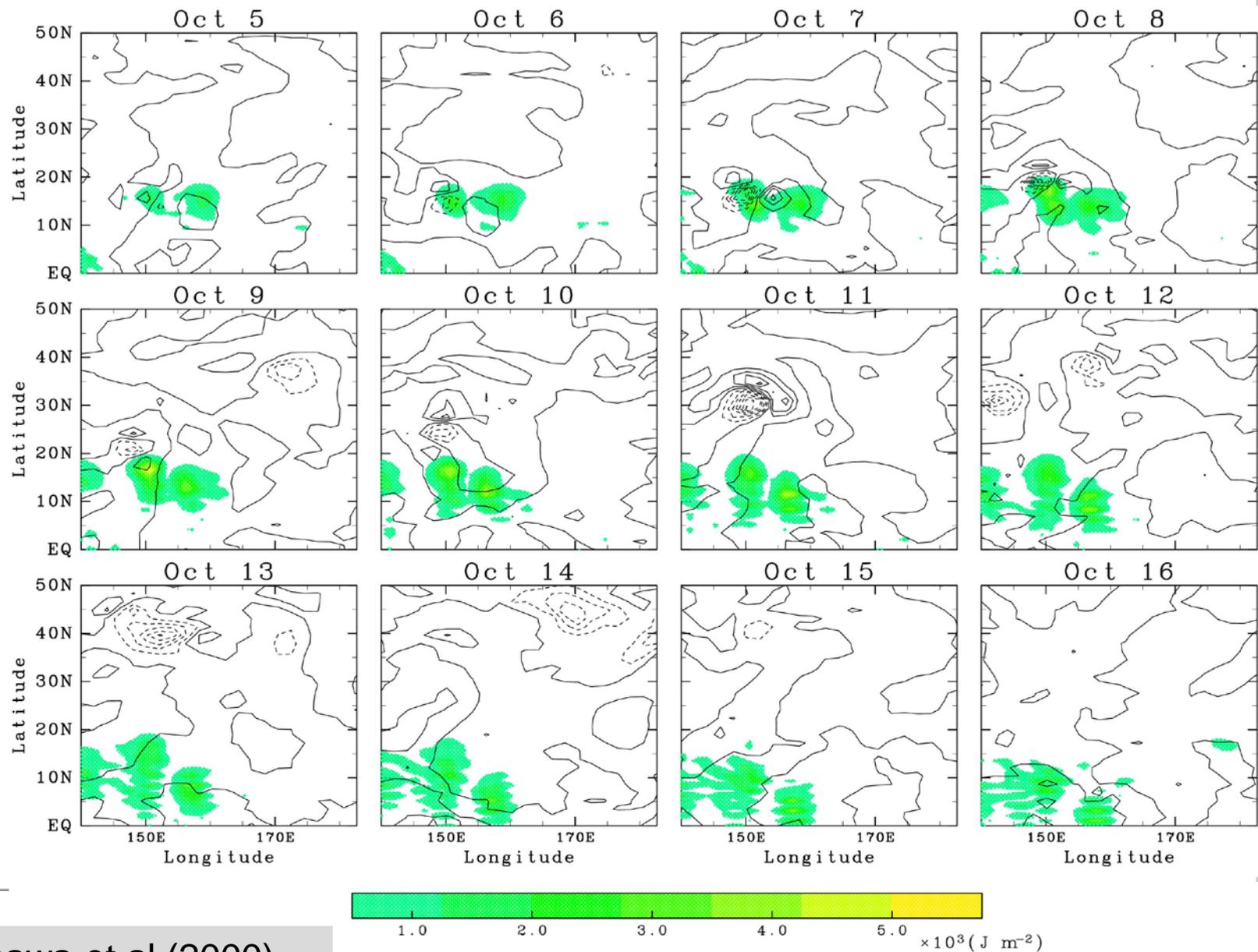
Propagation of Mode 1 near-inertial internal waves from the midlatitudes (30°N-45°N)



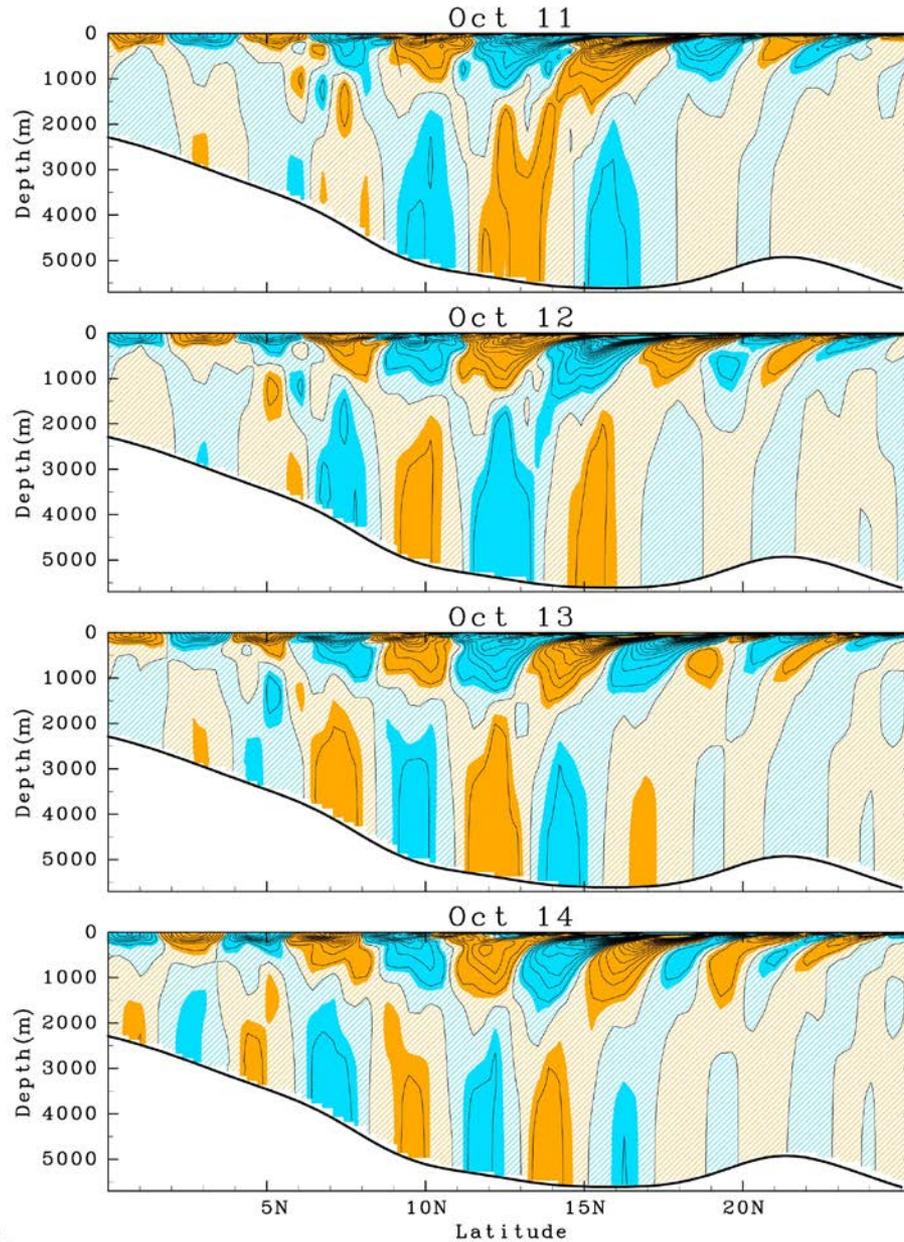
Vertical structure of the meridional component of horizontal velocity



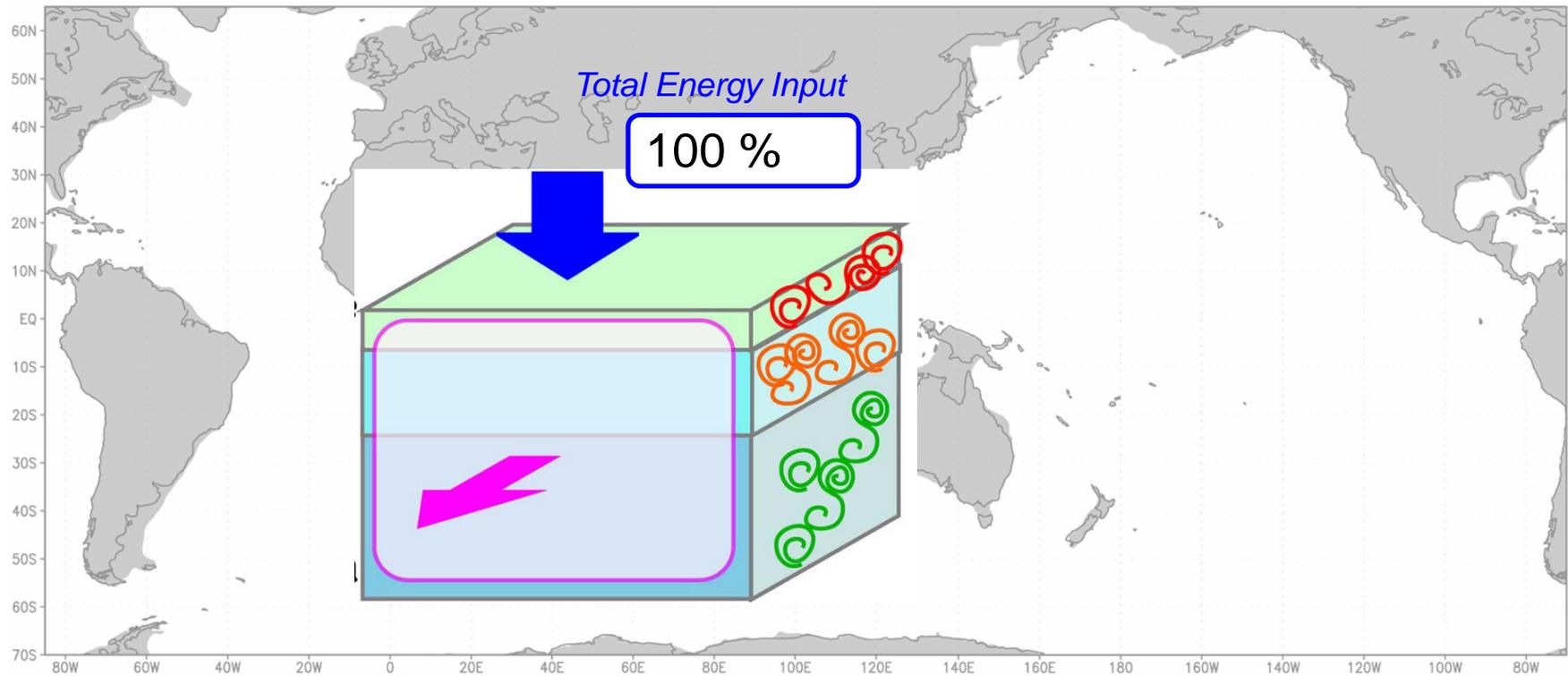
Propagation of Mode 1 near-inertial internal waves from the midlatitudes (30°N-45°N)



Vertical structure of the meridional component of horizontal velocity



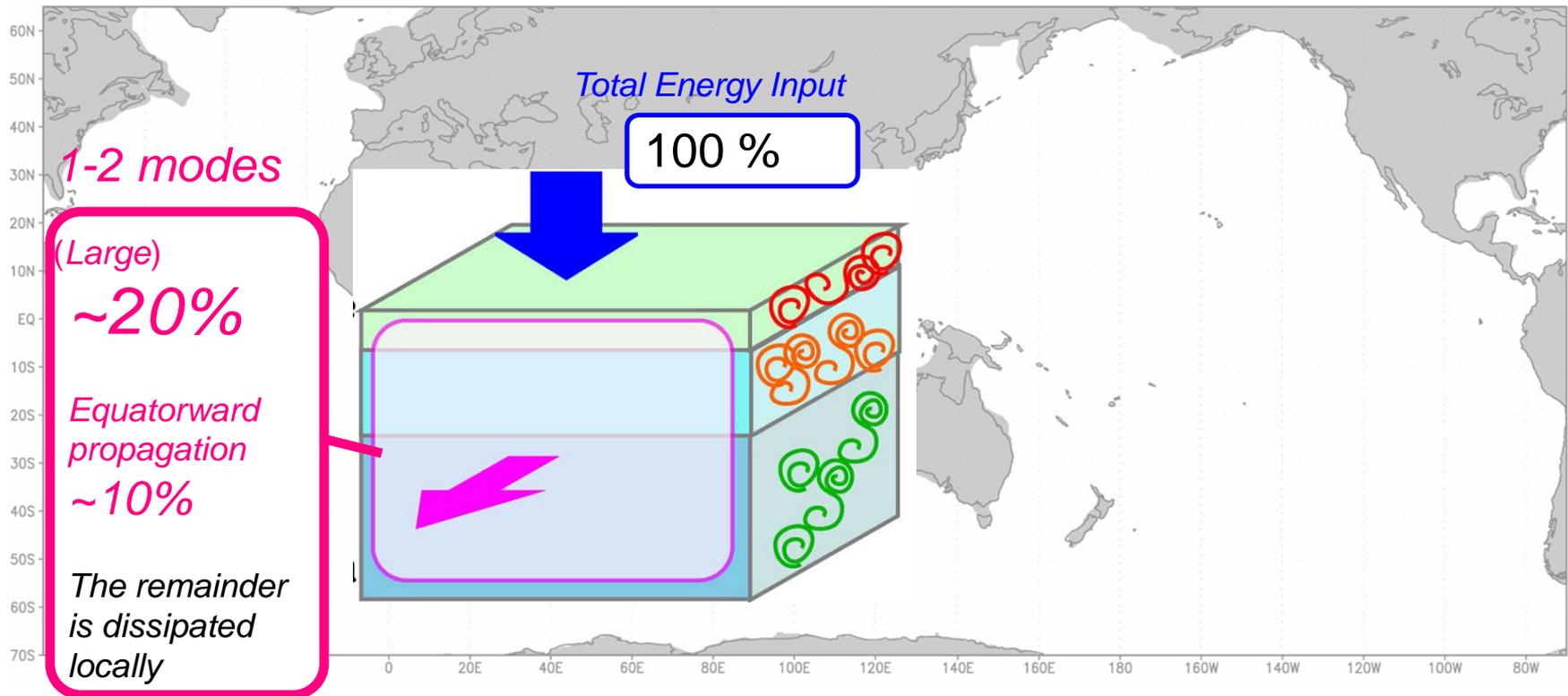
Propagation and Dissipation for Each Scale IW



Furuichi et al.(2008)

The result that
large part of energy resides in high vertical modes
is consistent with

Propagation and Dissipation for Each Scale IW

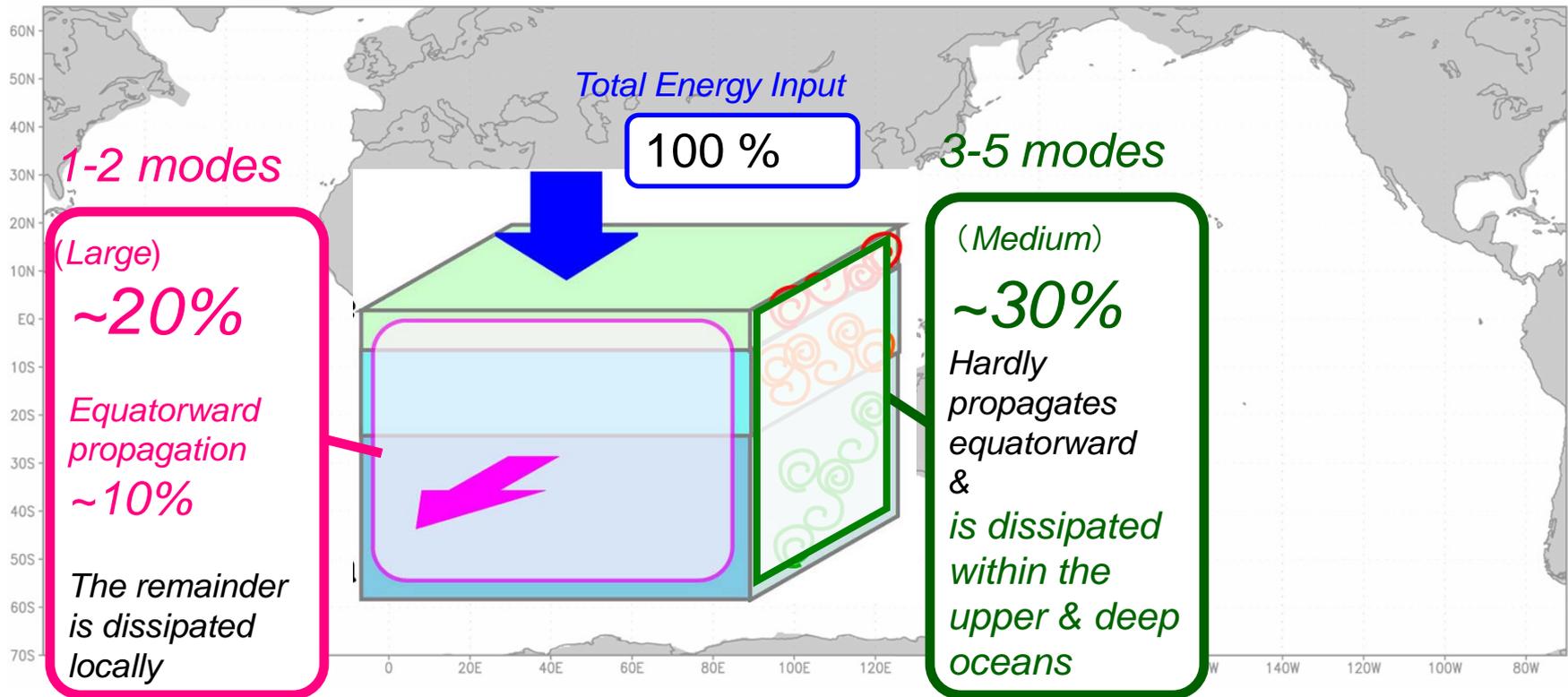


Furuichi et al.(2008)

The result that

large part of energy resides in high vertical modes
is consistent with

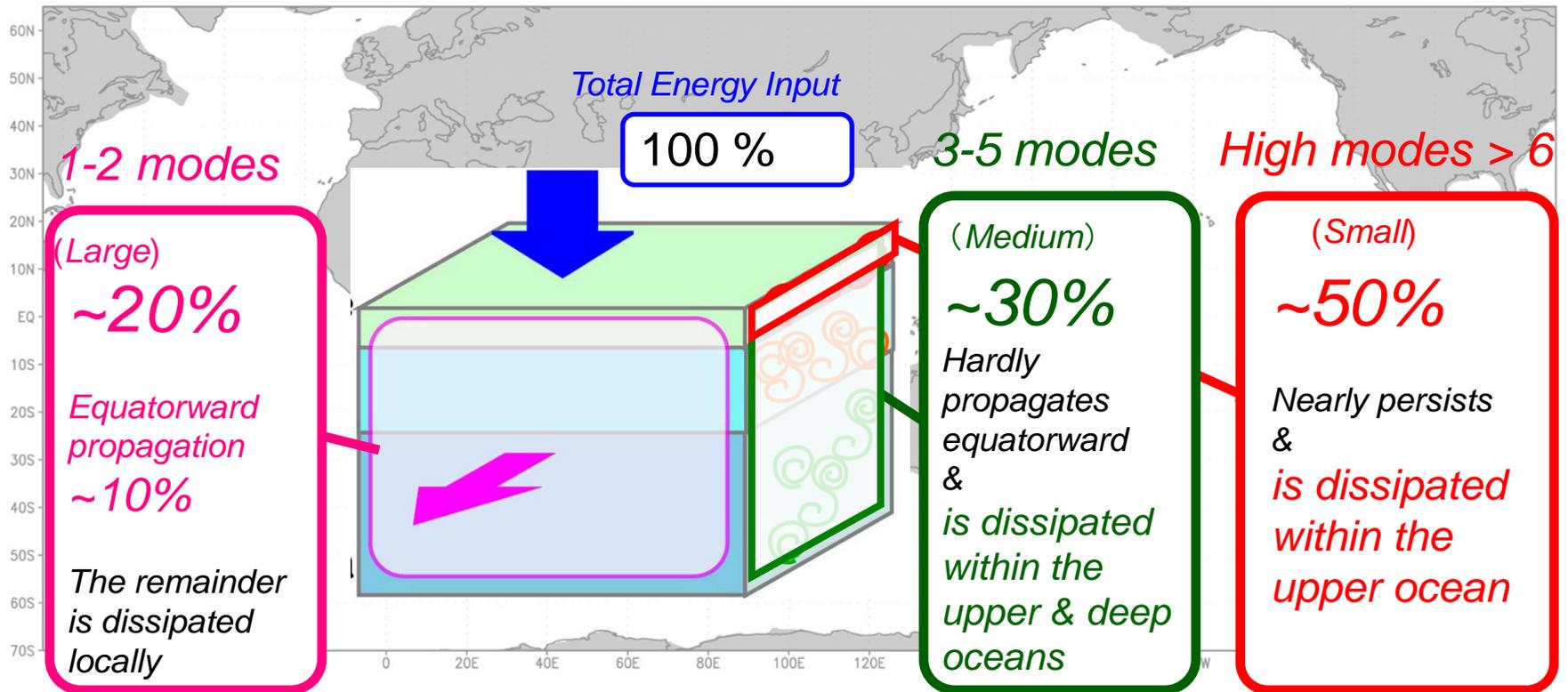
Propagation and Dissipation for Each Scale IW



Furuichi et al.(2008)

The result that
large part of energy resides in high vertical modes
is consistent with

Propagation and Dissipation for Each Scale IW

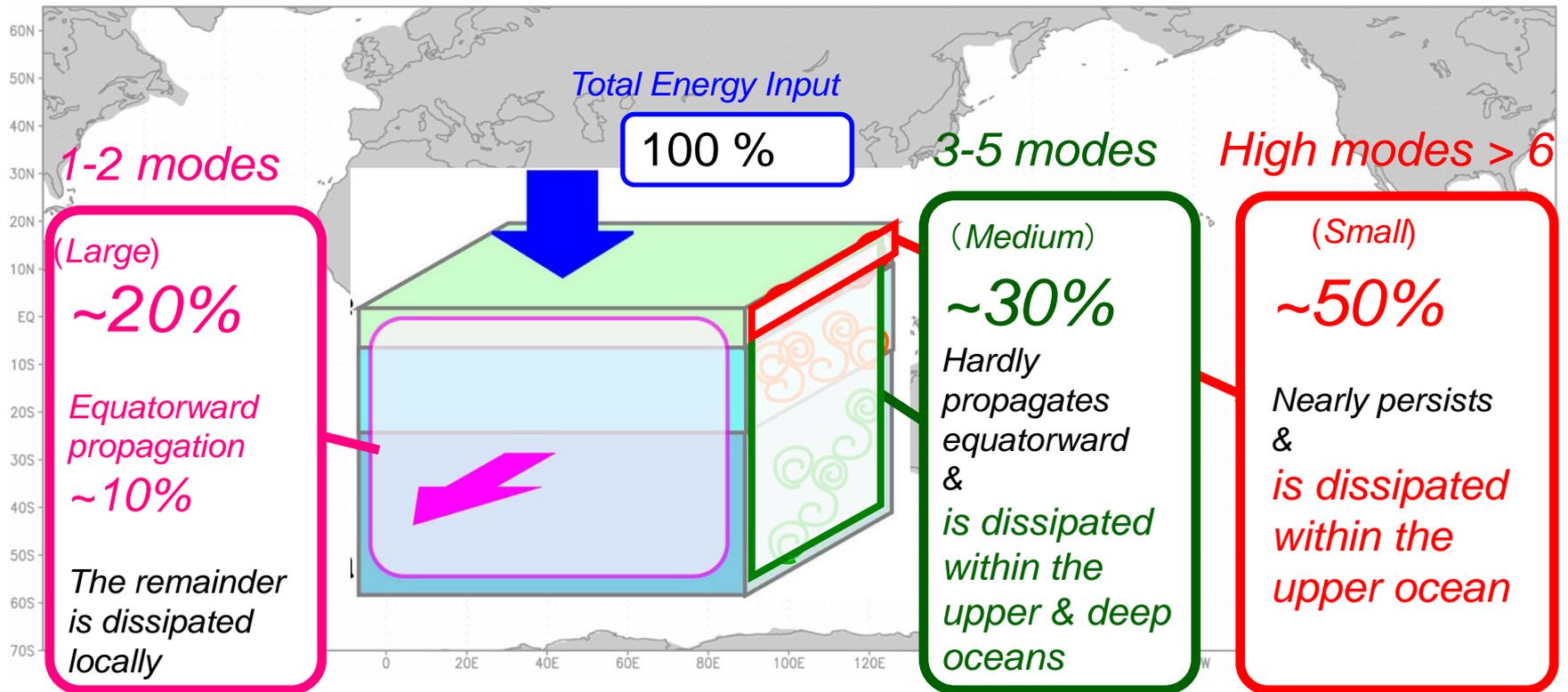


Furuichi et al.(2008)

The result that

large part of energy resides in high vertical modes
is consistent with

Propagation and Dissipation for Each Scale IW

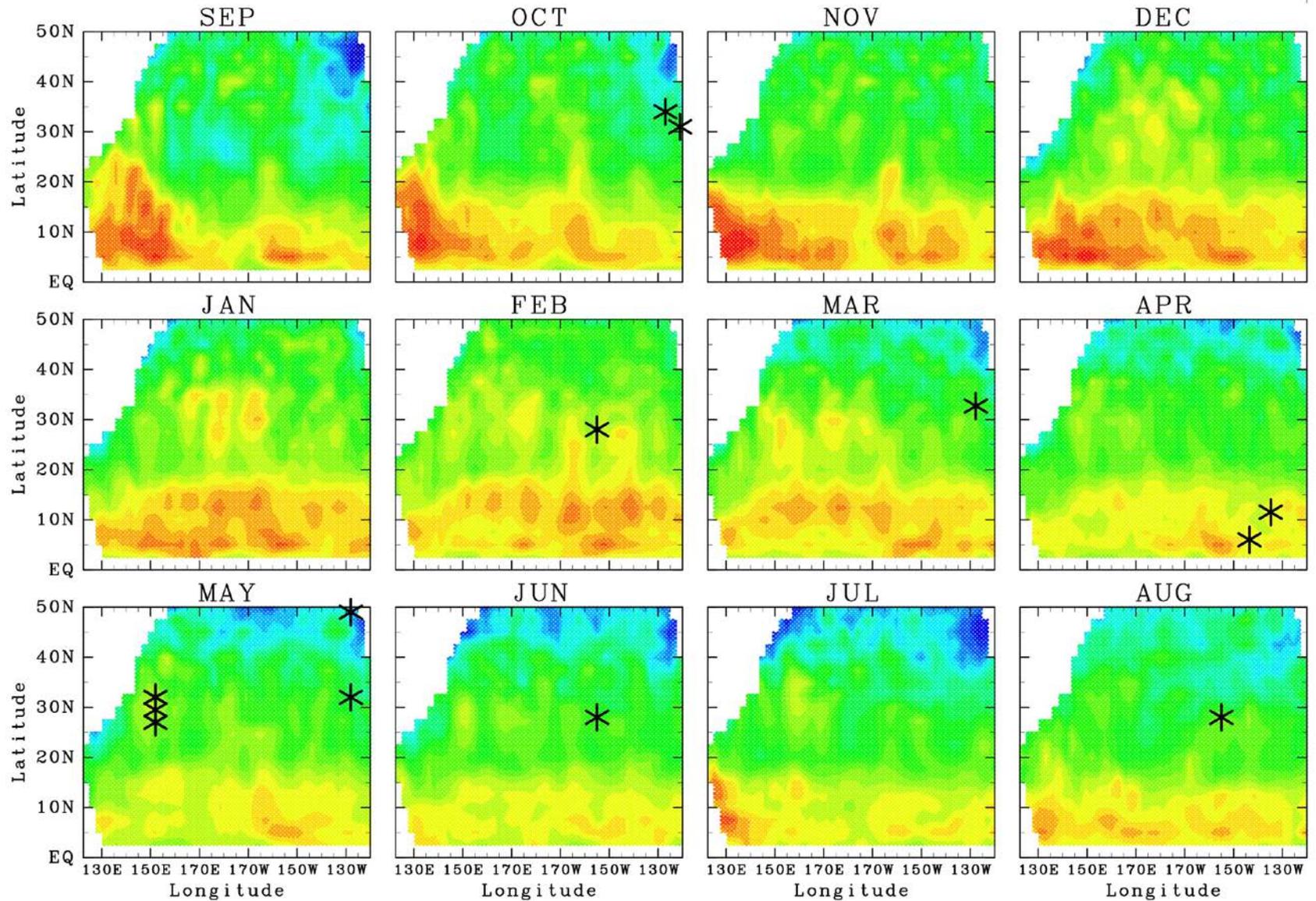


Furuichi et al.(2008)

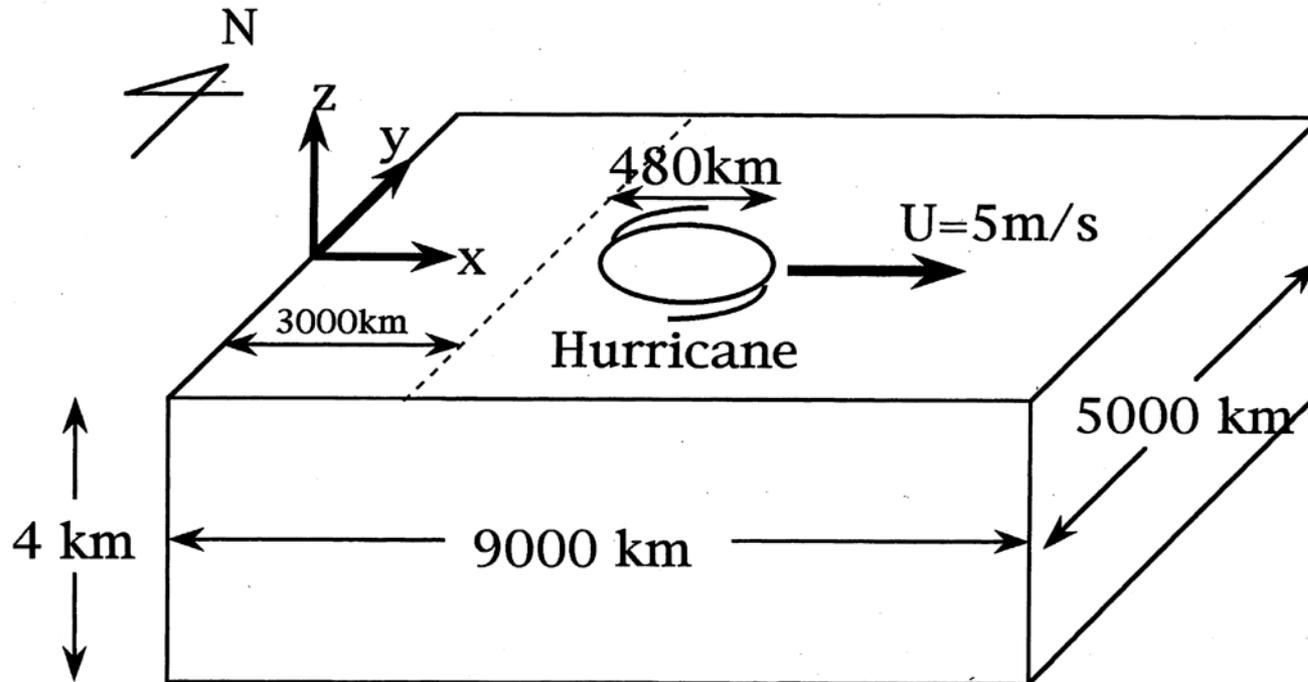
The result that
large part of energy resides in high vertical modes
is consistent with

☆ Large part of energy input is dissipated in the upper 150m.

Energy distribution for the lowest three vertical mode internal waves with 2f-3f



海洋上を伝播する大気擾乱から海洋内部波場への エネルギー輸送過程の数値実験



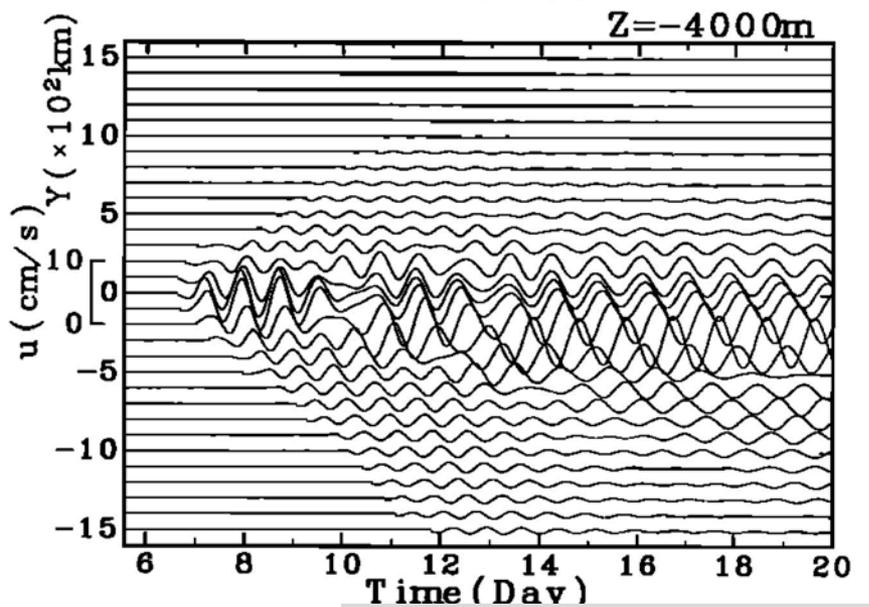
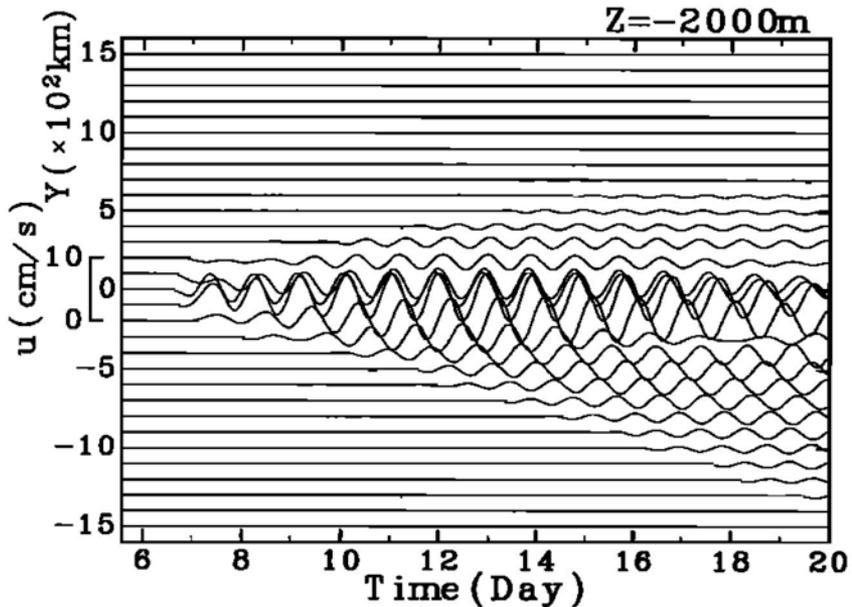
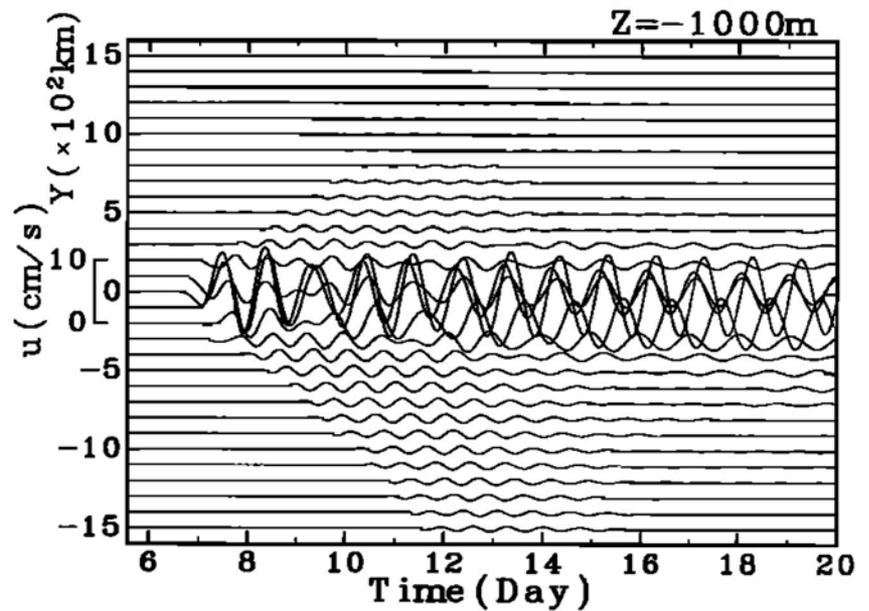
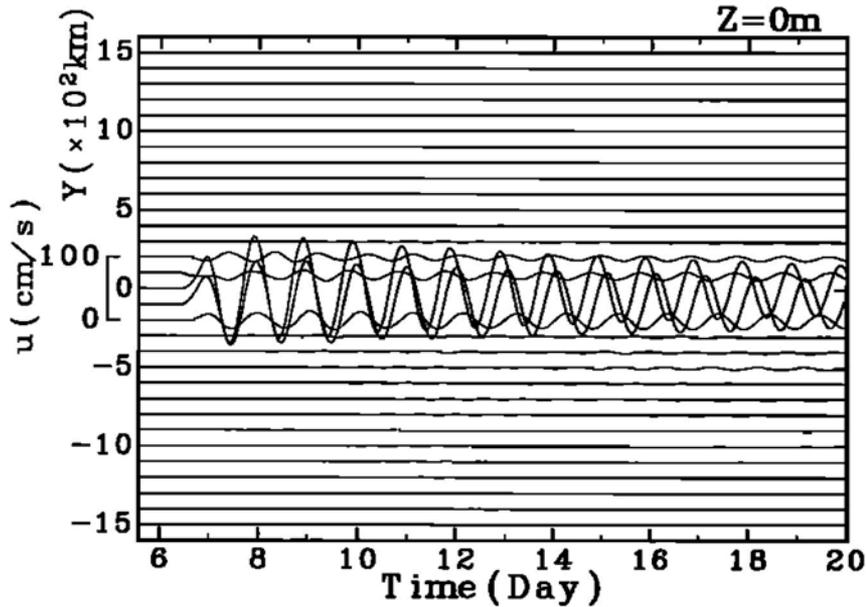
基礎方程式: β 面、静水圧近似をした Navier Stokes eq.

$\Delta x = \Delta y = 10(\text{km})$, $\Delta z = 100(\text{m})$ (900 × 500 × 40 grids)

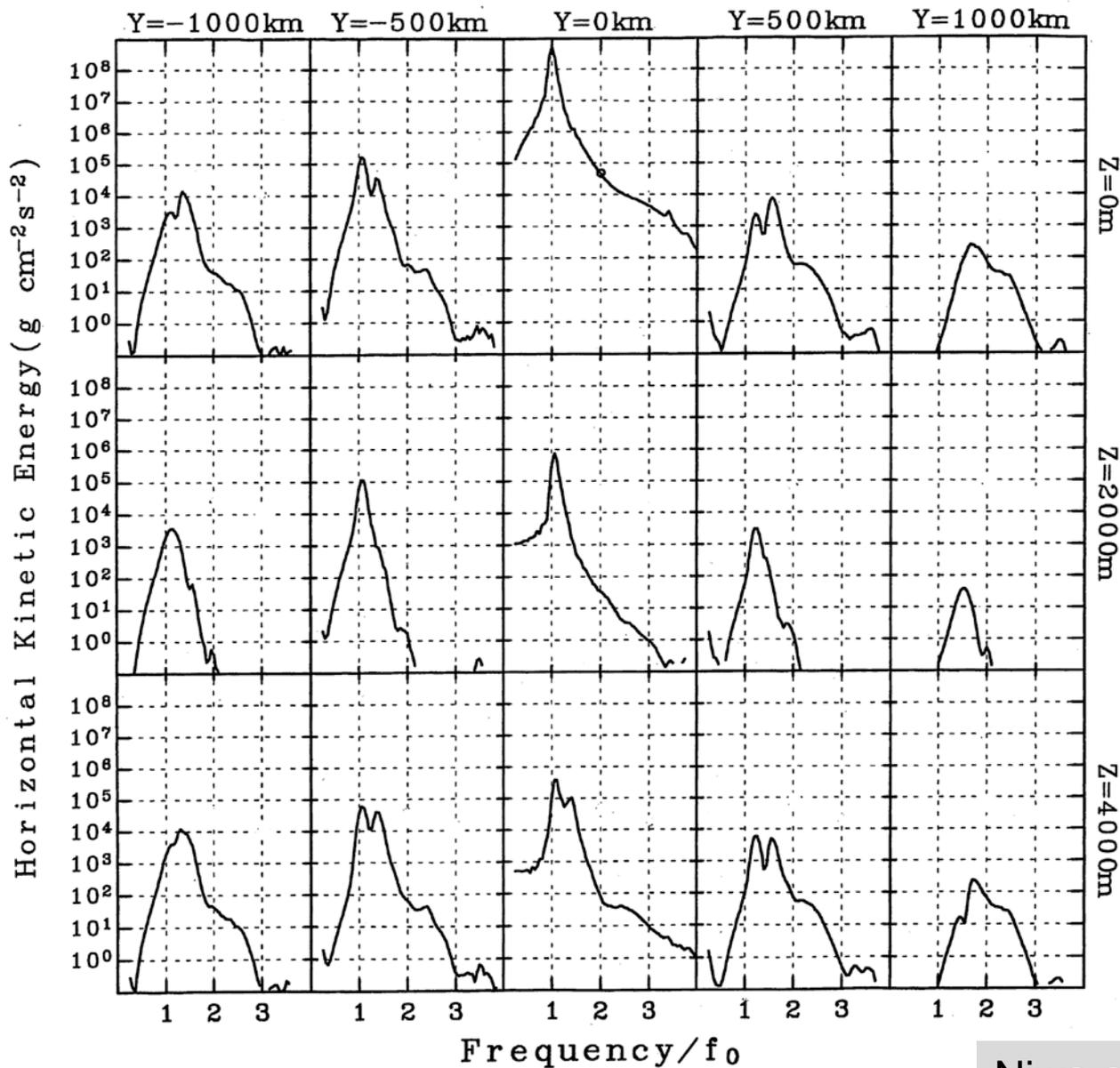
$2\pi/f = 24(\text{hrs})$, $\beta = 1.98 \times 10^{-13} (\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1})$, $2\pi/N = 40(\text{min})$

$AH = KH = 10^6 (\text{cm}^2 \text{s}^{-1})$, $AV = KV = 10 (\text{cm}^2 \text{s}^{-1})$

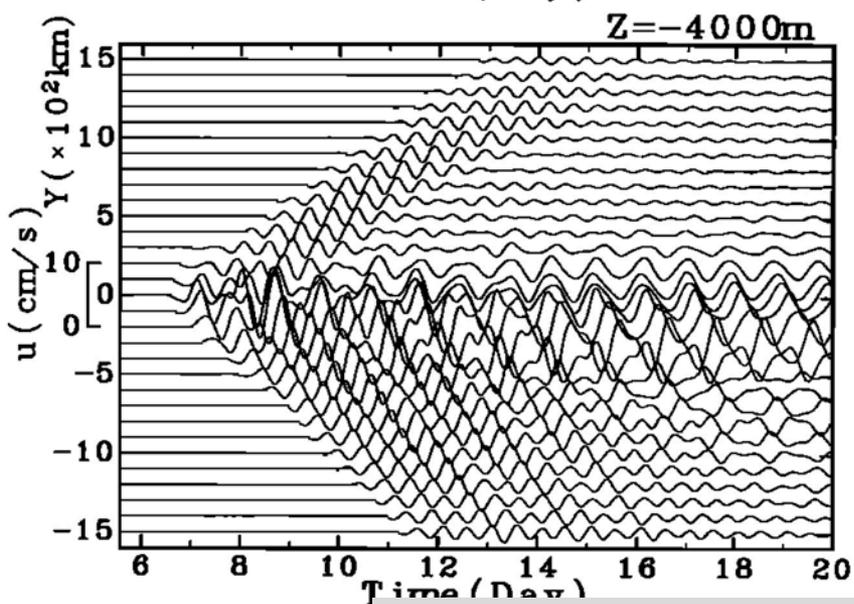
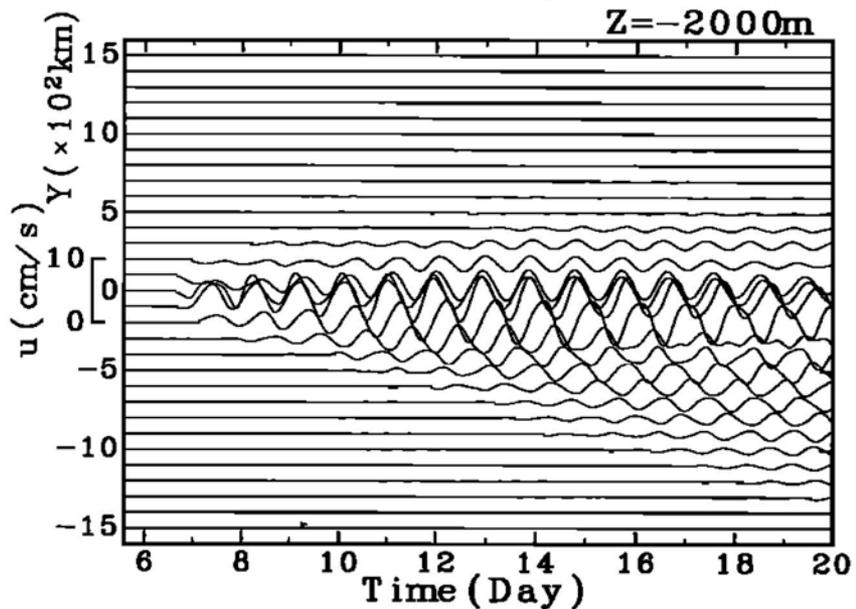
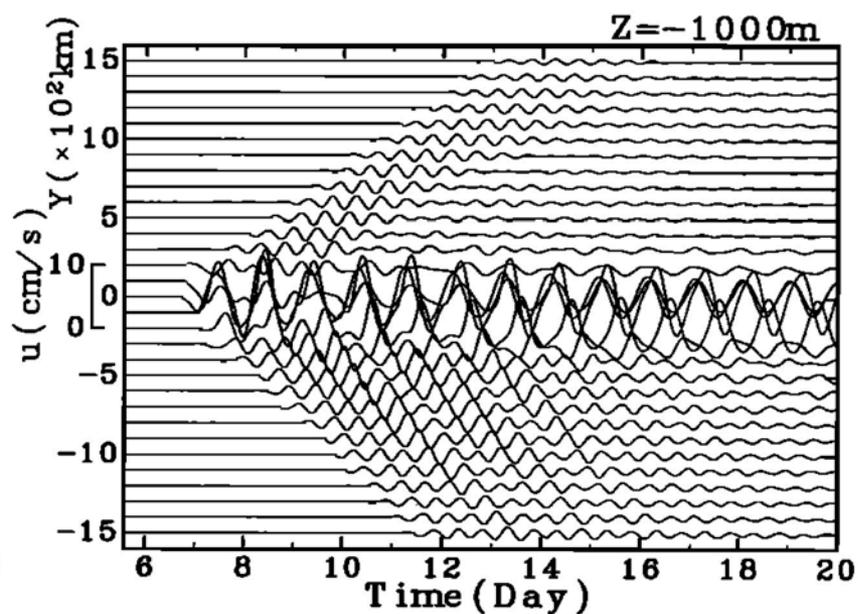
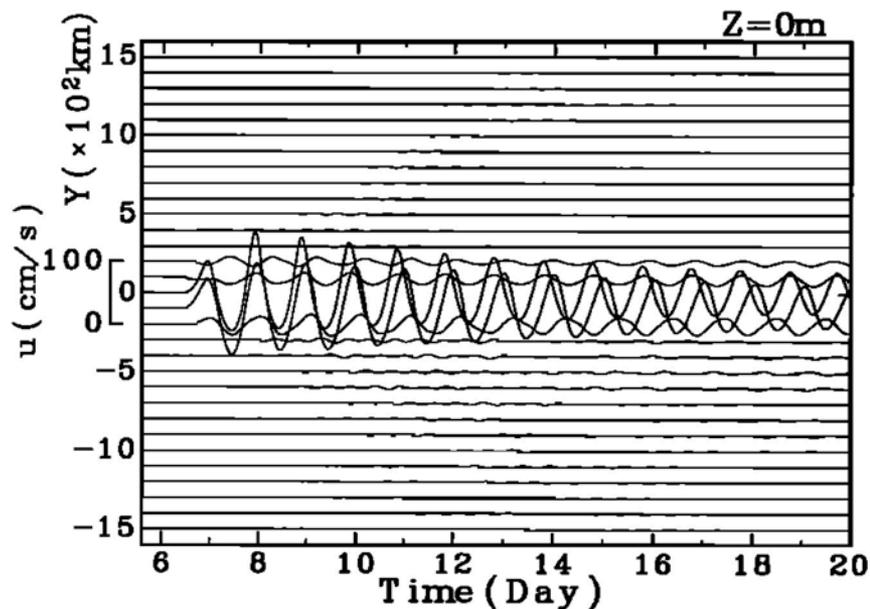
大気擾乱通過後の南北各地点における時系列(線形計算)



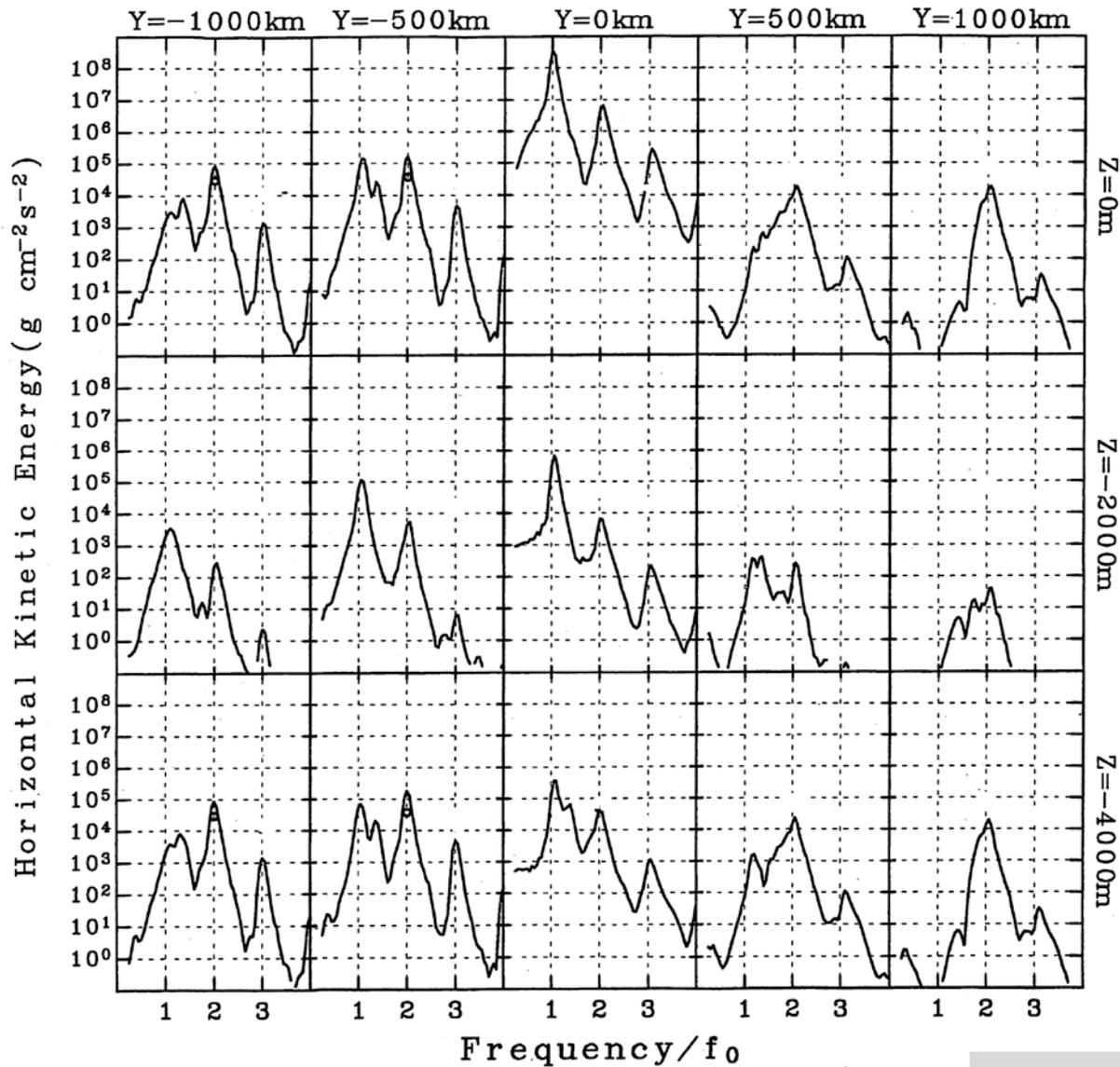
運動エネルギー周波数スペクトル, 台風移動速度 $U=5\text{m/s}$
線形モデル



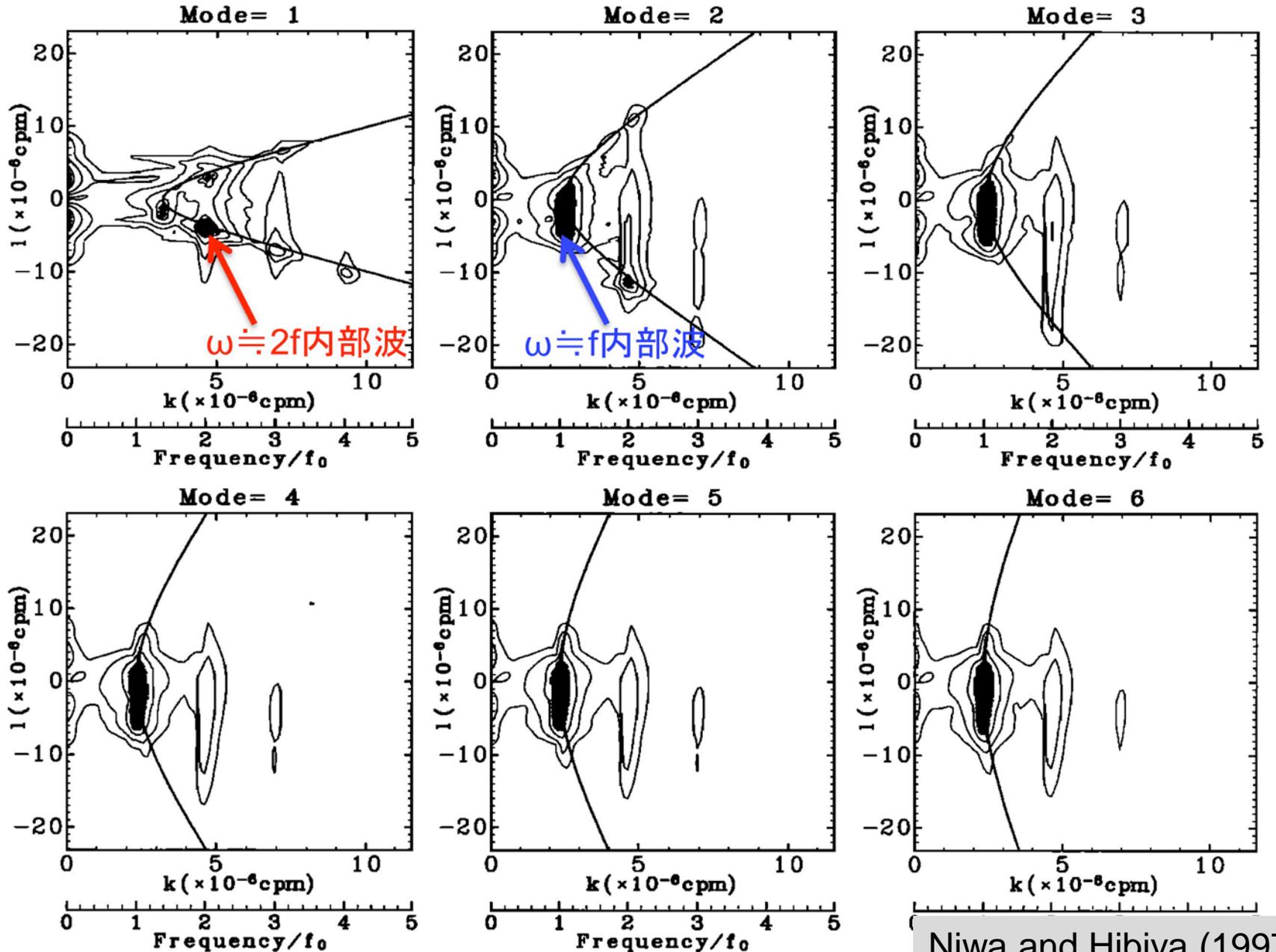
大気擾乱通過後の南北各地点における時系列(非線形計算)



運動エネルギー周波数スペクトル, 台風移動速度 $U=5\text{m/s}$
非線形モデル



各鉛直モードの運動エネルギーの水平波数スペクトル



バイスペクトル

鉛直モード n_2

$\omega \doteq f$ 内部波

×

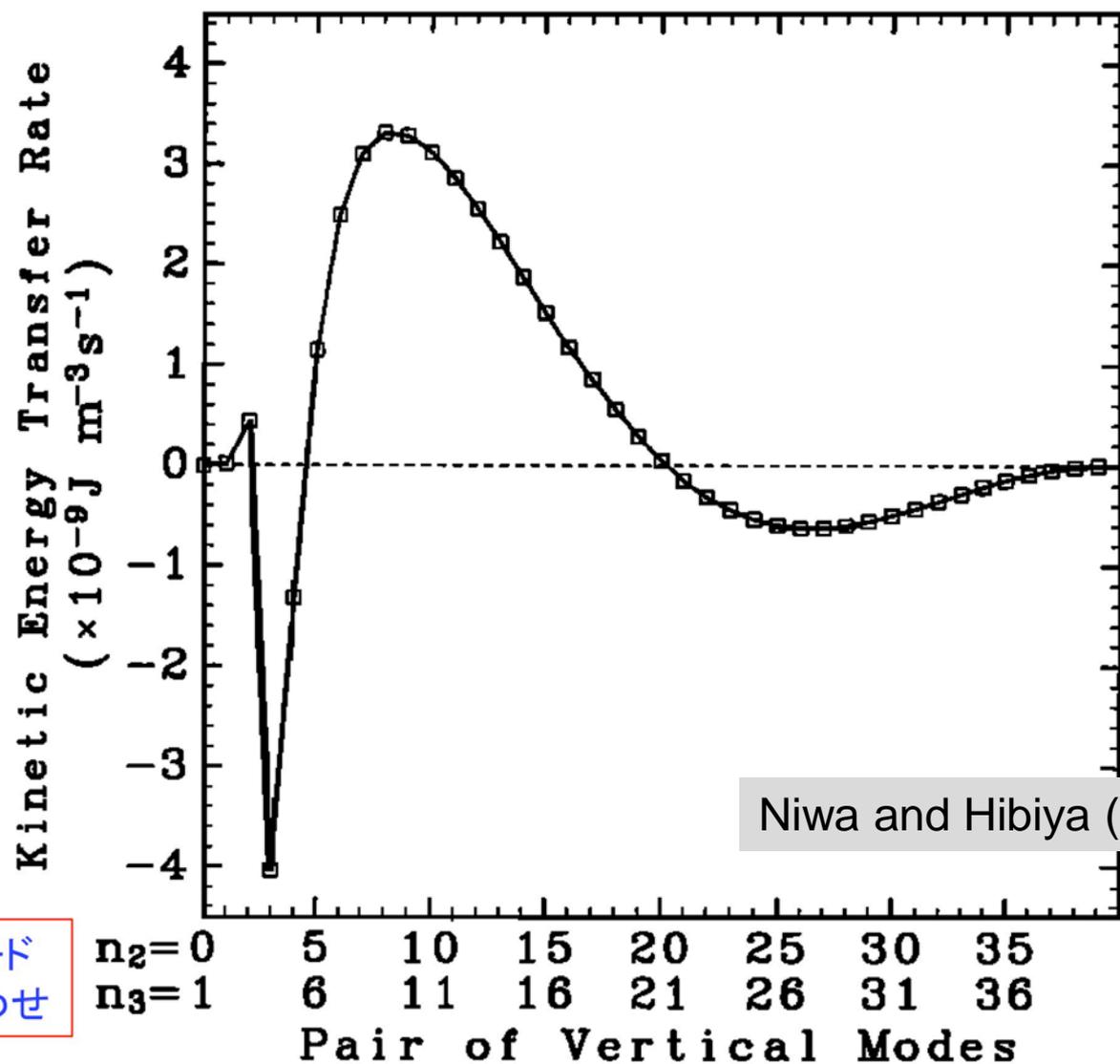
鉛直モード n_3

$\omega \doteq f$ 内部波



鉛直第1モード

$\omega \doteq 2f$ 内部波



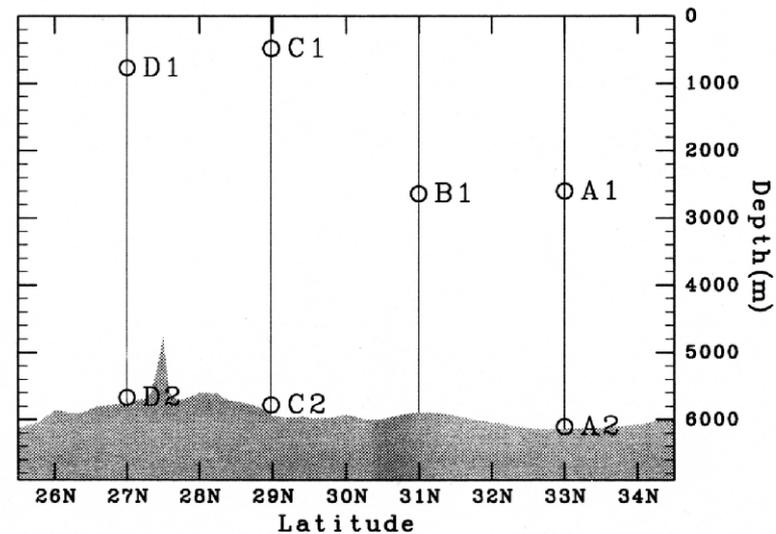
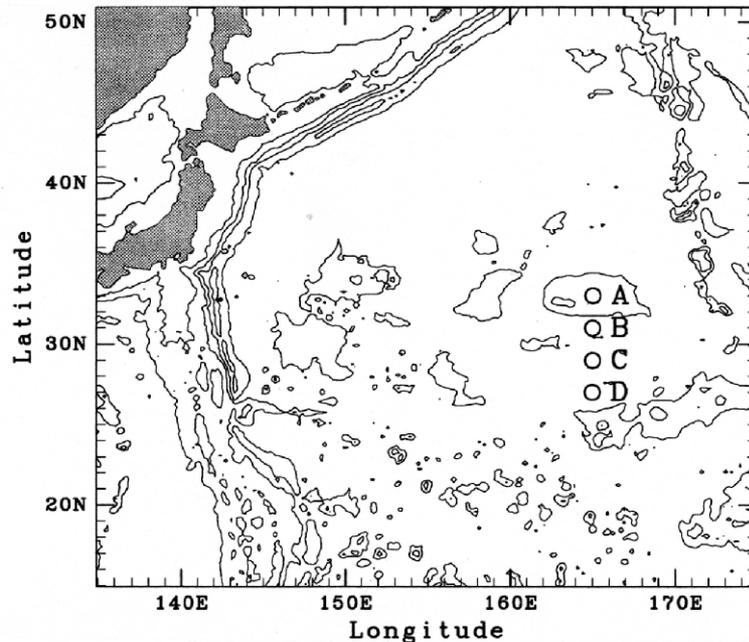
Niwa and Hibiya (1997)

鉛直モード
組み合わせ

Figure 9. The rate of kinetic energy transfer to the first-vertical-mode double-inertial frequency wave caused by the interaction between the near-inertial waves of vertical mode n_2 and n_3 for the case of $U = 5 \text{ m s}^{-1}$. This is obtained by

大気擾乱から海洋内部波場へのエネルギー供給過程 長期係留系流速データによる検証 [Niwa and Hibiya, 1999]

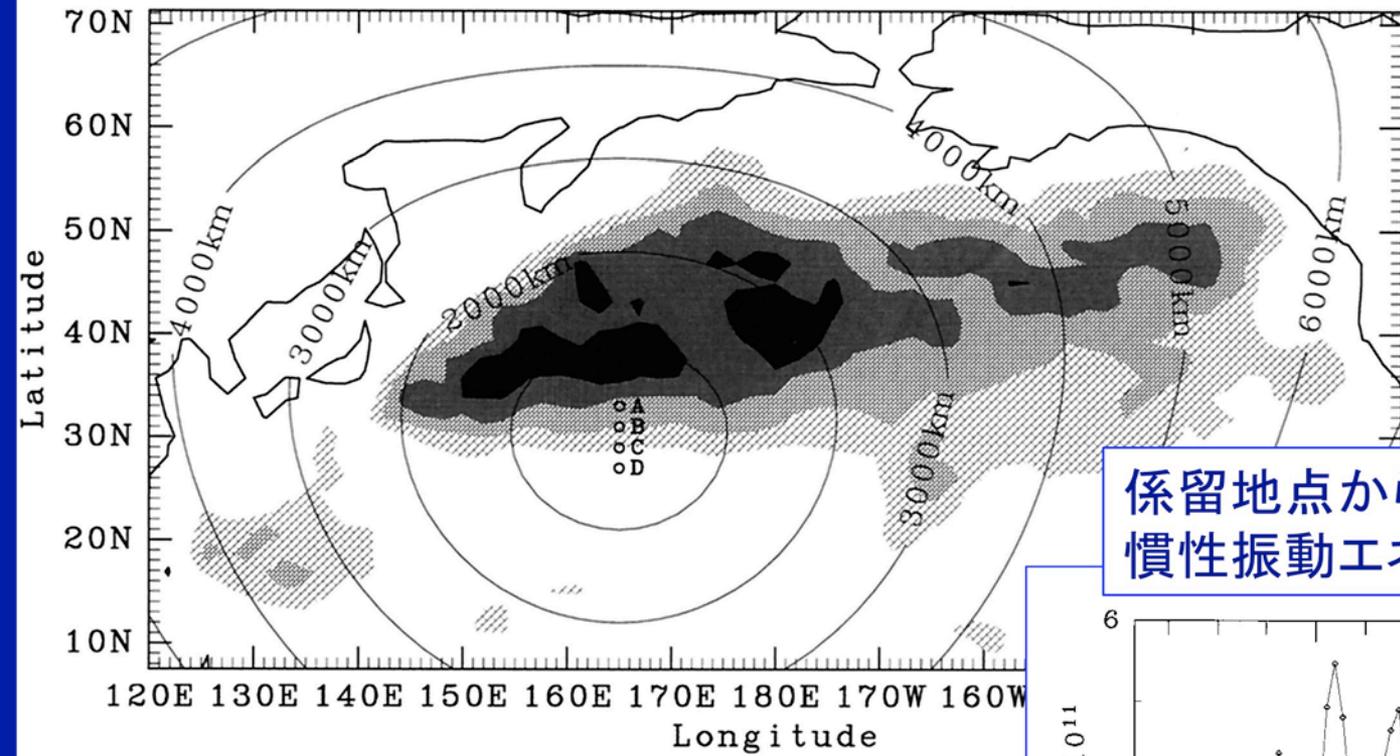
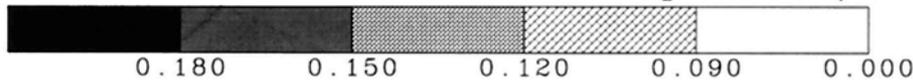
* 長期係留系: 北太平洋海盆 (東経 165 度, 北緯 27-33 度)



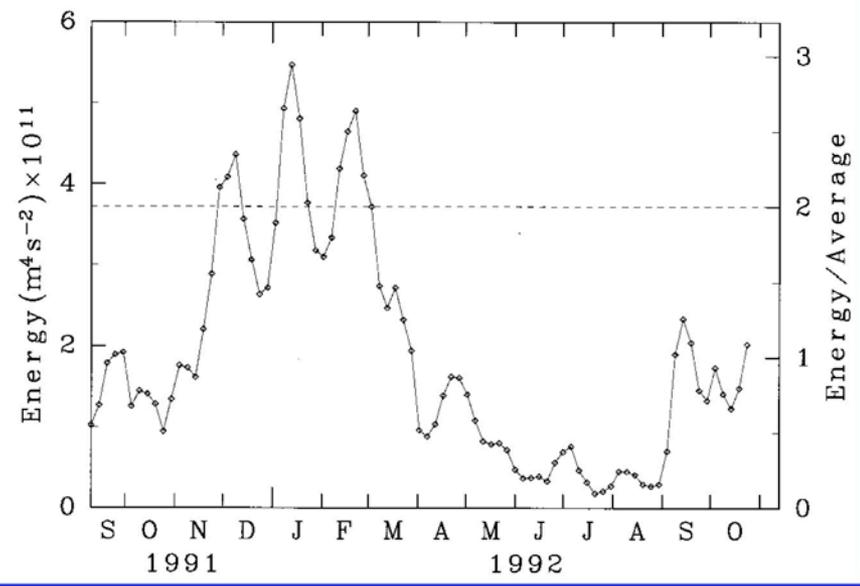
- データ期間: 1991年9月~1992年10月, サンプルング間隔: 1時間

スラブモデルで推定した慣性振動流速の空間分布(年平均)

Annual-mean inertial current amplitude (m/s)

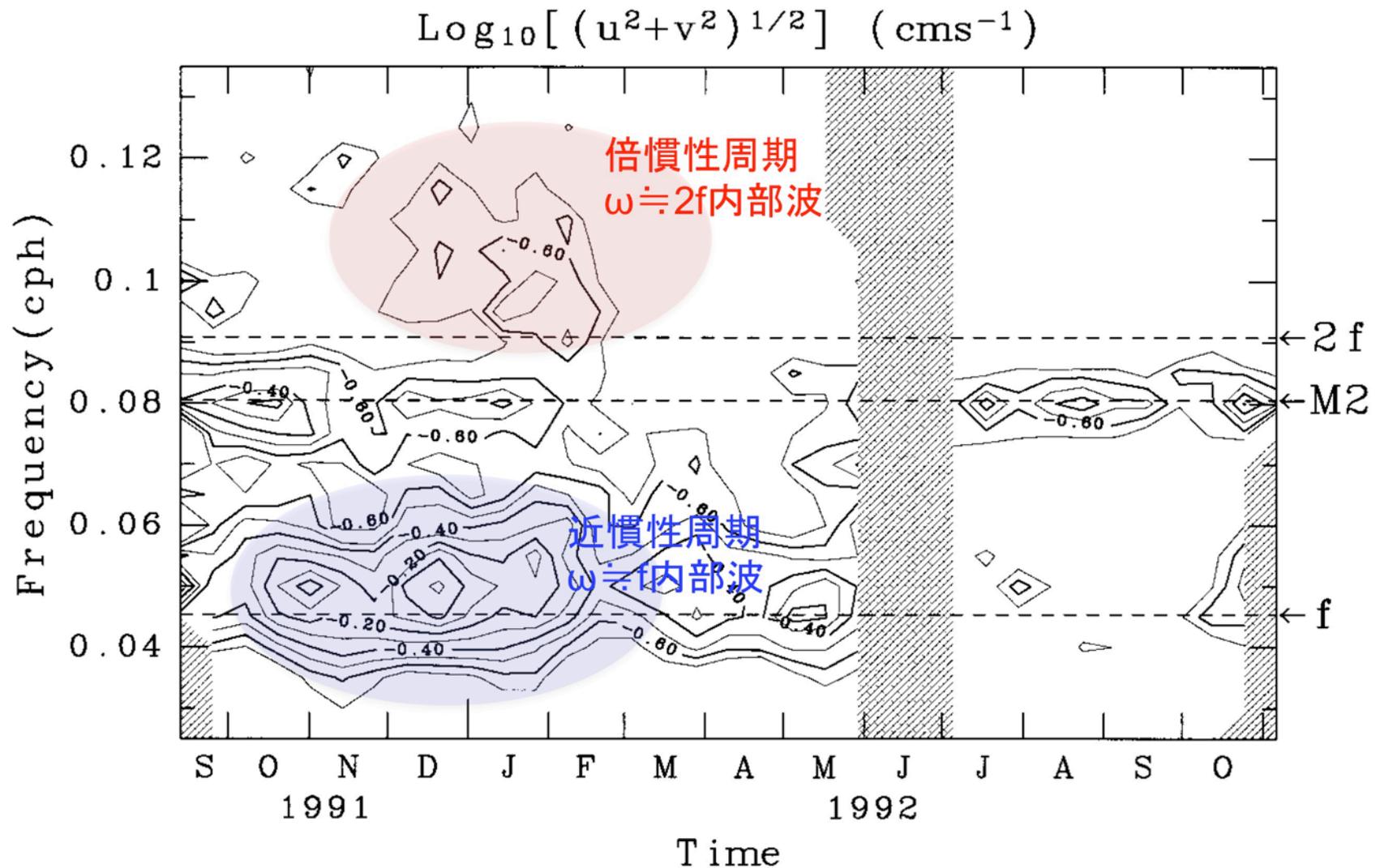


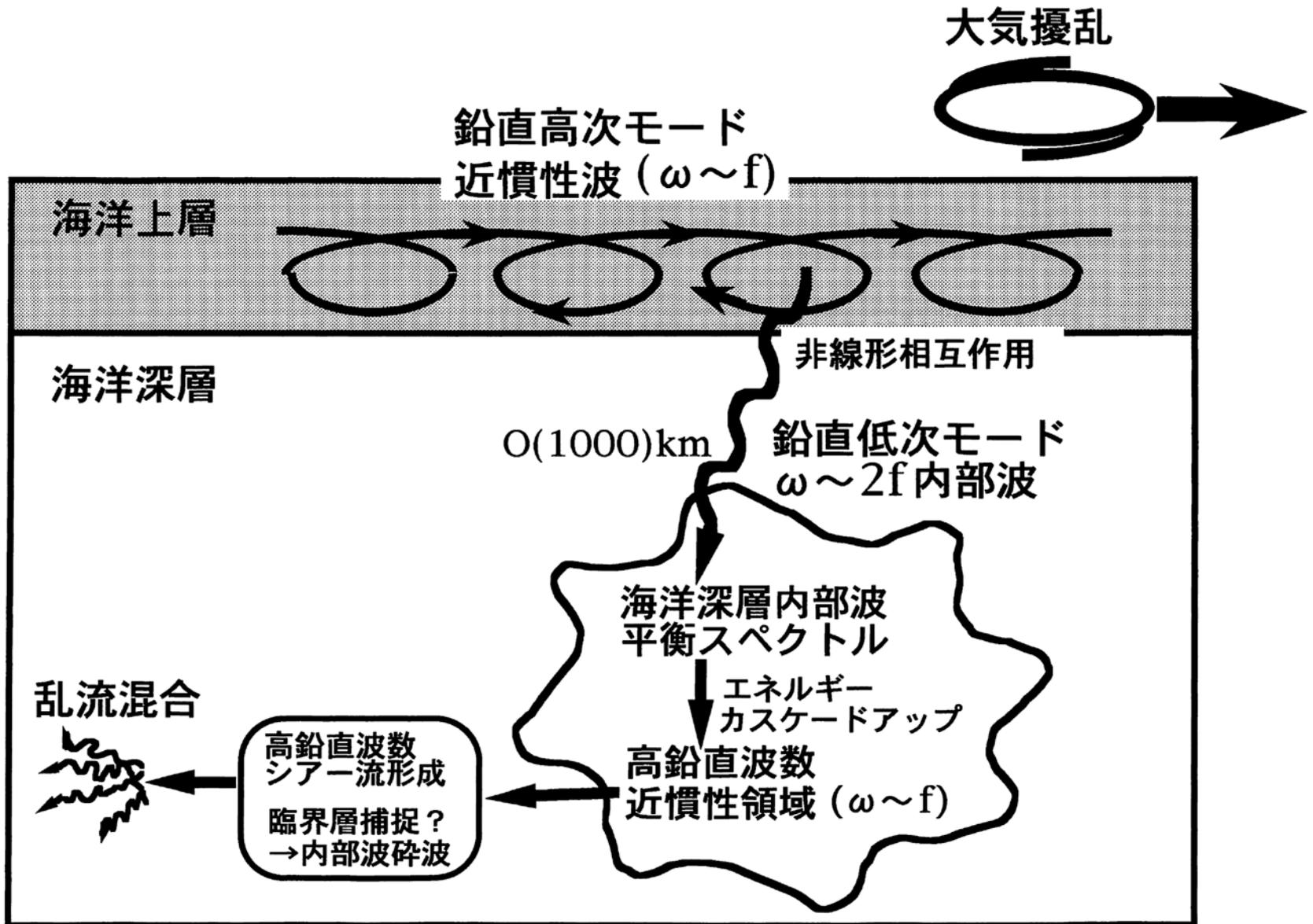
係留地点から2000km以内の
慣性振動エネルギーの季節変動



Niwa and Hibiya (1999)

運動エネルギーの周波数スペクトルの時間変化



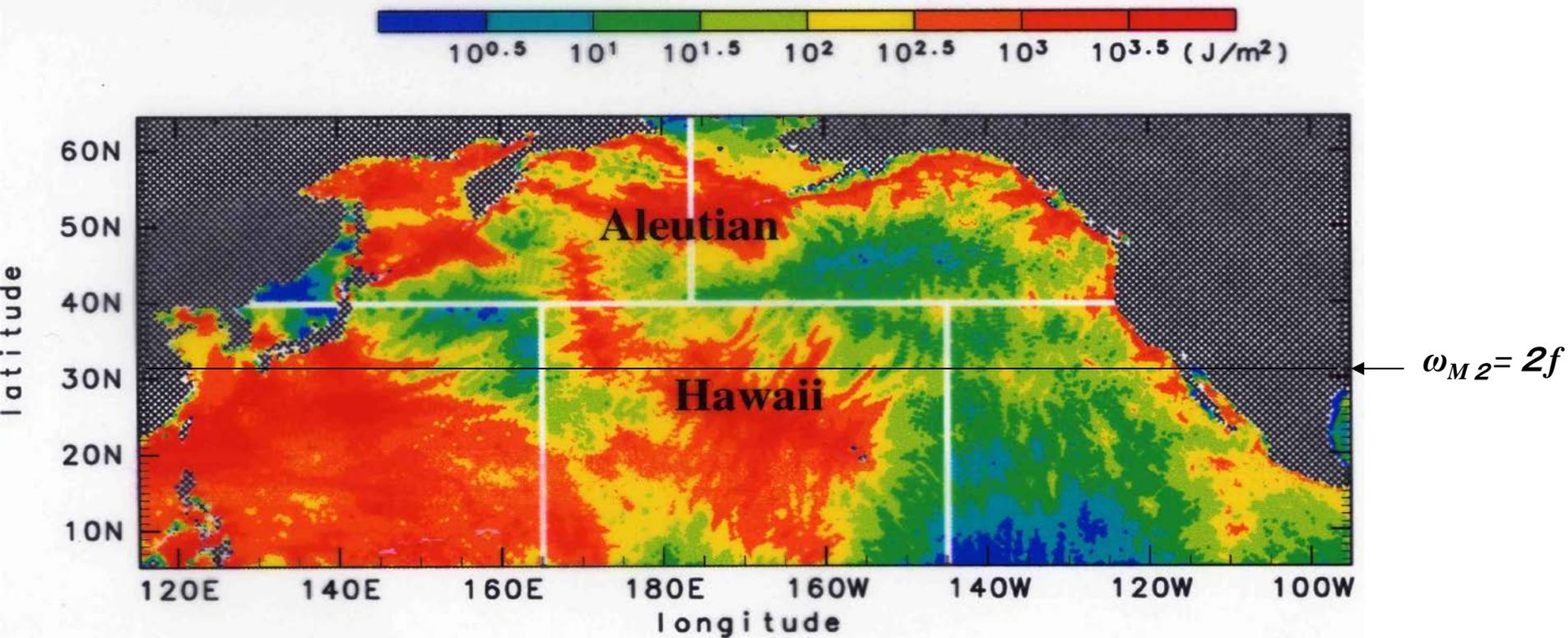


数値実験からの結論

海洋深層における乱流スケールまでのエネルギーカスケードは parametric subharmonic instability (P.S.I.) の機構にコントロールされていることが、数値実験の結果から明らかにされた。

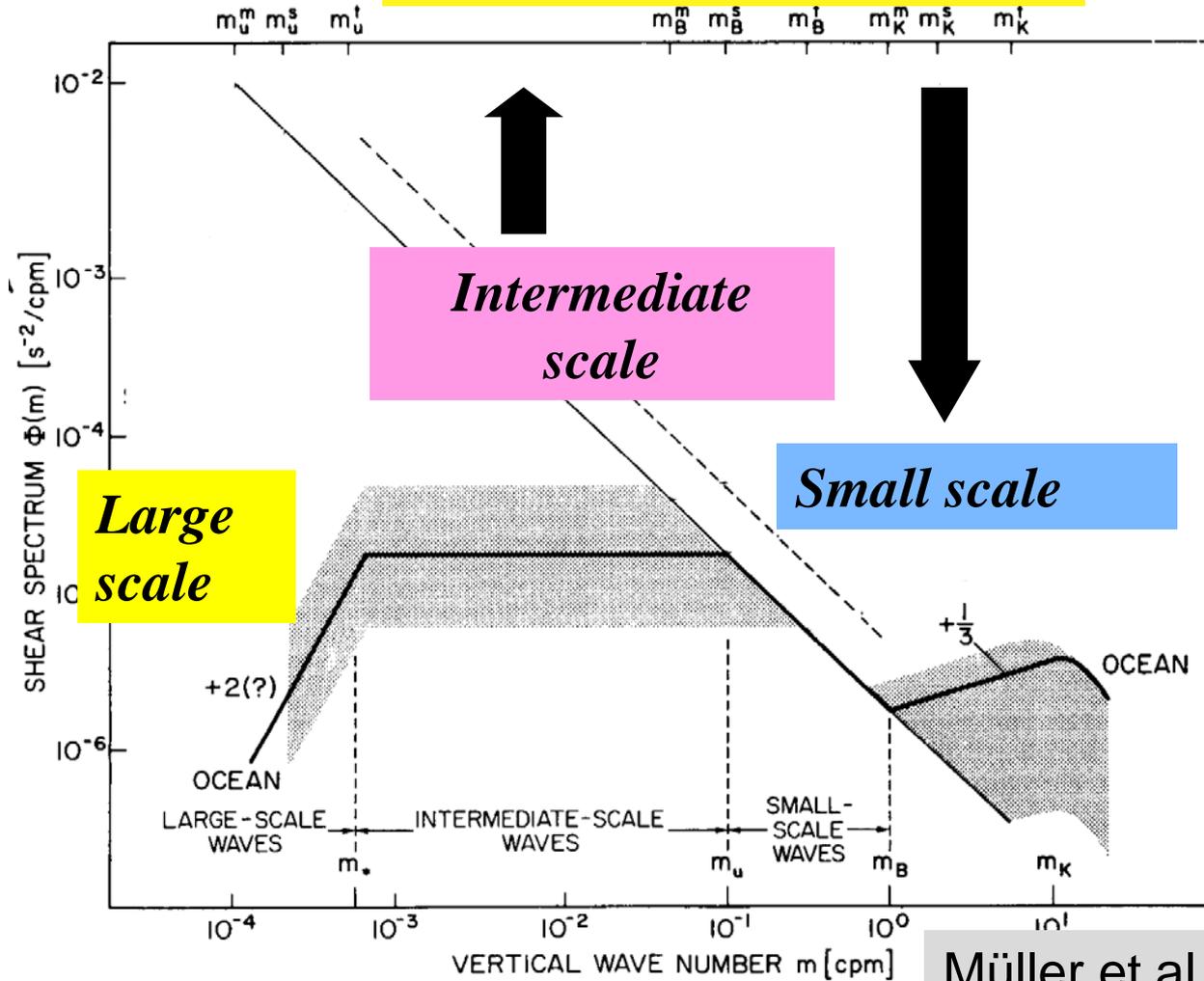
このため、乱流拡散の大きさには強い緯度依存性の生じる可能性が示された。

Distribution of Internal Tide Energy in the North Pacific



Niwa and Hibiya (2001)

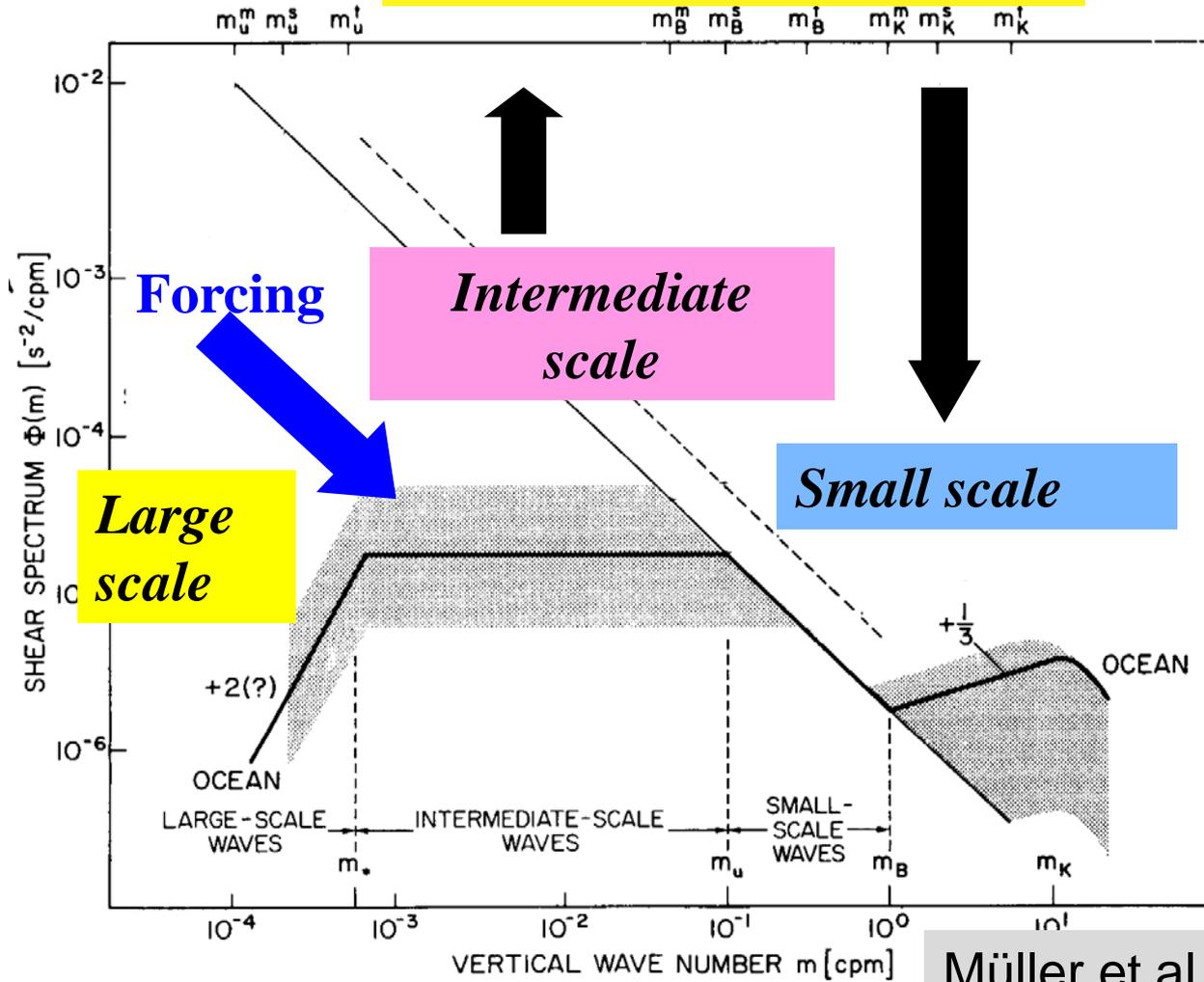
Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

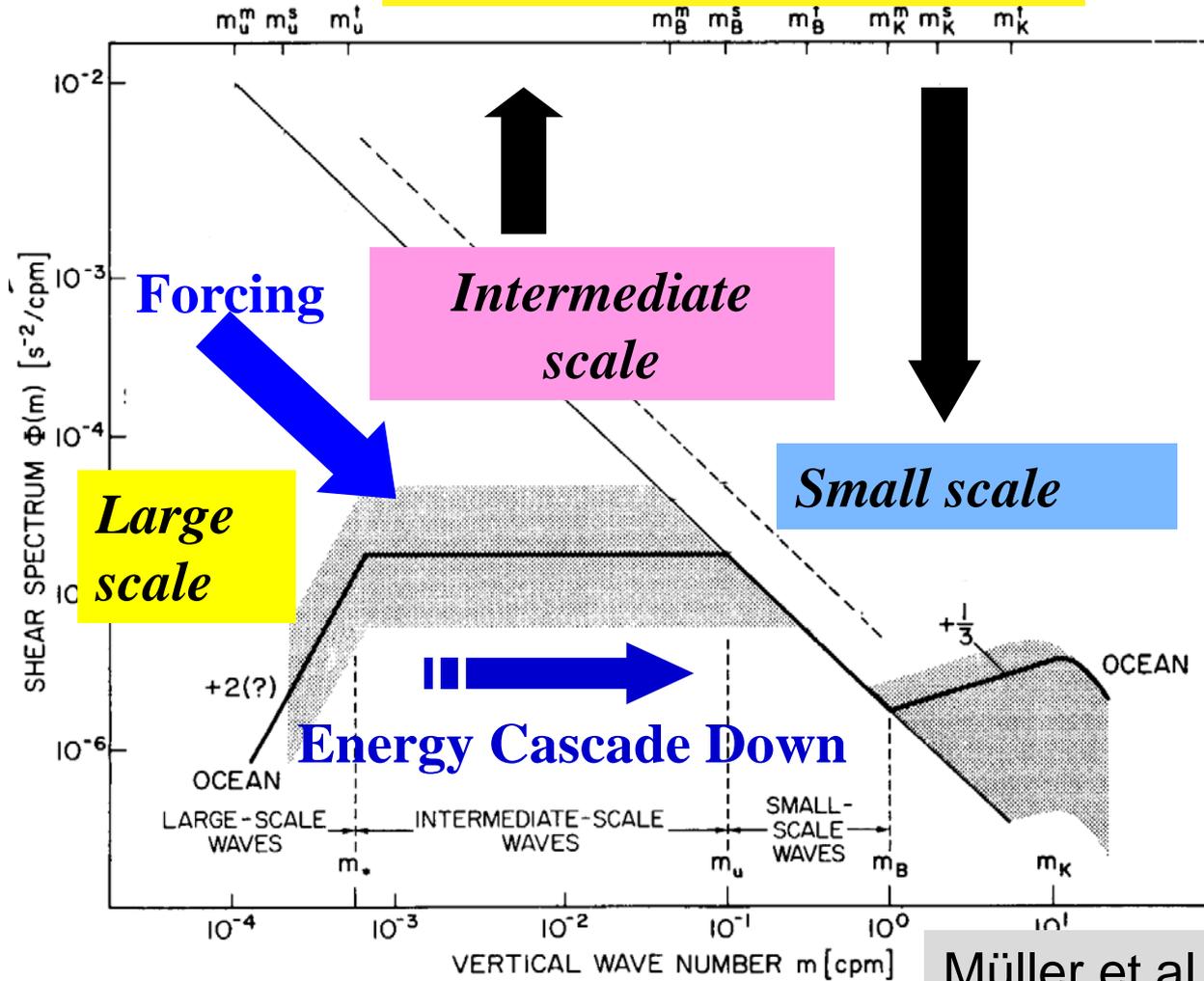
Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

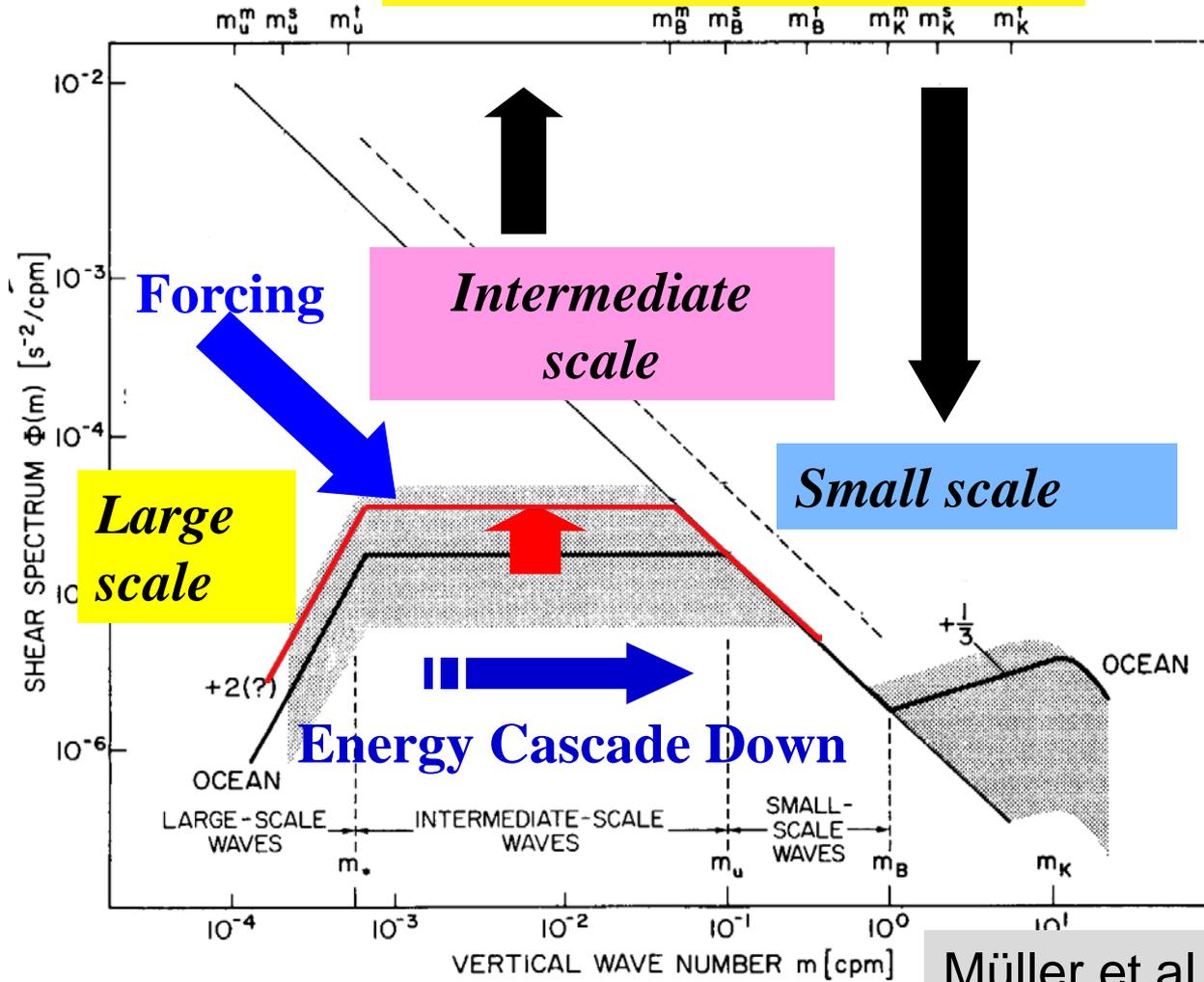
Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

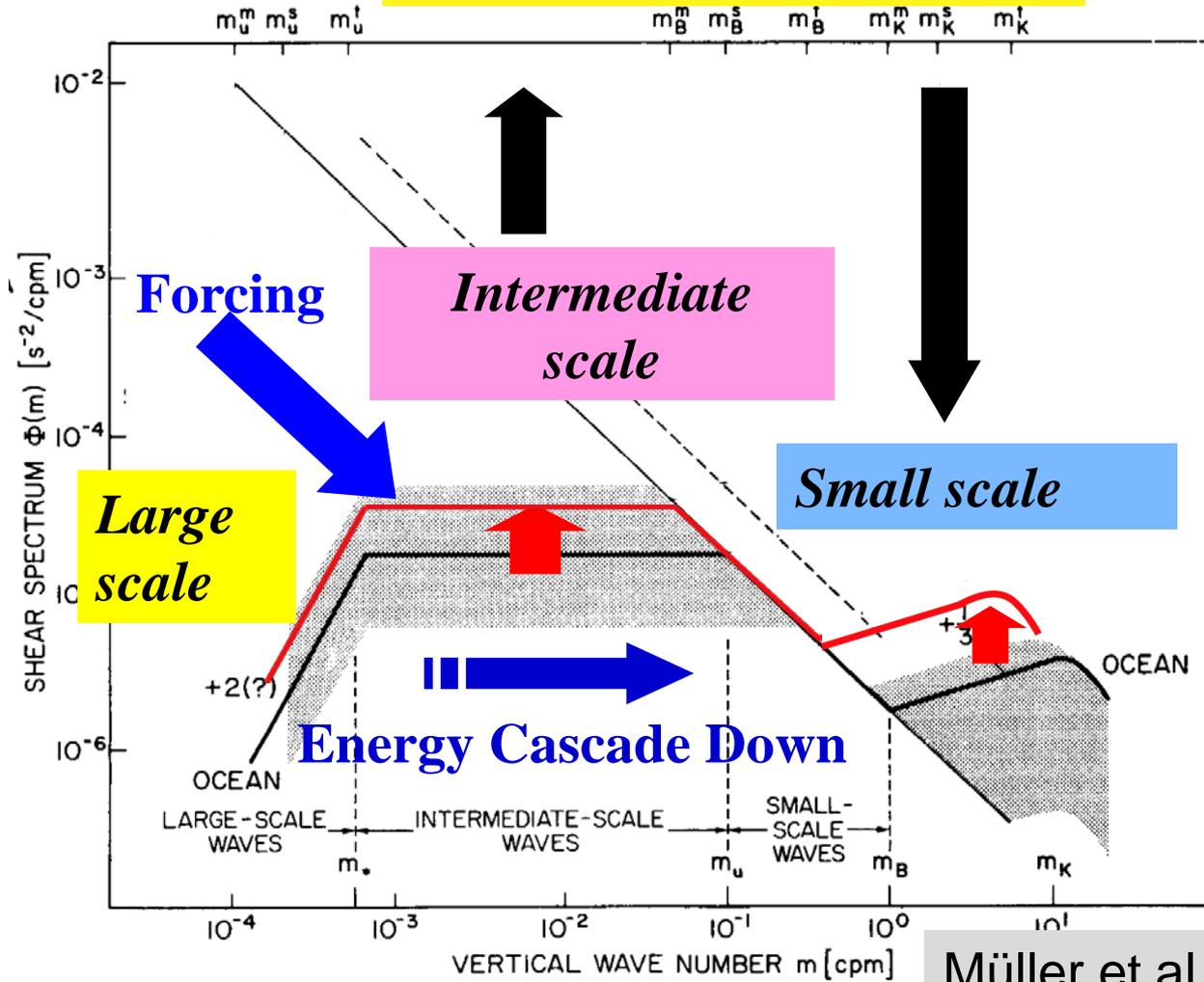
Parameterization



Müller et al.(1992)

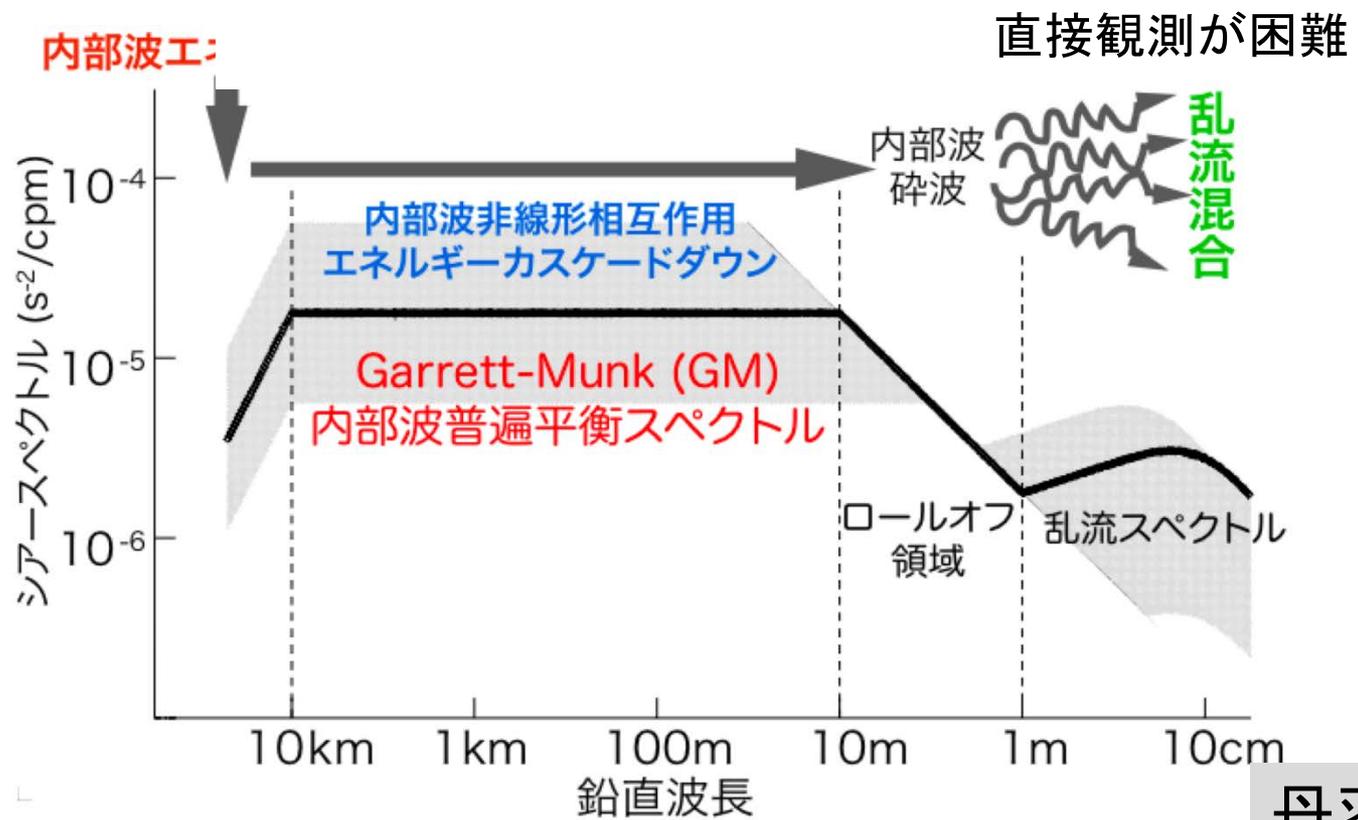
Observed Shear Spectrum in the Ocean

Parameterization



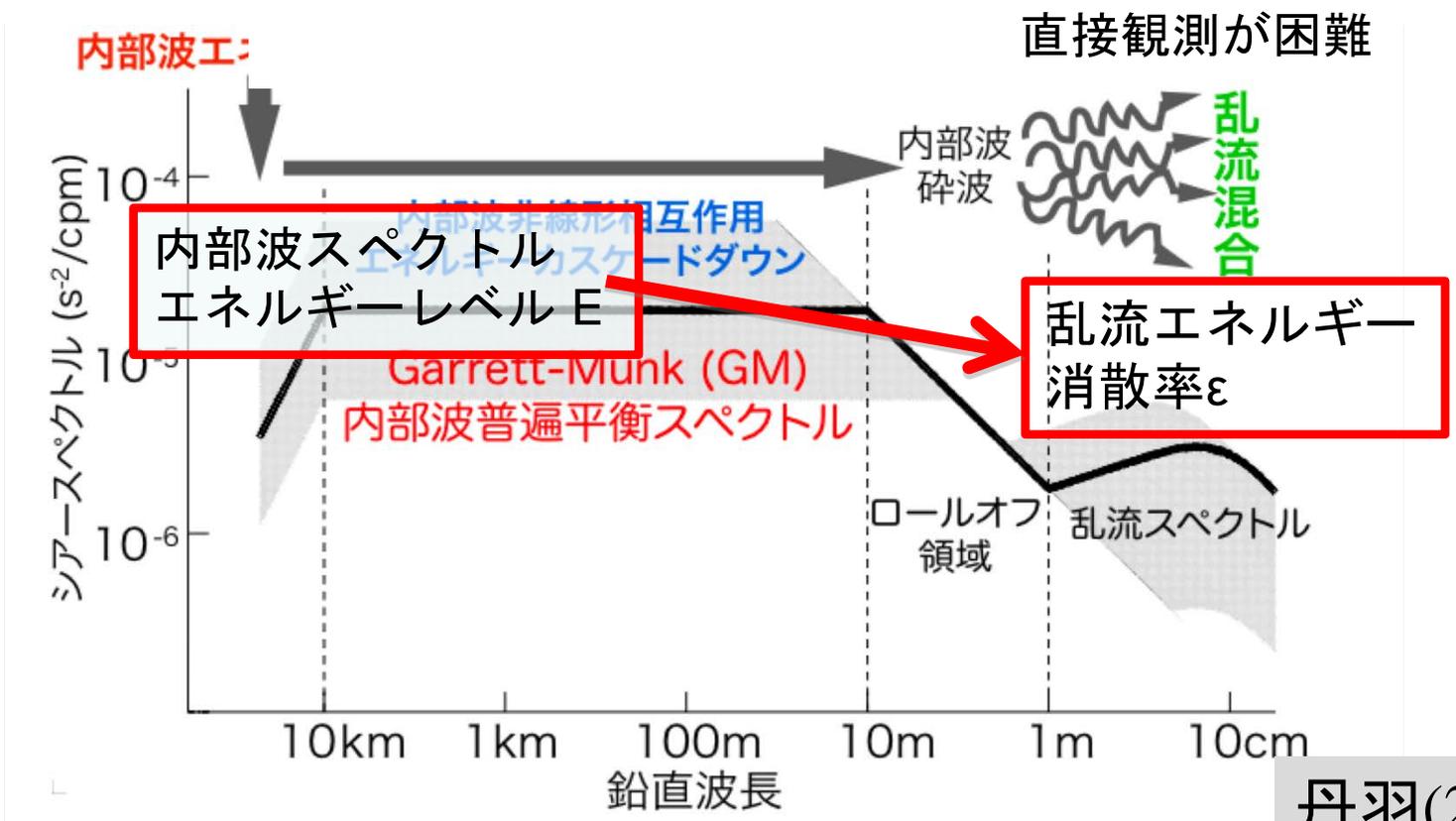
Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean



内部波・弱非線形相互作用理論

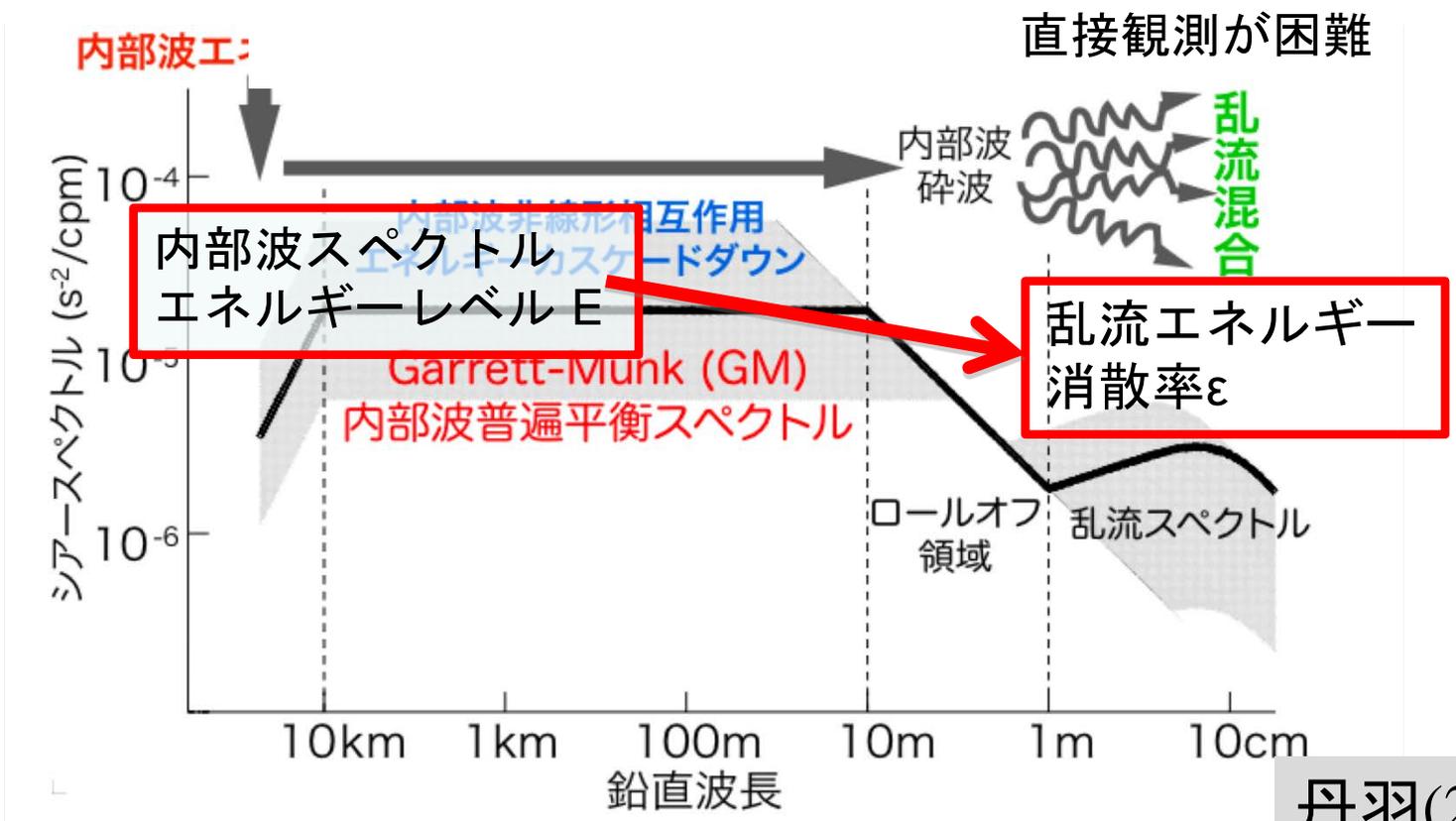
GMスペクトルと相似な内部波スペクトルのエネルギーレベルE



内部波・弱非線形相互作用理論

GMスペクトルと相似な内部波スペクトルのエネルギーレベルE

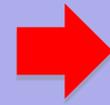
$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$



Gregg(1989) (G89)

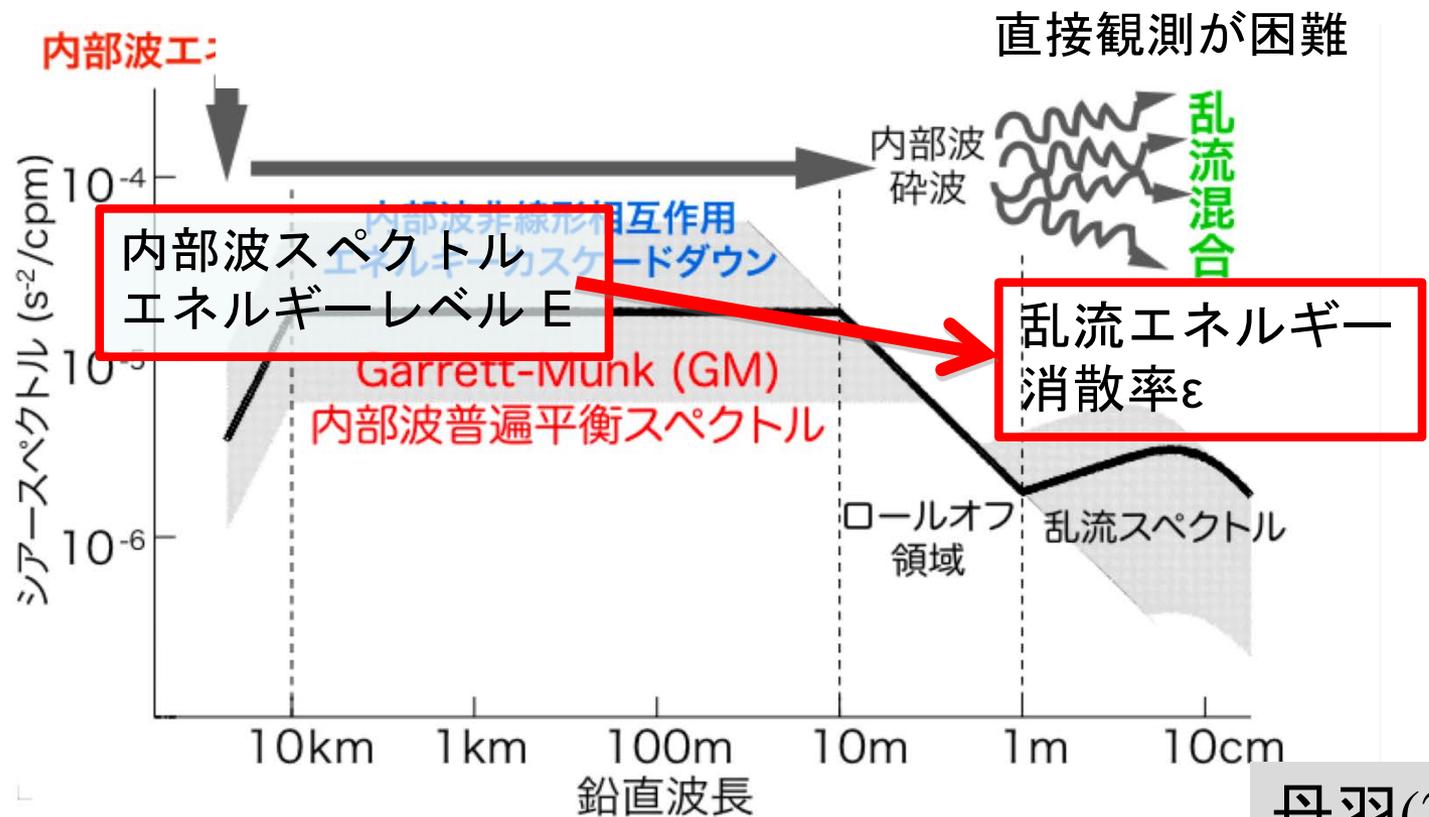
鉛直スケール10m

水平流速の鉛直シアー強度
GM場における鉛直シアー強度



$$\varepsilon_{G89} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle S_{obs10} \rangle^2 N^2}{\langle S_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$

$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$



Gregg(1989) (G89)

鉛直スケール10m

$\frac{\text{水平流速の鉛直シア一強度}}{\text{GM場における鉛直シア一強度}}$



$$\varepsilon_{G89} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle S_{obs10} \rangle^2 N^2}{\langle S_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$

$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$

Wijesekera et al.(1993) (W93)

鉛直スケール10m

$\frac{\text{鉛直変位の鉛直ストレイン強度}}{\text{GM場における鉛直ストレイン強度}}$



$$\varepsilon_{W93} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle \lambda_{obs10} \rangle^2 N^2}{\langle \lambda_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$



Gregg(1989) (G89)

鉛直スケール10m

$\frac{\text{水平流速の鉛直シア一強度}}{\text{GM場における鉛直シア一強度}}$



$$\epsilon_{G89} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle S_{obs10} \rangle^2 N^2}{\langle S_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$

GMスペクトルの形状 → 両者一致

Wijesekera et al.(1993) (W93)

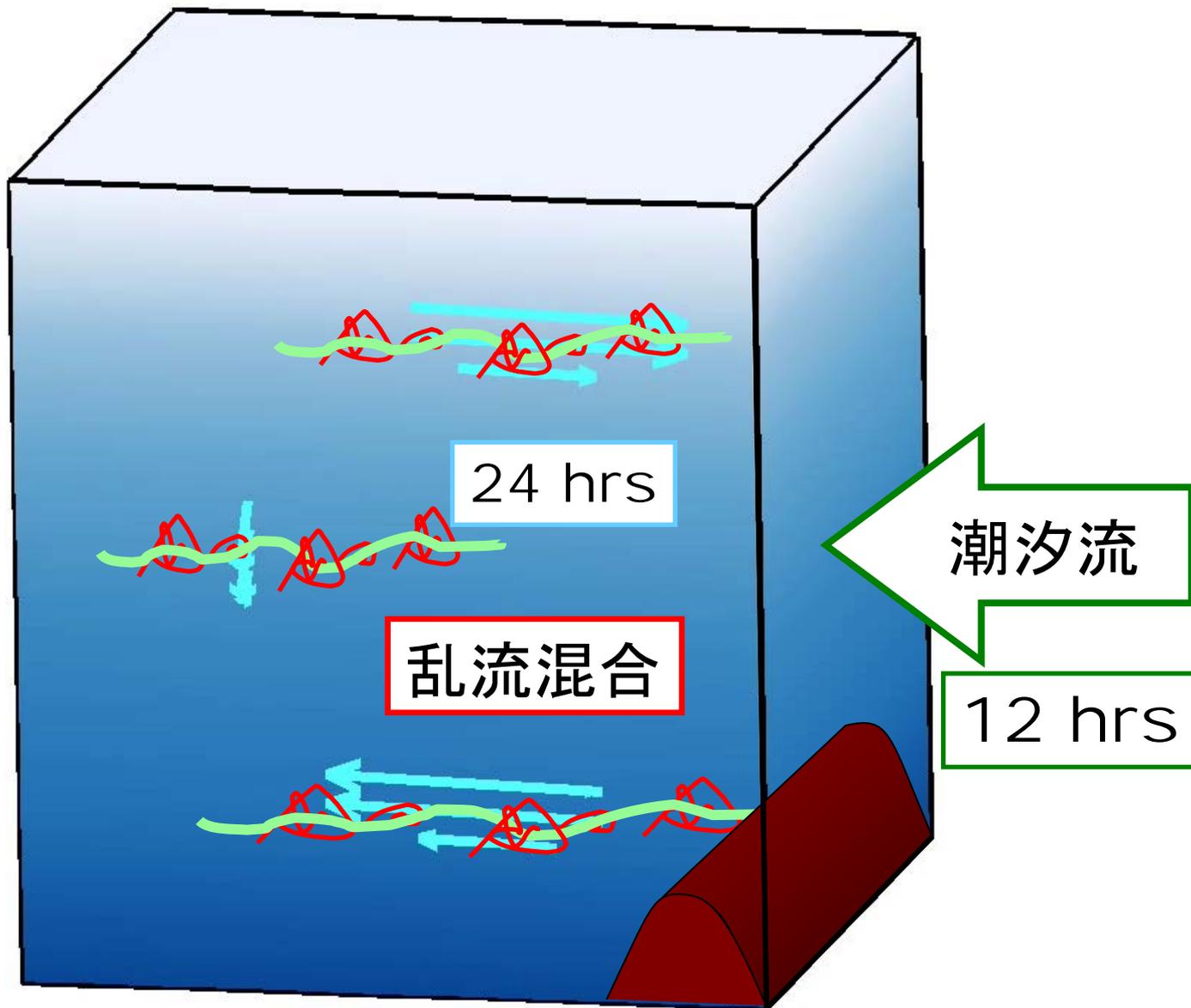
鉛直スケール10m

$\frac{\text{鉛直変位の鉛直ストレイン強度}}{\text{GM場における鉛直ストレイン強度}}$



$$\epsilon_{W93} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle \lambda_{obs10} \rangle^2 N^2}{\langle \lambda_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$





Kv can be estimated based on the Gregg's empirical formula (1989),

$$\mathbf{Kv = 0.05 \times (Fr_{10}^2 / Fr_{GM10}^2)^2 \quad (cm^2 s^{-1})}$$

where

$$\mathbf{Fr_{10}^2 = S_{10}^2 / N^2}$$

is the Froude number of vertical 10 m scales with

S₁₀: 10m vertical shear of horizontal velocity ← XCP

N: Local buoyancy frequency ← XCTD

and Fr_{GM10} is the corresponding constant value for the GM internal wave field.

深海における鉛直乱流拡散係数の間接的な見積もり

Gregg (1989) による経験式 :

局所的な密度成層の強さ



$$K_v = 0.05 \times (S_{10} / N)^4 / Fr_{GM10}^4 \text{ (cm}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$$



水平流速の10mスケールの鉛直変化率

深海における鉛直乱流拡散係数の間接的な見積もり

Gregg (1989) による経験式 :

局所的な密度成層の強さ

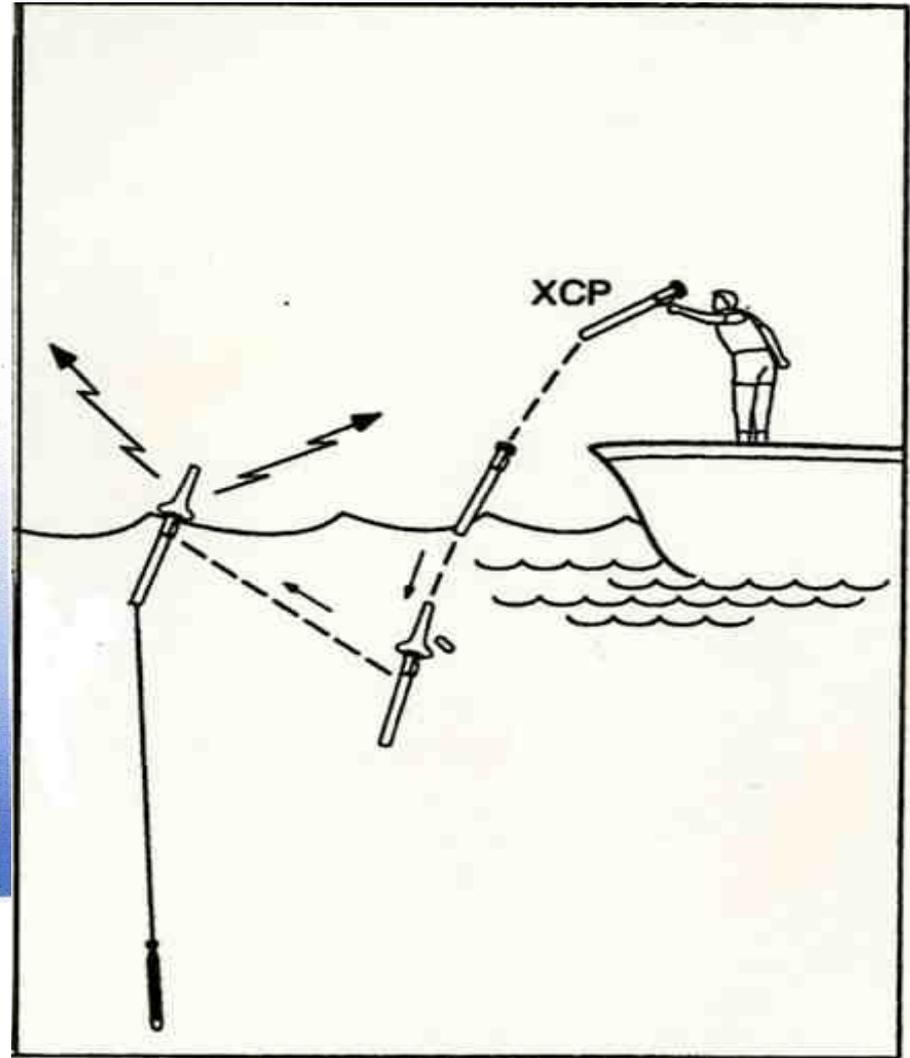
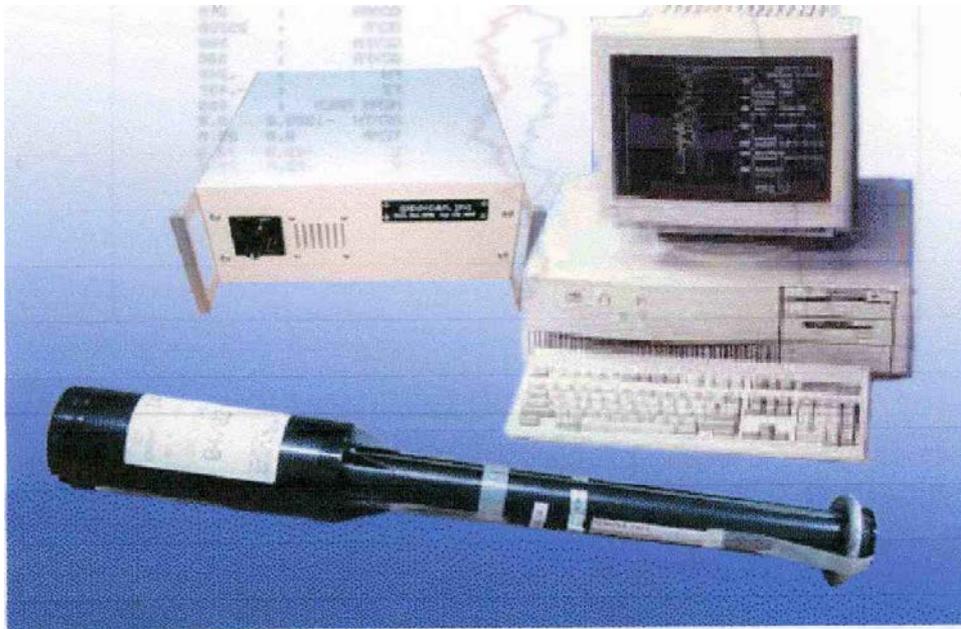


$$K_v = 0.05 \times (S_{10} / N)^4 / Fr_{GM10}^4 \text{ (cm}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$$

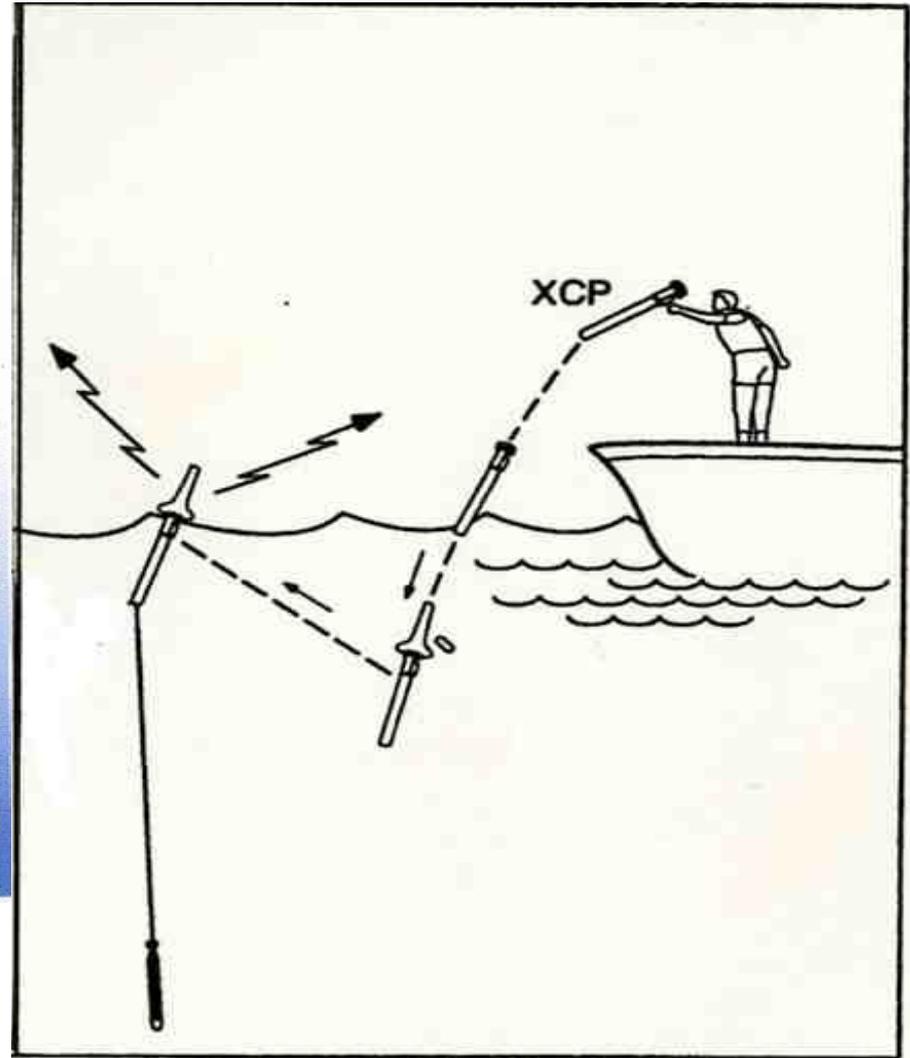
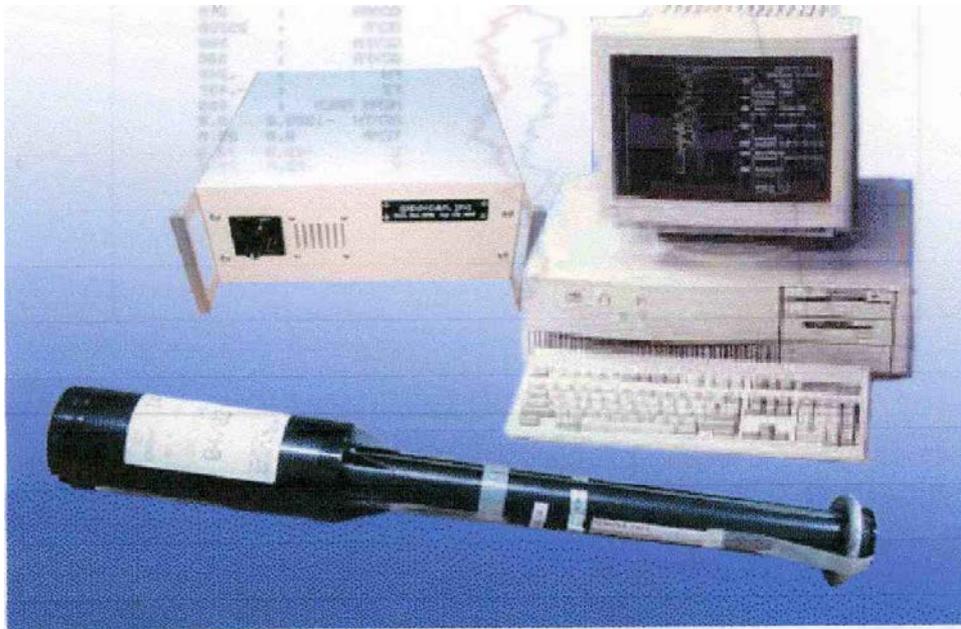


水平流速の10mスケールの鉛直変化率

投棄式流速計 (XCP) や投棄式密度計 (XCTD) を用いることで、航走中の船舶から 1 観測点につき約 7 分で 観測可能



XCP (eXpendable Current Profiler)

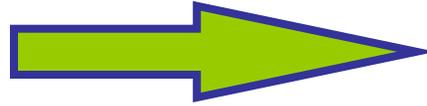


XCP (eXpensive Current Profiler !?)

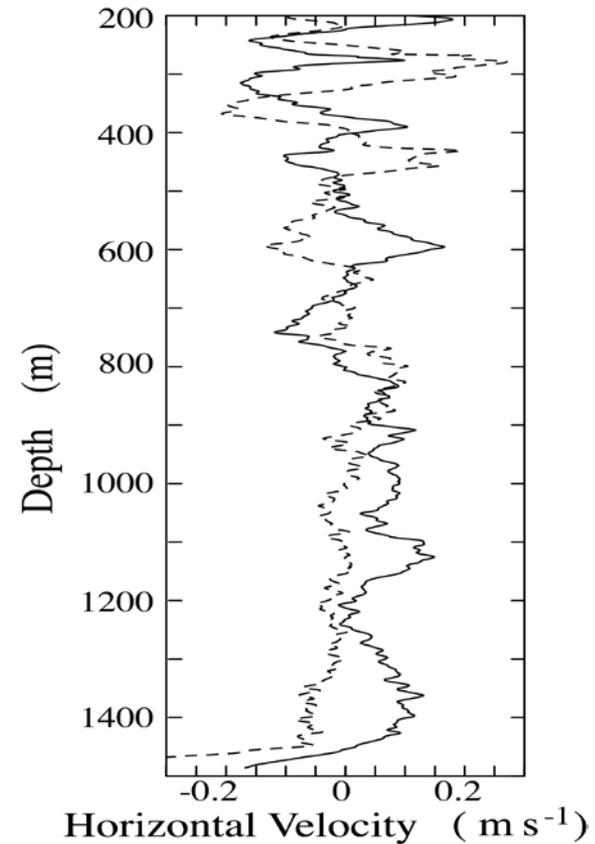
Gregg's empirical formula [1989]

$$K_v = 0.07 \times \frac{S_{obs}^4}{S_{GM}^4} \text{ (cm}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$$

10m vertical shear of
horizontal velocity



Diapycnal diffusivity



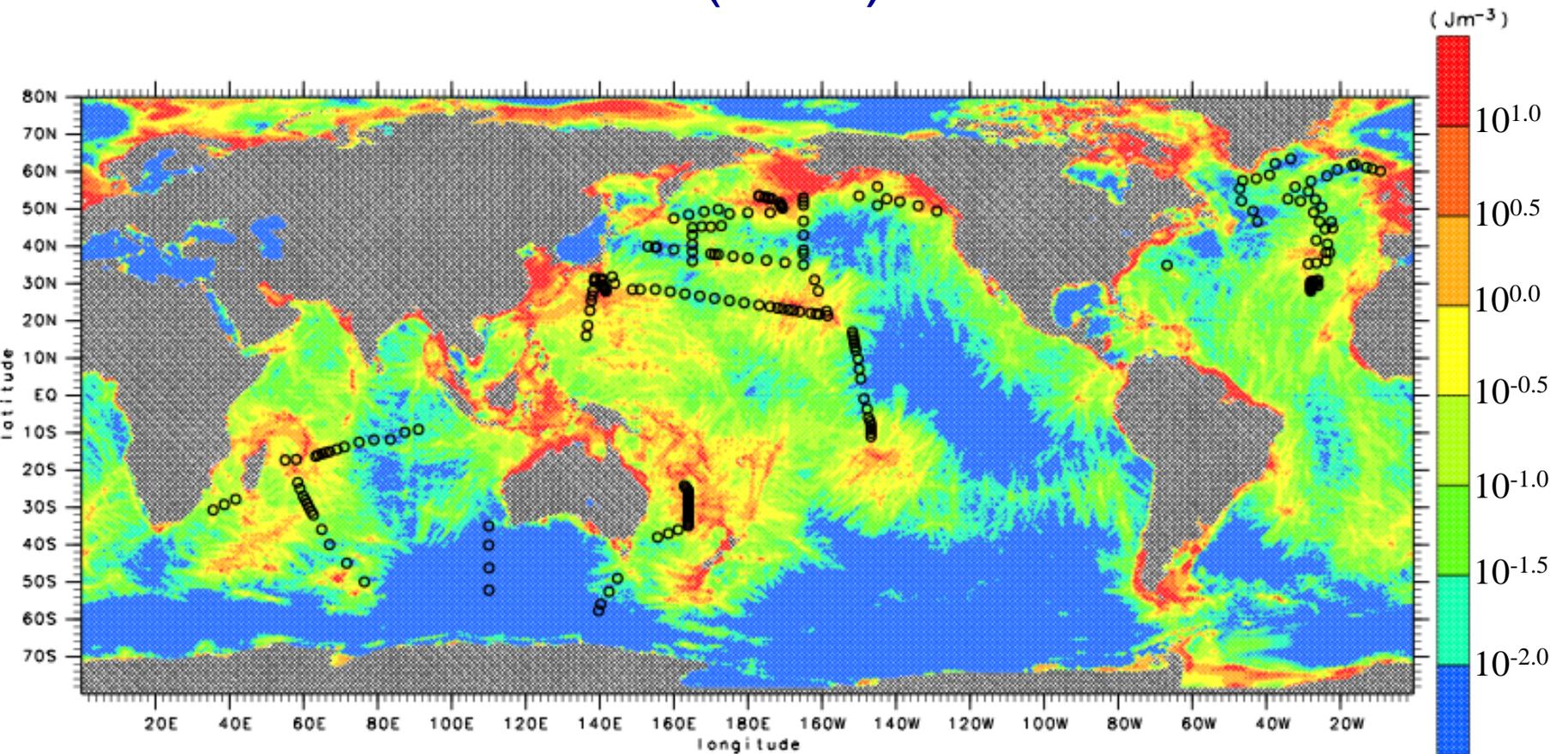
[eXpendable Current Profiler \(XCP\) Survey](#)

Nagasawa et al.(2002)



海洋大・海鷹丸

投棄式流速計(XCP)観測点



Niwa and Hibiya(2011)

正統元年庚子年庚子月庚子日庚子時
XCTD - XCP 經理

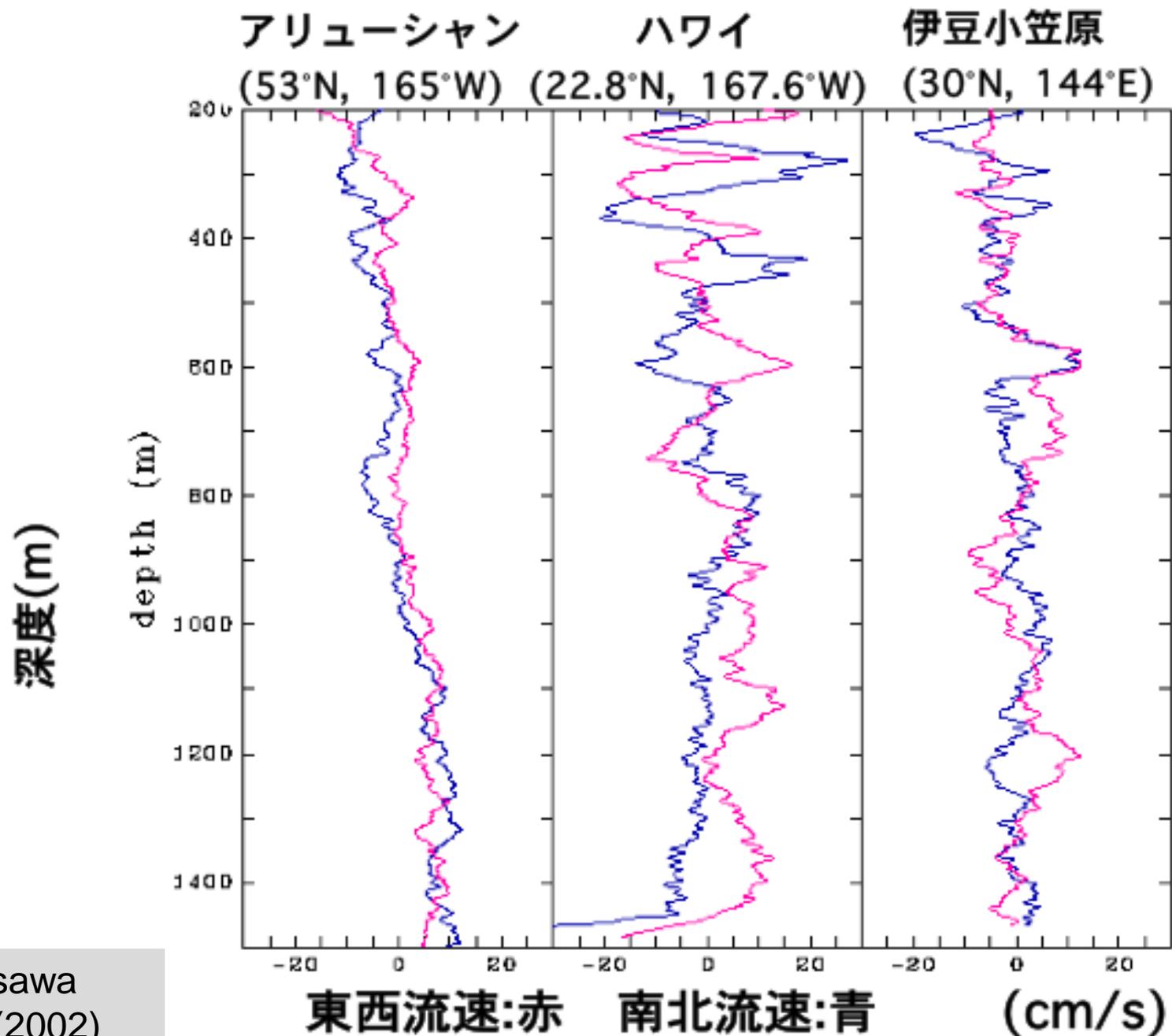
XCTD 經理

姓名: 李 文
職稱: 經理
電話: 02-2345-6789
地址: 台北市中正區
E-mail: chen@xctd.com

XCP 經理

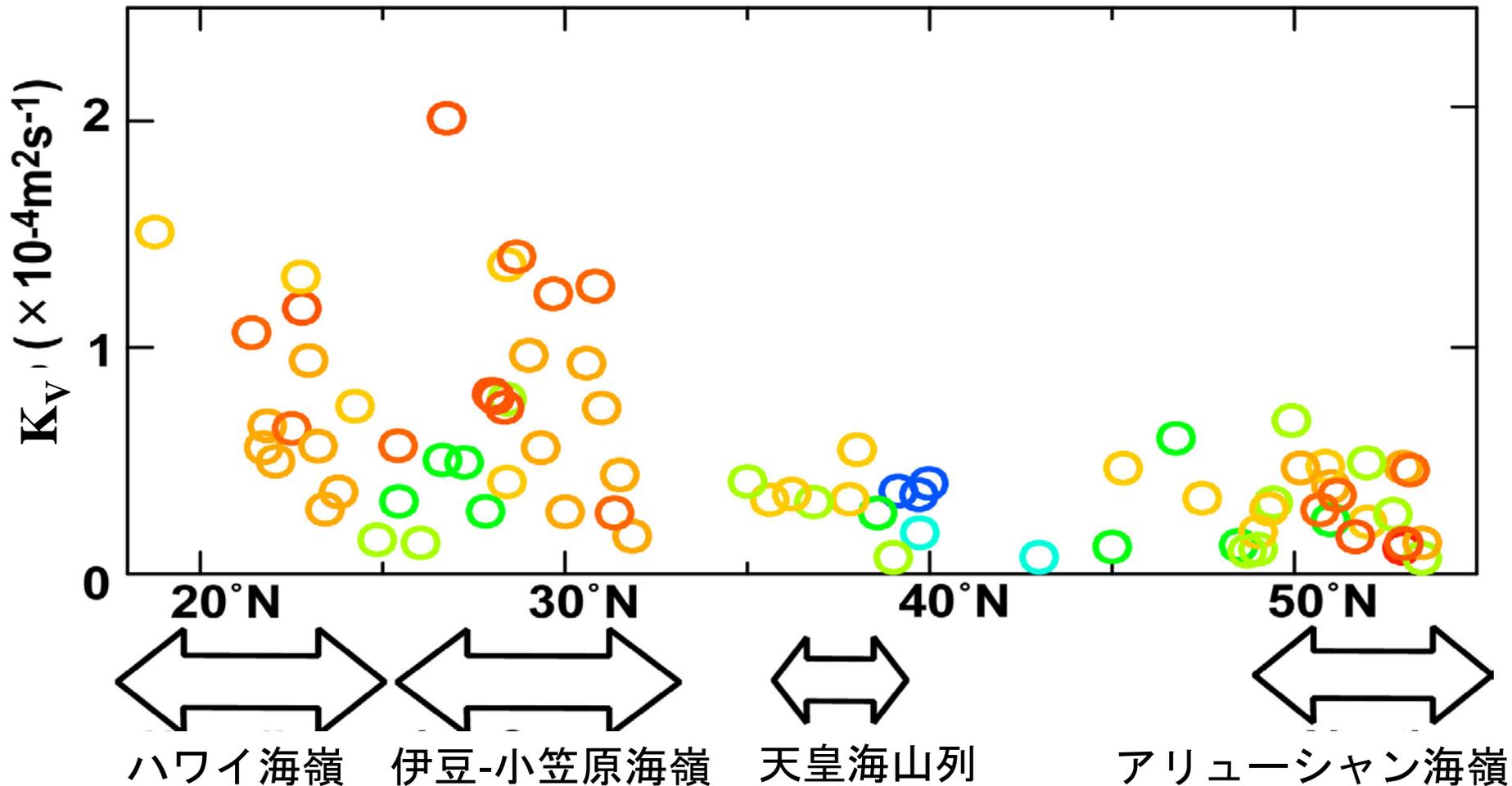
姓名: 王 明
職稱: 經理
電話: 02-7654-3210
地址: 台北市中正區
E-mail: wang@xcp.com

）XCP により観測される水平流速の鉛直プロファイル

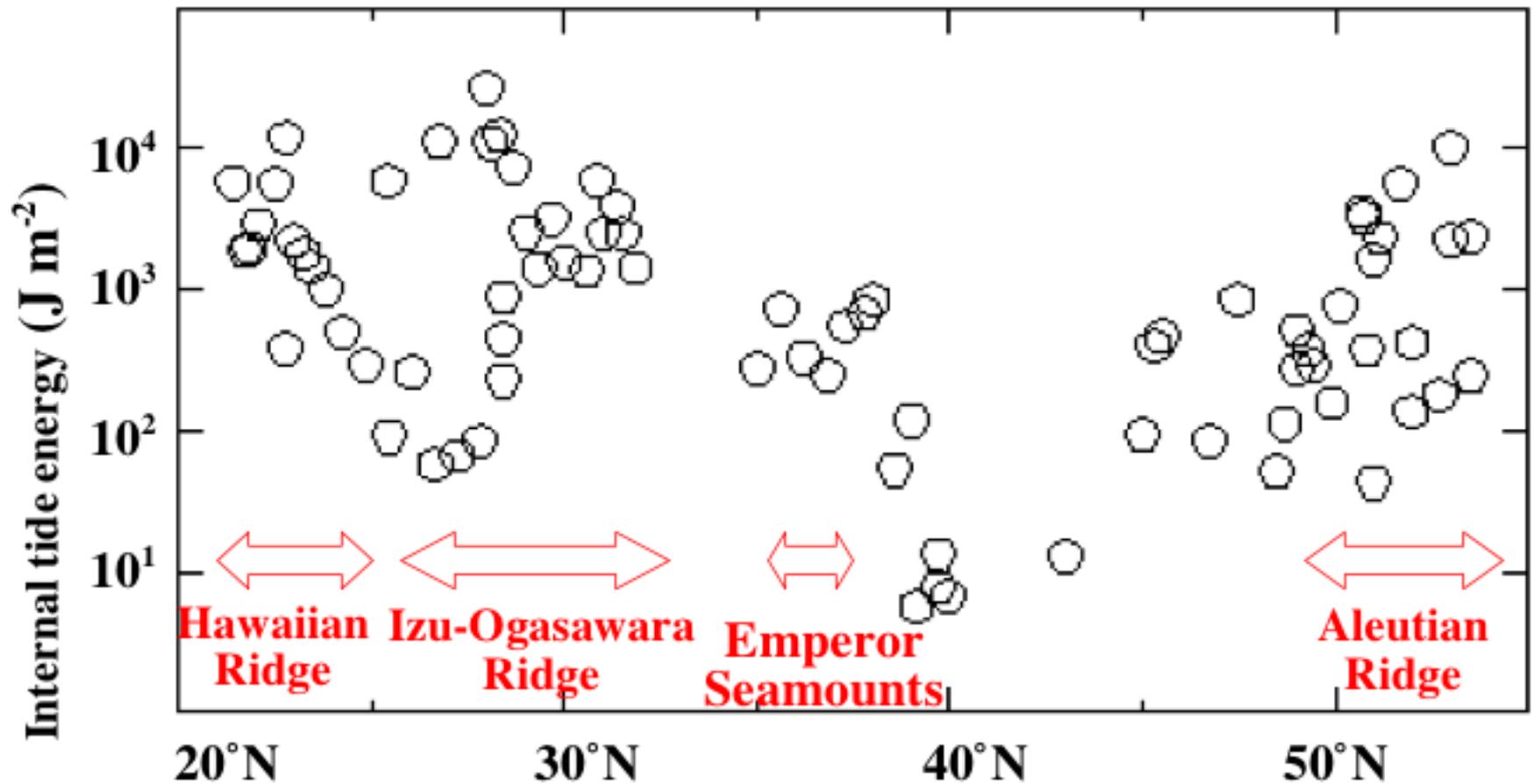


鉛直乱流拡散係数の緯度分布

Nagasawa et al.(2002)



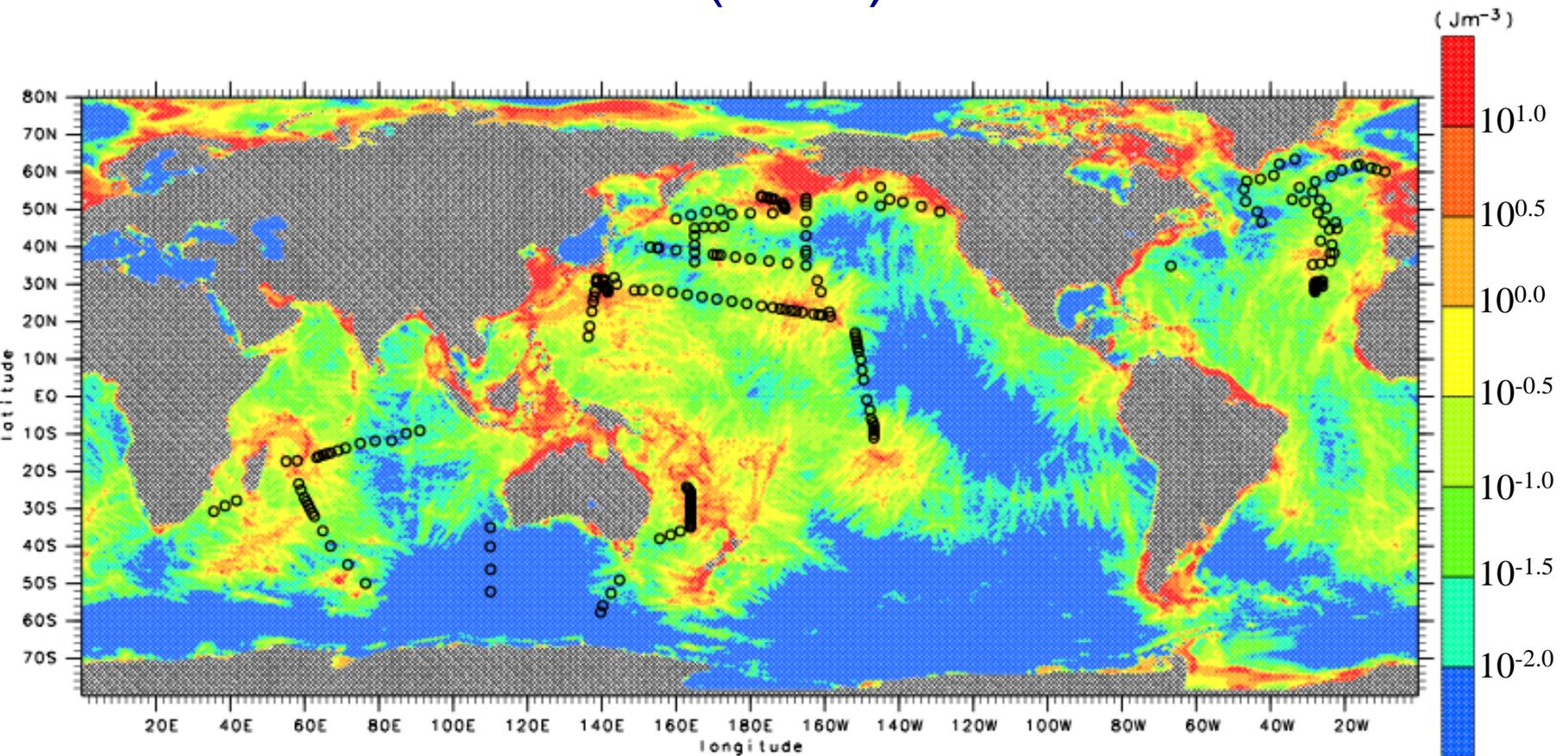
Latitudinal Distribution of Internal Tide Energy



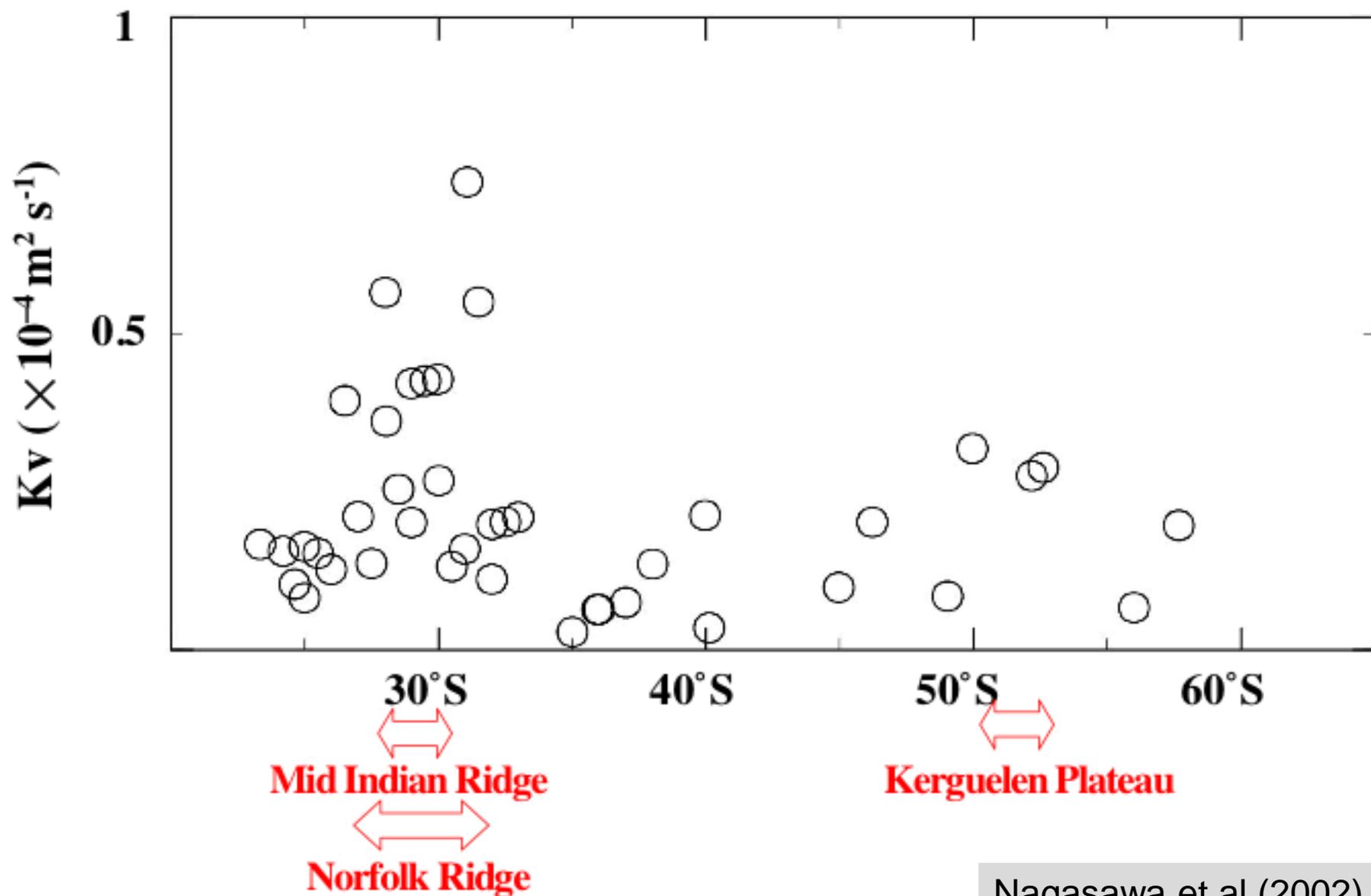


海洋大・海鷹丸

投棄式流速計(XCP)観測点

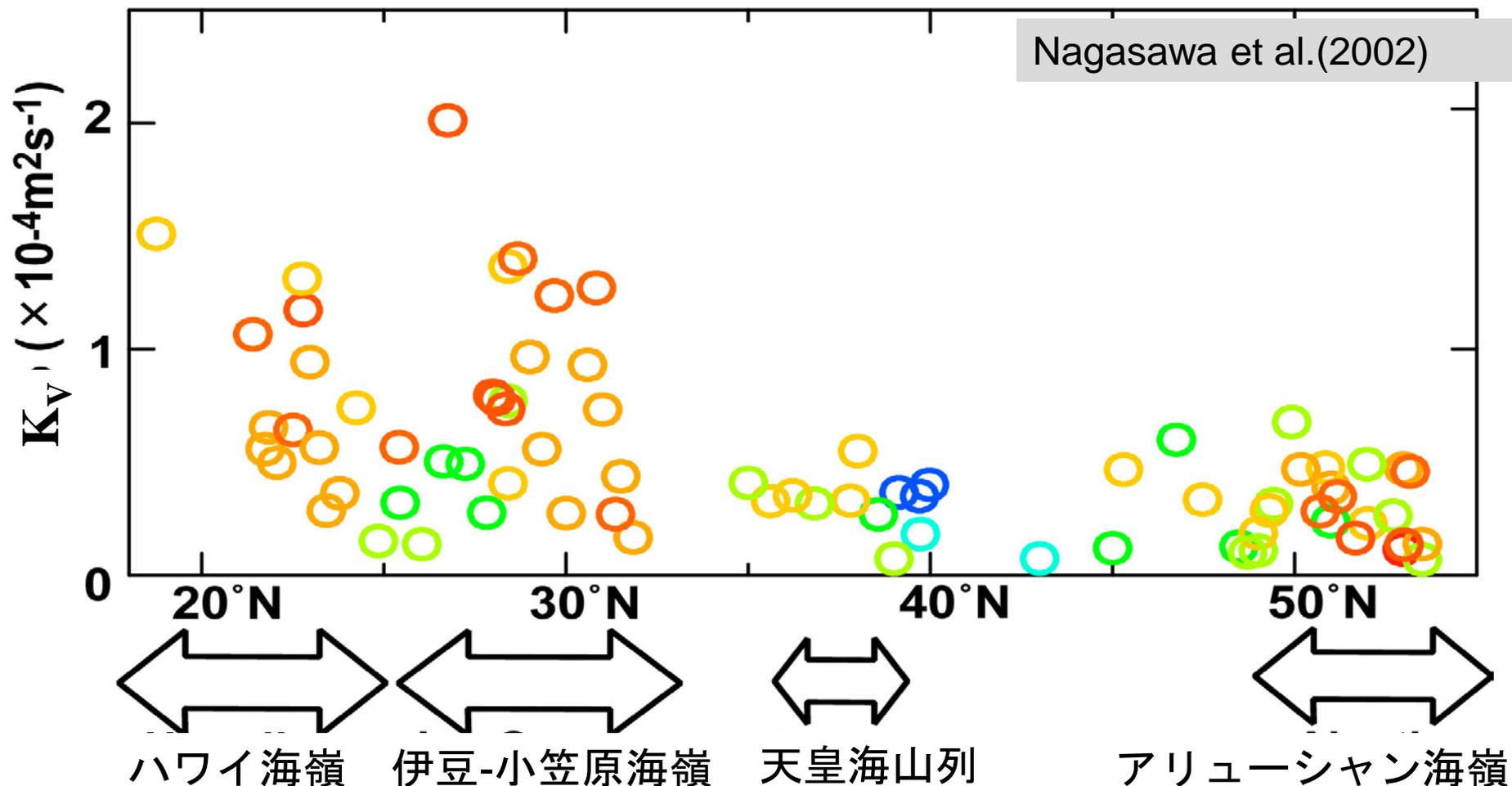


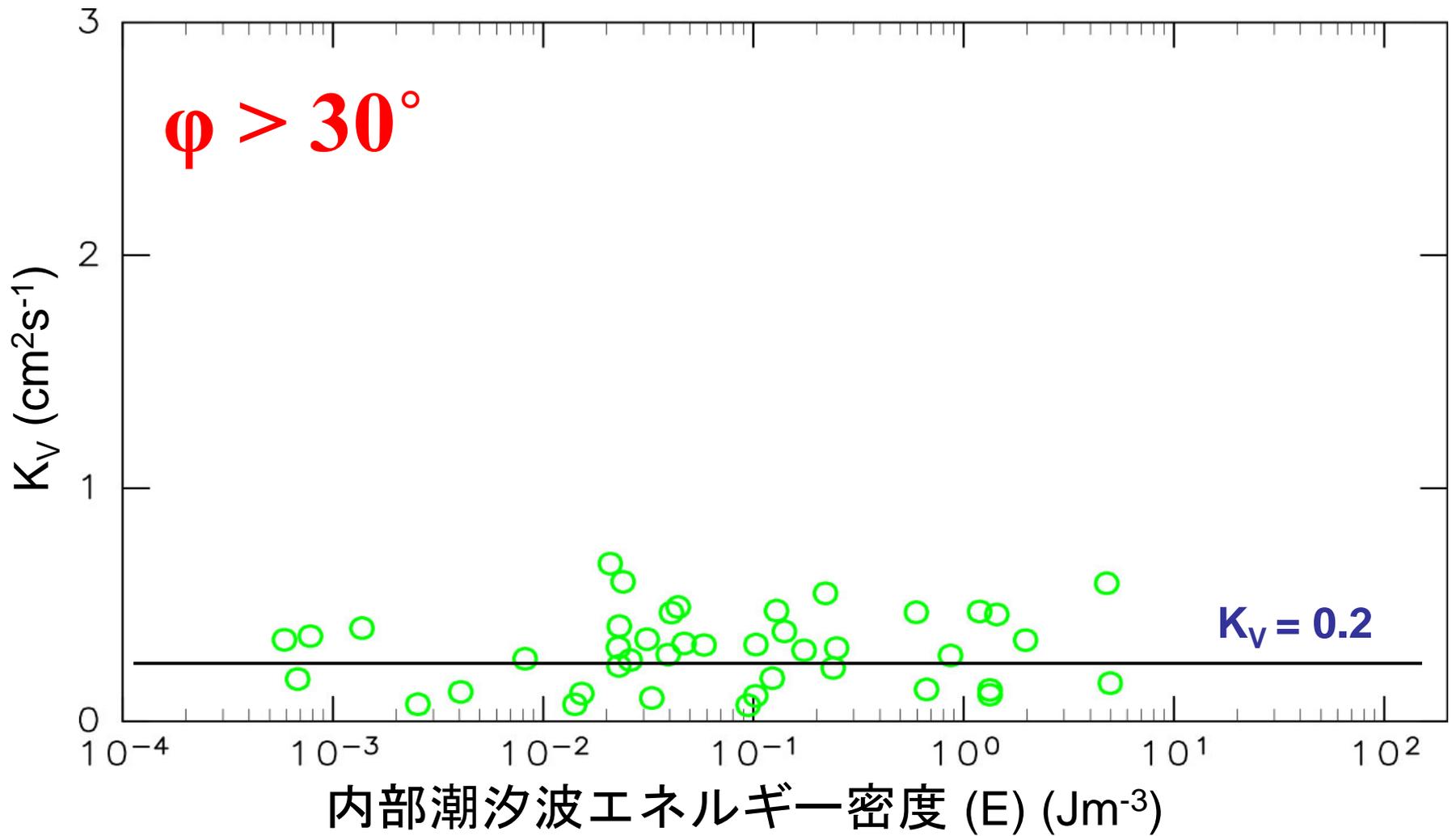
Latitudinal Distribution of Diapycnal Diffusivity in the Deep Waters of the South Pacific and the Indian Ocean

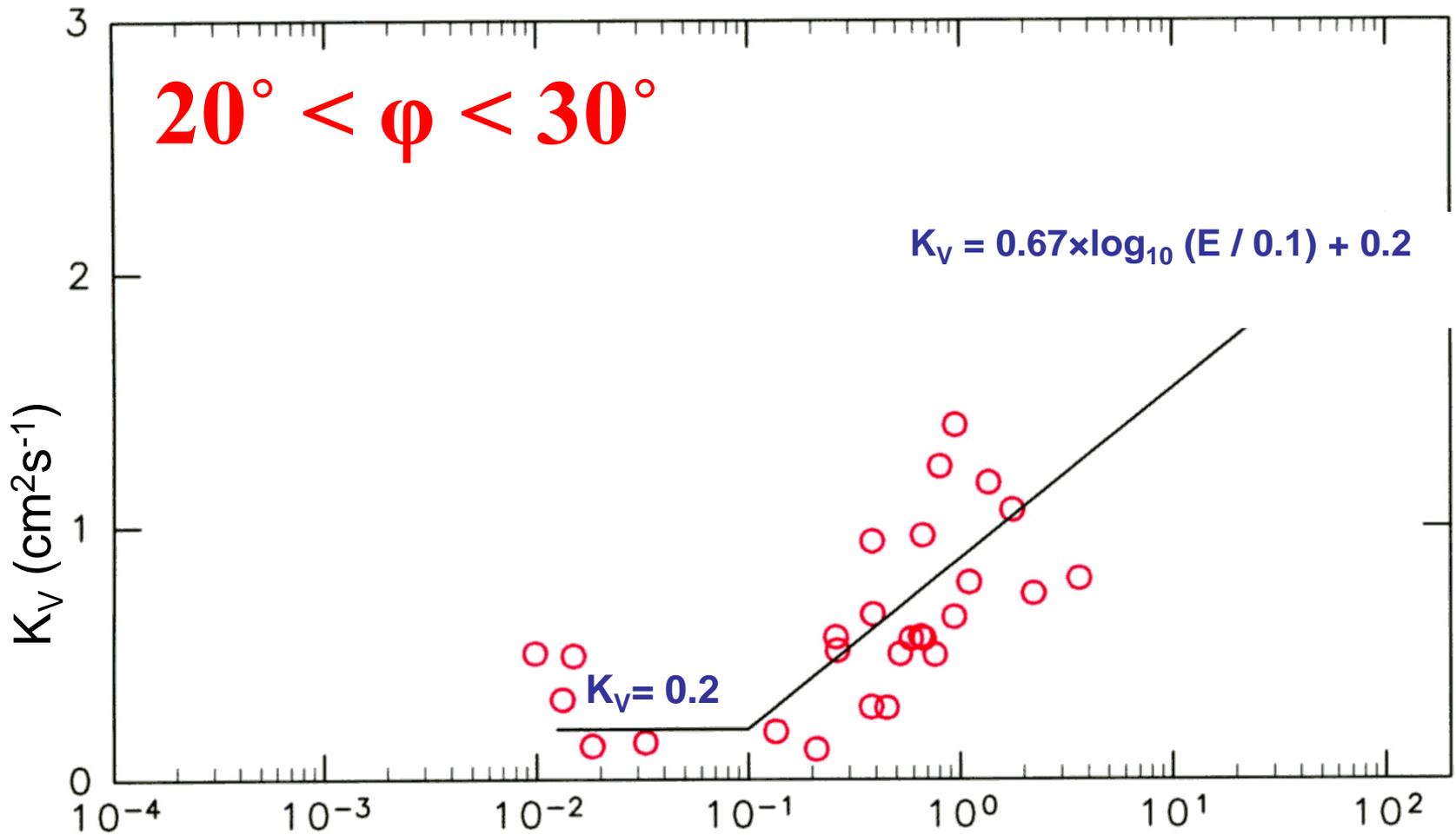


Based on the results of XCP surveys in the North Pacific, we can propose here an empirical formula to predict the global distribution of diapycnal diffusivity K_V (cm^2s^{-1}) in the thermocline.

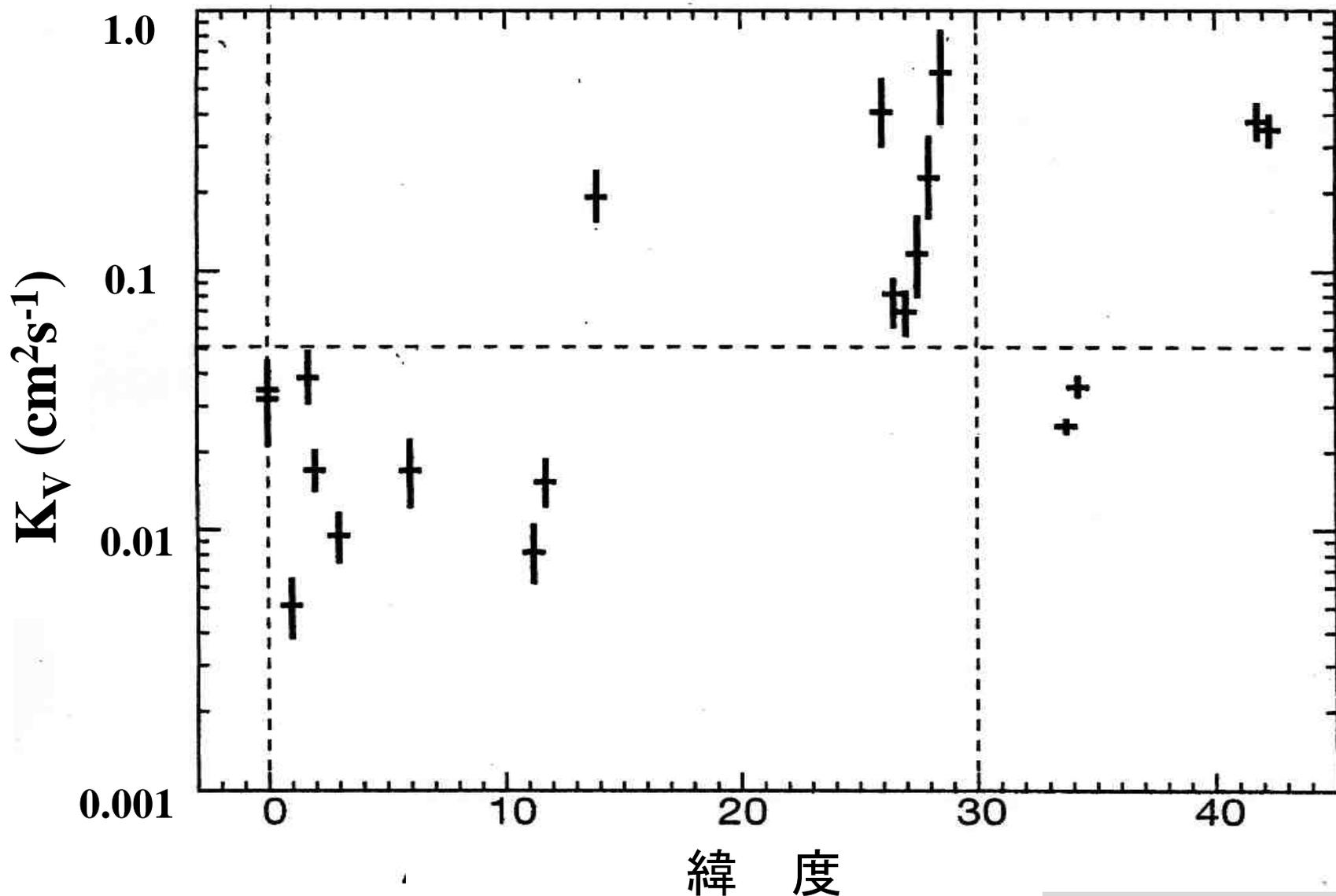
鉛直乱流拡散係数の緯度分布







赤道域における鉛直乱流拡散係数



Empirical formula for diapycnal diffusivity K_V (cm^2s^{-1}) in the thermocline at each longitude (θ) and latitude (ϕ)

$$K_V(\theta, \phi) = (F(\theta, \phi) + 0.2) \times (\phi / 20) \quad \text{for } 0^\circ \leq \phi < 20^\circ$$

$$K_V(\theta, \phi) = F(\theta, \phi) + 0.2 \quad \text{for } 20^\circ \leq \phi < 30^\circ$$

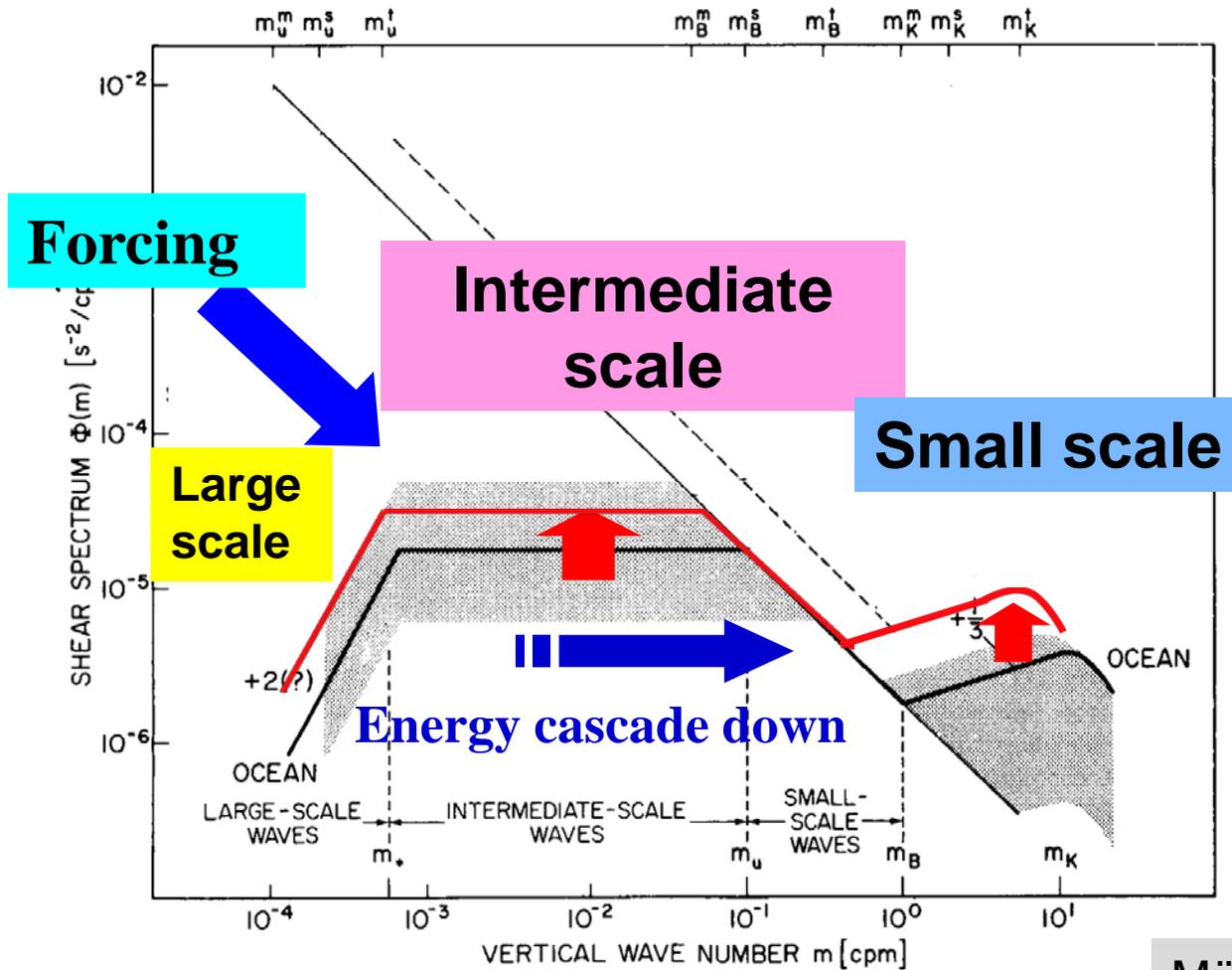
$$K_V(\theta, \phi) = F(\theta, \phi) \times ((35 - \phi) / 5) + 0.2 \quad \text{for } 30^\circ \leq \phi < 35^\circ$$

$$K_V(\theta, \phi) = 0.2 \quad \text{for } 35^\circ \leq \phi$$

where

$$F(\theta, \phi) = 0.67 \times \log_{10}(E(\theta, \phi) / 0.1) \quad \text{for } 0.1 \text{ Jm}^{-3} \leq E(\theta, \phi)$$

$$F(\theta, \phi) = 0. \quad \text{for } E(\theta, \phi) < 0.1 \text{ Jm}^{-3}$$



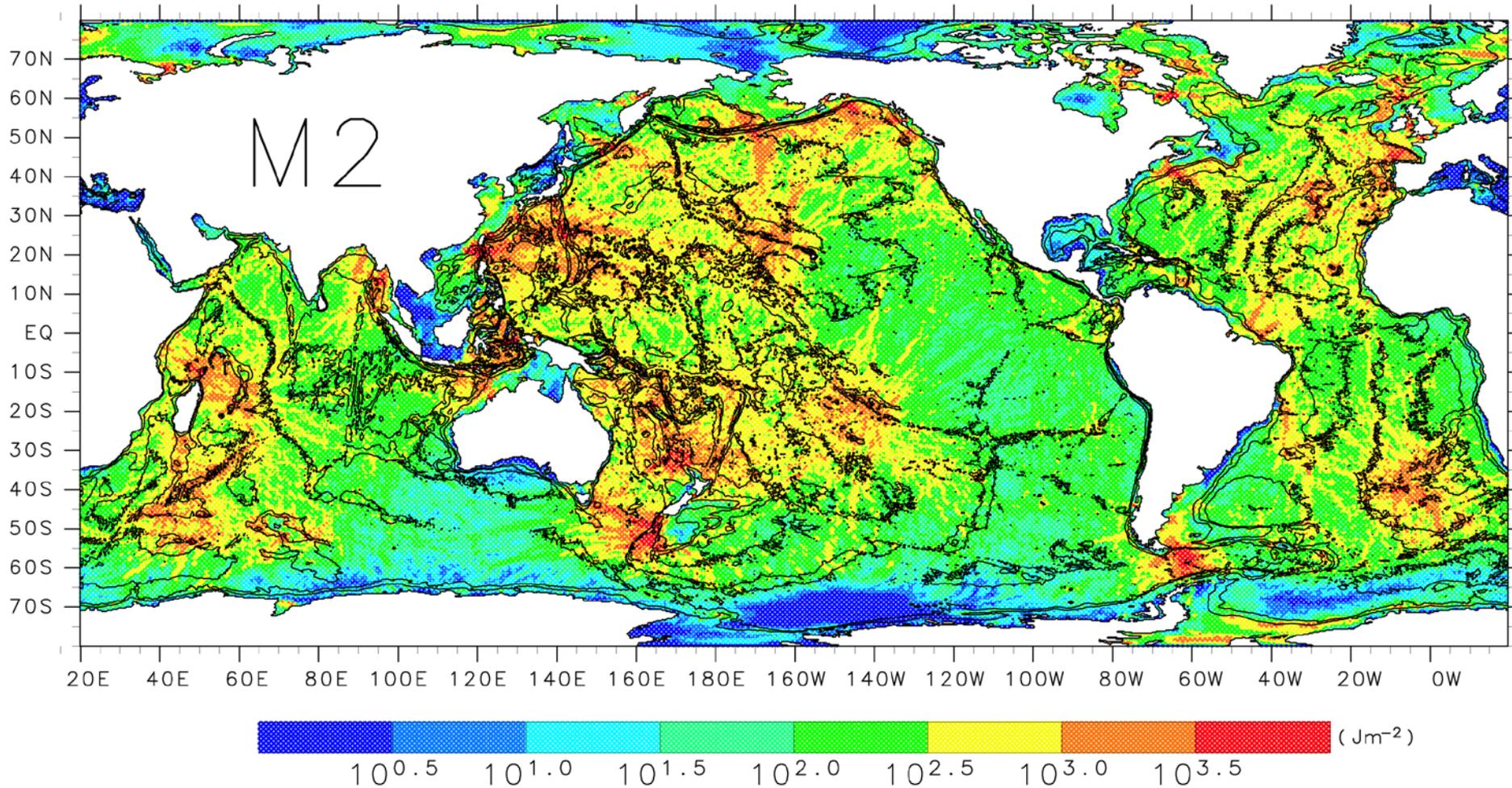
Müller et al.(1992)

Shear spectrum in the ocean

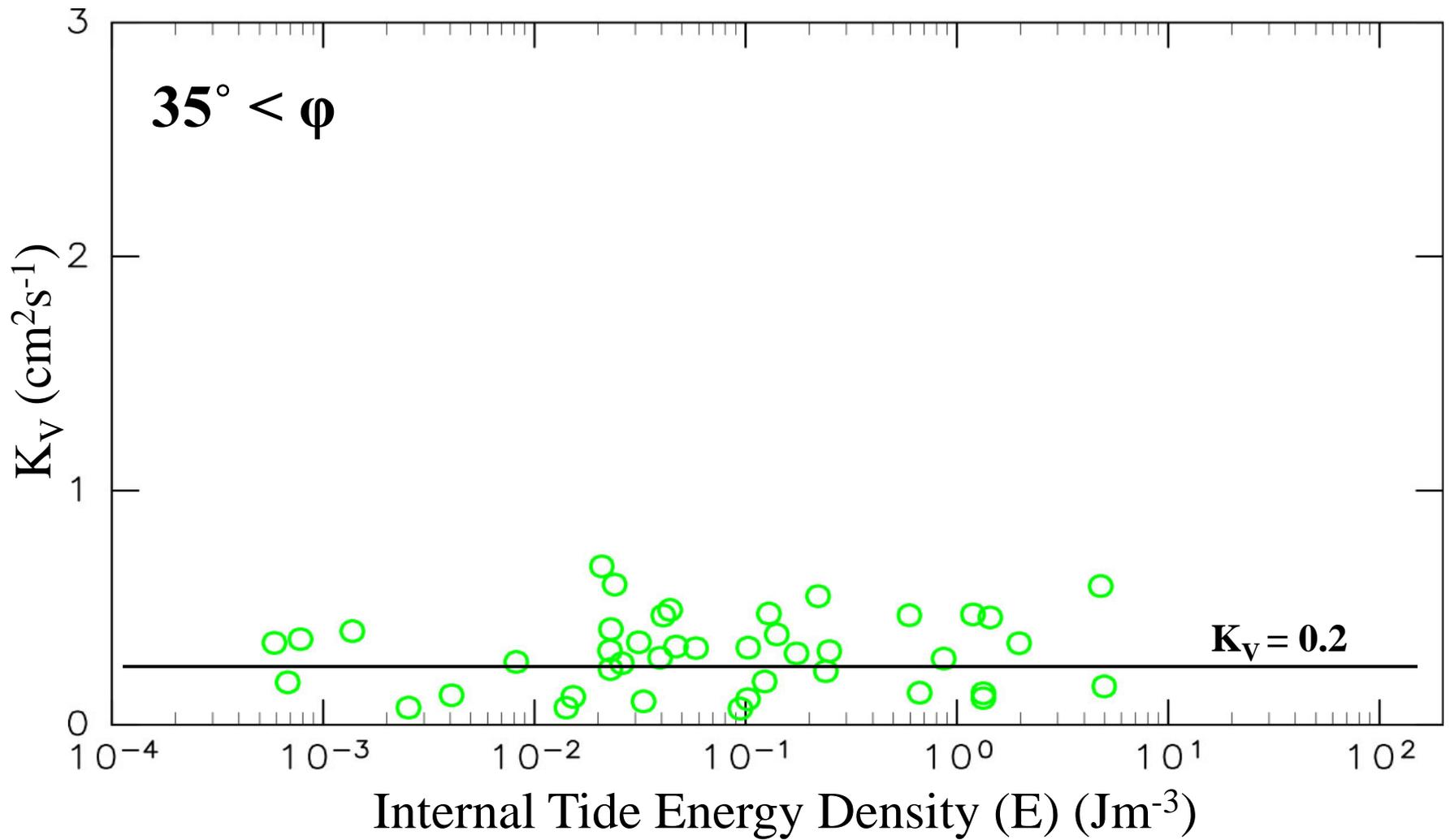
半日周期M₂内部潮汐波の運動エネルギー一分布 (鉛直積分)

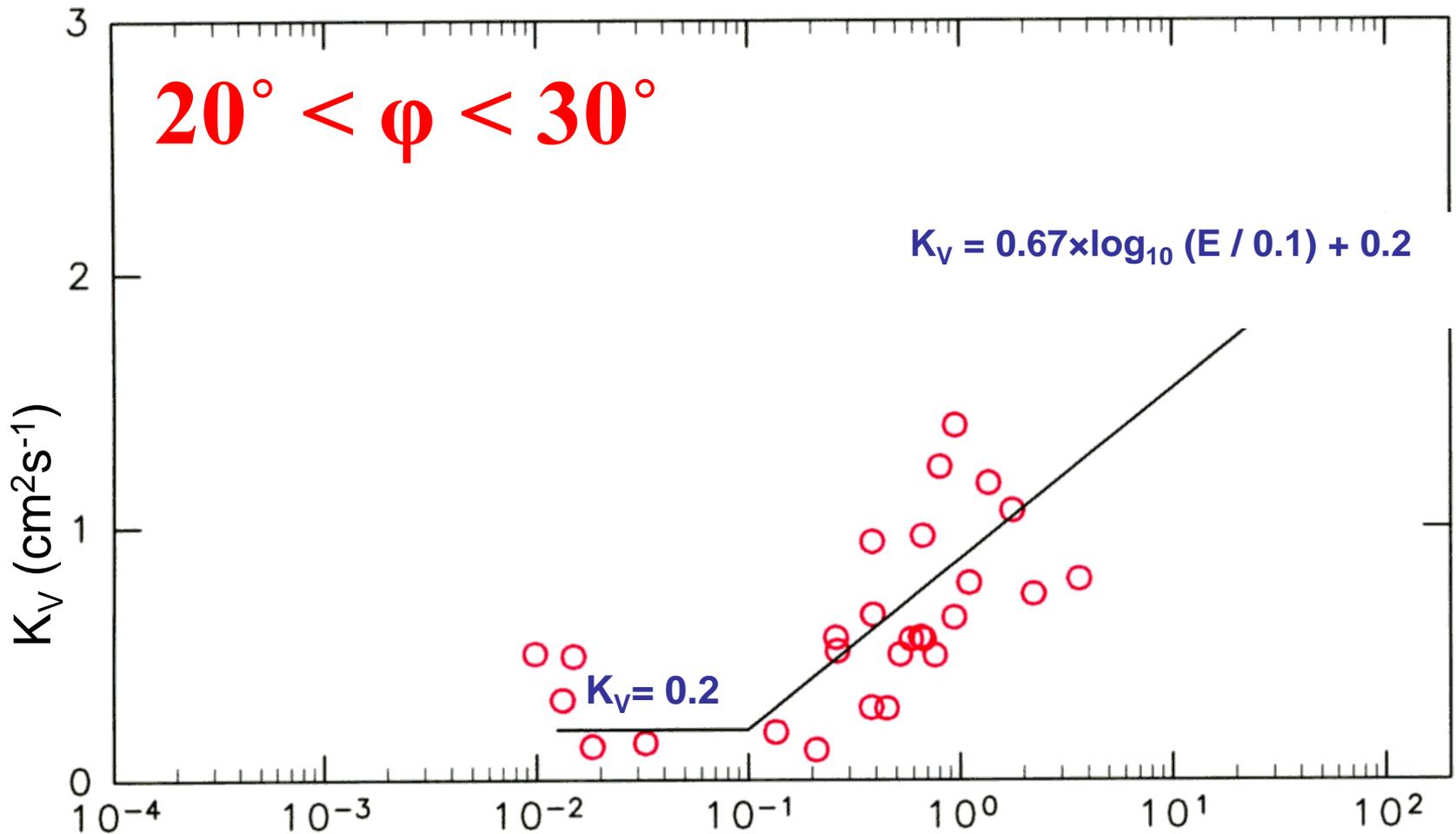
(ダンピング時間=30days)

Niwa and Hibiya(2011)



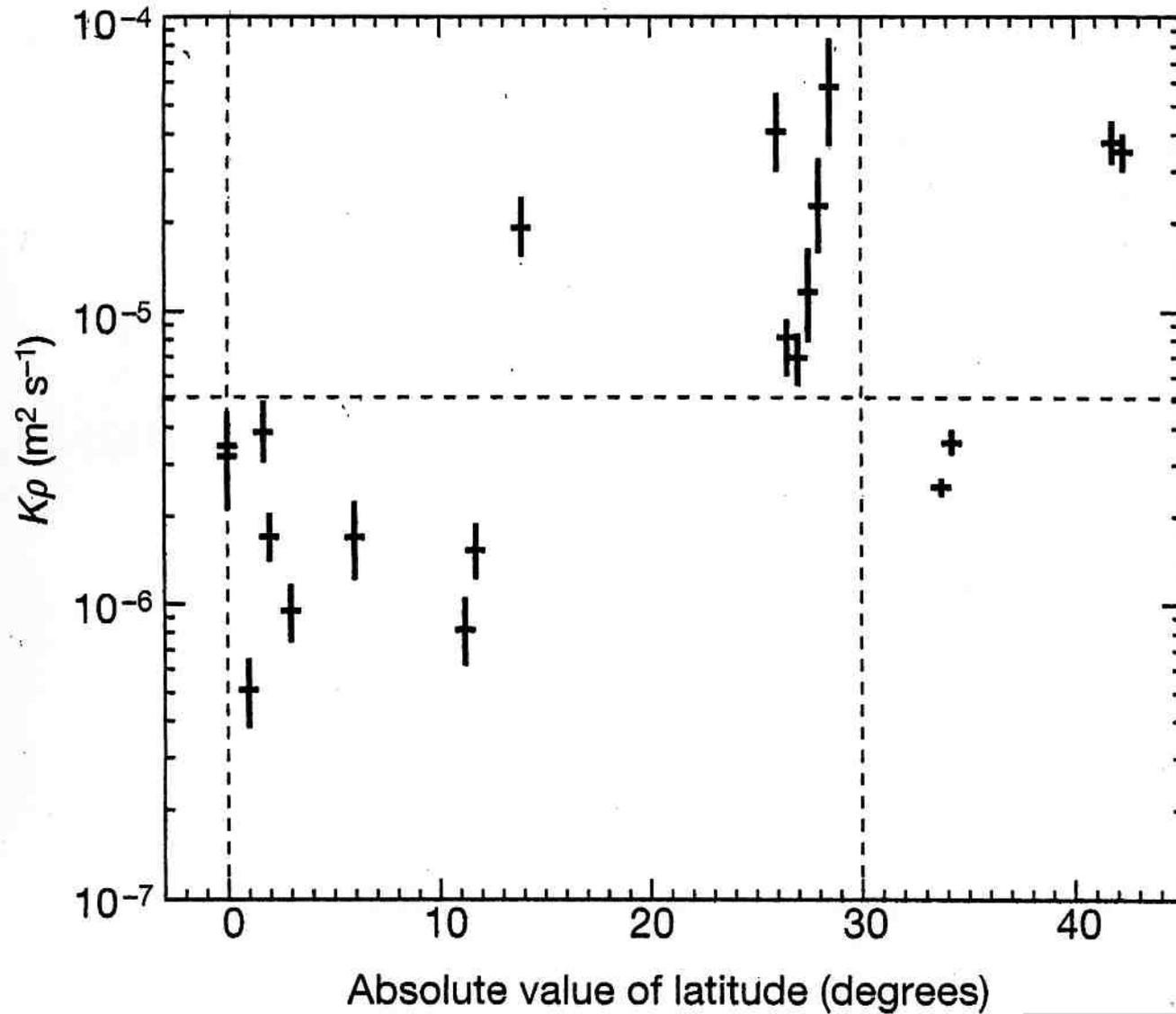
- ・海底地形の分布⇒半日周期の内部潮汐波エネルギーの空間的な局在
西部太平洋・西部インド洋・大西洋中央部



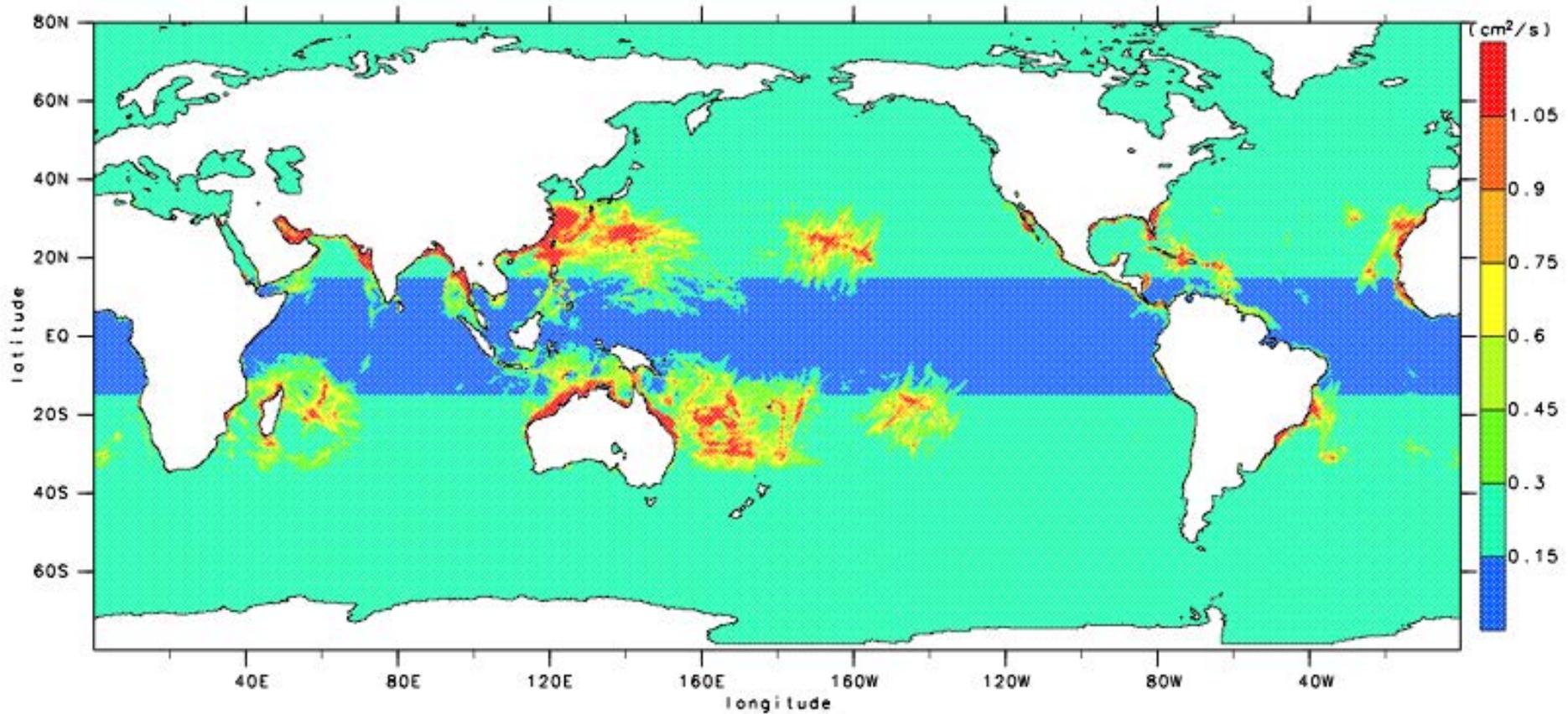


内部潮汐波エネルギー密度 (E) (Jm^{-3})

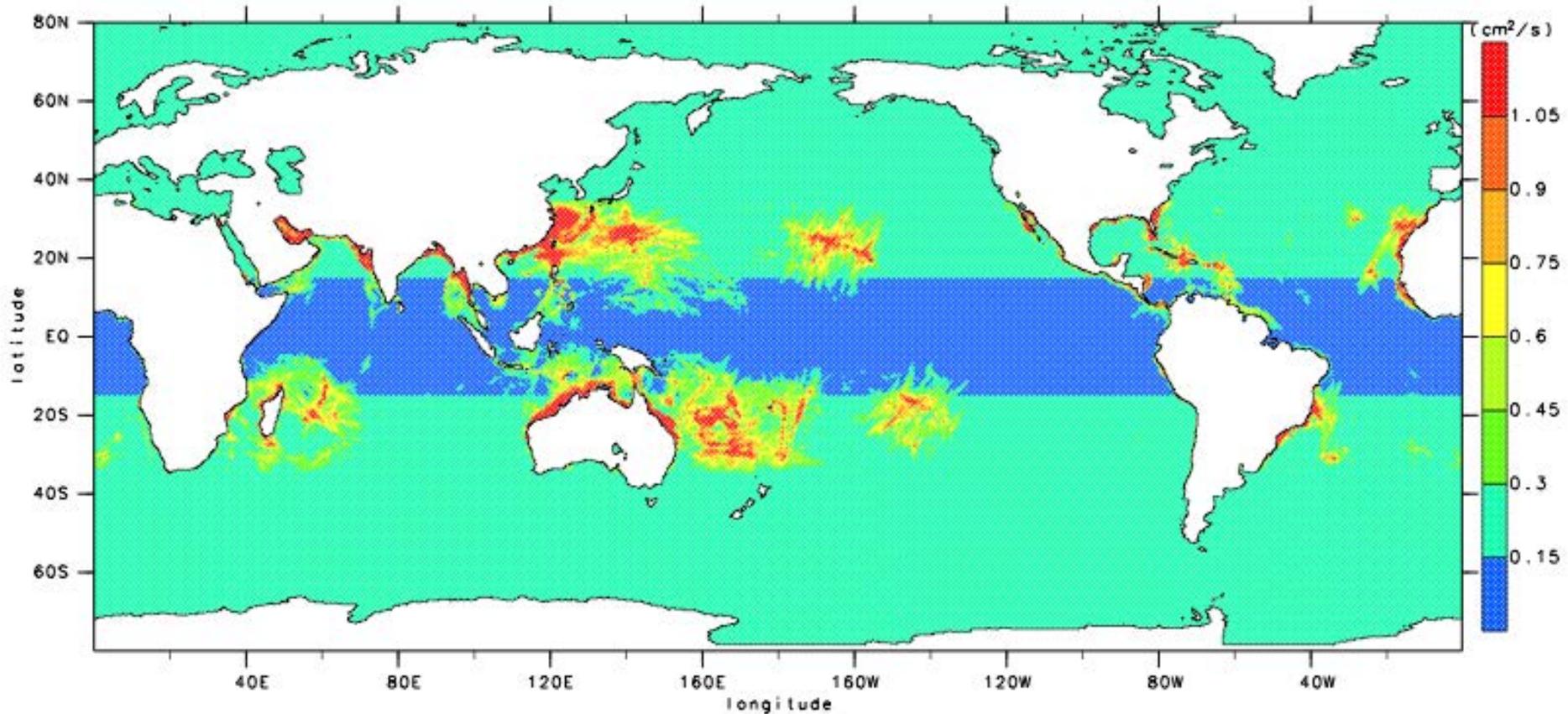
Diapycnal Diffusivities in Equatorial Waters



鉛直乱流拡散係数のグローバルマップ

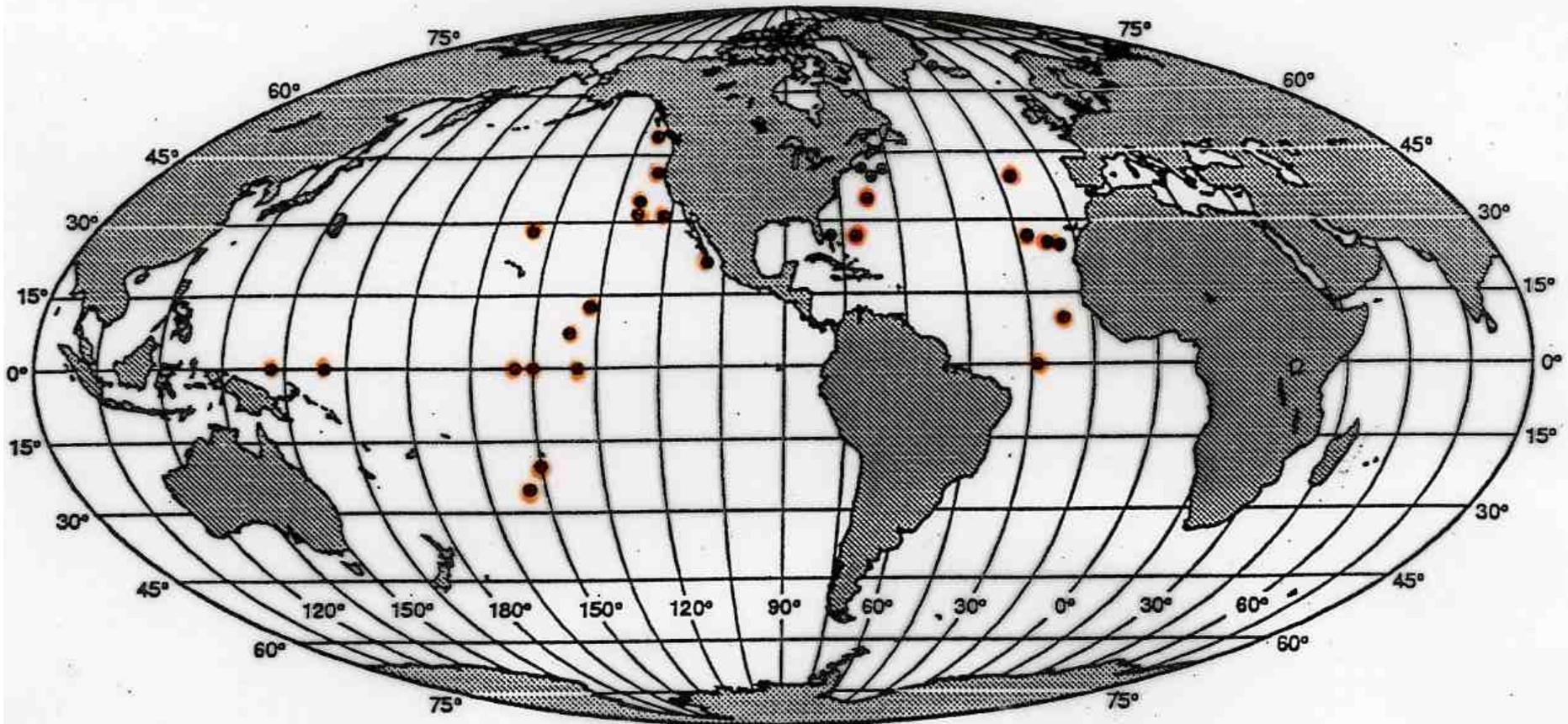


鉛直乱流拡散係数のグローバルマップ



鉛直乱流拡散のホットスポットは、緯度30度よりも赤道側の海嶺・海山の近傍に局在

過去に行われた乱流観測点の分布



結 論

1. 海洋深層における乱流スケールまでのエネルギーカスケードは、**parametric subharmonic instability (P.S.I.)** の機構にコントロールされていることが、数値実験の結果から明らかにされた。このため、乱流拡散の大きさには**強い緯度依存性**の生じる可能性が示された。
2. 投棄式流速計 (XCP) を用いて、北太平洋、南太平洋、南インド洋、さらに、北大西洋の広範囲にわたり、鉛直高波数の流速シアを観測し **Gregg (1989)** のパラメタリゼーションの式に代入することで、乱流拡散係数のマッピングを行った。その結果、理論的に予測された乱流拡散の緯度依存性の存在を確認することができた。

海洋深層における乱流拡散の「**ホットスポット**」は、**緯度30° 以内**

にある顕著な海山や海嶺の近傍に存在することがわかった。

3. 北太平洋における XCP 観測の結果に基づいて、各緯度・経度における乱流拡散係数の予報式を、その場の内部潮汐波エネルギーの関数として作成するとともに、これを用いて深海における乱流拡散係数のグローバルなマッピングを初めて行った。

XCPから
Gregg(1989)
の式を用いて
見積もった ε

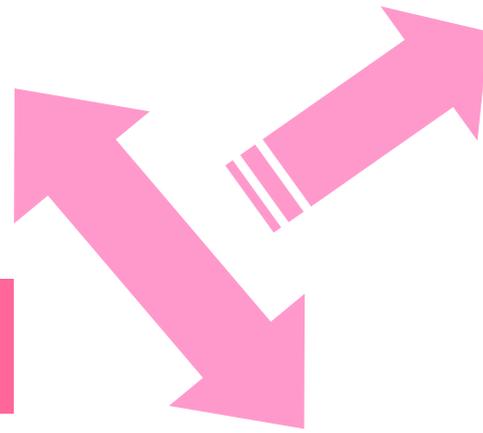
XCPから
Gregg(1989)
の式を用いて
見積もった ε

深海乱流計から
直接見積もった ε

XCPから
Gregg(1989)
の式を用いて
見積もった ε

比較

深海乱流計から
直接見積もった ε

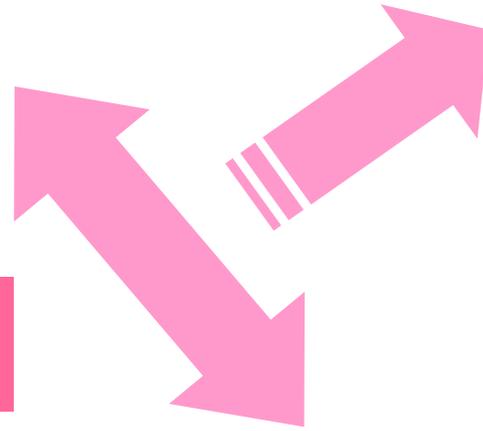


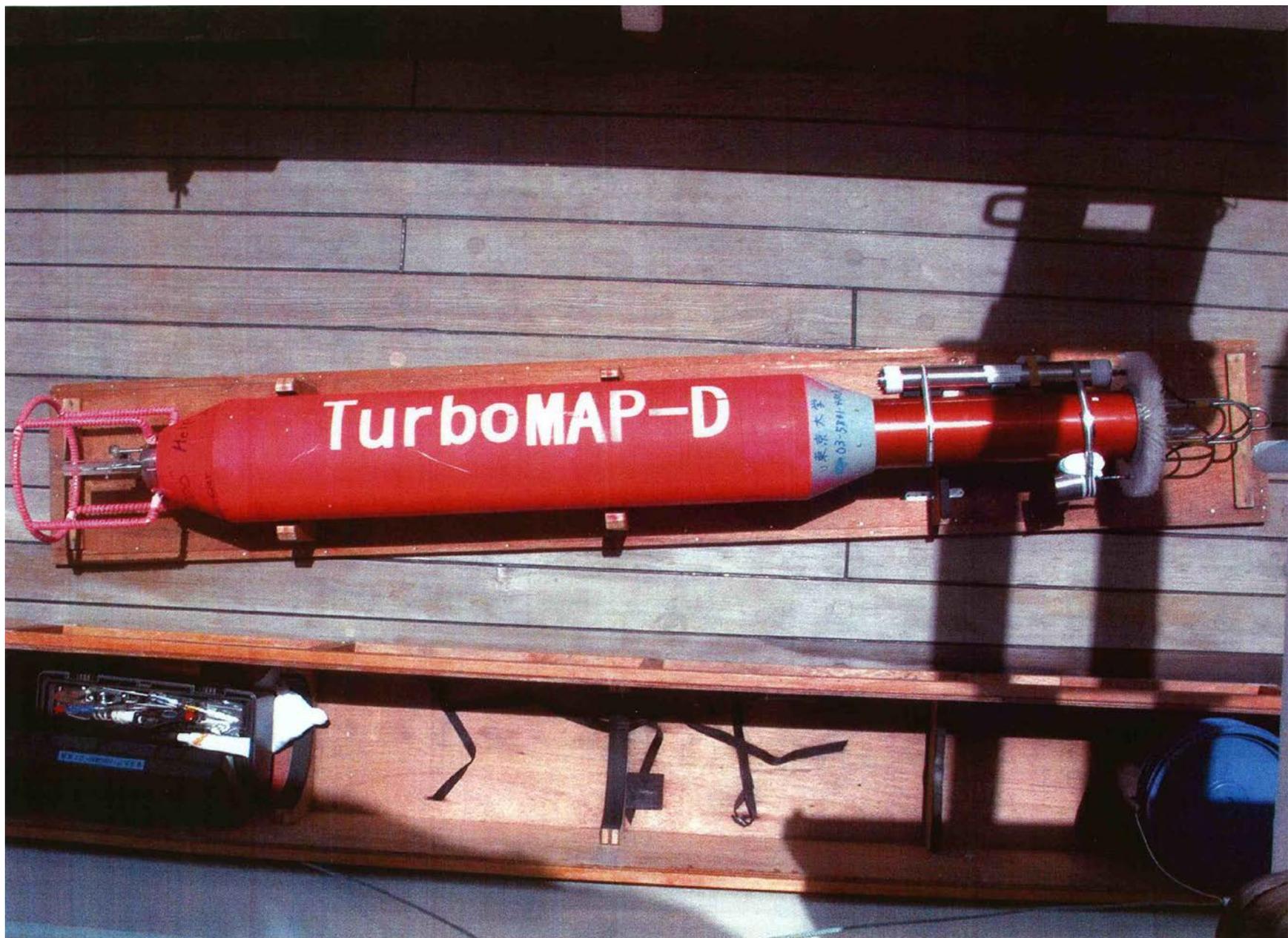
XCPから
Gregg(1989)
の式を用いて
見積もった ε

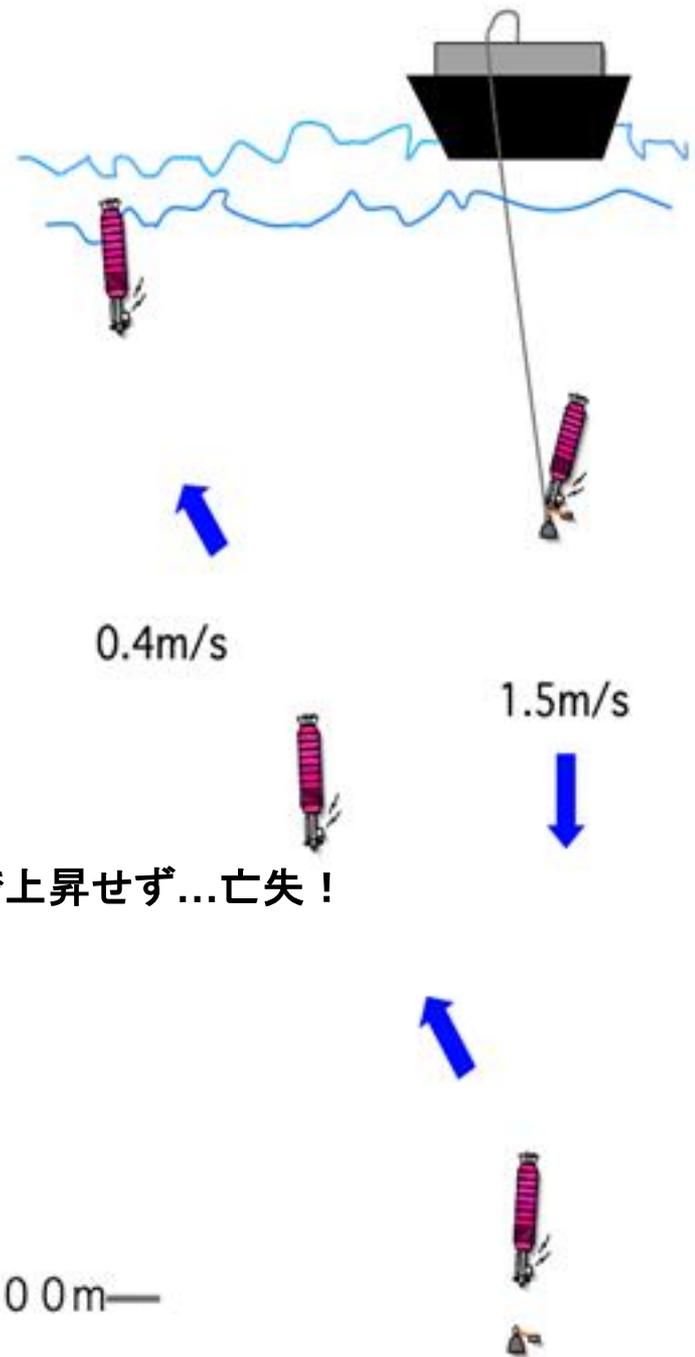
有効性？

比較

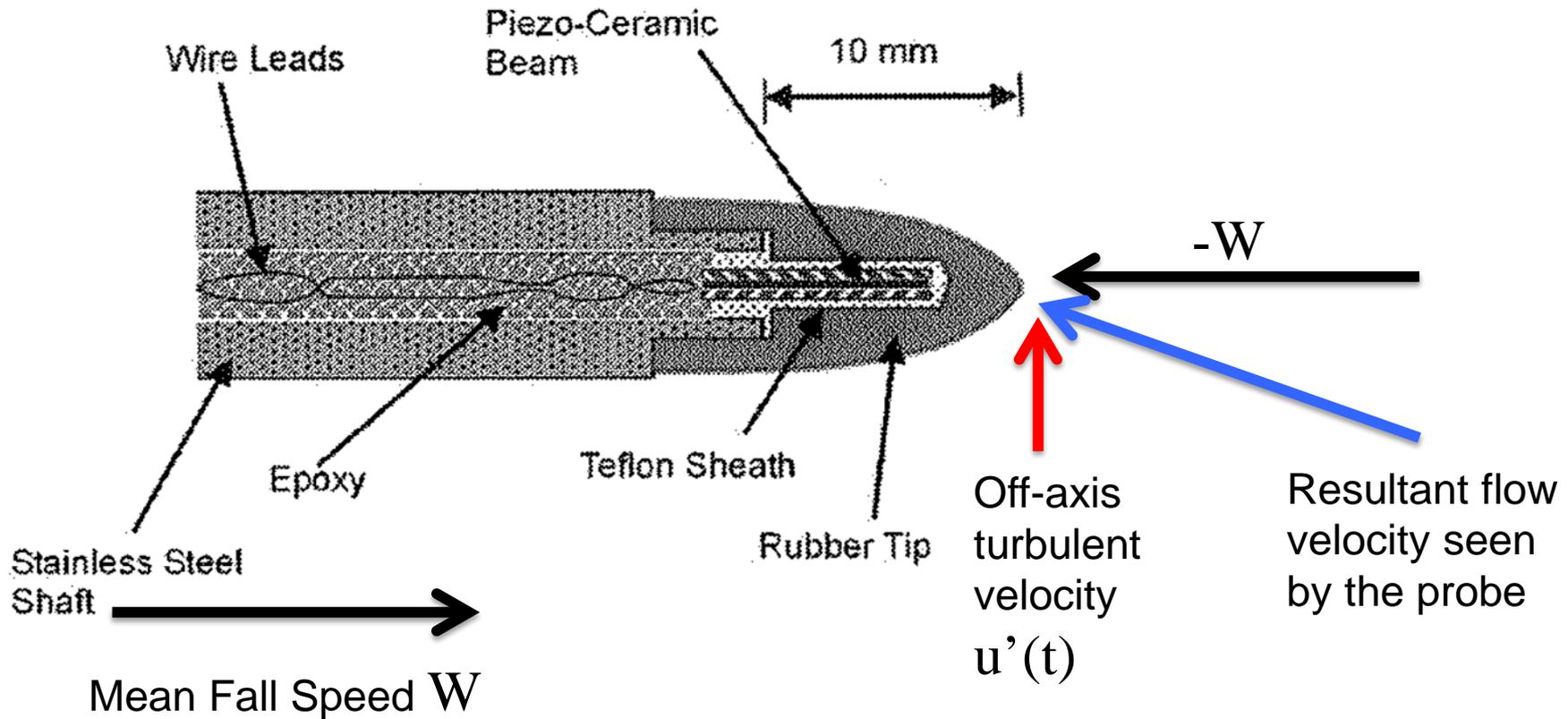
深海乱流計から
直接見積もった ε

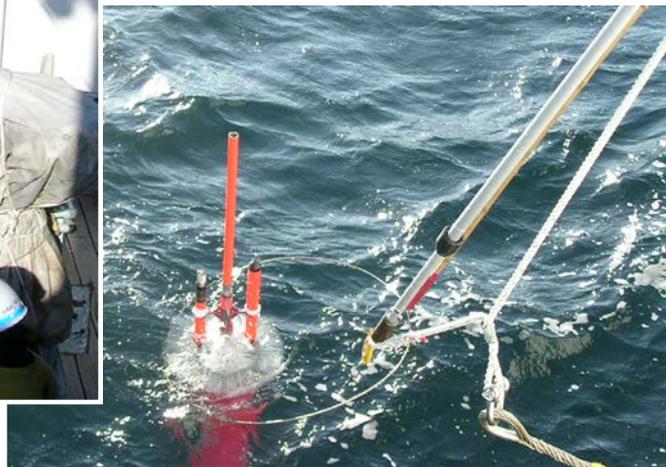




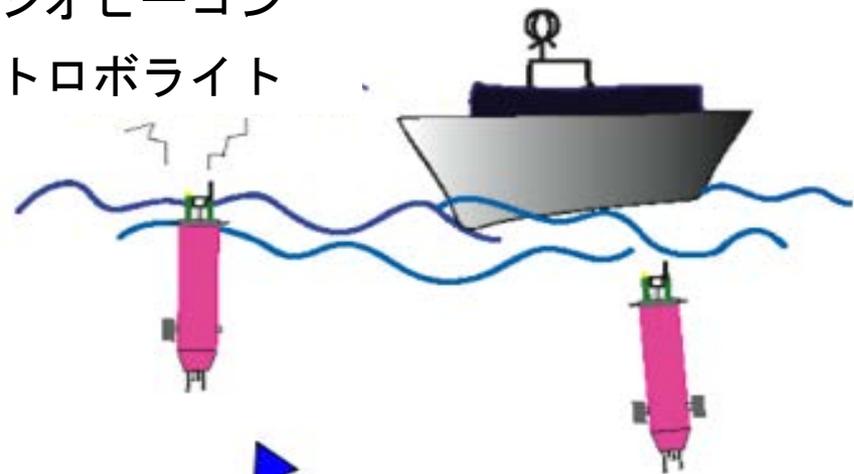


流速シアセンサー



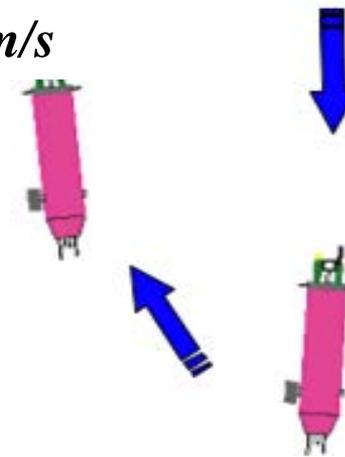


ラジオビーコン
ストロボライト

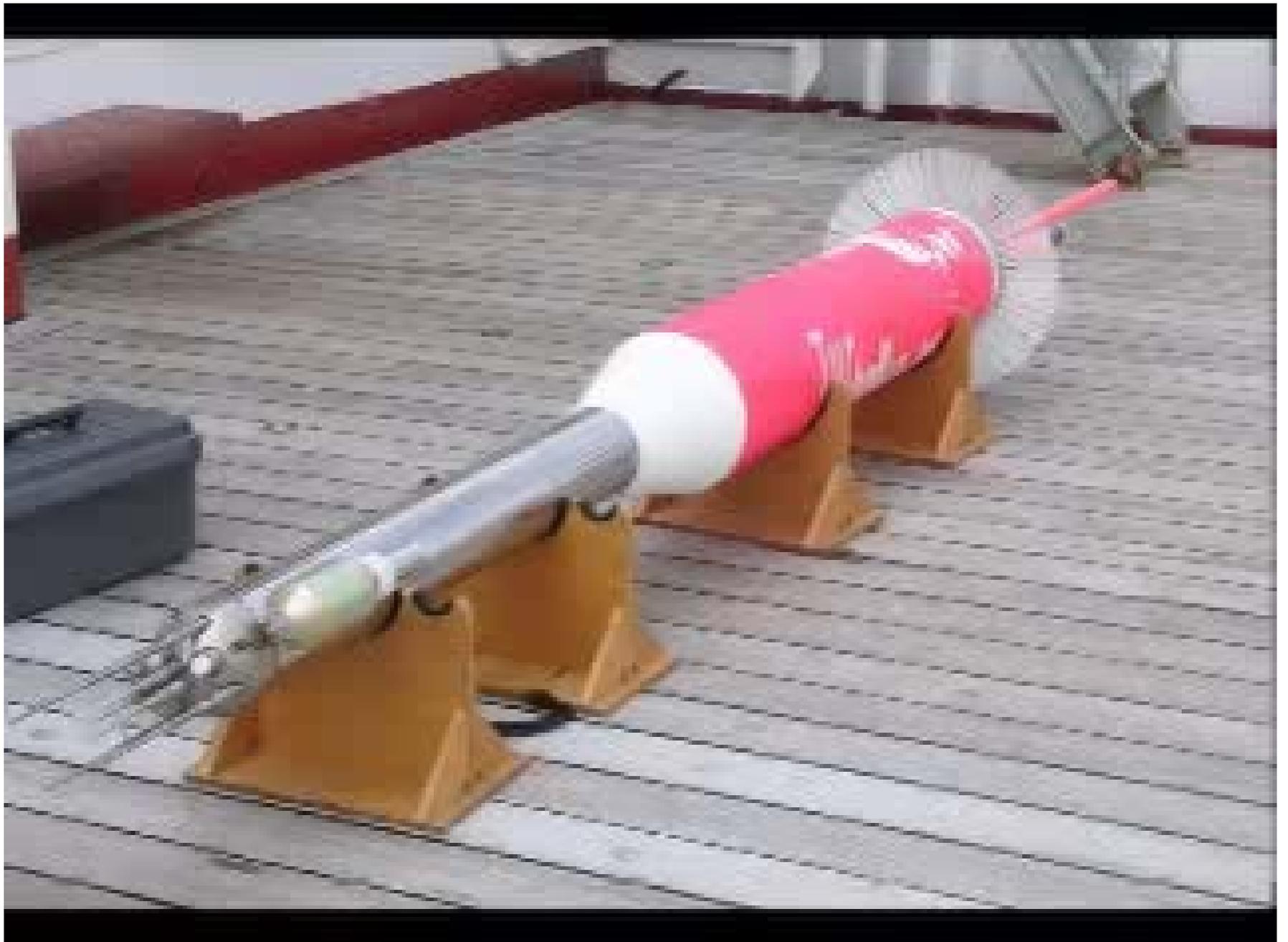


自由落下 $\sim 0.6 \text{ m/s}$

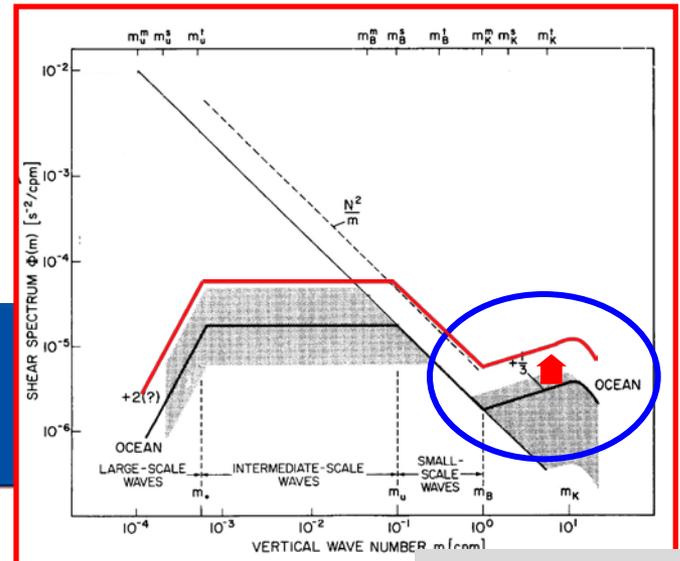
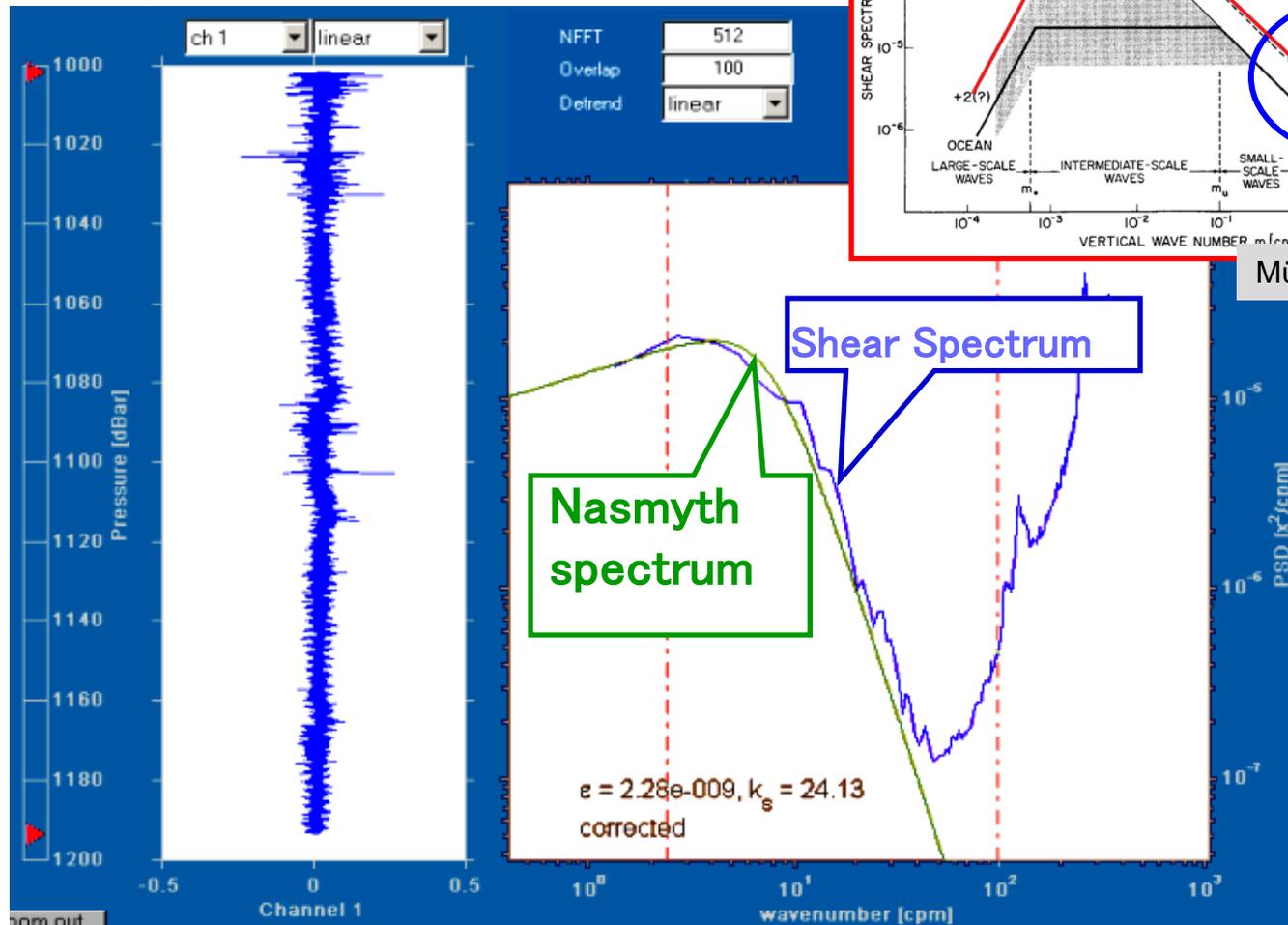
上昇 $\sim 0.6 \text{ m/s}$



おもりの切り離し
(深度 $\sim 1700 \text{ m}$)



- **Microstructure Data**



Müller et al.(1992)

解析方法

等方性が成り立つと仮定すると、エネルギー消散率は Navier-Stokes 方程式から下記のように書ける。

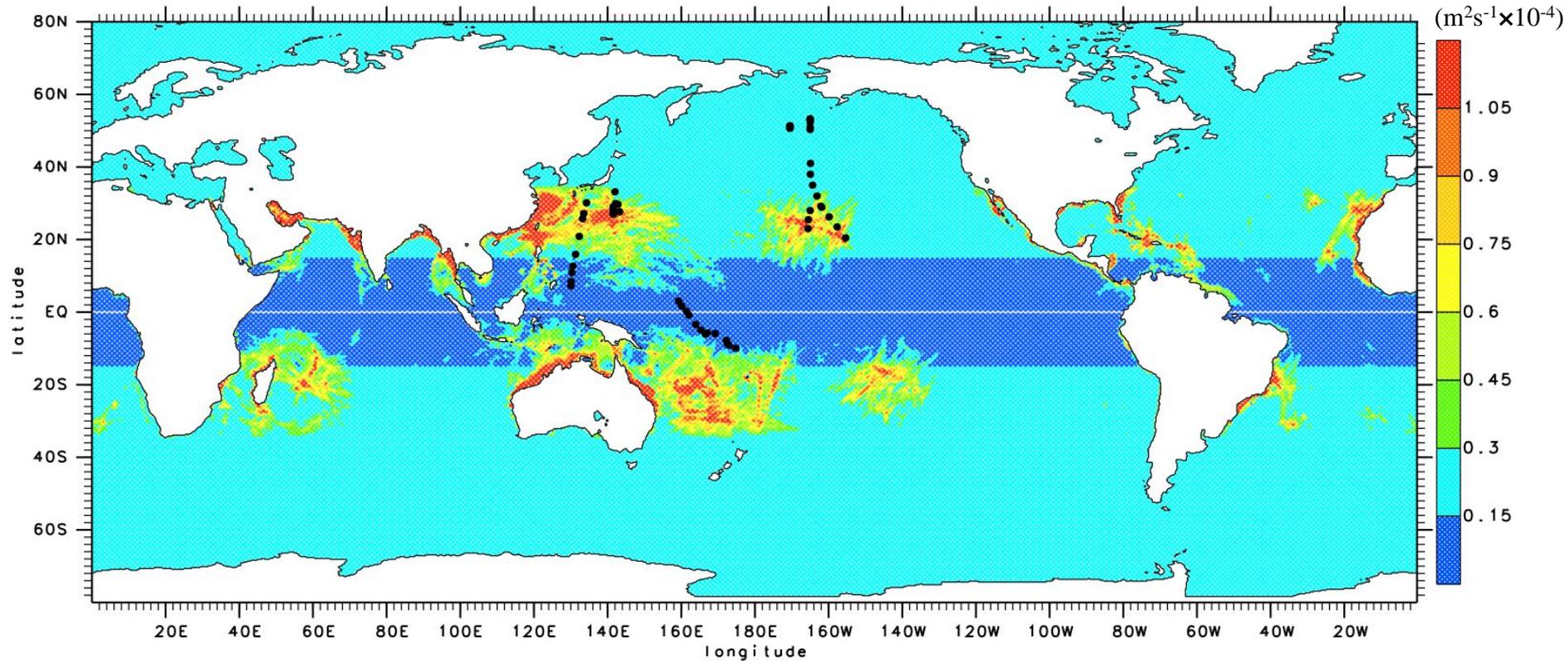
$$\varepsilon = \frac{15}{2} \nu \overline{\left(\frac{du'}{dz} \right)^2} \quad [W / kg]$$

乱流スケールのシアースペクトルから $\overline{(du' / dz)^2}$ を計算し、上式から ε を、さらに、

$$K_\rho = 0.2 \varepsilon / N^2 \quad (\text{Osborn, 1980})$$

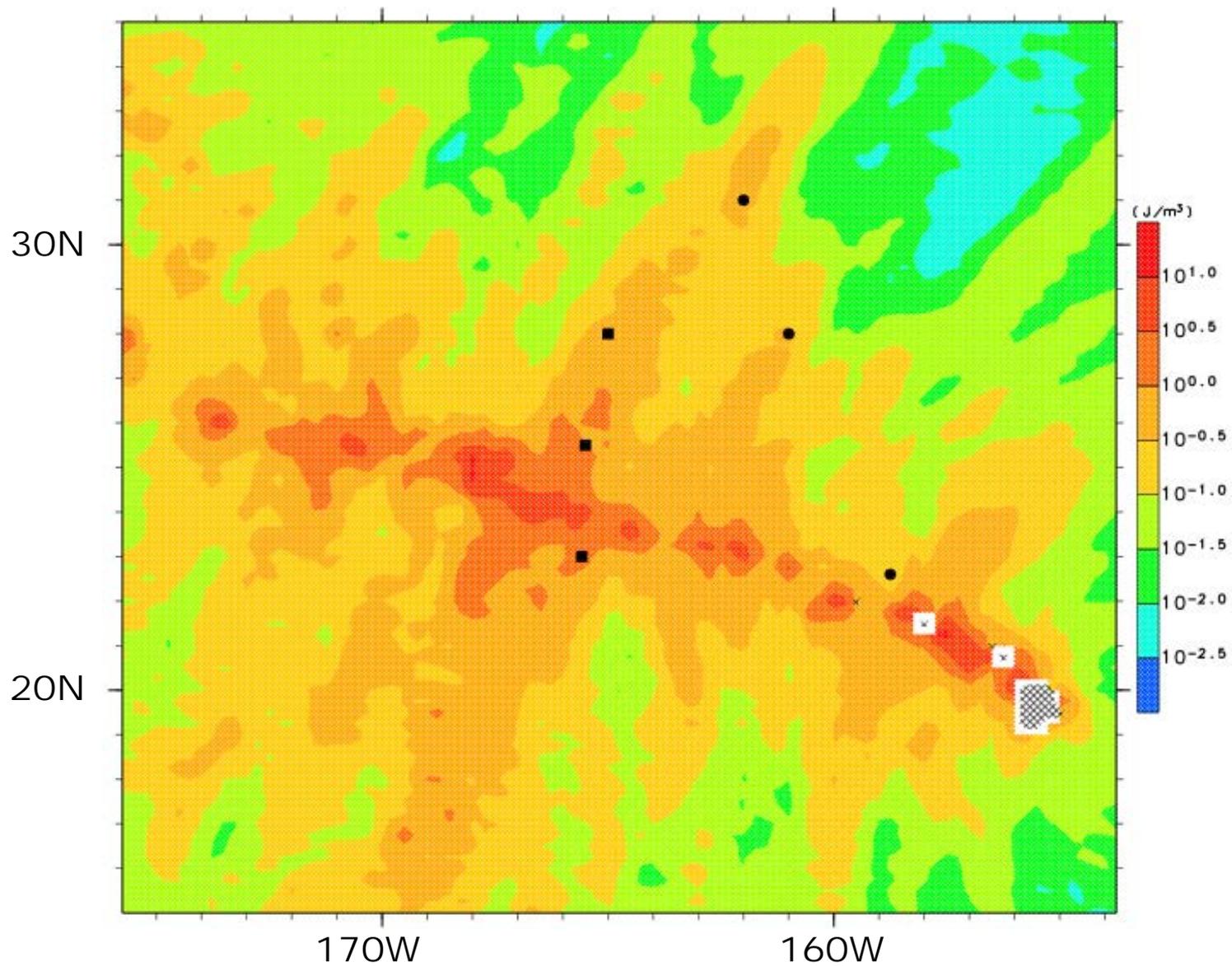
に代入して鉛直乱流拡散係数を求める。

深海乱流の直接観測点



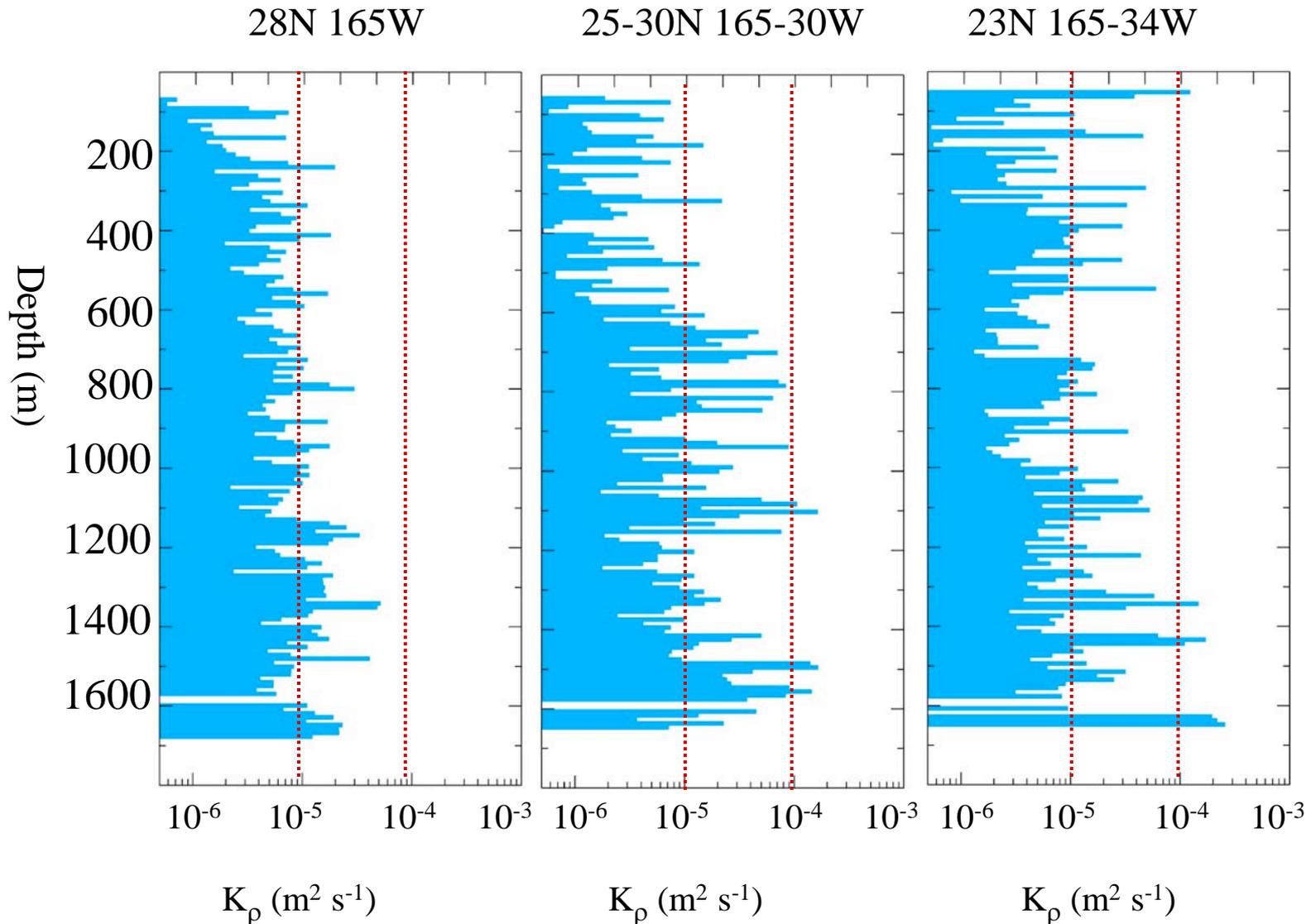
Hibiya et al. (2006)

ハワイ海嶺付近の直接乱流観測点

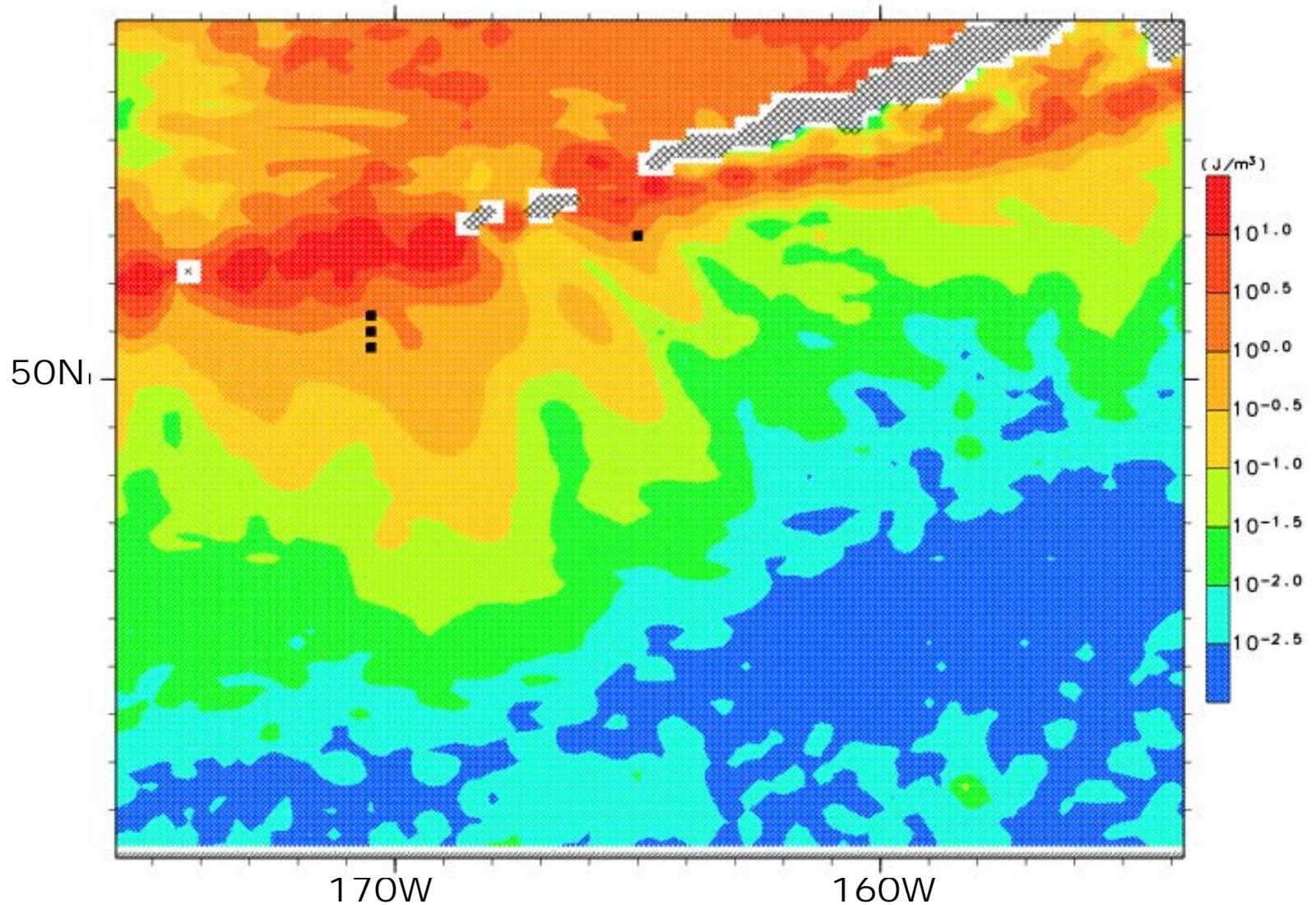


ハワイ海嶺付近での乱流観測結果

Hibiya et al. (2007)



アリューシャン海嶺付近での直接乱流観測点



アリューシャン海嶺付近での乱流観測結果

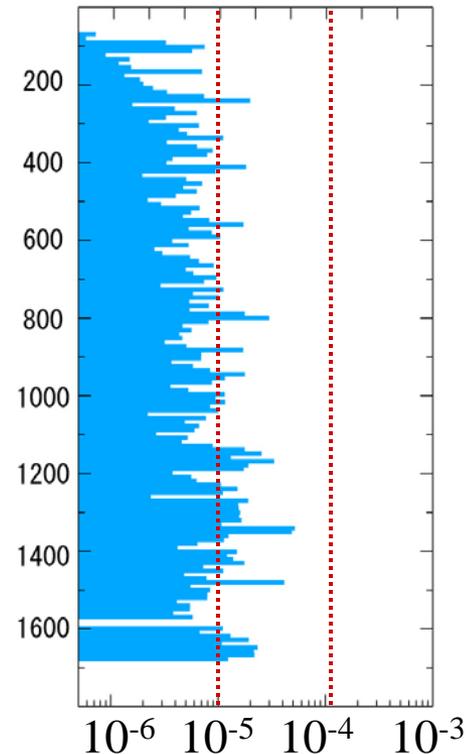
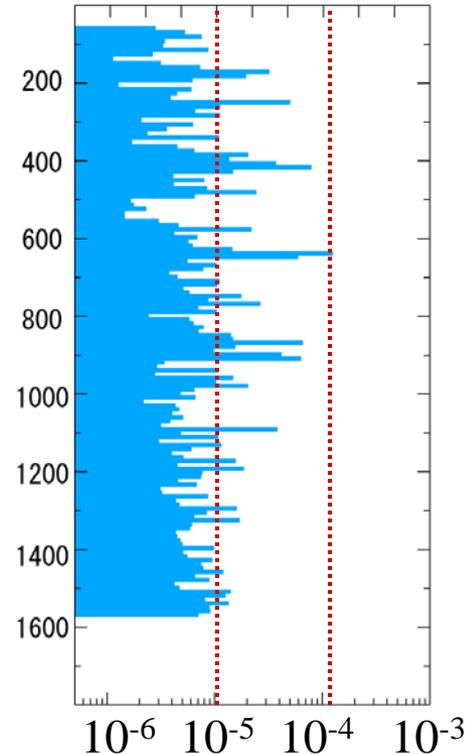
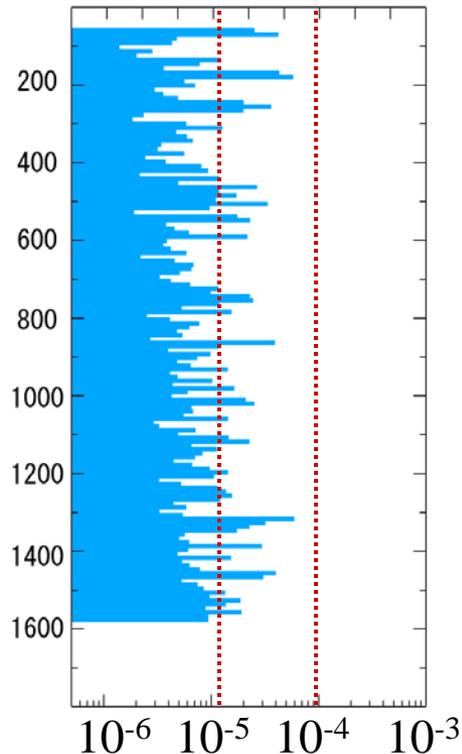
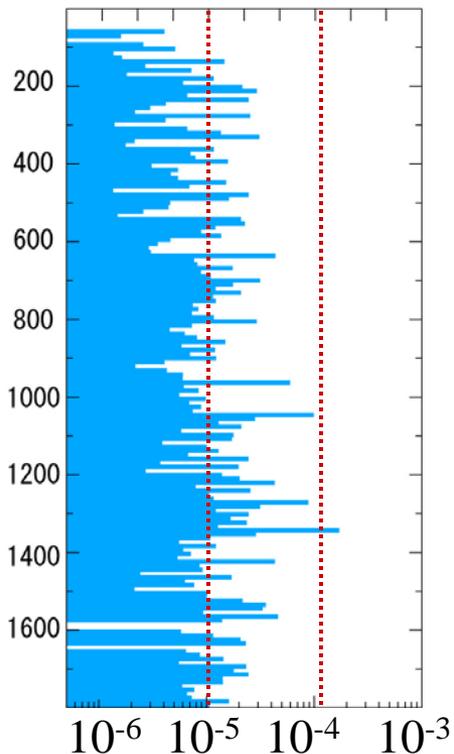
Hibiya et al. (2007)

50-36N 170-30W

51N 170-30W

51-18N 170-30W

53N 165W



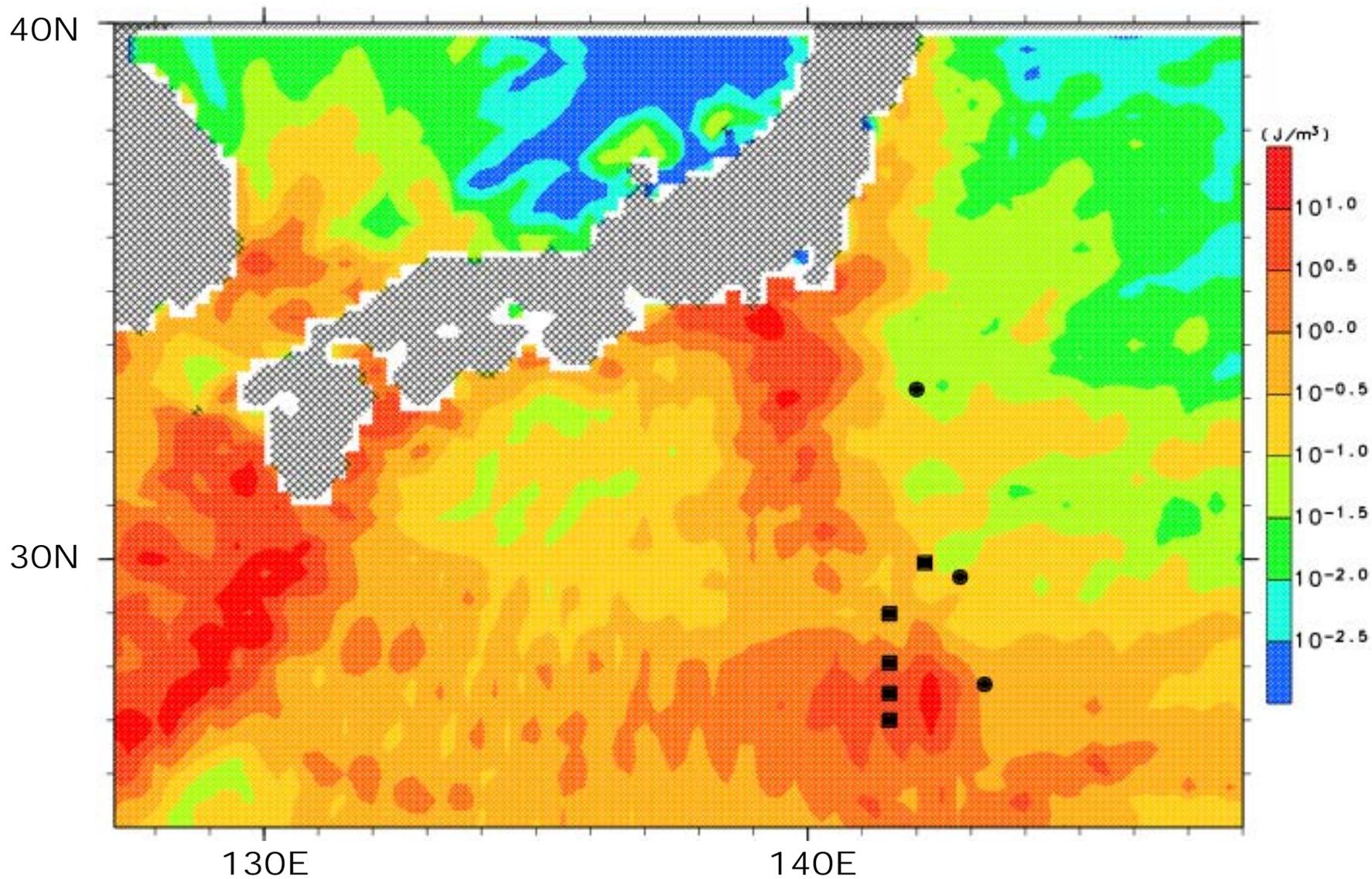
K_ρ (m²s⁻¹)

K_ρ (m²s⁻¹)

K_ρ (m²s⁻¹)

K_ρ (m²s⁻¹)

伊豆-小笠原海嶺付近での直接乱流観測点



伊豆-小笠原海嶺付近での乱流観測結果

Hibiya et al. (2007)

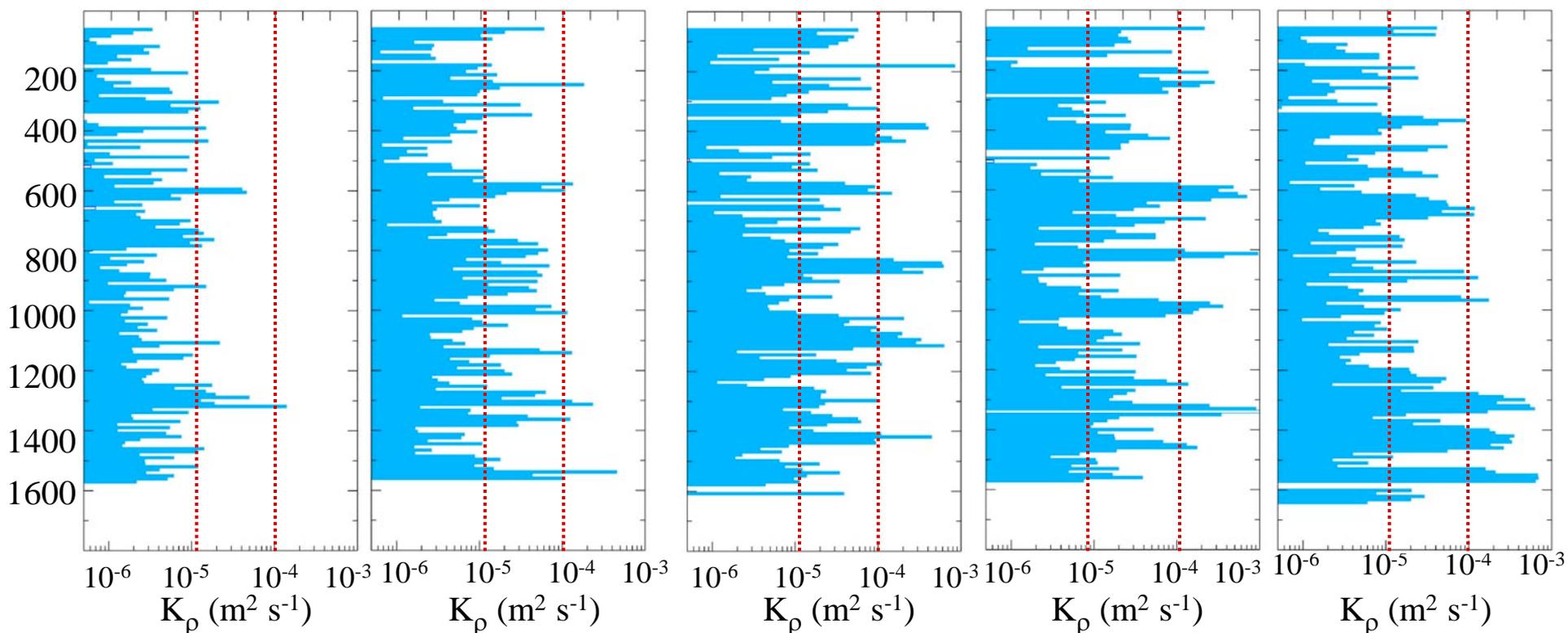
30N 142-07E

29N 141-30E

28N 141-30E

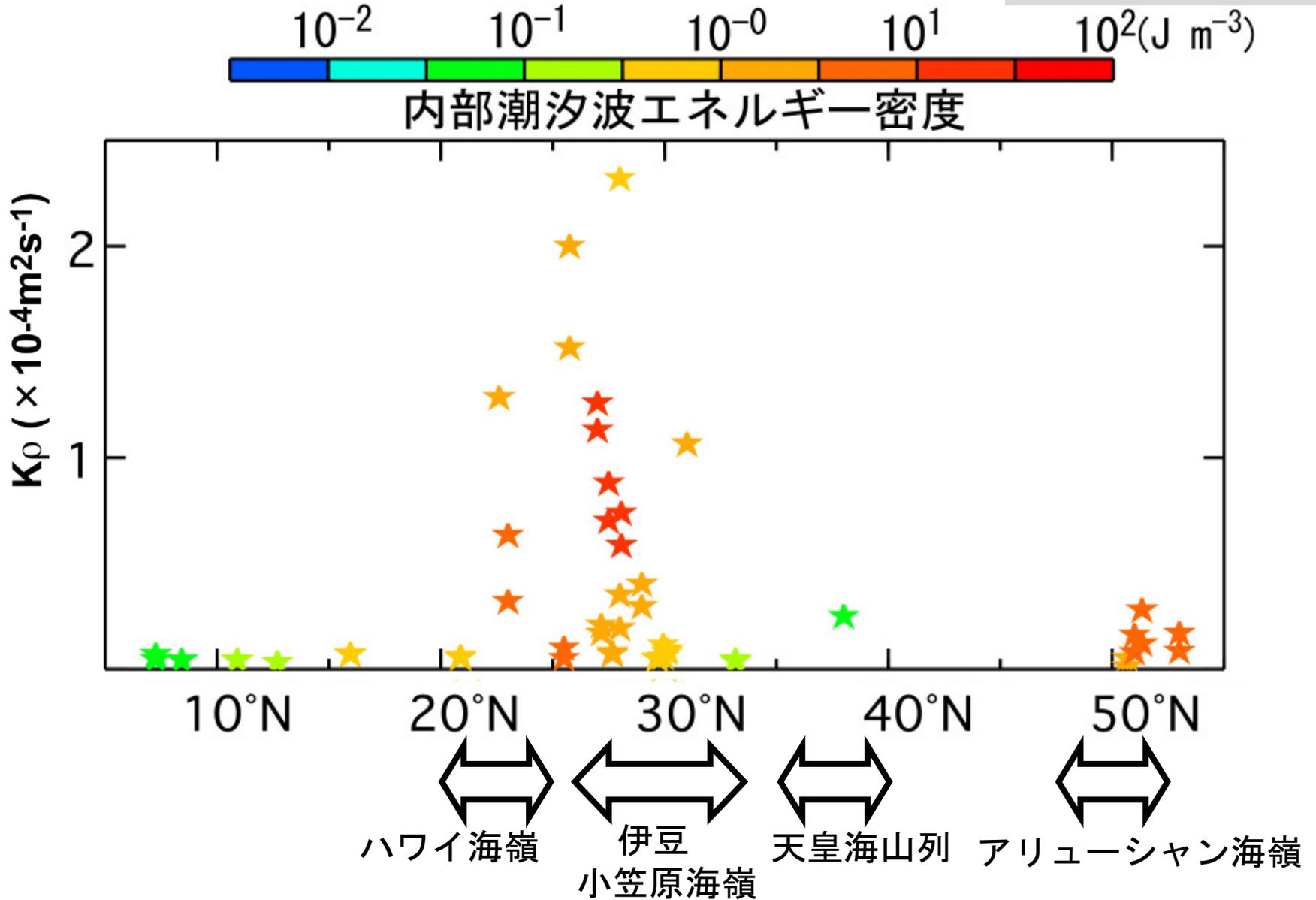
27-30N 141-30E

27N 141-30E



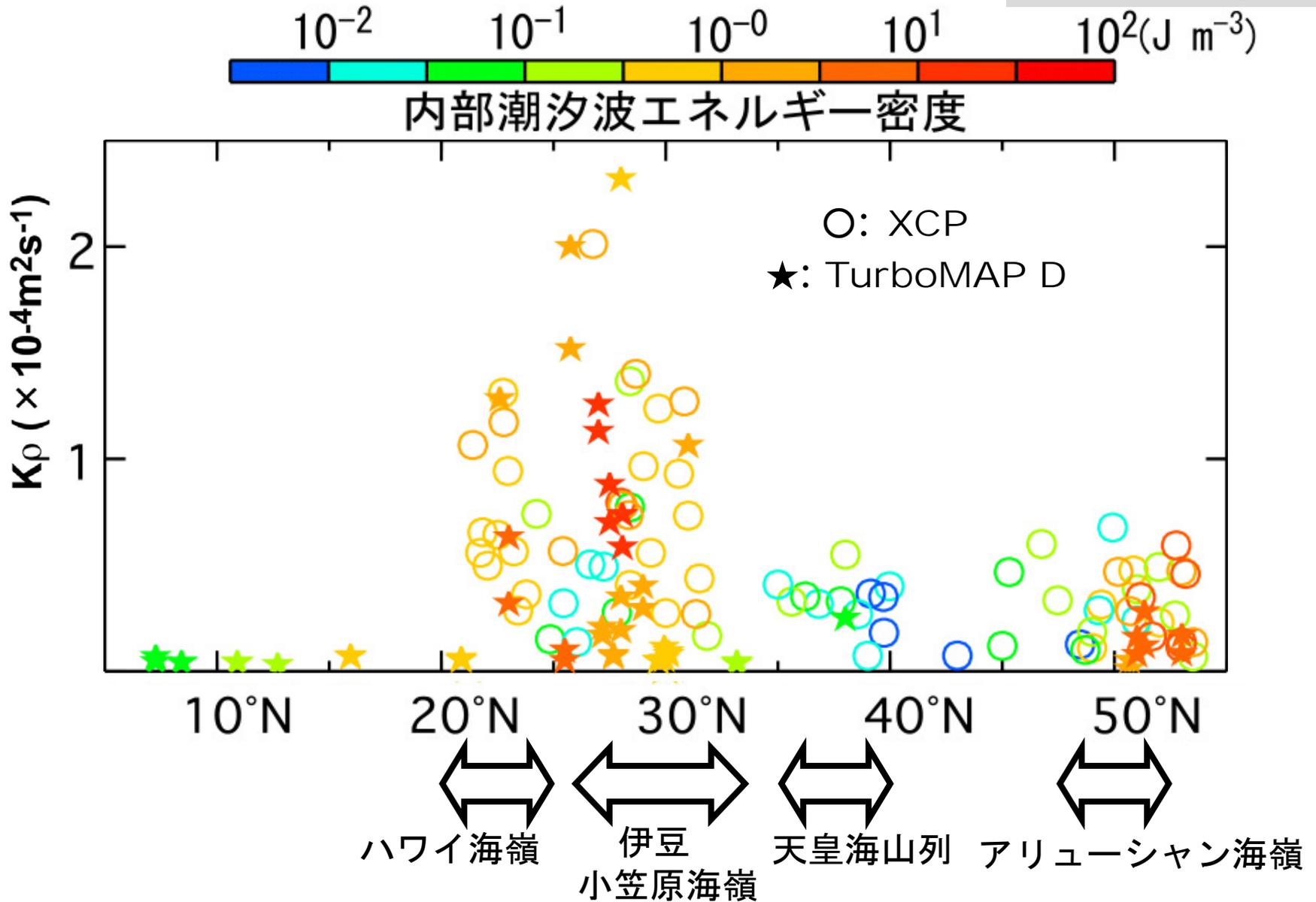
鉛直乱流拡散係数の緯度分布

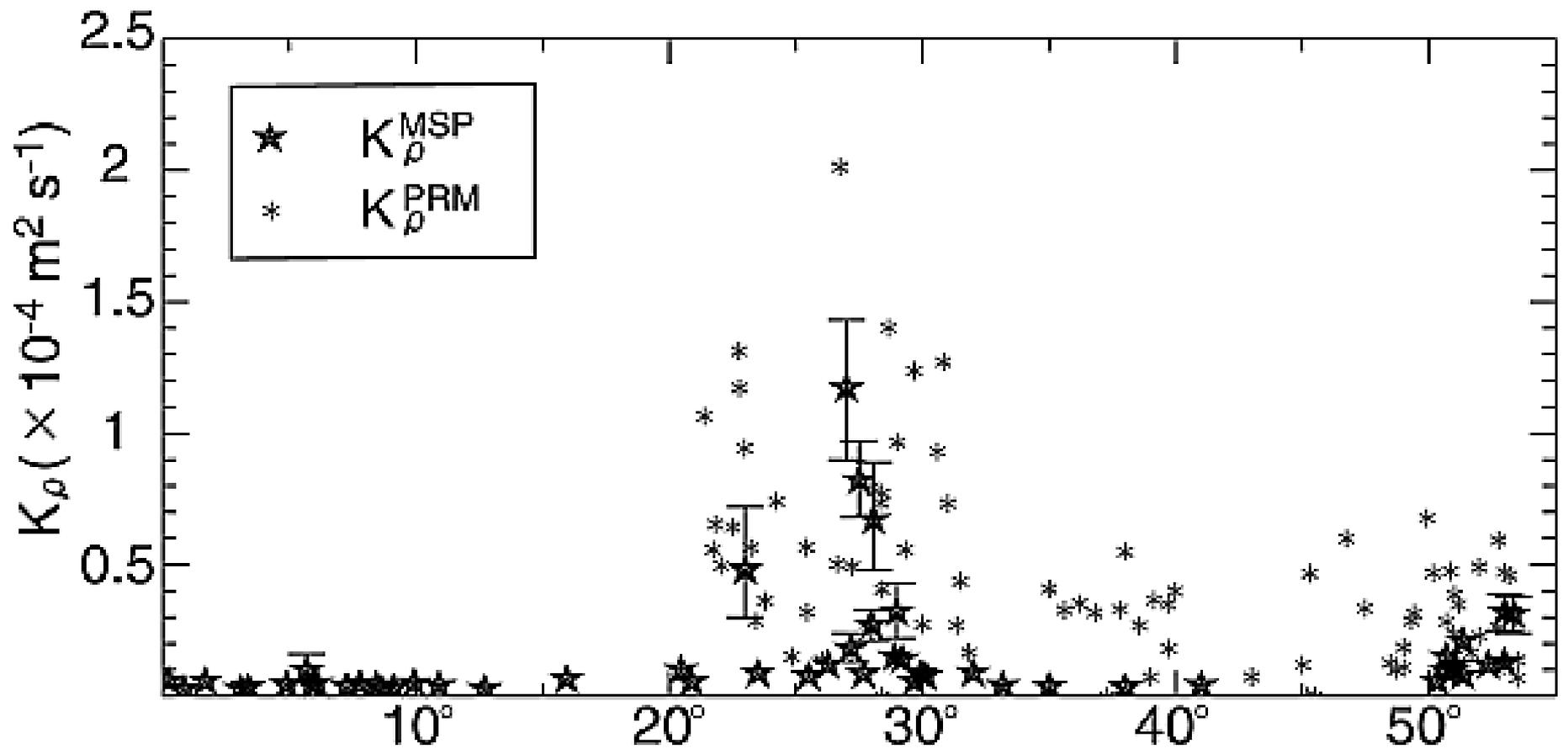
Hibiya et al. (2007)



鉛直乱流拡散係数の緯度分布

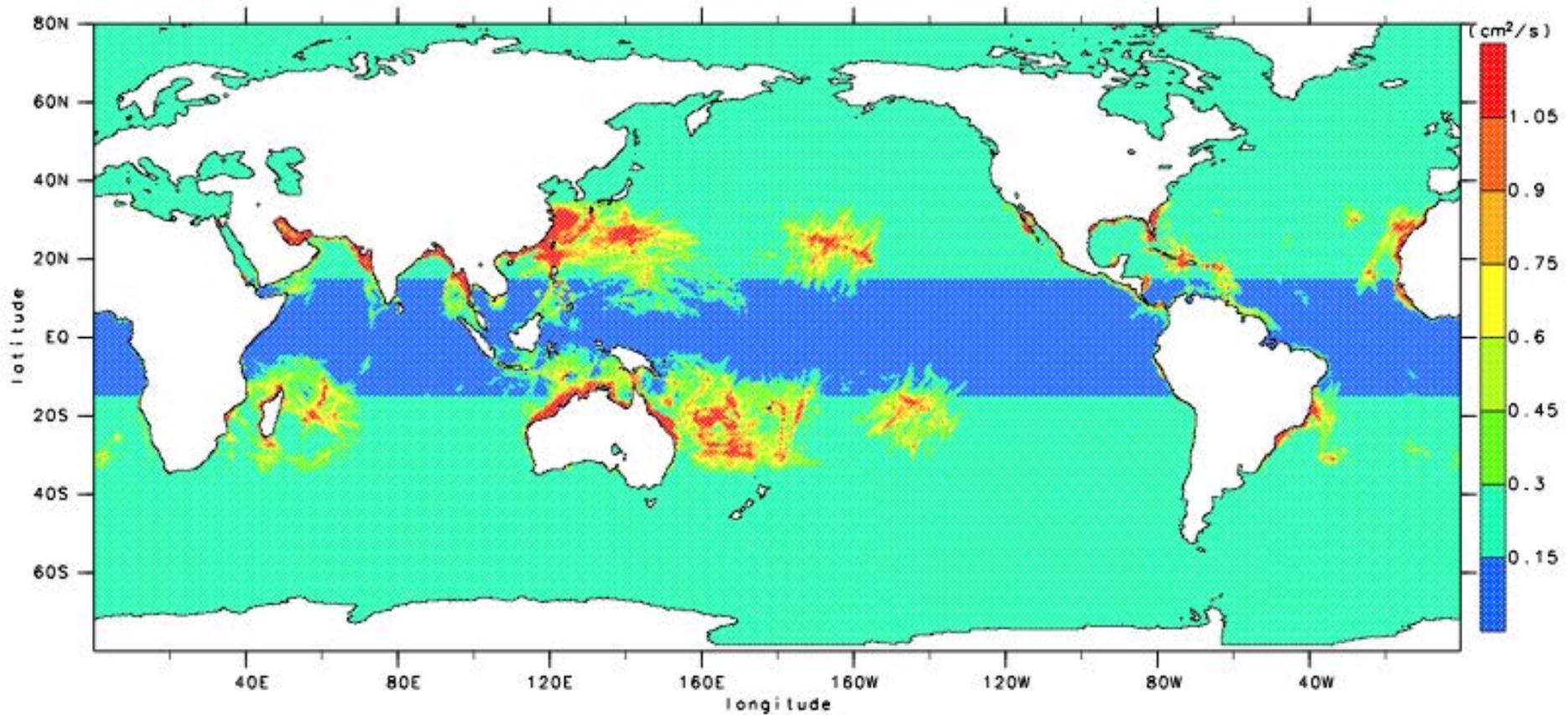
Hibiya et al. (2007)





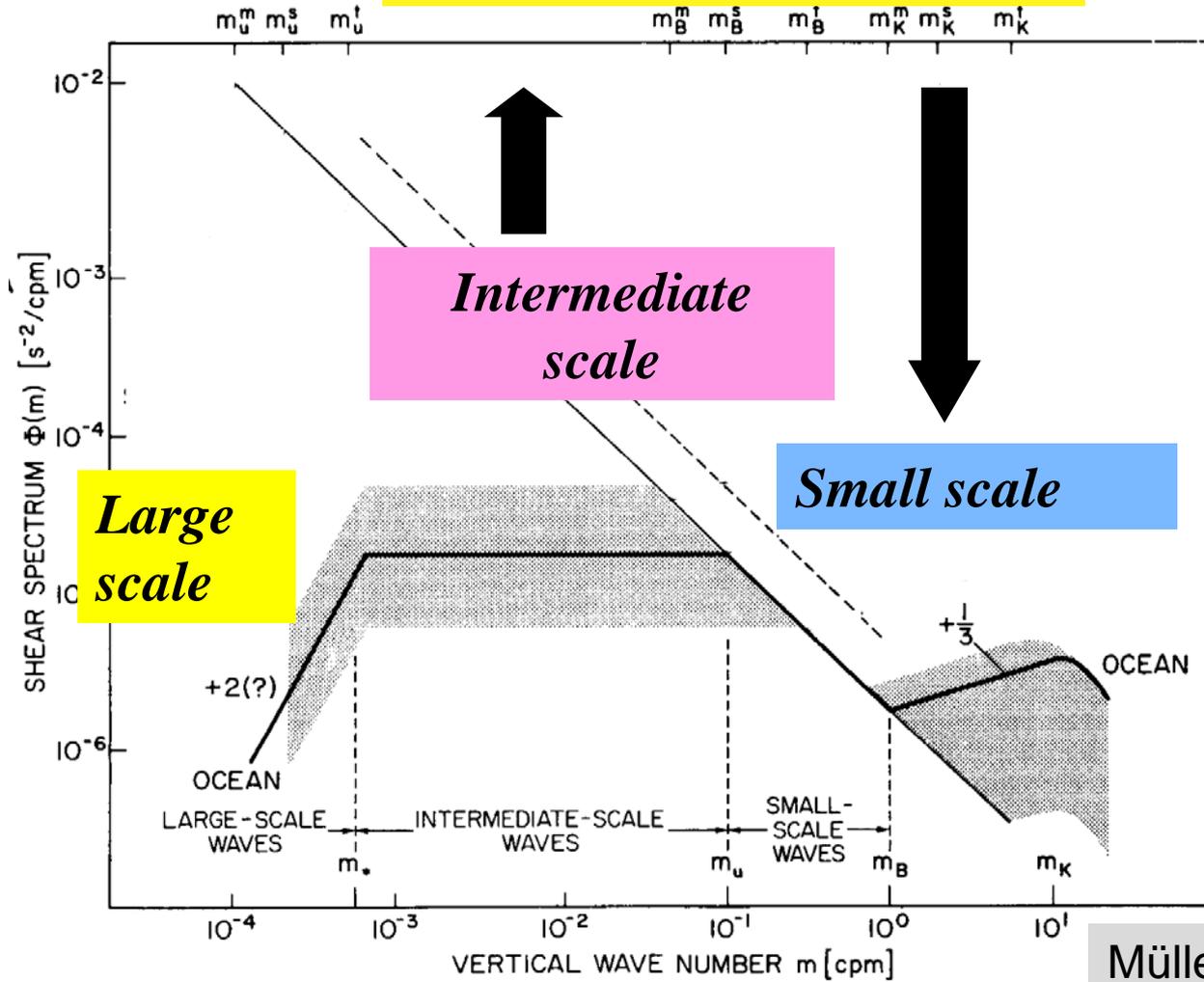
Hibiya et al. (2007)

鉛直乱流拡散係数のグローバルマップ



Hibiya et al. (2006)

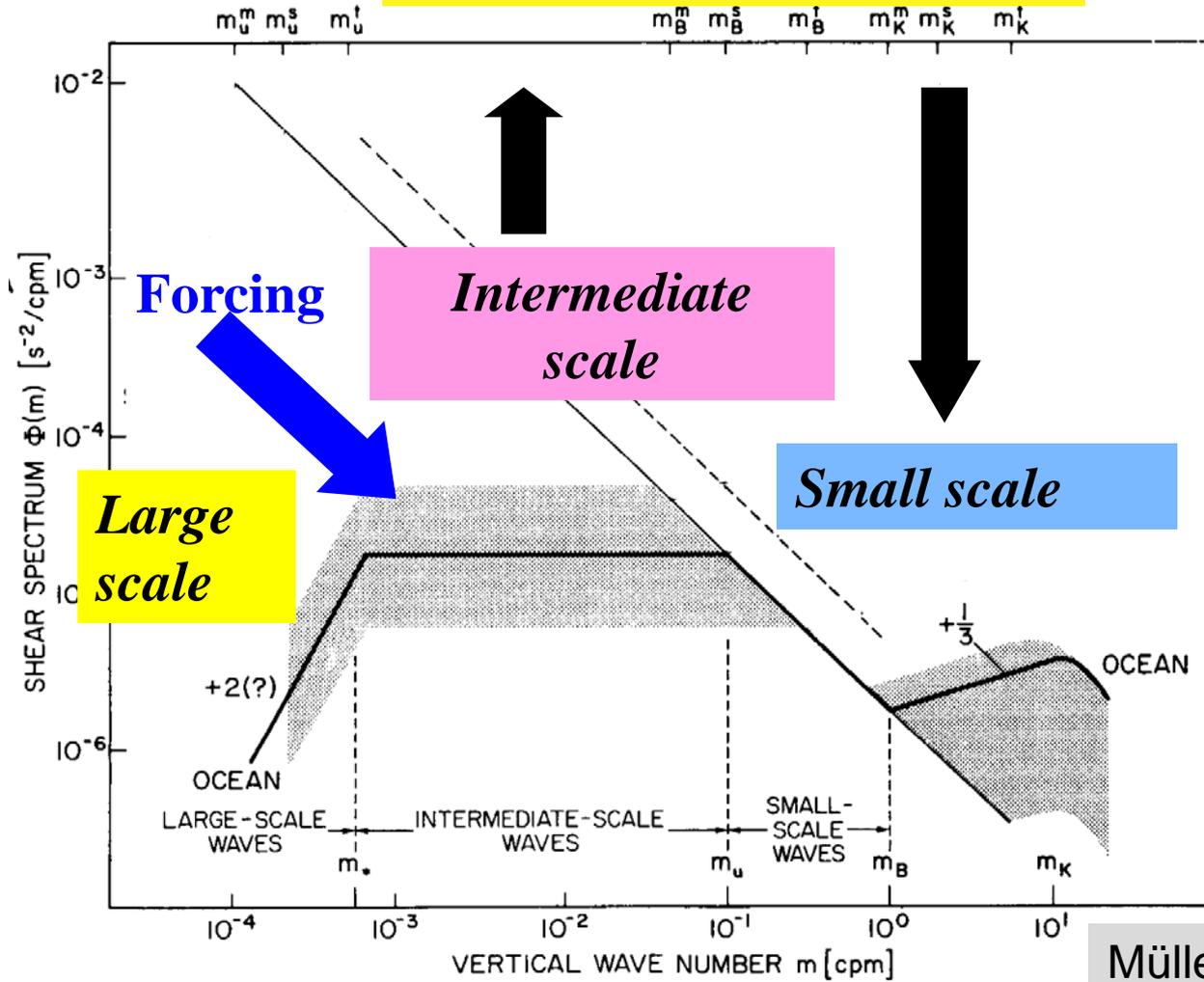
Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

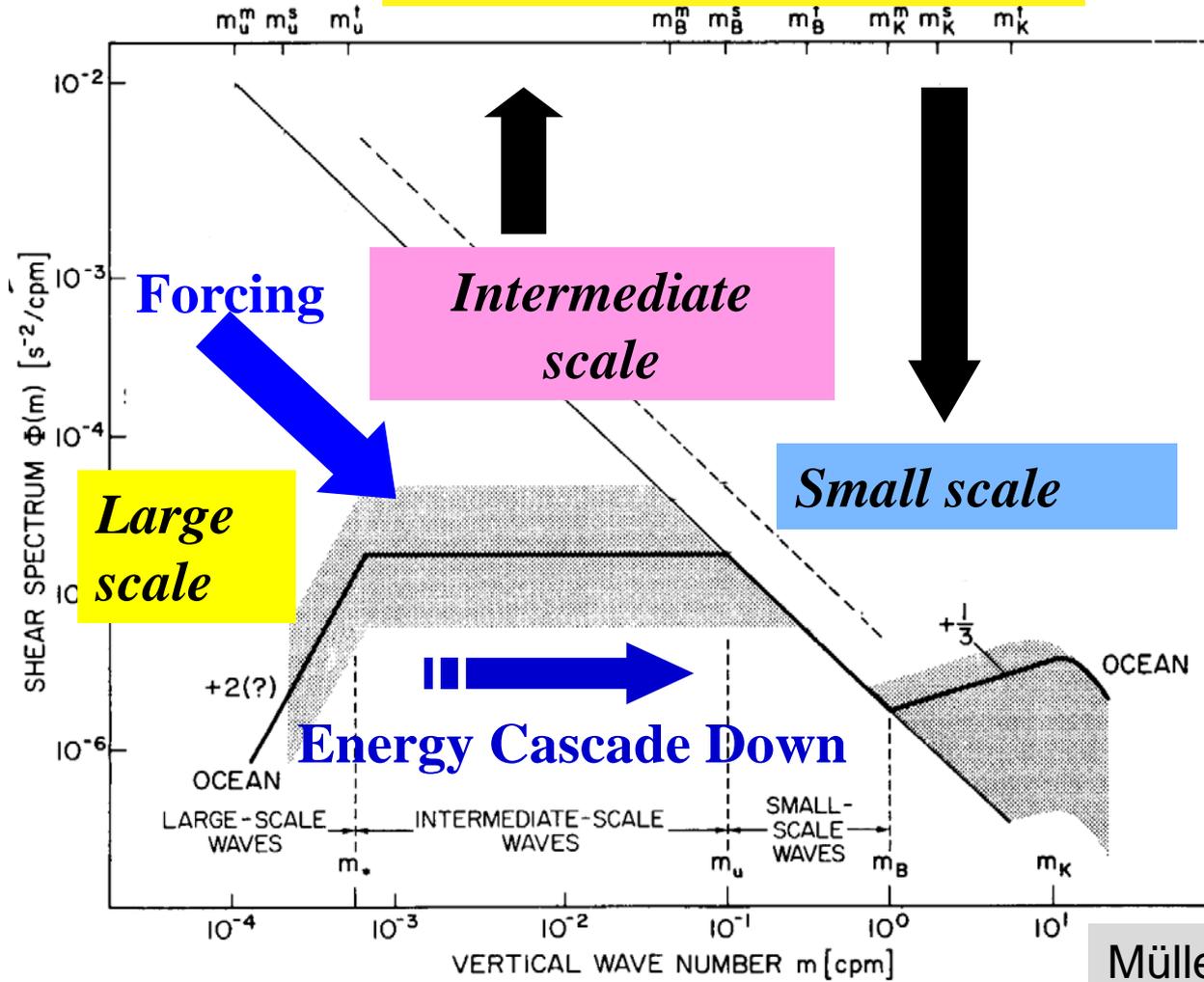
Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

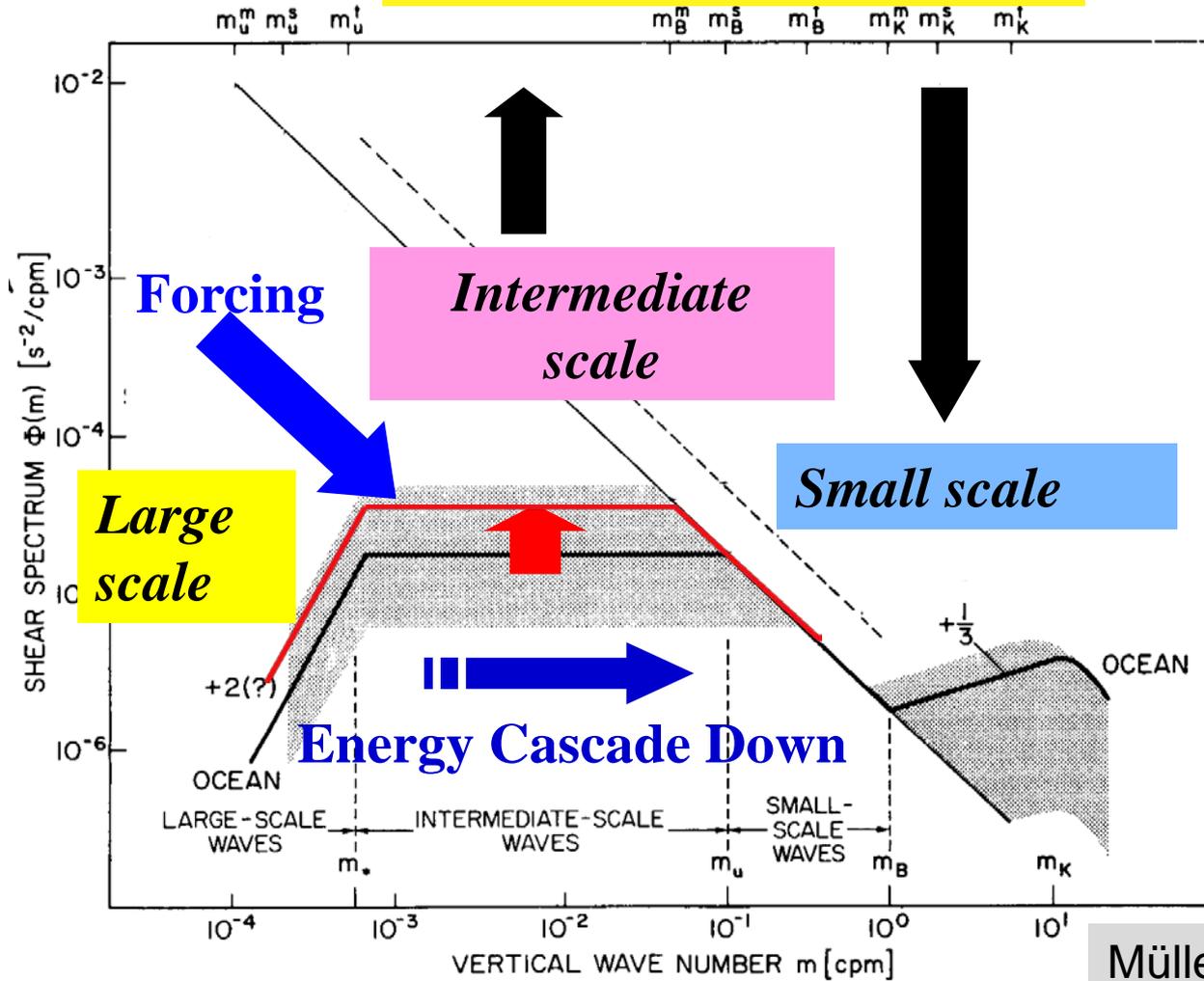
Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

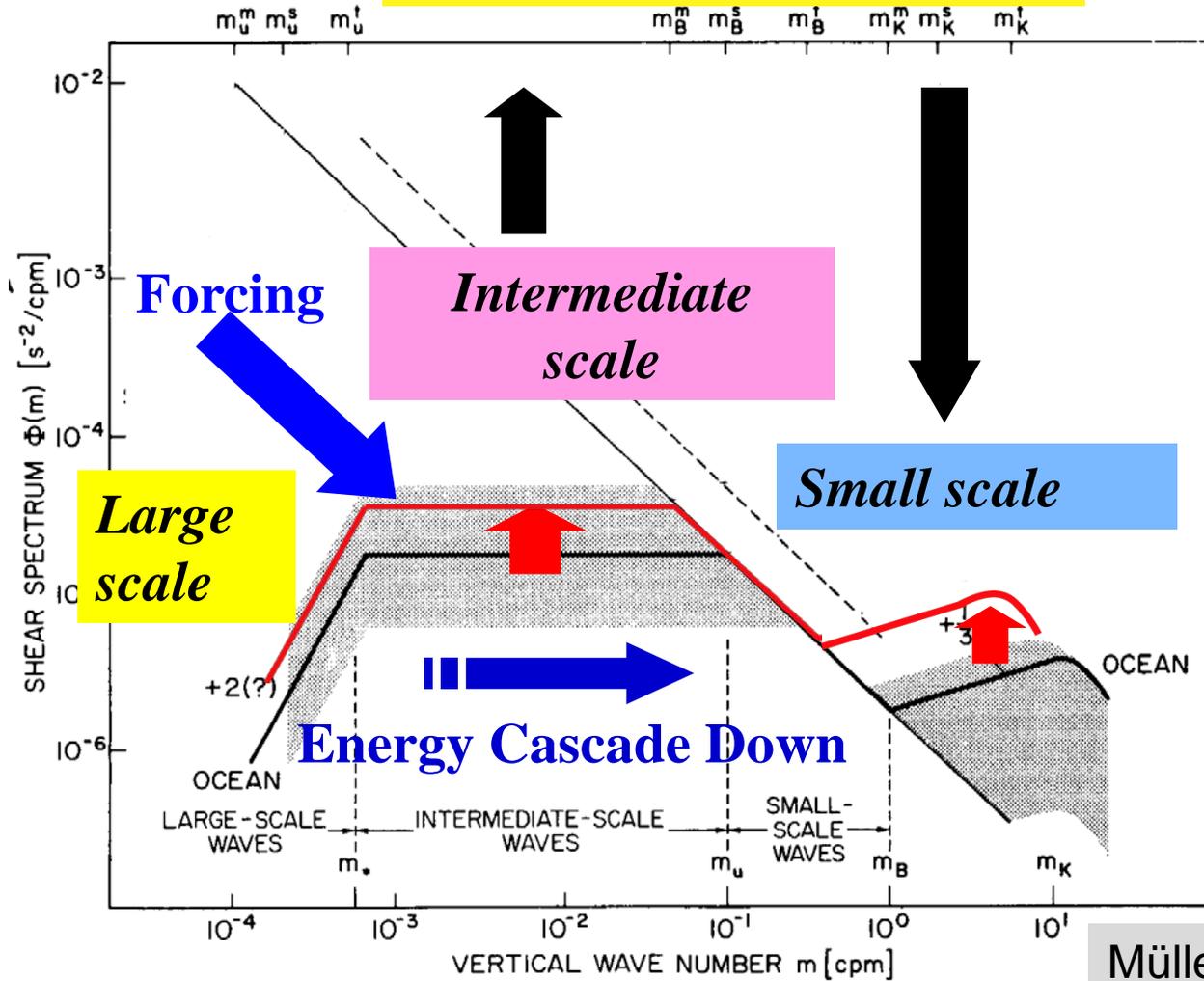
Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

Parameterization



Müller et al.(1992)

Observed Shear Spectrum in the Ocean

Estimates of Dissipation rates ε

$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$

Energy level of local internal wavefield; E

Local buoyancy frequency; N

Estimates of Dissipation rates ε

$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$

Energy level of local internal wavefield; E
Local buoyancy frequency; N

♦ E is scaled by E_{GM}

Estimates of Dissipation rates ε

$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$

Energy level of local internal wavefield; E
Local buoyancy frequency; N

◆ E is scaled by E_{GM}

Gregg(1989) (G89)

Fine-scale O (10m)

$$\frac{\text{Vertical Shear} \sim \text{m}^2(\text{KE})}{\text{Vertical Shear (GM)} \sim \text{m}^2(\text{KE})_{GM}} \rightarrow \varepsilon_{G89} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle S_{OBS10} \rangle^2 N^2}{\langle S_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$

Estimates of Dissipation rates ε

$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$

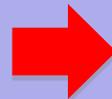
Energy level of local internal wavefield; E
Local buoyancy frequency; N

◆ E is scaled by E_{GM}

Gregg(1989) (G89)

Fine-scale O (10m)

$$\frac{\text{Vertical Shear} \sim m^2(\text{KE})}{\text{Vertical Shear (GM)} \sim m^2(\text{KE})_{GM}}$$



$$\varepsilon_{G89} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle S_{OBS10} \rangle^2 N^2}{\langle S_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$

Wijesekera et al.(1993) (W93)

Fine-scale O (10m)

$$\frac{\text{Vertical Strain} \sim m^2(\text{PE})}{\text{Vertical Strain (GM)} \sim m^2(\text{PE})_{GM}}$$



$$\varepsilon_{W93} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle \lambda_{OBS10} \rangle^2 N^2}{\langle \lambda_{GM10} \rangle^2 N_0^2}$$

Estimates of Dissipation rates ε

$$\varepsilon \propto N^2 E^2$$

Energy level of local internal wavefield; E
Local buoyancy frequency; N

◆ E is scaled by E_{GM}

Gregg(1989) (G89)

Fine-scale O (10m)

$$\frac{\text{Vertical Shear} \sim m^2(\text{KE})}{\text{Vertical Shear (GM)} \sim m^2(\text{KE})_{GM}} \rightarrow \varepsilon_{G89} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle S_{OBS10} \rangle^2}{\langle S_{GM10} \rangle^2} \frac{N^2}{N_0^2}$$

Wijesekera et al.(1993) (W93)

Fine-scale O (10m)

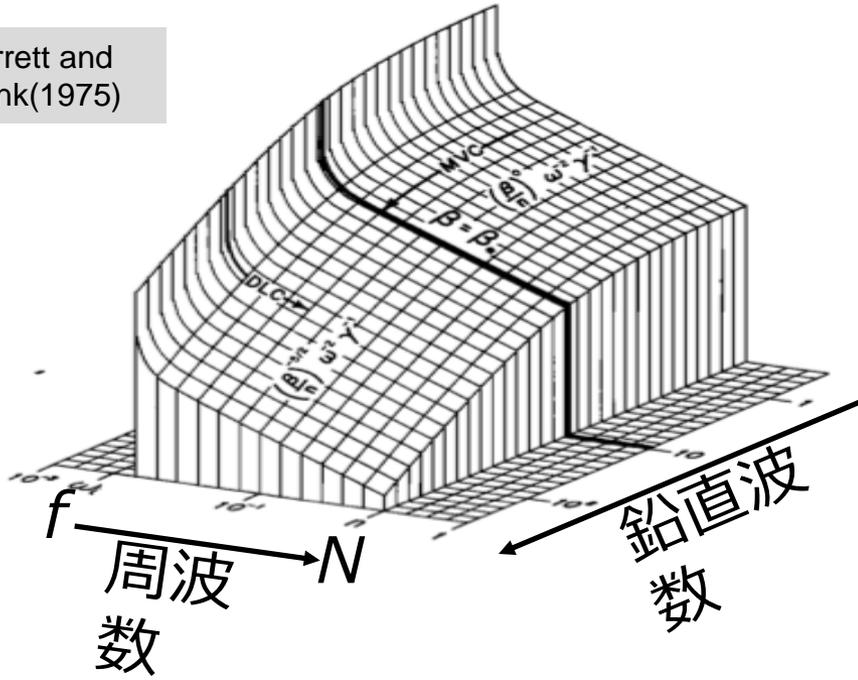
$$\frac{\text{Vertical Strain} \sim m^2(\text{PE})}{\text{Vertical Strain (GM)} \sim m^2(\text{PE})_{GM}} \rightarrow \varepsilon_{W93} = 7.0 \times 10^{-10} \frac{\langle \lambda_{OBS10} \rangle^2}{\langle \lambda_{GM10} \rangle^2} \frac{N^2}{N_0^2}$$

However, the ratio of KE(PE) to total E is not always constant.

内部波場のエネルギーレベル E

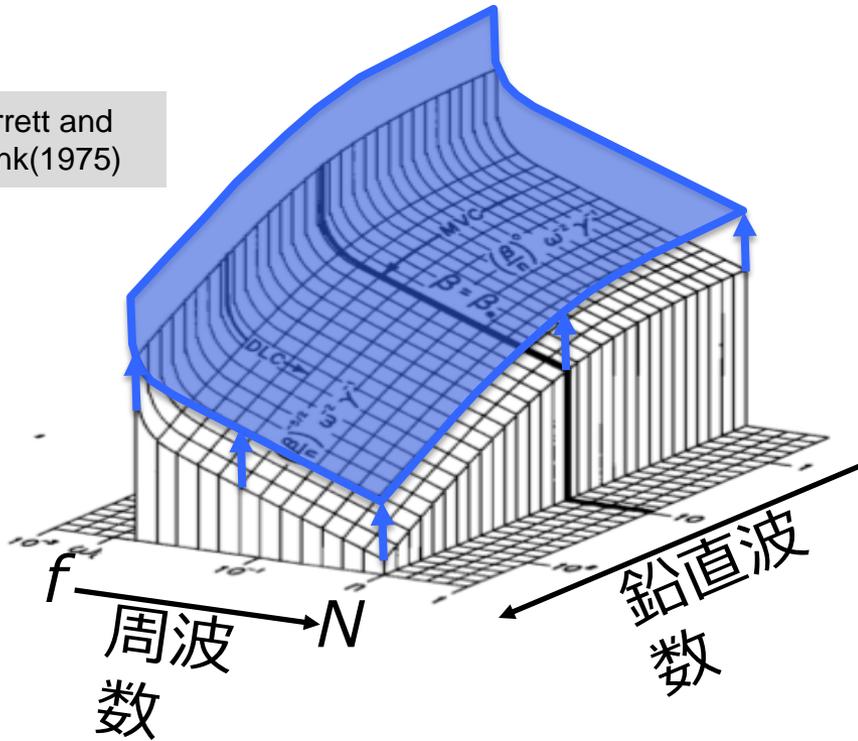
$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

Garrett and
Munk(1975)



内部波場のエネルギーレベル E

Garrett and Munk(1975)



$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

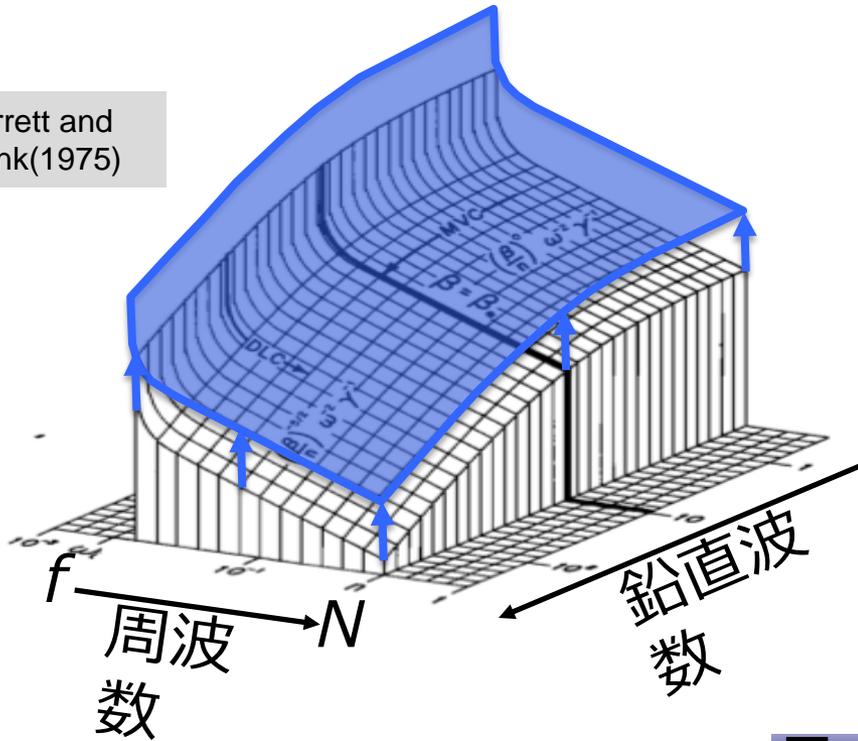
$$KE_{obs} / PE_{obs} = R_{\omega} = 3$$

$$\frac{E}{E_{GM}} = \frac{KE_{obs}}{KE_{GM}}$$

$$= \frac{PE_{obs}}{PE_{GM}}$$

内部波場のエネルギーレベル E

Garrett and Munk(1975)



$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

$$KE_{obs} / PE_{obs} = R_{\omega} = 3$$

$$\frac{E}{E_{GM}} = \frac{KE_{obs}}{KE_{GM}} \sim$$

ファインスケールの
流速鉛直シアレベル
GM場の流速鉛直シアレベル

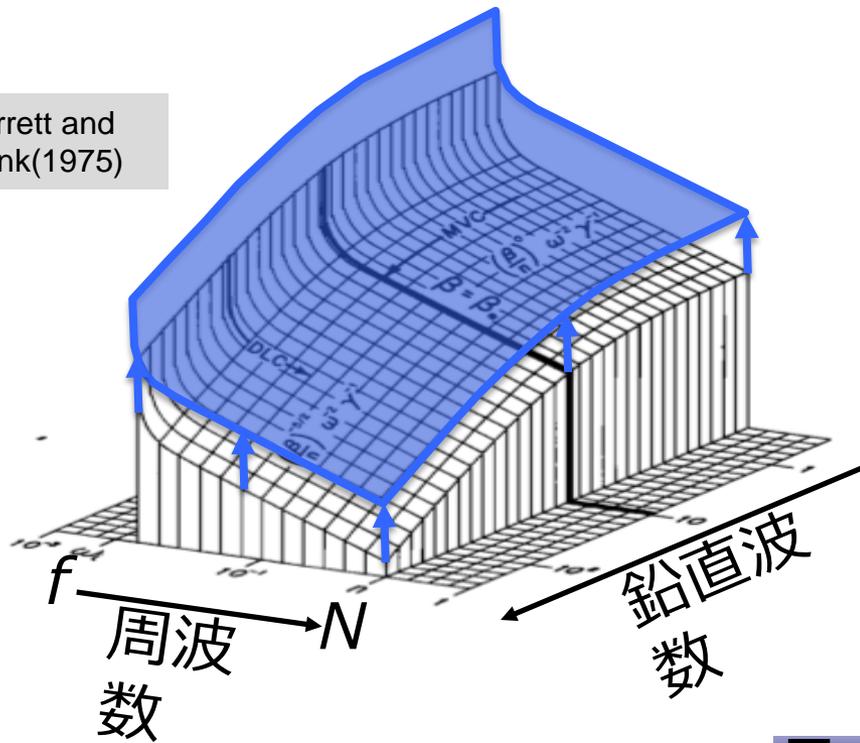
$$= \frac{PE_{obs}}{PE_{GM}}$$

内部波場のエネルギーレベル E

$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

$$KE_{obs} / PE_{obs} = R_{\omega} = 3$$

Garrett and Munk(1975)



$$\frac{E}{E_{GM}} = \frac{KE_{obs}}{KE_{GM}} \sim$$

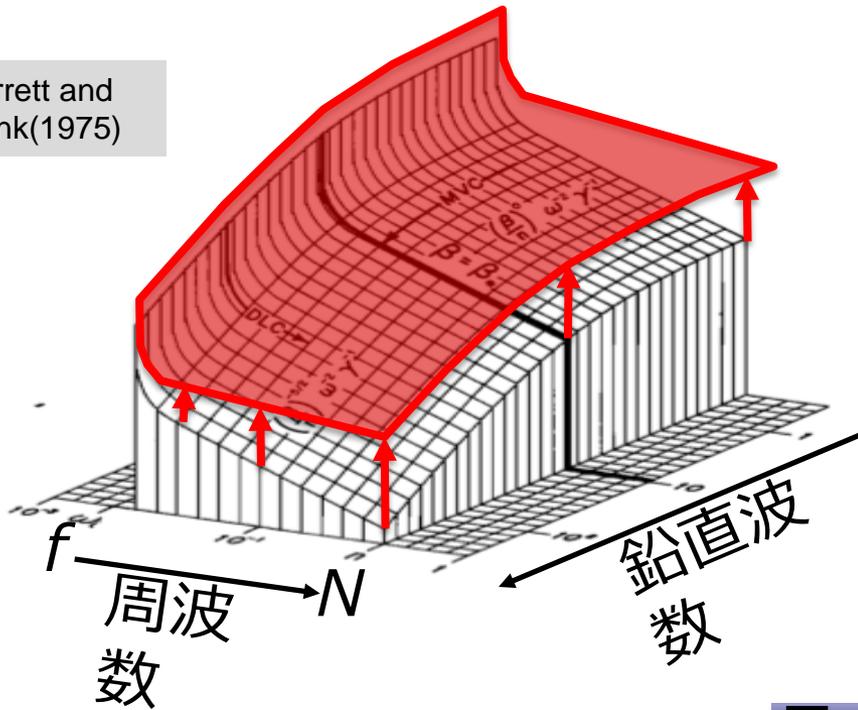
ファインスケールの
流速鉛直シアレベル
GM場の流速鉛直シアレベル

$$= \frac{PE_{obs}}{PE_{GM}} \sim$$

ファインスケールの
鉛直ストレインレベル
GM場の鉛直ストレインレベル

内部波場のエネルギーレベル E

Garrett and Munk(1975)



$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

$$KE_{obs} / PE_{obs} = R_{\omega} = 3$$

高周波数方向への歪み

$$R_{\omega} < 3$$

$$\frac{E}{E_{GM}} = \frac{KE_{obs}}{KE_{GM}} \sim$$

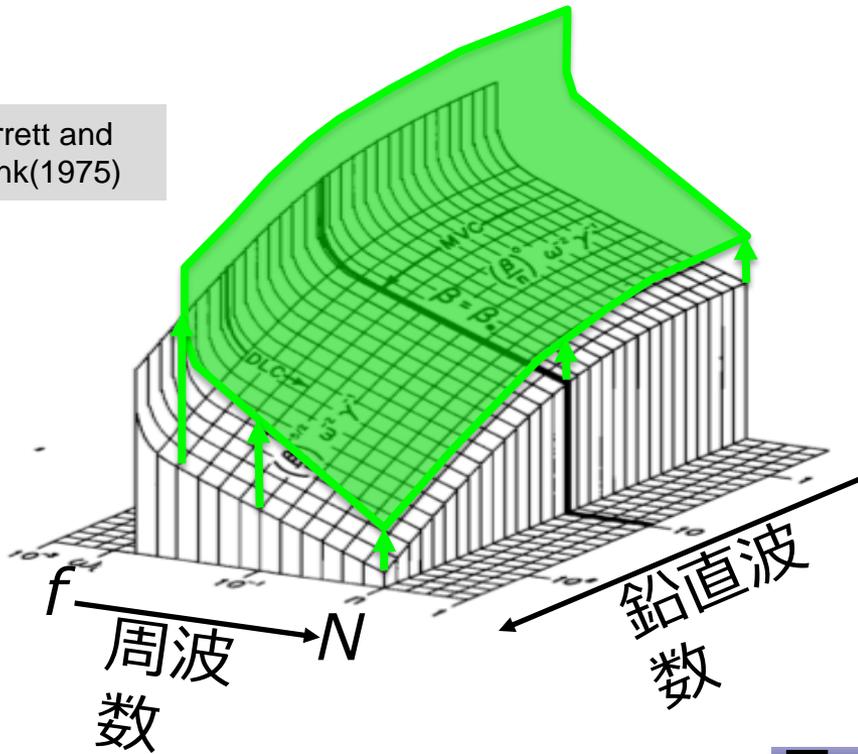
ファインスケールの
流速鉛直シアレベル
GM場の流速鉛直シアレベル

$$= \frac{PE_{obs}}{PE_{GM}} \sim$$

ファインスケールの
鉛直ストレインレベル
GM場の鉛直ストレインレベル

内部波場のエネルギーレベル E

Garrett and Munk(1975)



$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

$$KE_{obs} / PE_{obs} = R_{\omega} = 3$$

高周波数方向への歪み

$$R_{\omega} < 3$$

低周波数方向への歪み

$$R_{\omega} > 3$$

$$\frac{E}{E_{GM}} = \frac{KE_{obs}}{KE_{GM}} \sim$$

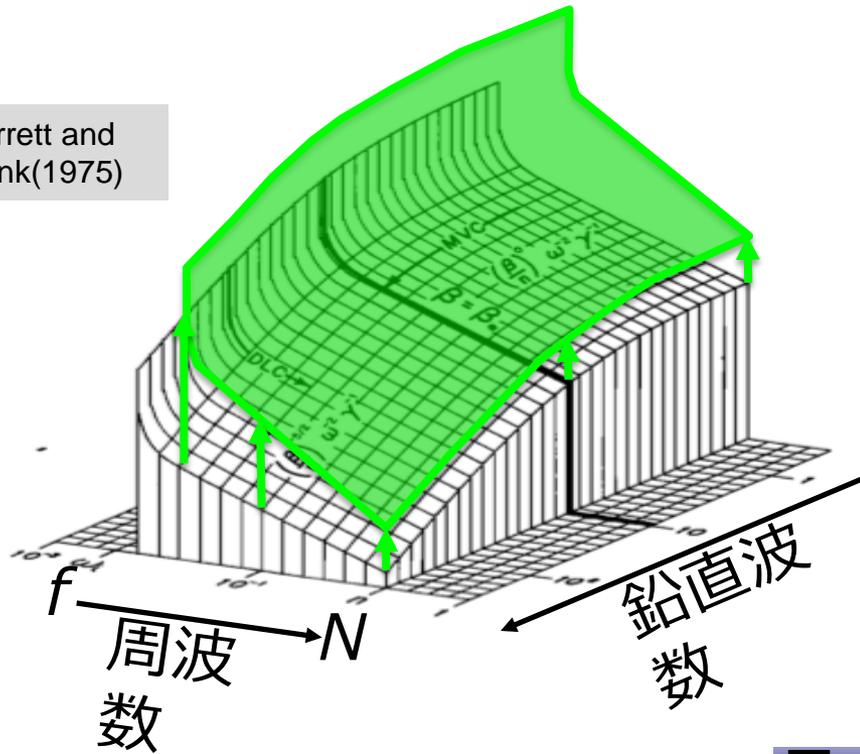
ファインスケールの
流速鉛直シアレベル
GM場の流速鉛直シアレベル

$$= \frac{PE_{obs}}{PE_{GM}} \sim$$

ファインスケールの
鉛直ストレインレベル
GM場の鉛直ストレインレベル

内部波場のエネルギーレベル E

Garrett and Munk(1975)



$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

$$KE_{obs} / PE_{obs} = R_{\omega} = 3$$

高周波数方向への歪み

$$R_{\omega} < 3$$

低周波数方向への歪み

$$R_{\omega} > 3 \quad \dots \text{PSI機構}$$

$$\frac{E}{E_{GM}} = \frac{KE_{obs}}{KE_{GM}} \sim$$

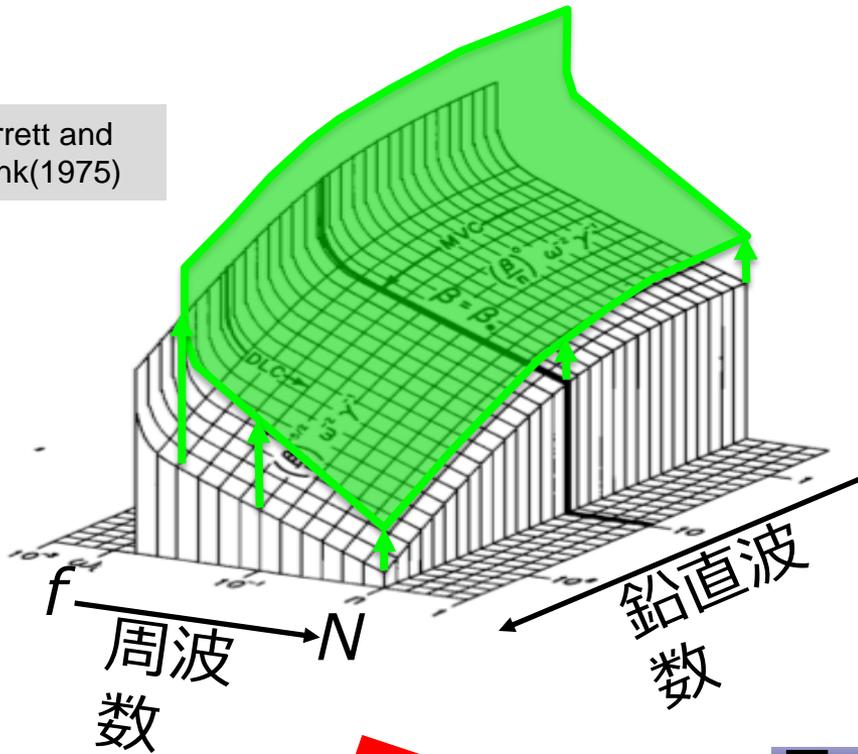
ファインスケールの
流速鉛直シアレベル
GM場の流速鉛直シアレベル

$$= \frac{PE_{obs}}{PE_{GM}} \sim$$

ファインスケールの
鉛直ストレインレベル
GM場の鉛直ストレインレベル

内部波場のエネルギーレベル E

Garrett and Munk(1975)



$$KE_{GM} / PE_{GM} = 3$$

$$KE_{obs} / PE_{obs} = R_{\omega} = 3$$

高周波数方向への歪み

$$R_{\omega} < 3$$

低周波数方向への歪み

$$R_{\omega} > 3 \quad \dots \text{PSI機構}$$

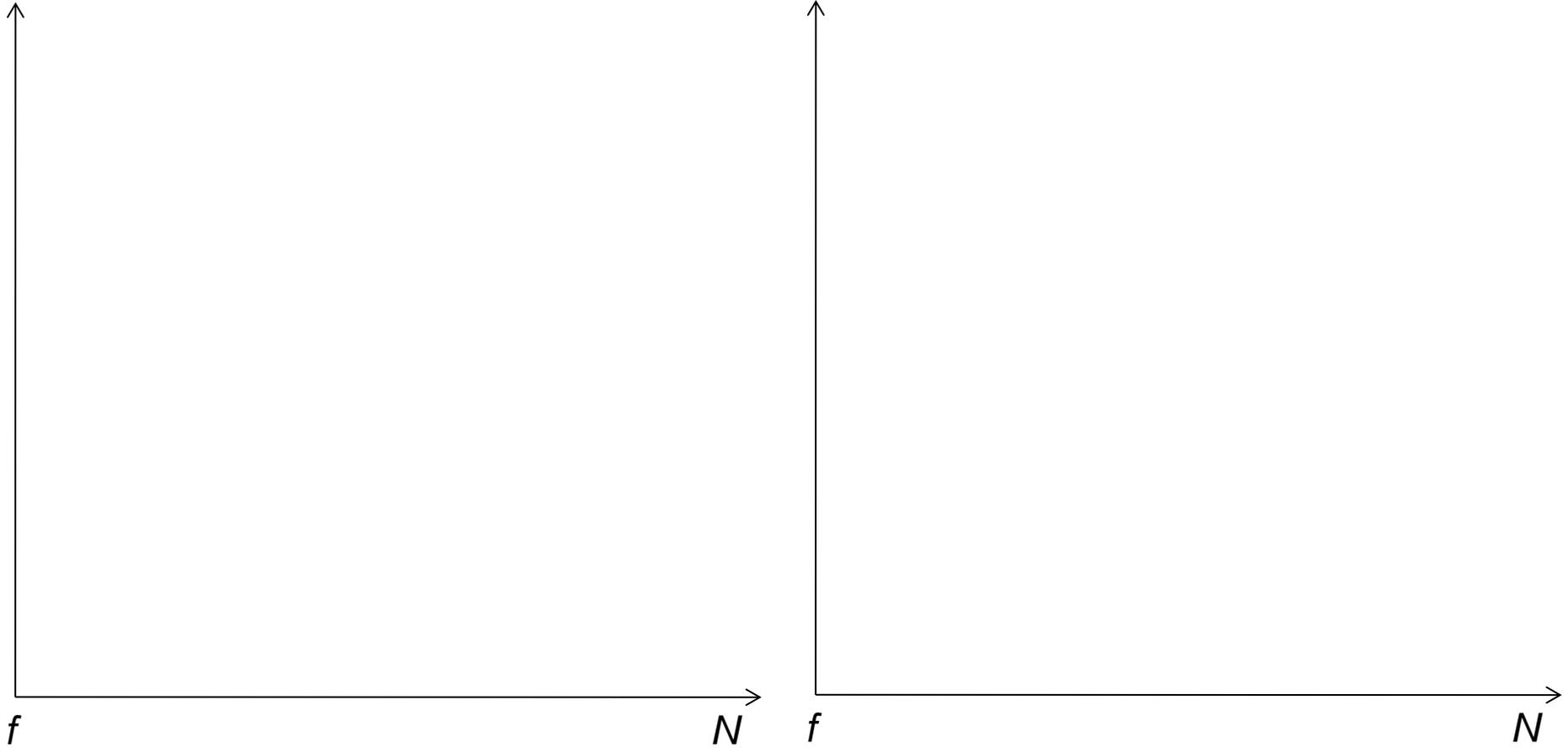
$$\frac{E}{E_{GM}} = \frac{KE_{obs}}{KE_{GM}} \sim$$

~~ファインスケールの
流速鉛直シアレベル
GM場の流速鉛直シアレベル~~

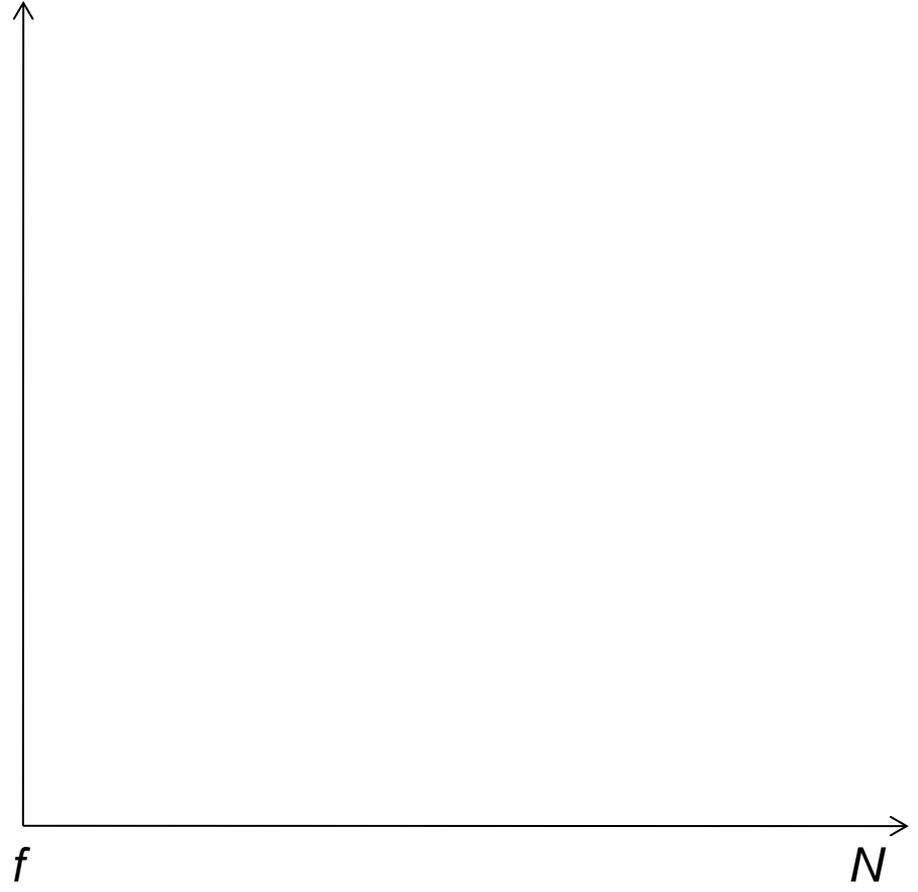
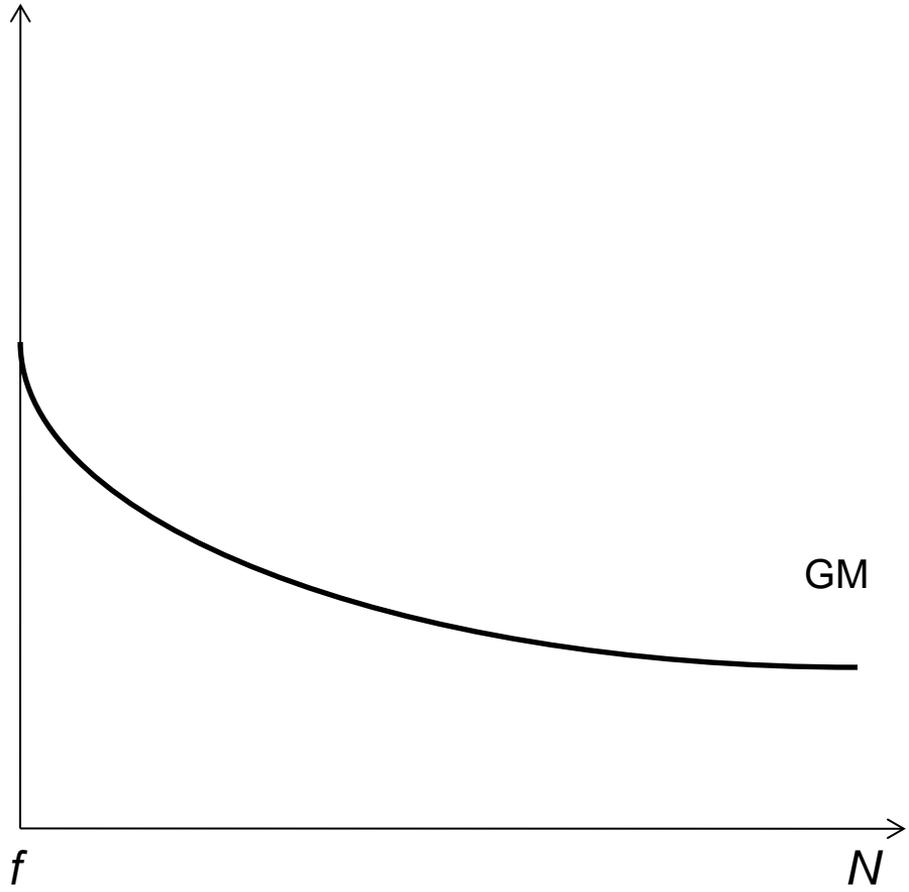
$$= \frac{PE_{obs}}{PE_{GM}} \sim$$

~~ファインスケールの
鉛直ストレインレベル
GM場の鉛直ストレインレベル~~

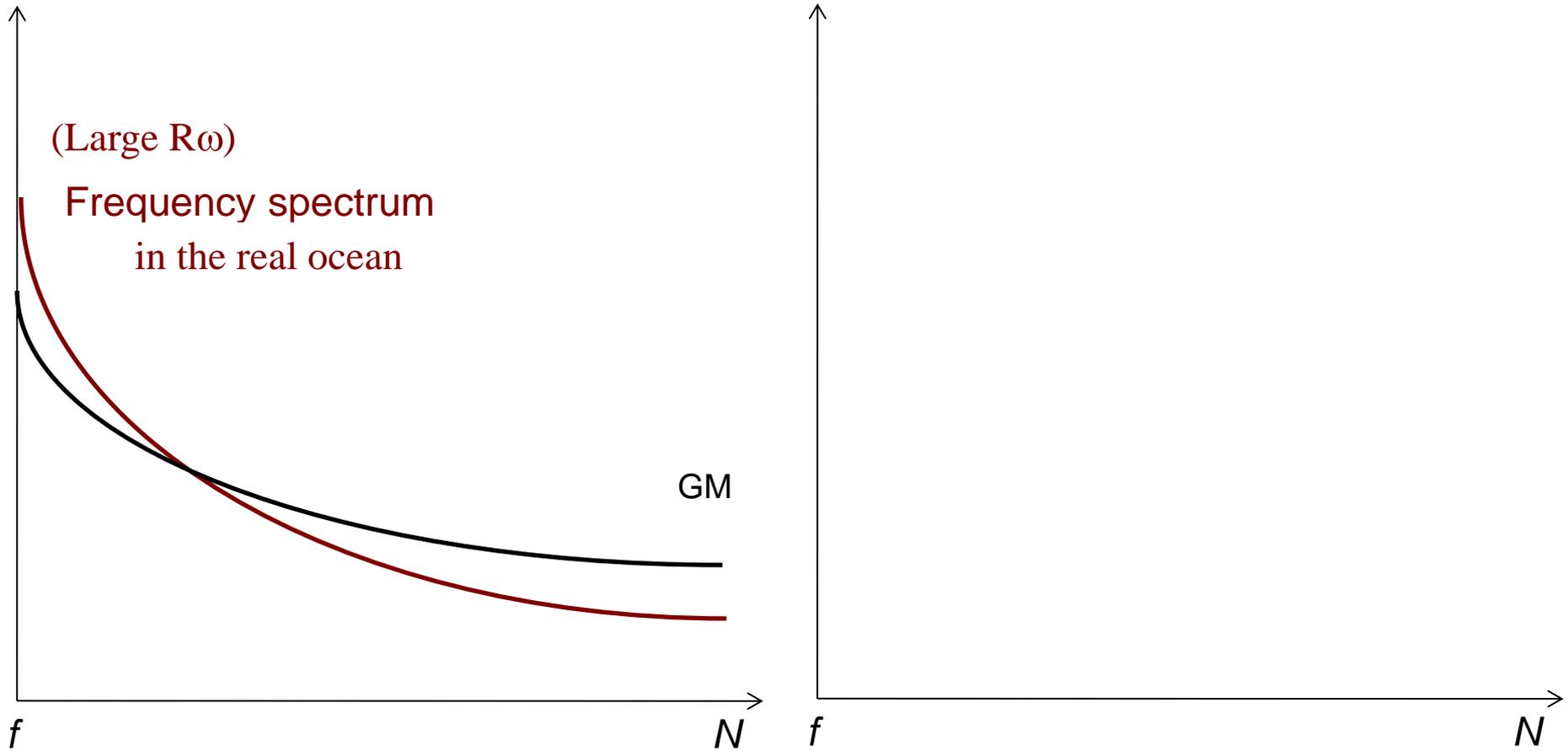
Frequency Spectrum in the Real Ocean



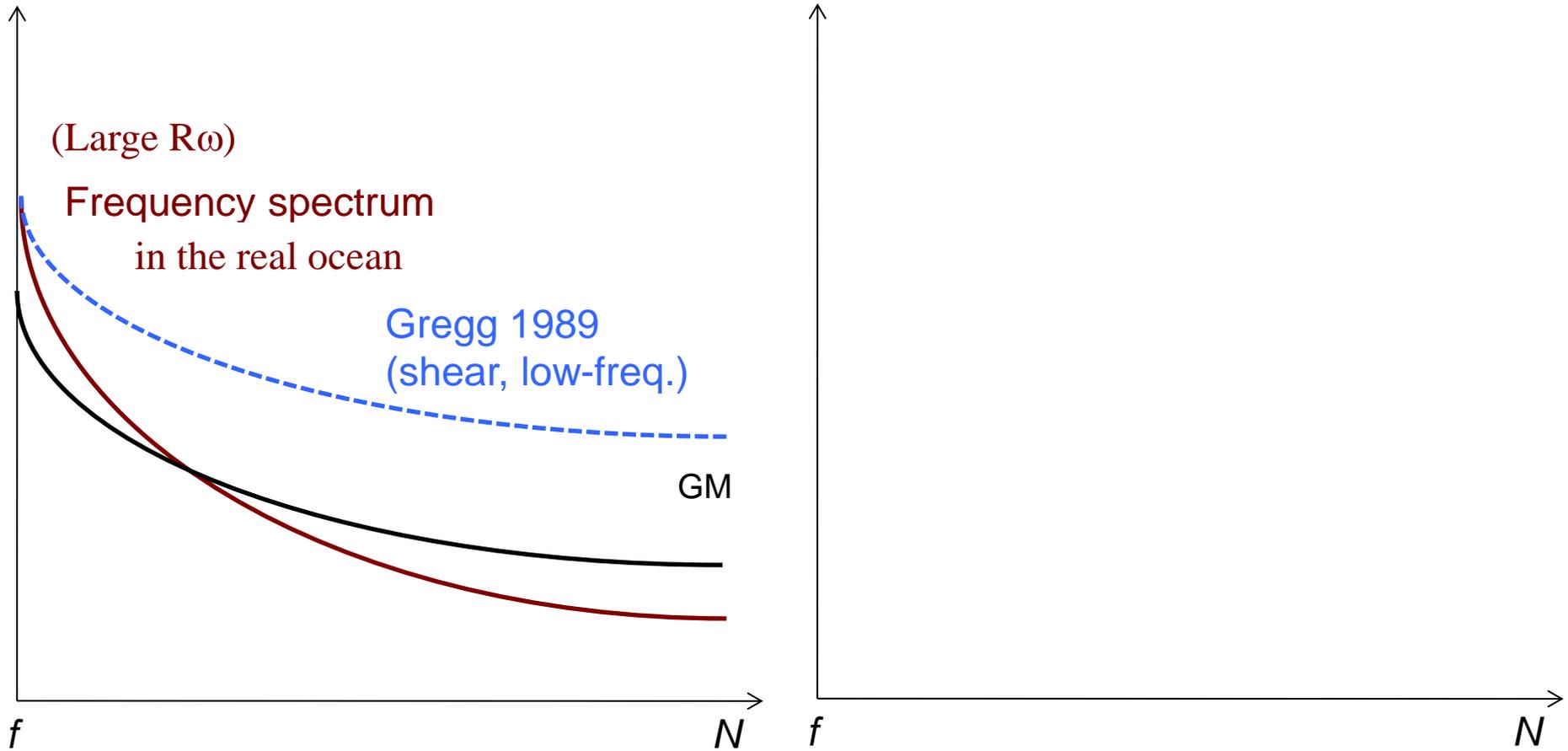
Frequency Spectrum in the Real Ocean



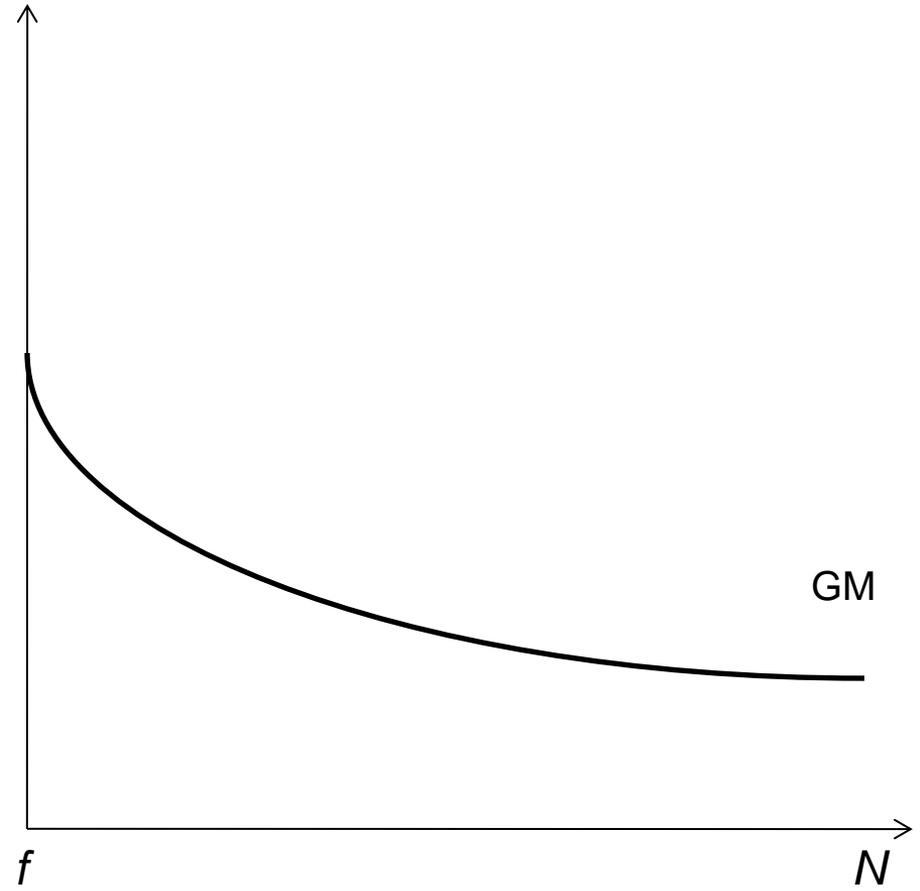
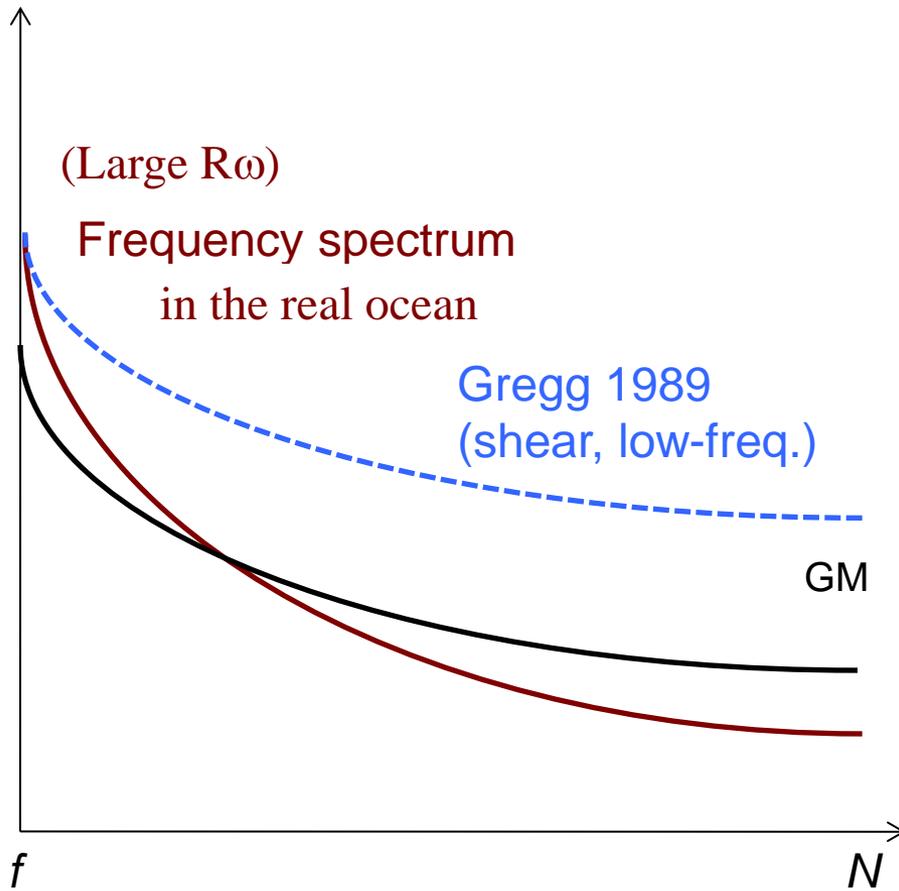
Frequency Spectrum in the Real Ocean



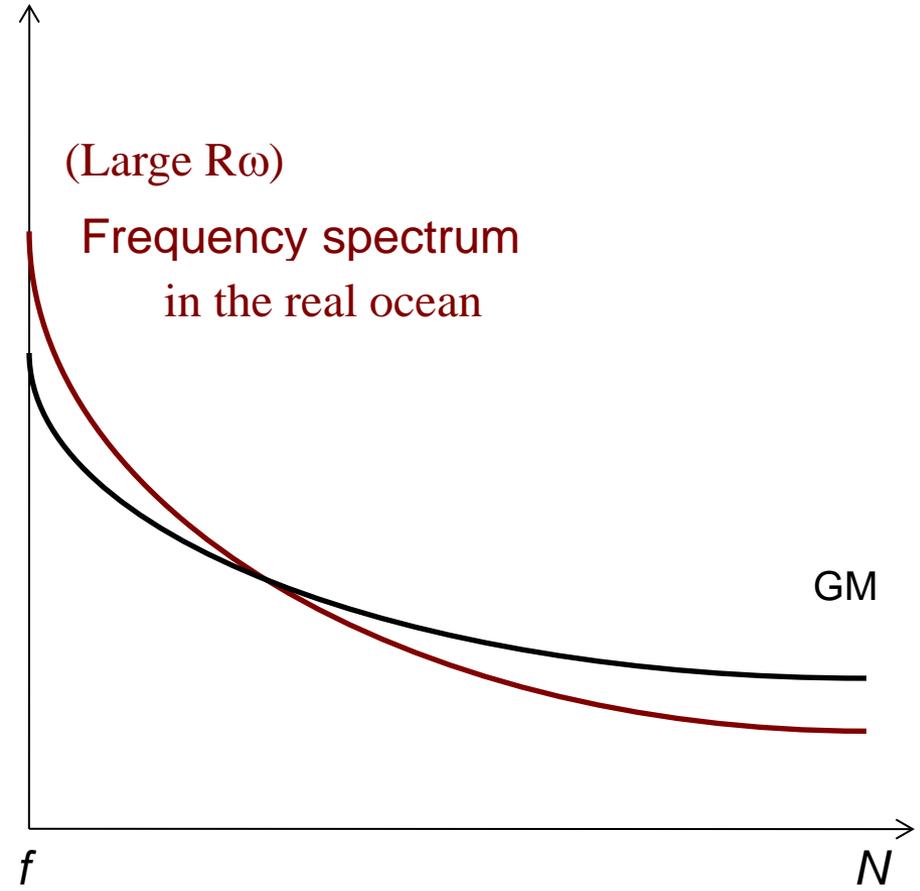
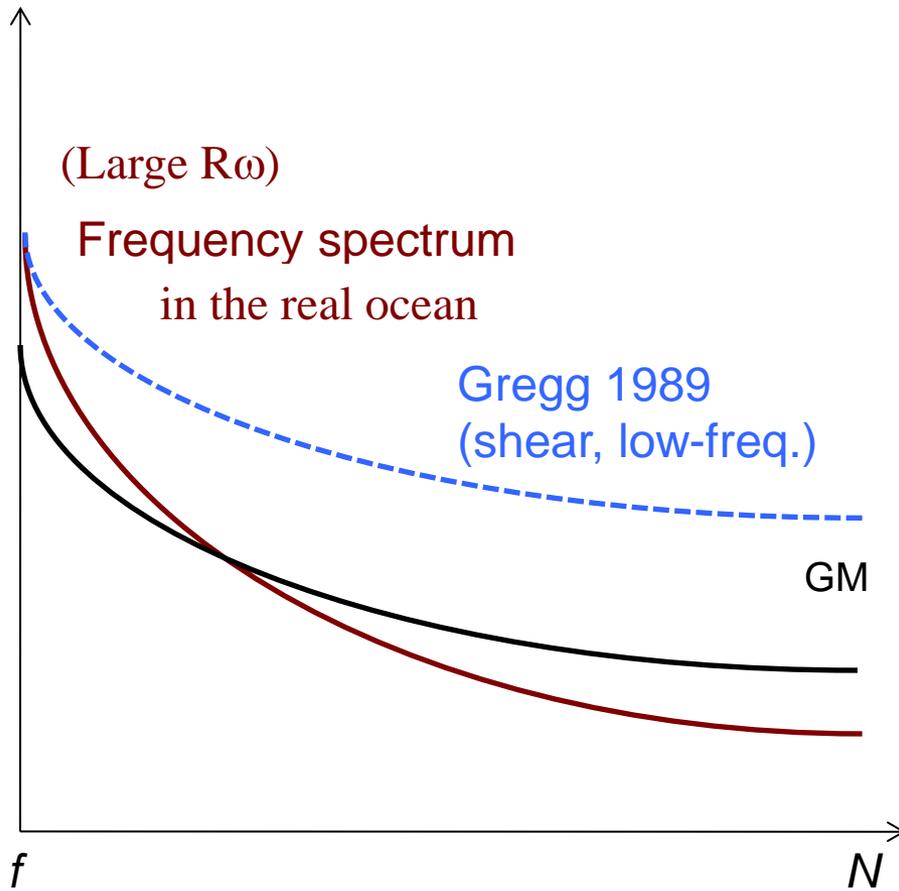
Frequency Spectrum in the Real Ocean



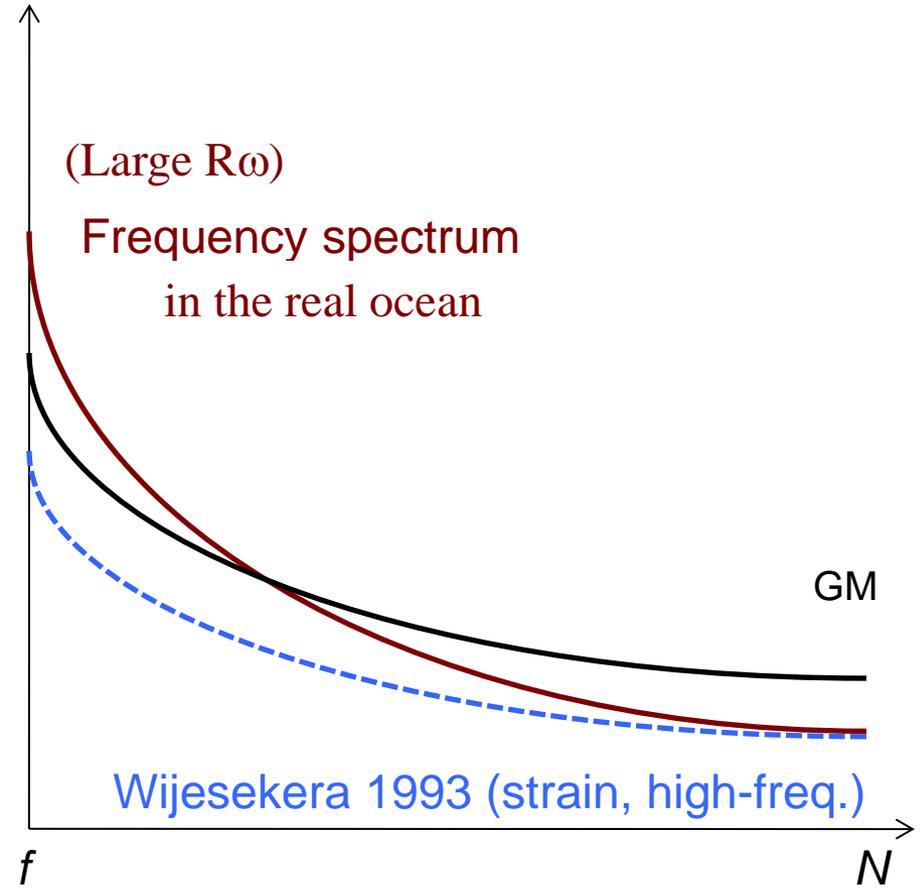
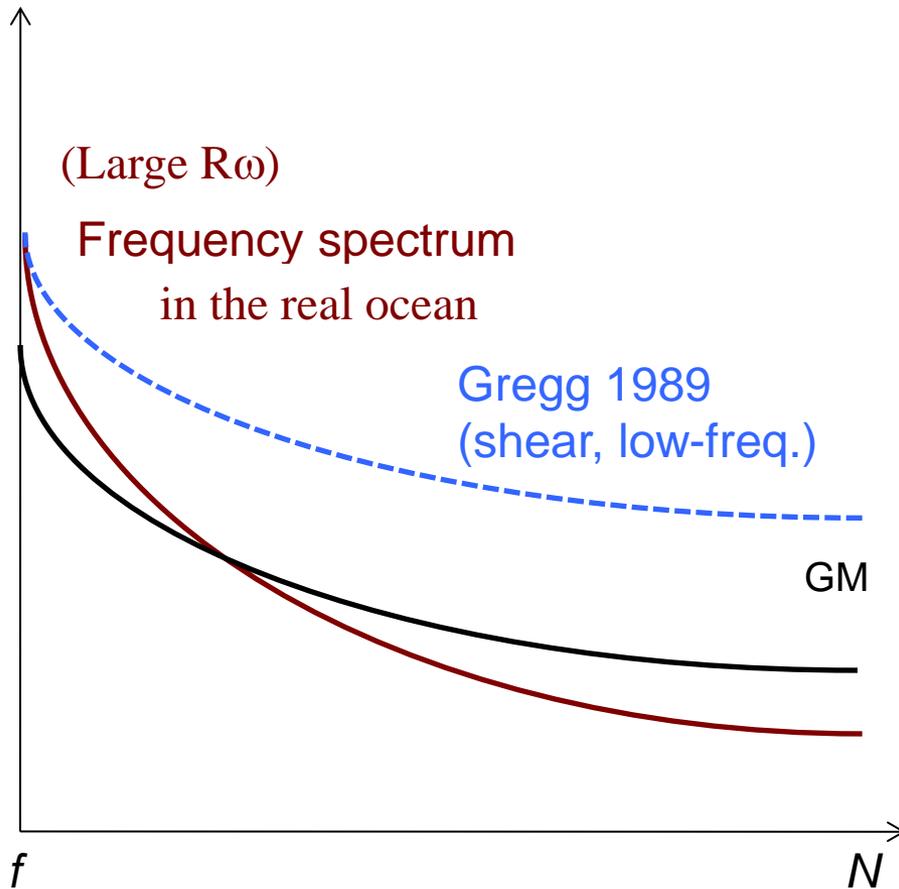
Frequency Spectrum in the Real Ocean



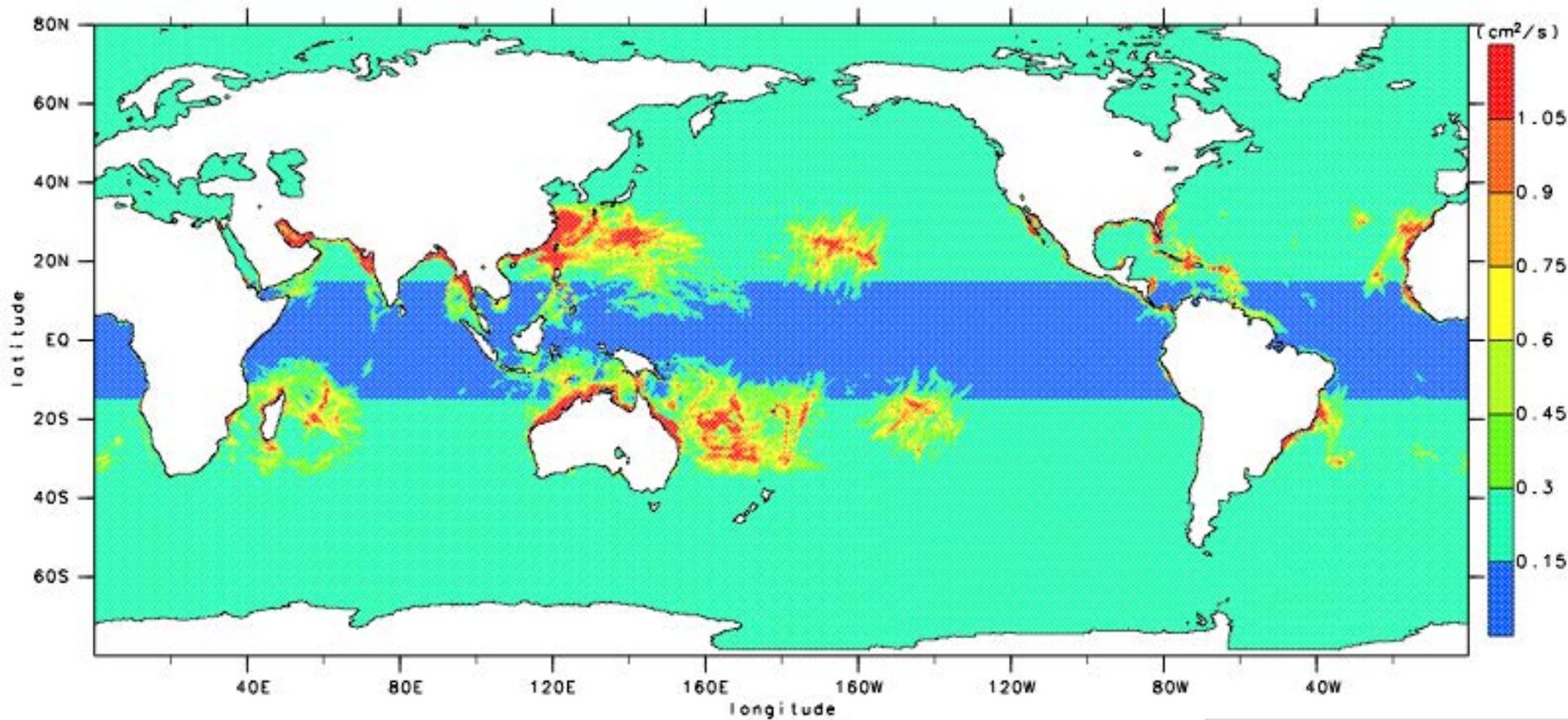
Frequency Spectrum in the Real Ocean



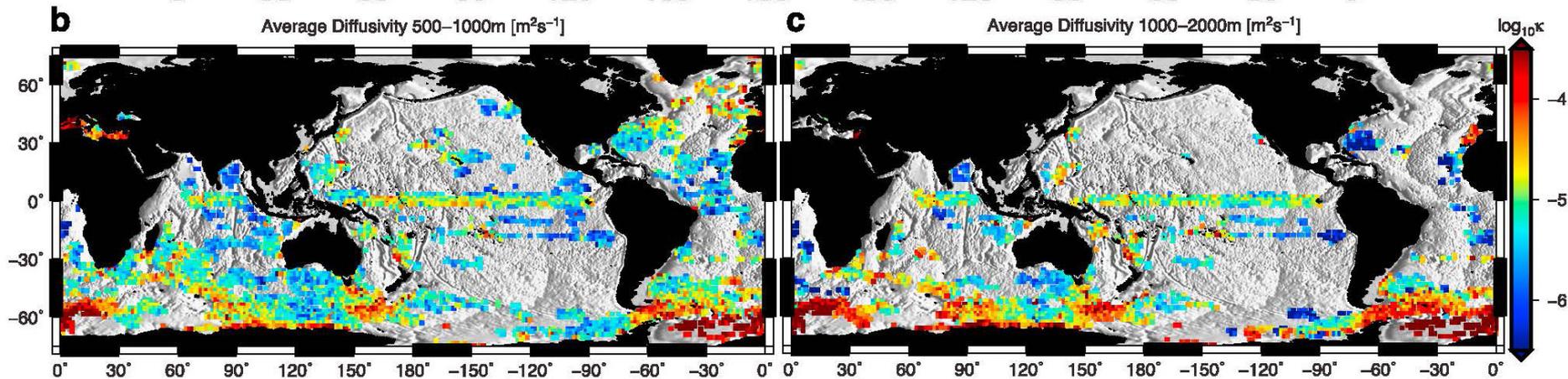
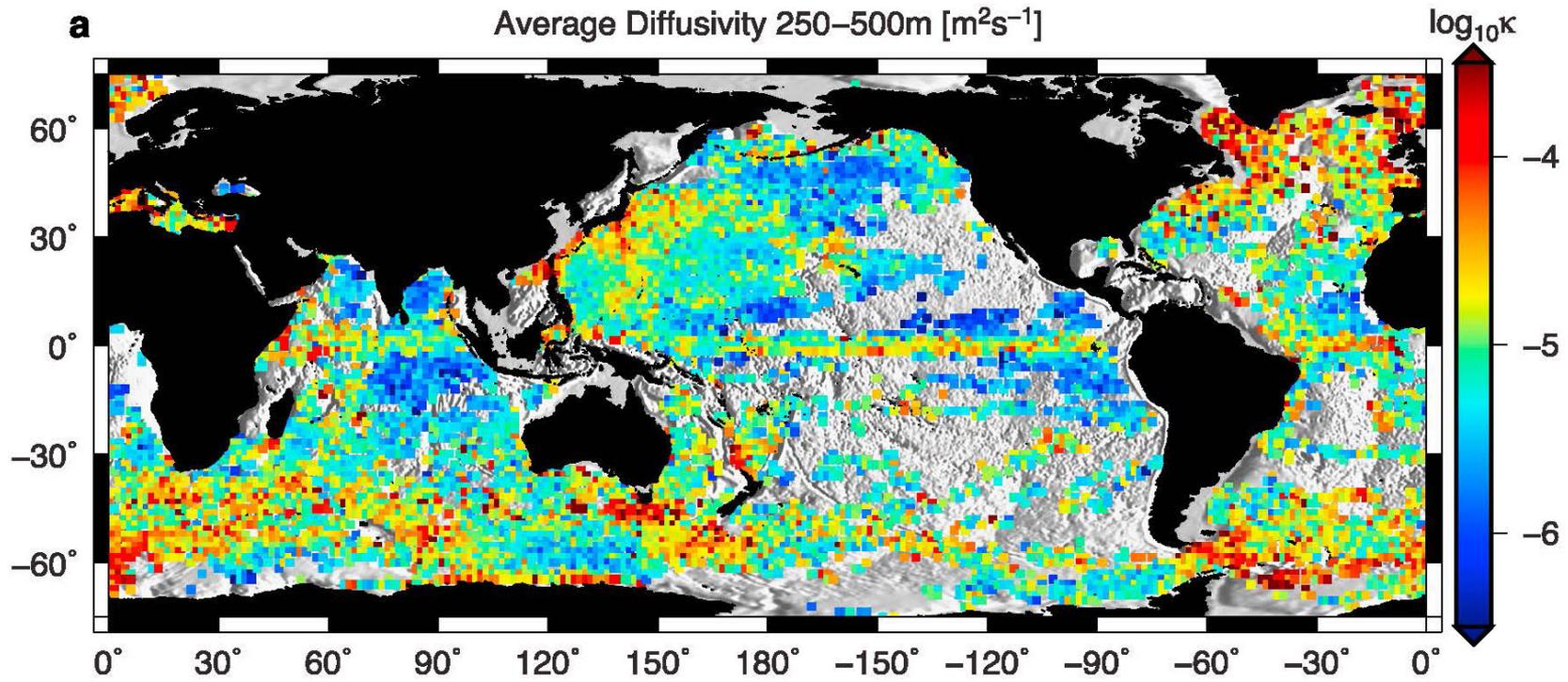
Frequency Spectrum in the Real Ocean



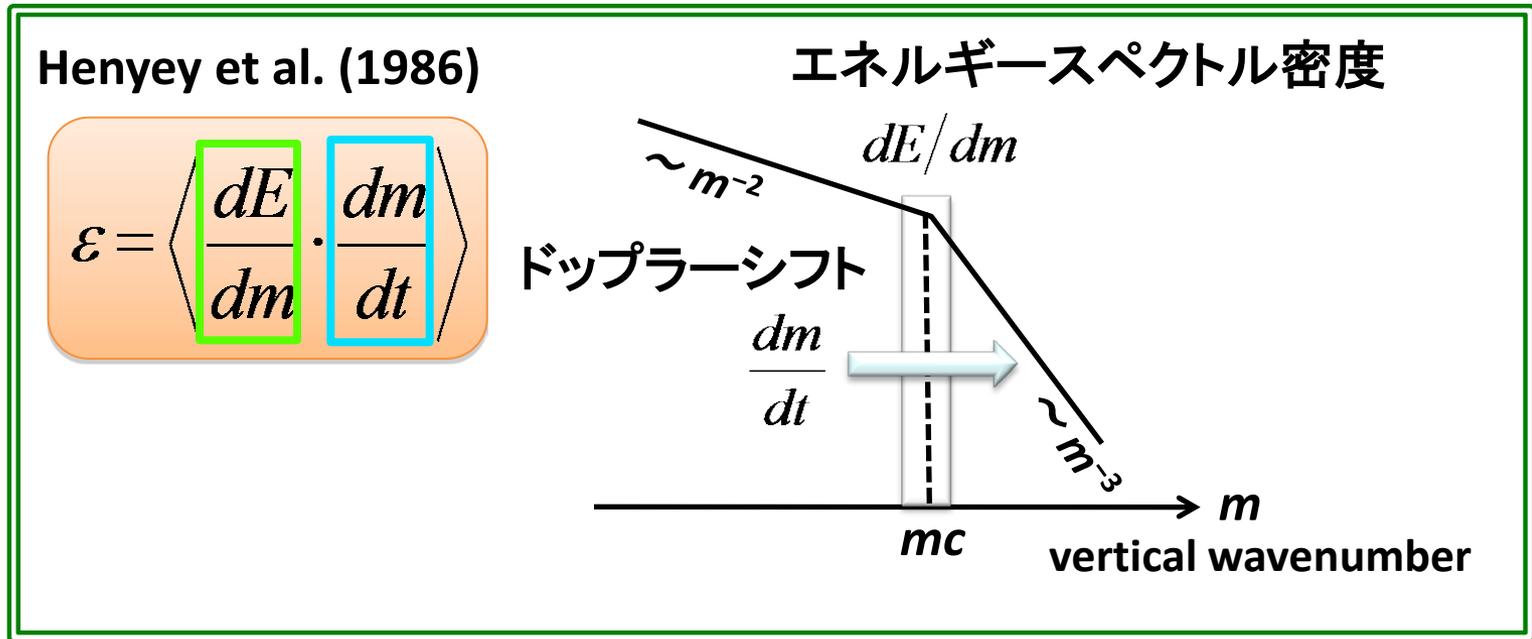
鉛直乱流拡散係数のグローバルマップ



Hibiya et al. (2006)



乱流パラメタリゼーション



- 内部波スペクトルとGarrett-Munk (GM)モデルとの相似形が崩れた場合、KEとPEの両方の情報が必要である。

KE : シアー
and
PE : ストレイン

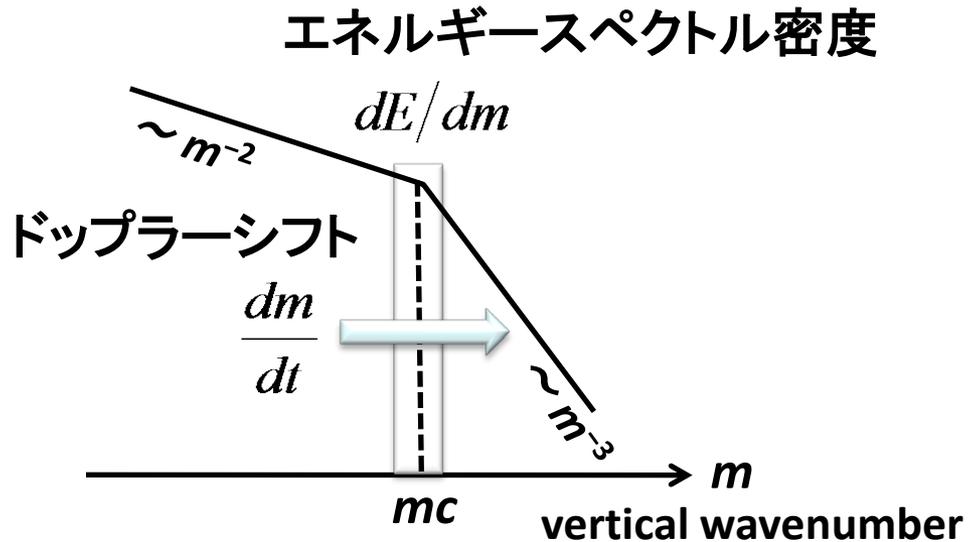
$\left\langle \frac{dE}{dm} \right\rangle \sim KE \times \frac{1 + PE/KE}{1 + 1/R_\omega}$

$R_\omega = \frac{\text{shear}}{\text{strain}} \sim \frac{KE}{PE}$

乱流パラメタリゼーション

Henyey et al. (1986)

$$\varepsilon = \left\langle \frac{dE}{dm} \cdot \frac{dm}{dt} \right\rangle$$



- 一方で、ドップラーシフト dm/dt を見積もるためには、歪んだ内部波場におけるアスペクト比の平均 $\langle k/m \rangle$ を評価する必要がある

$$\left\langle \frac{dm}{dt} \right\rangle = -\langle k \rangle \frac{dU}{dz} = -m \frac{dU}{dz} \left\langle \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \right\rangle$$

内部波の
アスペクト比 $\langle k/m \rangle$

内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

$$\left\langle \frac{k}{m} \right\rangle = \left\langle \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \right\rangle = \int_f^N \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \cdot \Omega(\omega) d\omega$$

局所的な周波数スペクトル

- 内部波スペクトル空間内におけるアスペクト比の平均量 $\langle k/m \rangle$ を正確に見積もるためには、周波数スペクトルの具体的な形状に関する情報が必要である。

内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

$$\left\langle \frac{k}{m} \right\rangle = \left\langle \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \right\rangle = \int_f^N \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \cdot \Omega(\omega) d\omega$$

局所的な周波数スペクトル

- 内部波スペクトル空間内におけるアスペクト比の平均量 $\langle k/m \rangle$ を正確に見積もるためには、周波数スペクトルの具体的な形状に関する情報が必要である。

周波数方向の歪みの指標 R_ω

$$R_\omega = \frac{KE}{PE} = \frac{\int_f^N (1 + f^2/\omega^2) \cdot \Omega(\omega) d\omega}{\int_f^N (1 - f^2/\omega^2) \cdot \Omega(\omega) d\omega}$$

- 周波数スペクトルの情報が必要な $\langle k/m \rangle$ を R_ω で近似的に見積もりたい

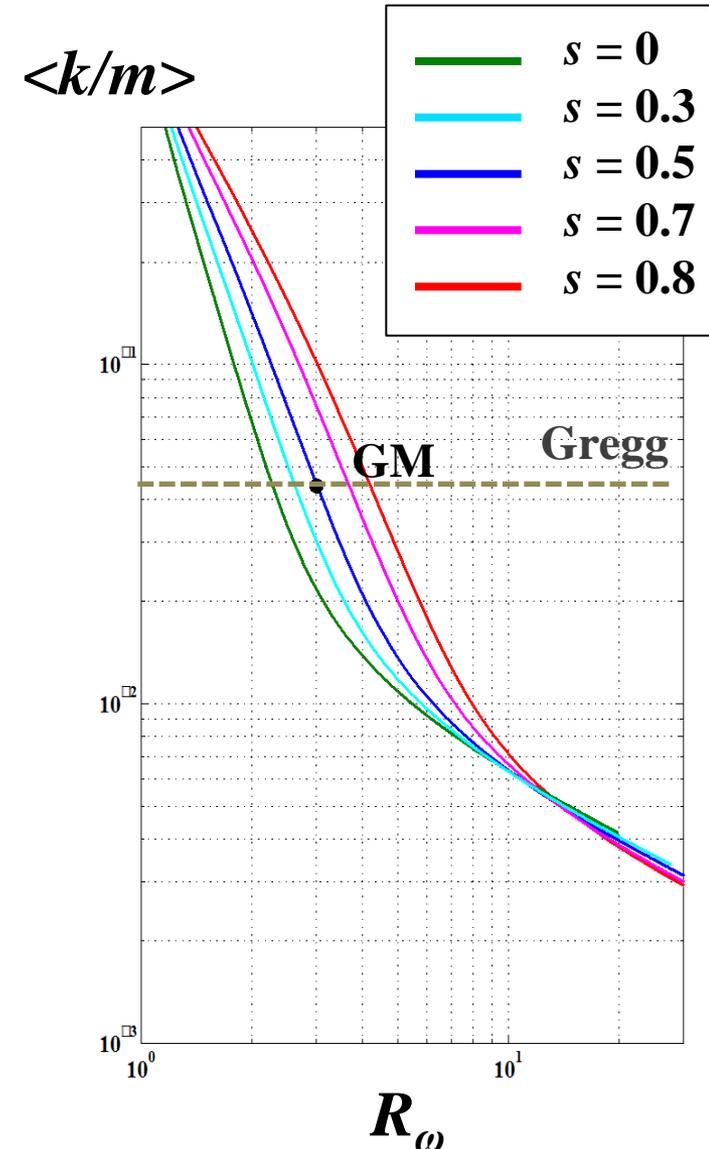
内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

➤ 仮想的に周波数スペクトル

$$\Omega(\omega) \sim \omega^{-p} \left(1 - f^2/\omega^2\right)^{-s}$$

における s を固定し、 p の値を変えた場合の $\langle k/m \rangle$ と R_ω との関係を調べる。



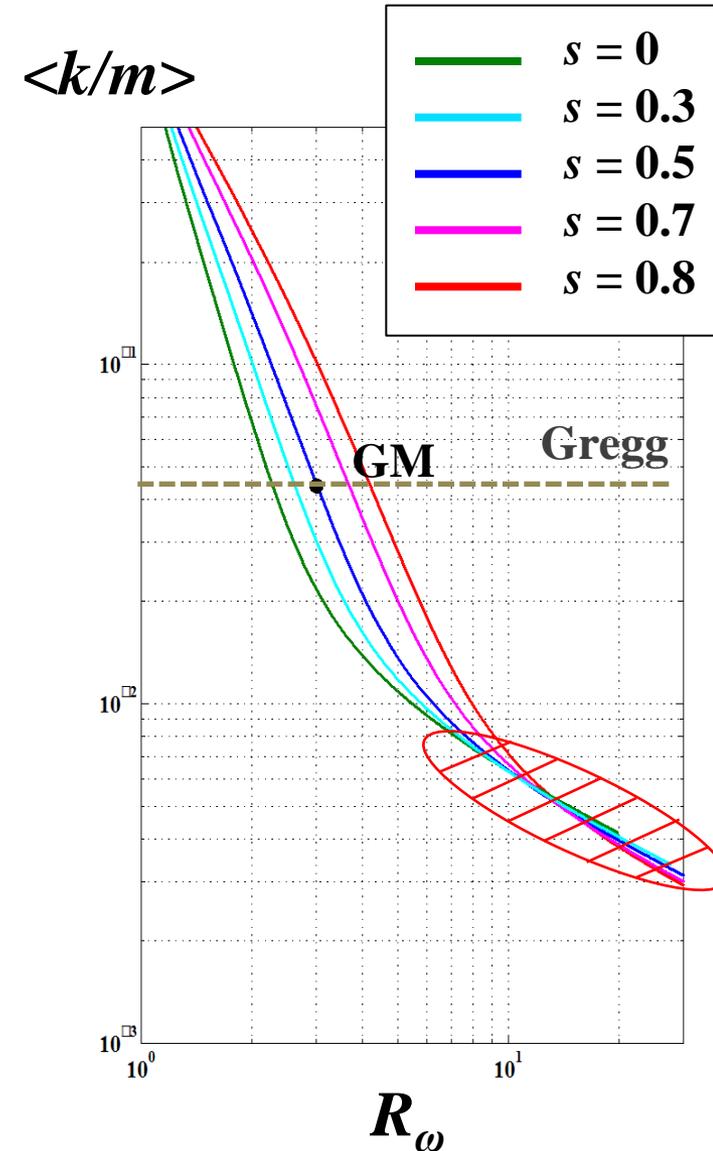
内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

➤ 仮想的に周波数スペクトル

$$\Omega(\omega) \sim \omega^{-p} \left(1 - f^2/\omega^2\right)^{-s}$$

における s を固定し、 p の値を変えた場合の $\langle k/m \rangle$ と R_ω との関係を調べる。



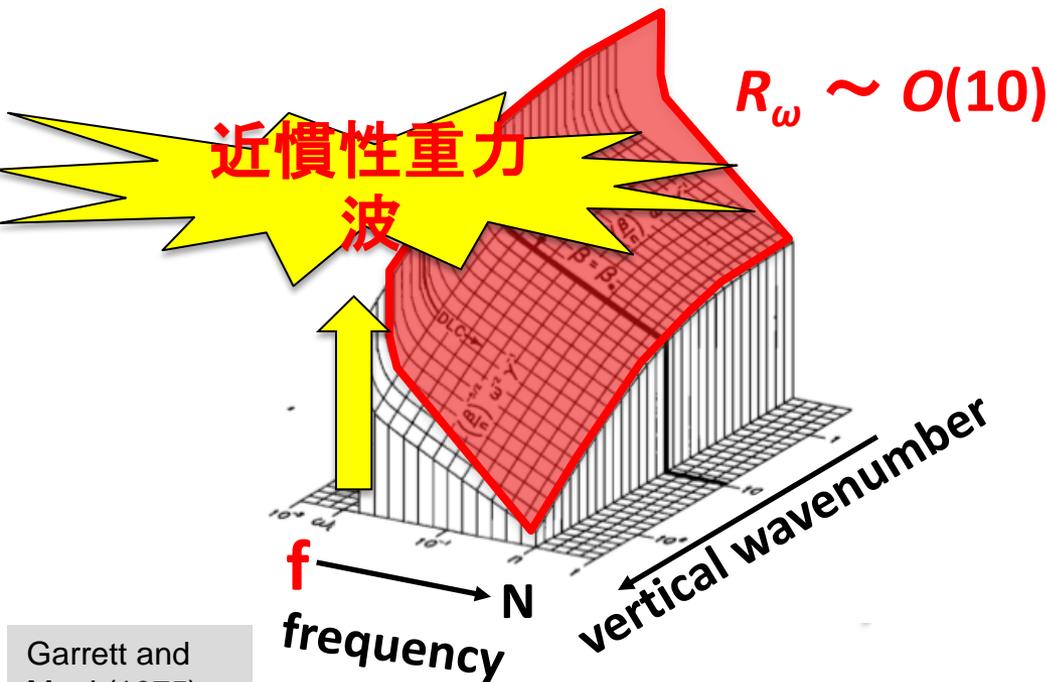
内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

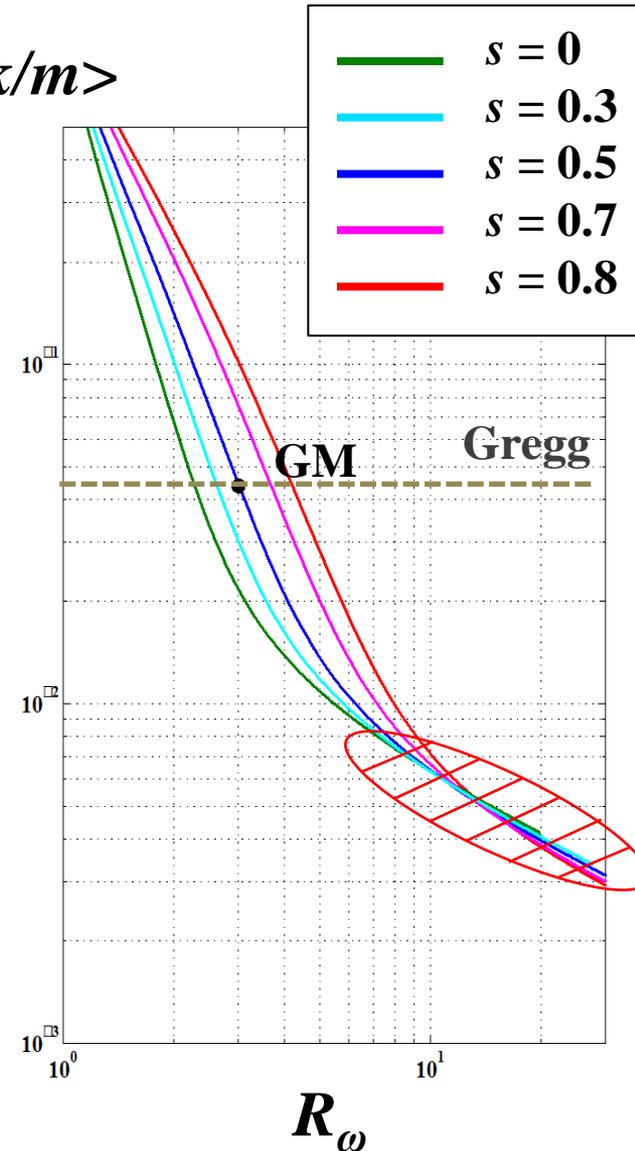
➤ 仮想的に周波数スペクトル

$$\Omega(\omega) \sim \omega^{-p} \left(1 - f^2/\omega^2\right)^{-s}$$

における s を固定し、 p の値を変えた場合の $\langle k/m \rangle$ と R_ω との関係調べる。



$\langle k/m \rangle$



内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

- R_ω が著しく大きくなり、内部波場が
- **近慣性重力波**に支配された場合、
- **単色波近似**が有効となる。

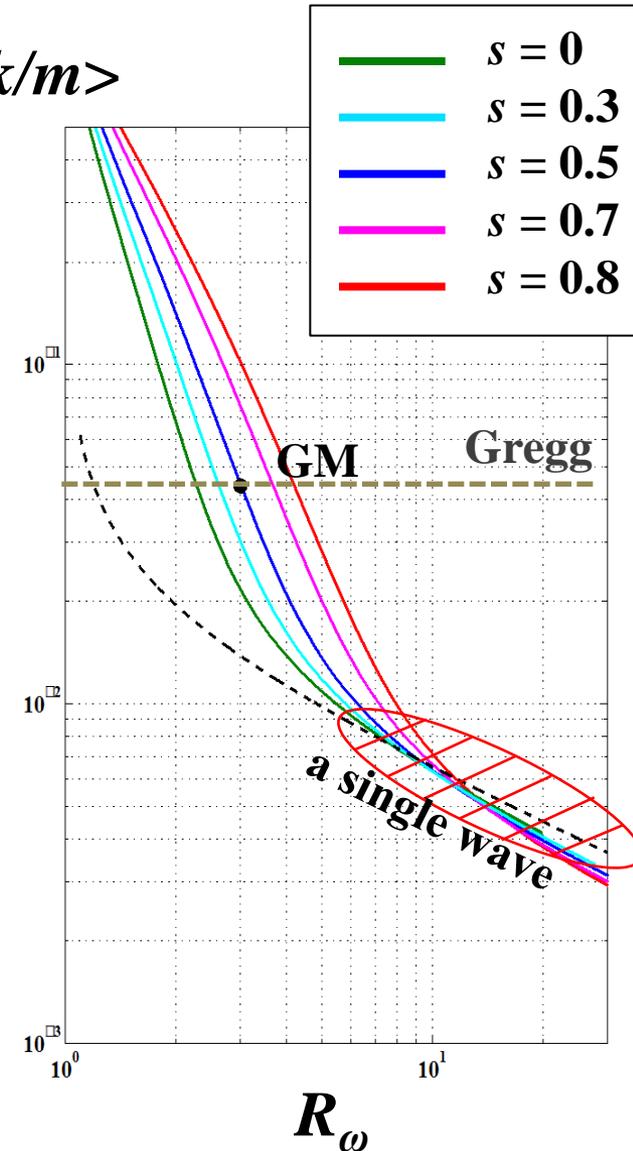
単色波の場合、

$$\frac{k}{m} = \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \quad R_\omega = \frac{\omega^2 + f^2}{\omega^2 - f^2}$$

より、

$$\frac{k}{m} = \frac{f}{N} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

$\langle k/m \rangle$



内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

- R_ω が著しく大きくなり、内部波場が
- **近慣性重力波**に支配された場合、
- **単色波近似**が有効となる。

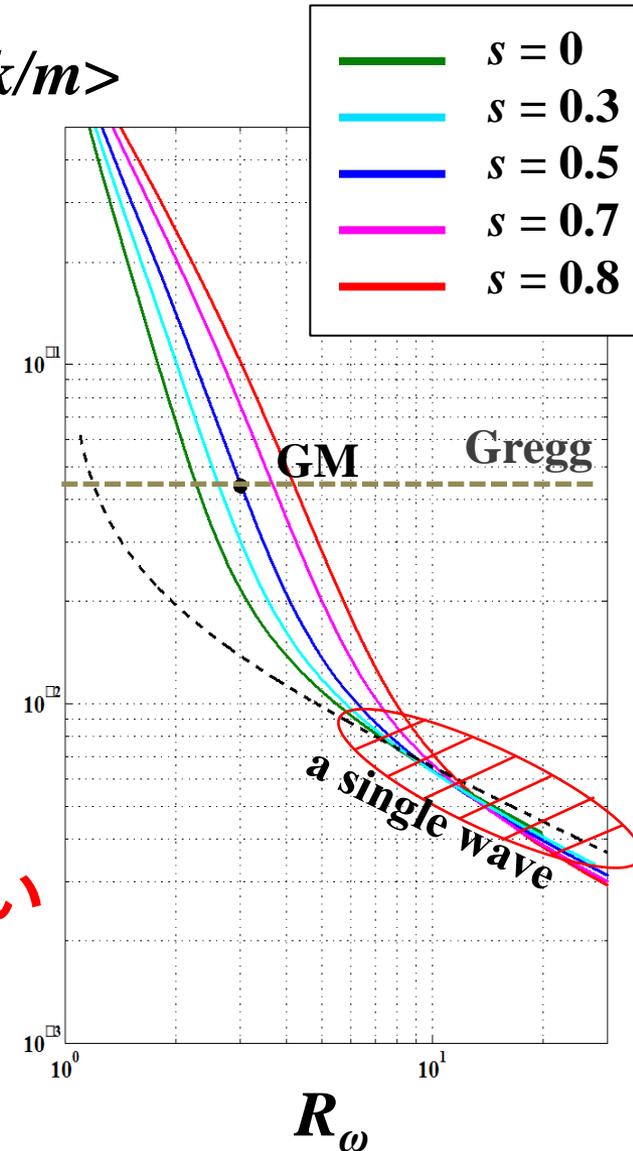
単色波の場合、

$$\frac{k}{m} = \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \quad R_\omega = \frac{\omega^2 + f^2}{\omega^2 - f^2}$$

より、

$$\frac{k}{m} = \frac{f}{N} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

$\langle k/m \rangle$



※ 一般の R_ω では、単色波近似は適用できない

内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

- R_ω が著しく大きく、内部波場が**近慣性重力波**に支配された場合、**単色波近似**が有効となる。

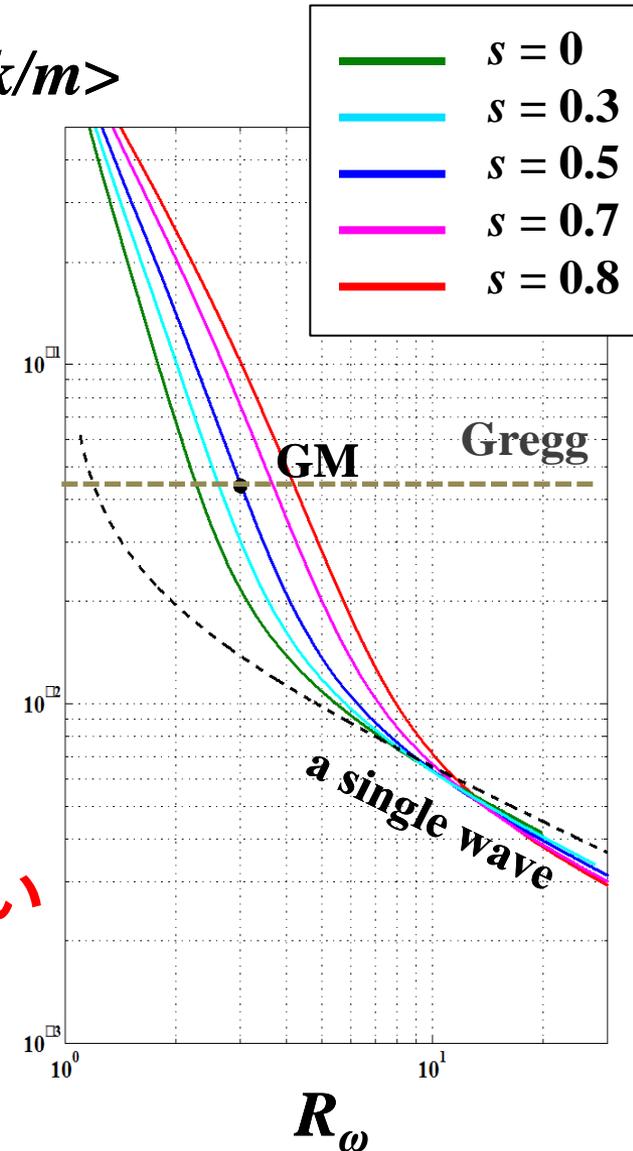
単色波の場合、

$$\frac{k}{m} = \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \quad R_\omega = \frac{\omega^2 + f^2}{\omega^2 - f^2}$$

より、

$$\frac{k}{m} = \frac{f}{N} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

$\langle k/m \rangle$



※ 一般の R_ω では、単色波近似は適用できない

内部波場がGarret-Munkの場合の補正係数を全ての R_ω に対して掛け合わせた。

内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

- R_ω が著しく大きく、内部波場が**近慣性重力波**に支配された場合、**単色波近似**が有効となる。

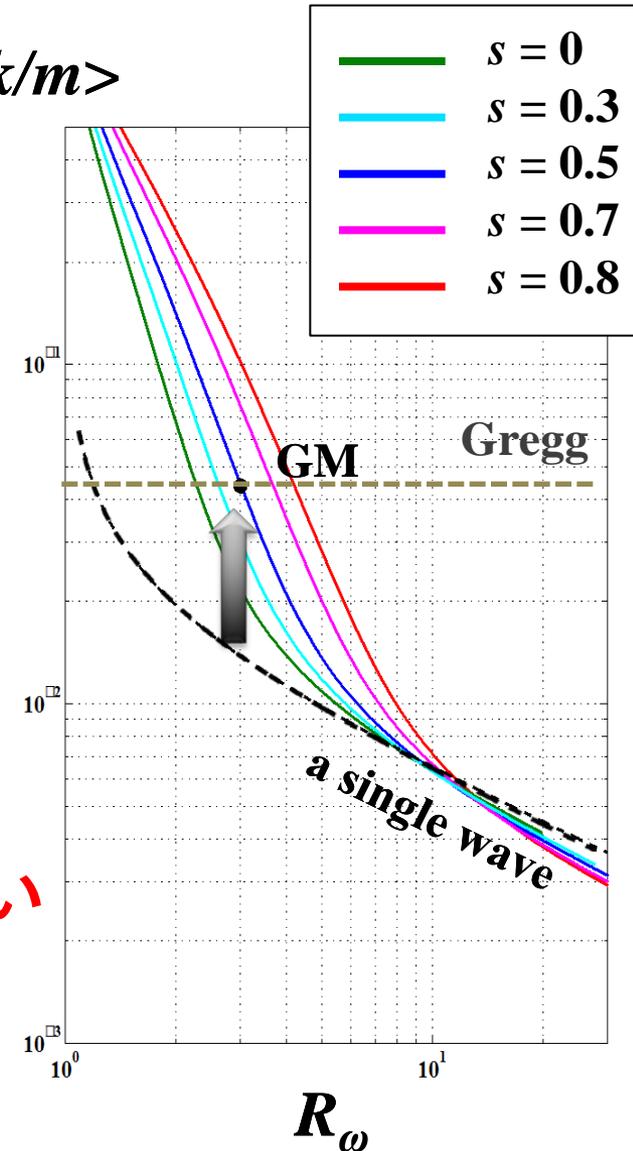
単色波の場合、

$$\frac{k}{m} = \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \quad R_\omega = \frac{\omega^2 + f^2}{\omega^2 - f^2}$$

より、

$$\frac{k}{m} = \frac{f}{N} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

$\langle k/m \rangle$



※ 一般の R_ω では、単色波近似は適用できない

内部波場がGarret-Munkの場合の補正係数を全ての R_ω に対して掛け合わせた。

内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

Ijichi and Hibiya(2015)

GHPパラメタリゼーション

$$\left\langle \frac{k}{m} \right\rangle_{GHP} = \frac{f}{N} \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right) \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

$$\varepsilon_{GHP} = \varepsilon_0 \frac{\langle U_z^2 \rangle^2}{\langle U_z^2 \rangle_{GM}^2} \frac{N^2}{N_0^2} \frac{f}{f_0} \times h_{GHP}(R_\omega)$$

$$h_{GHP}(R_\omega) = \frac{1 + 1/R_\omega}{4/3} \times \frac{\cosh^{-1}(N/f)}{\cosh^{-1}(N_0/f_0)} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

$\langle dE/dm \rangle$

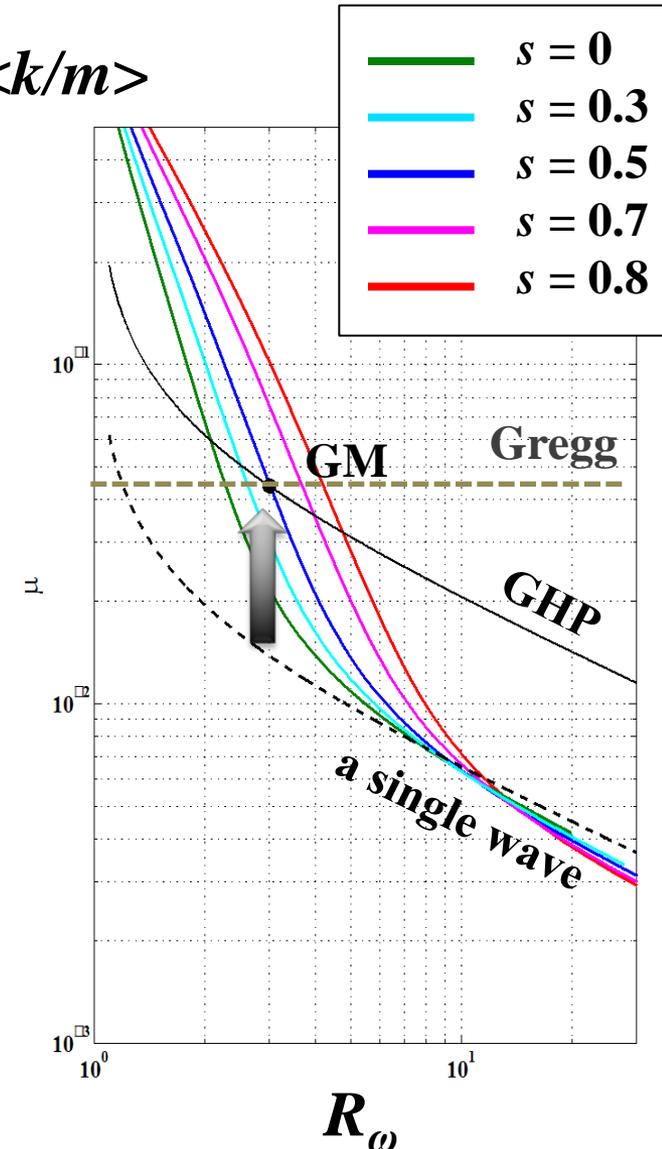
$\langle k/m \rangle$

$$\varepsilon_0 = 6.73 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$$

$$N_0 = 5.24 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

$$f_0 = 7.27 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

$\langle k/m \rangle$



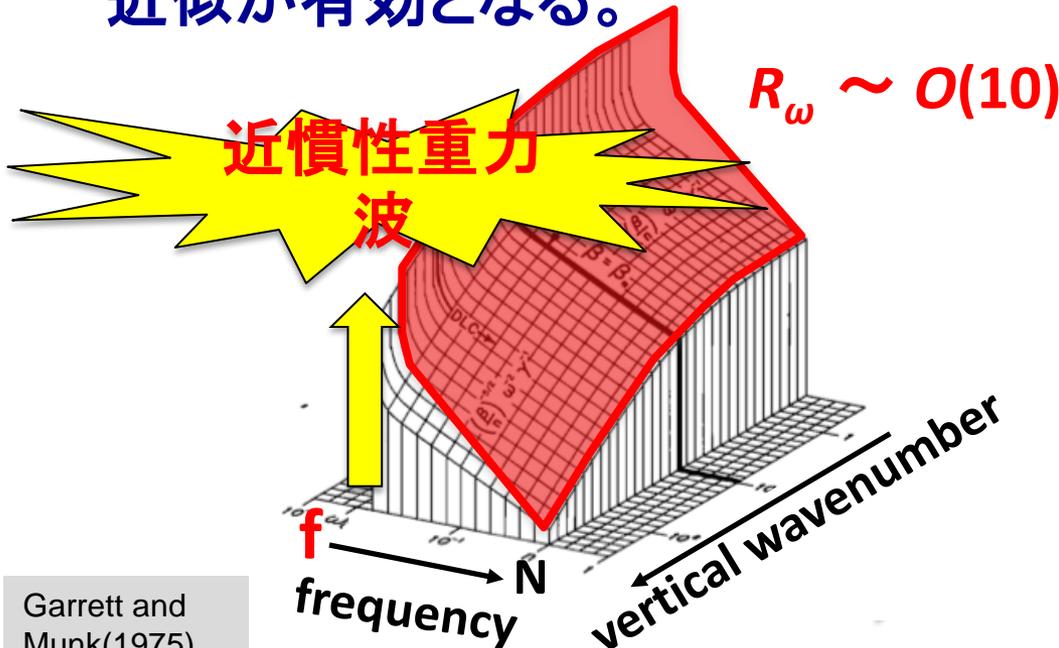
内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

GHPパラメタリゼーション

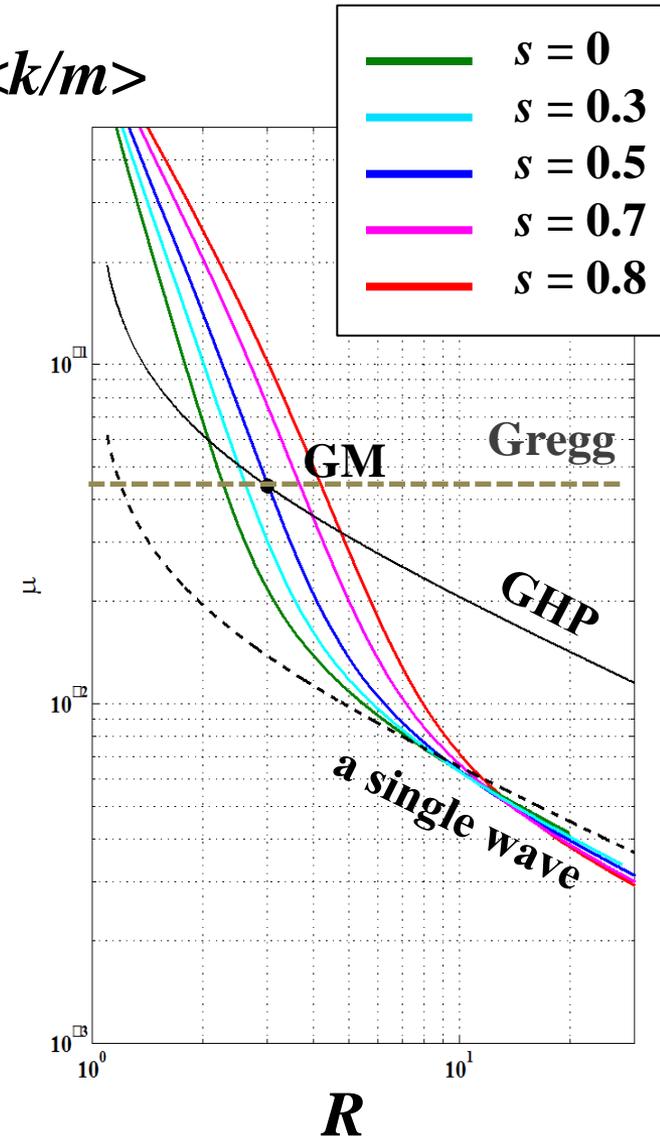
Ijichi and Hibiya(2015)

$$\left\langle \frac{k}{m} \right\rangle_{GHP} = \frac{f}{N} \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right) \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

➤ R_ω が著しく大きく、内部波場が近慣性重力波に支配された場合、単色波近似が有効となる。



$\langle k/m \rangle$



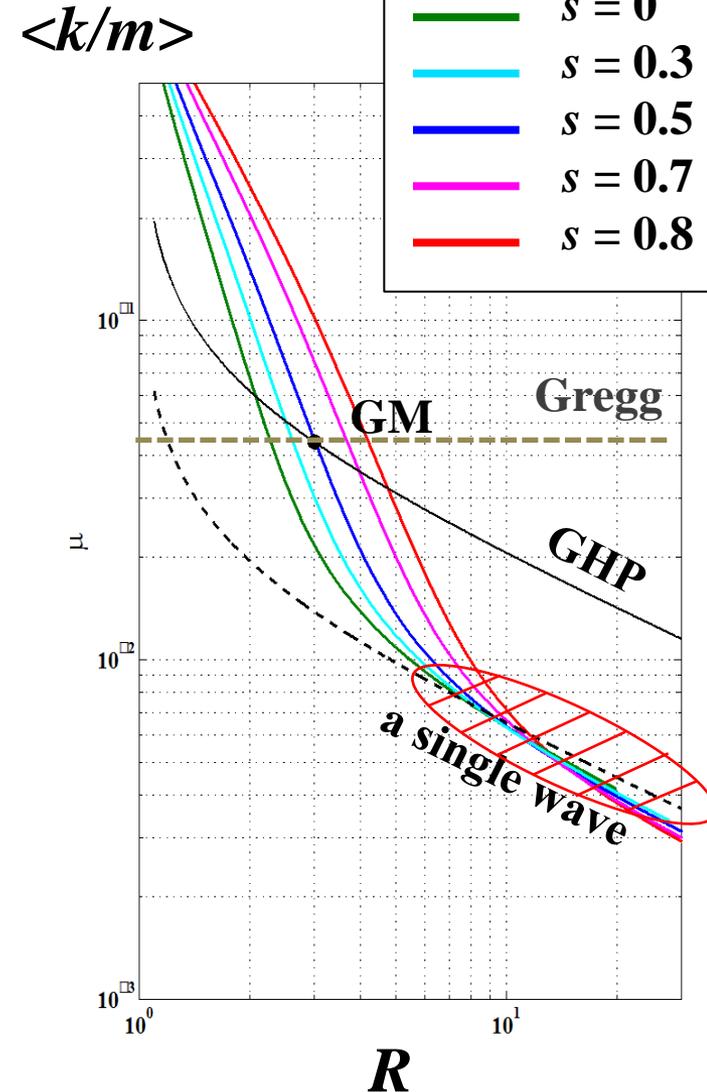
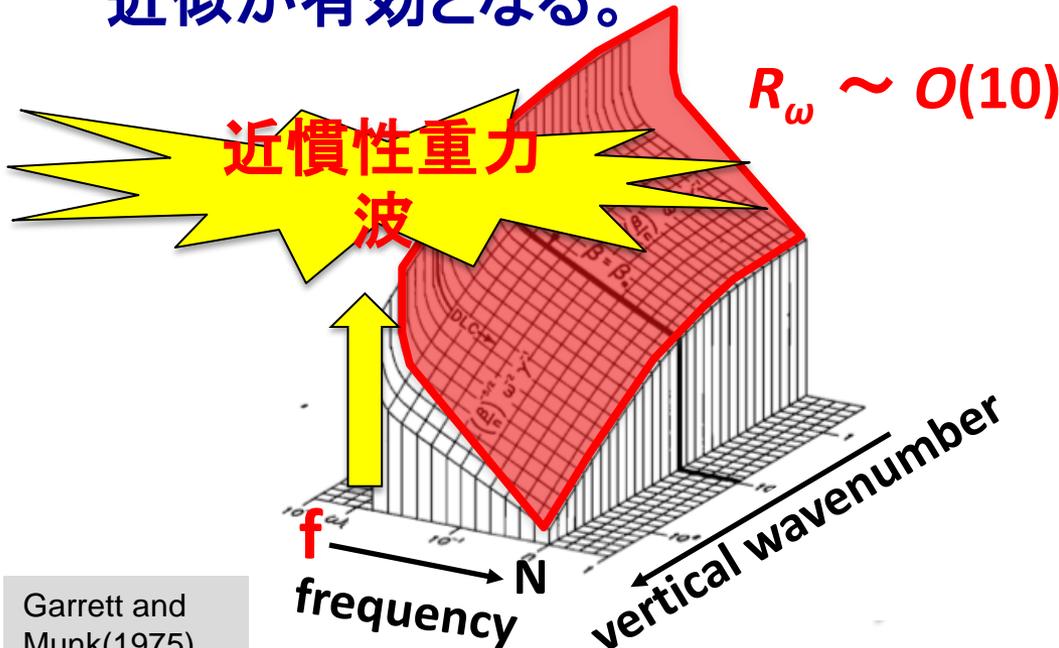
内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

GHPパラメタリゼーション

Ijichi and Hibiya(2015)

$$\left\langle \frac{k}{m} \right\rangle_{GHP} = \frac{f}{N} \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right) \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

➤ R_ω が著しく大きく、内部波場が近慣性重力波に支配された場合、単色波近似が有効となる。



内部波のアスペクト比 $\langle k/m \rangle$ の見積もり

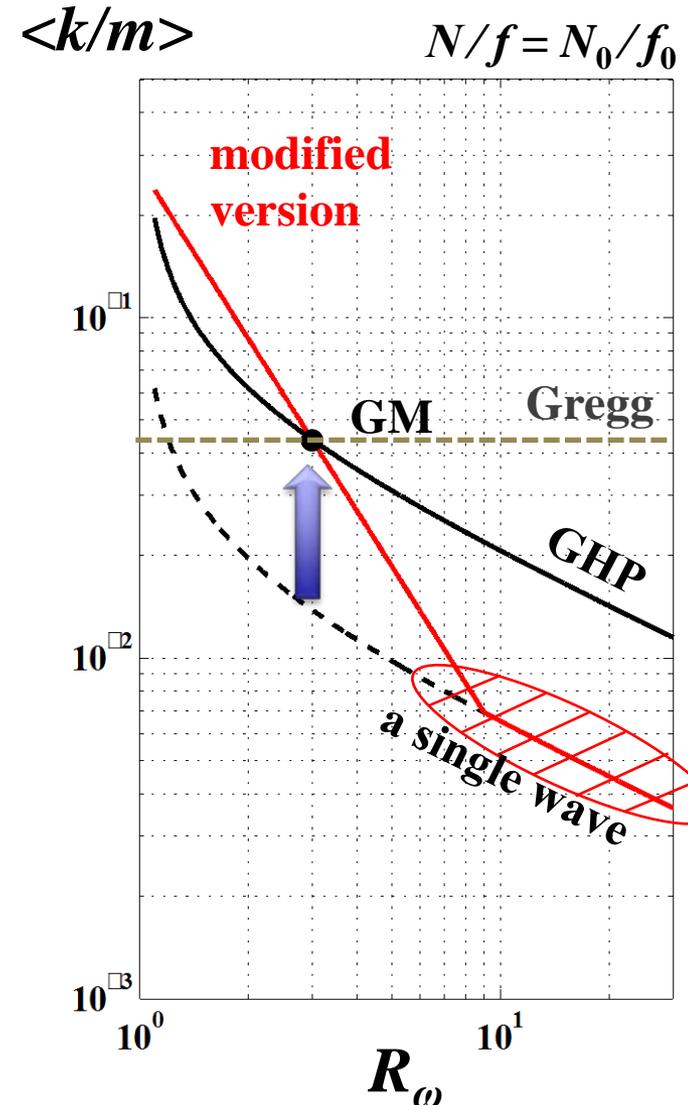
Ijichi and Hibiya(2015)

GHPパラメタリゼーション

$$\left\langle \frac{k}{m} \right\rangle_{GHP} = \frac{f}{N} \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right) \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}}$$

- R_ω が著しく大きく、内部波場が近慣性重力波に支配された場合、単色波近似が有効となる。

➤ 内部波場がGMと一致する $R_\omega = 3$ の場合はGHPパラメタリゼーションによる見積もりと一致し、同時に、低周波数側に著しく歪んだ $R_\omega \gg 3$ の場合は単色波近似を適用した見積もりと等しくなるように、GHPパラメタリゼーションを修正した。



GHPパラメタリゼーションの修正

Ijichi and Hibiya(2015)

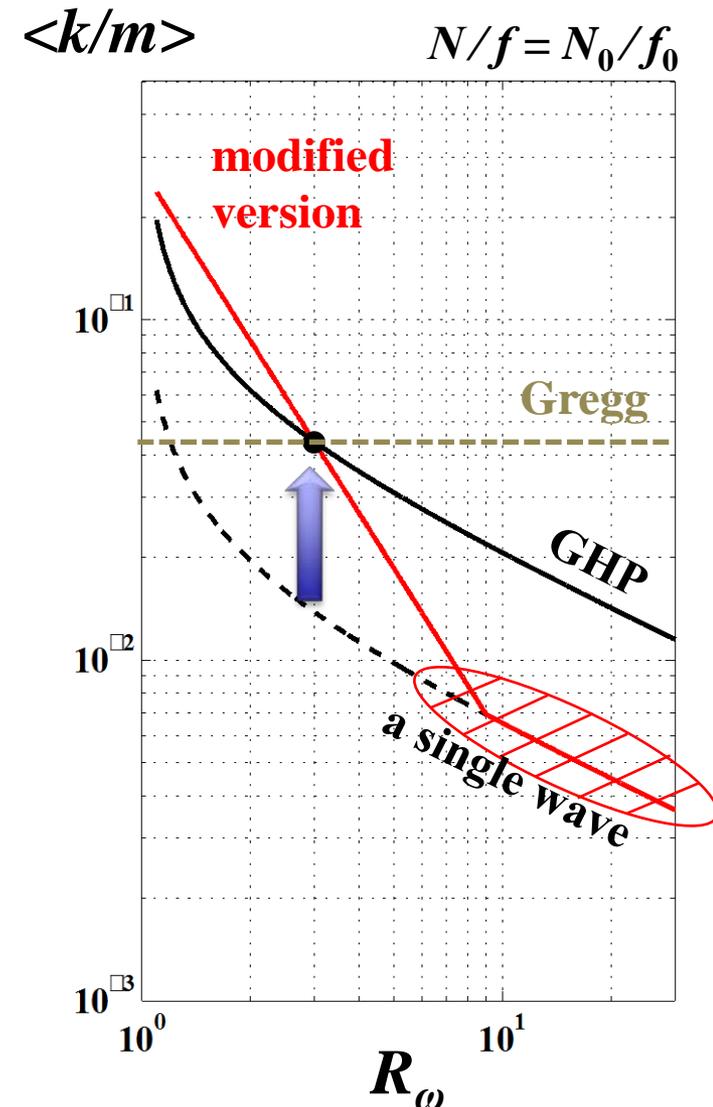
$$h_{mod}(R_\omega) = \begin{cases} \frac{1+1/R_\omega}{4/3} \times \frac{L_1}{L_0} R_\omega^{L_2} & \dots R_\omega < 9 \\ \frac{1+1/R_\omega}{4/3} \times L_0^{-1} \sqrt{\frac{2}{R_\omega - 1}} & \dots R_\omega > 9 \end{cases}$$

緯度依存パラメータ

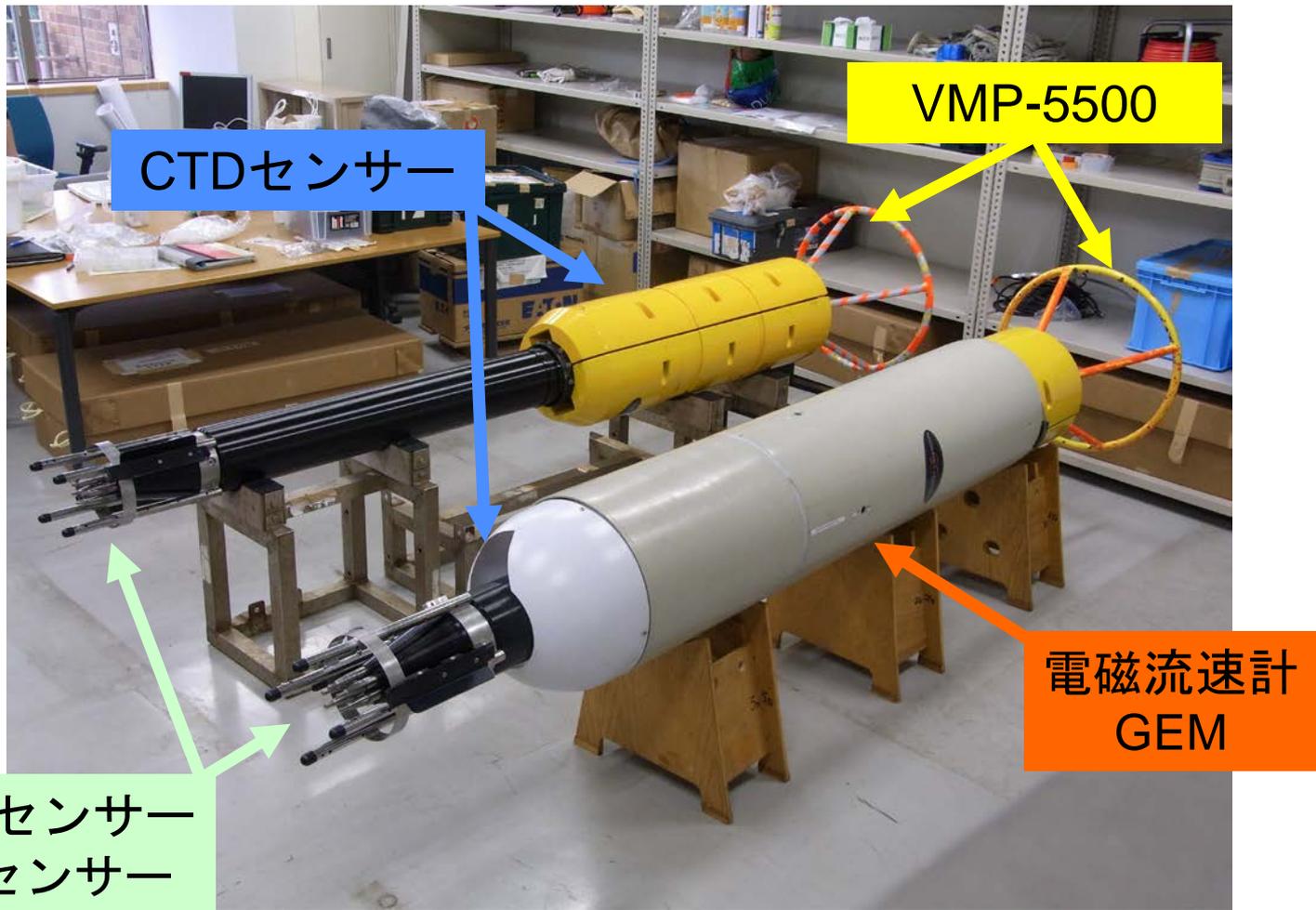
$$L_1 = 2L^2, \quad L = 2\pi^{-1} \cosh^{-1}(N/f)$$

$$L_2 = \log_3(2L), \quad L_0 = 2\pi^{-1} \cosh^{-1}(N_0/f_0)$$

Ijichi and Hibiya [Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 2015]

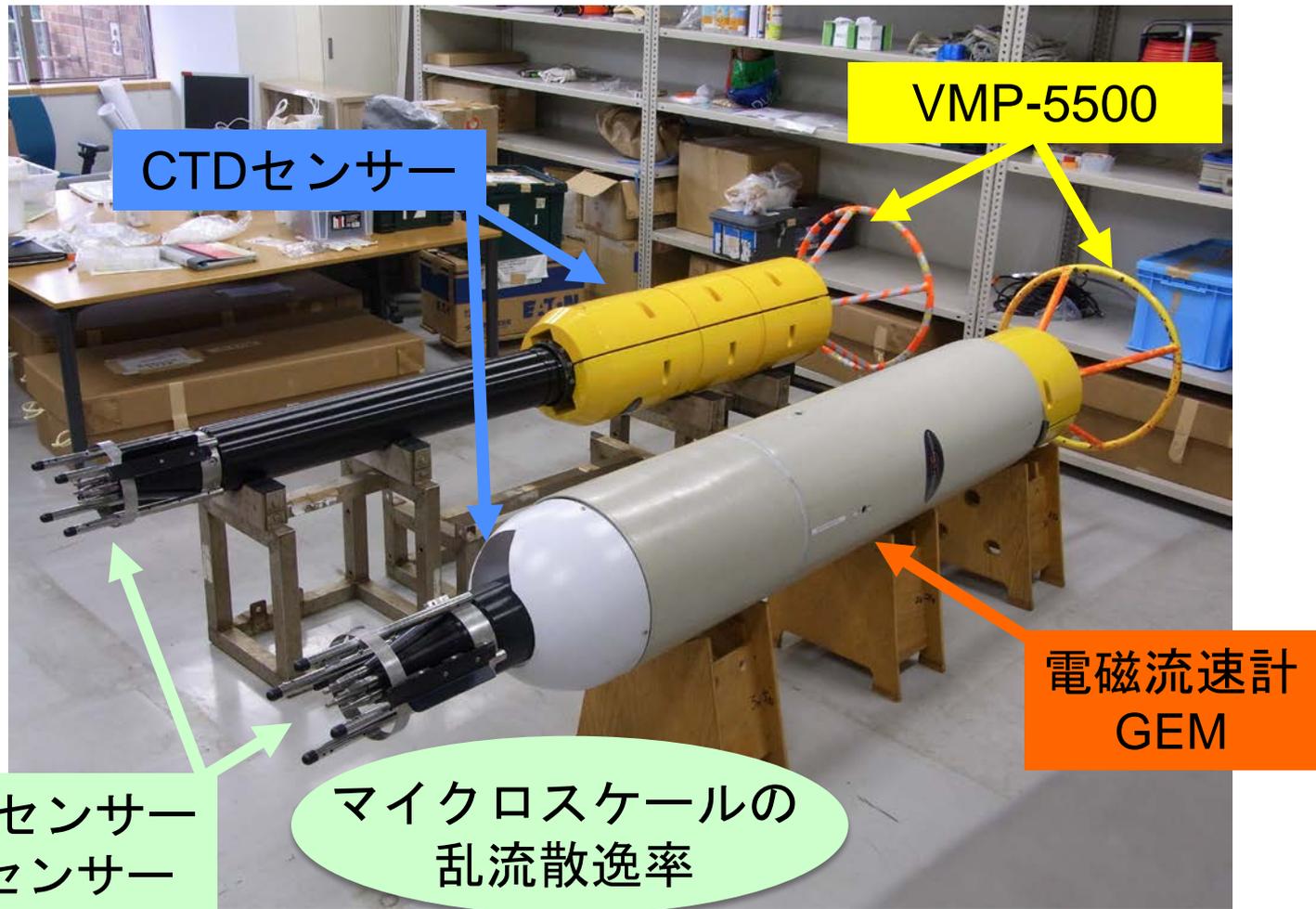


マルチスケール・プロファイラー



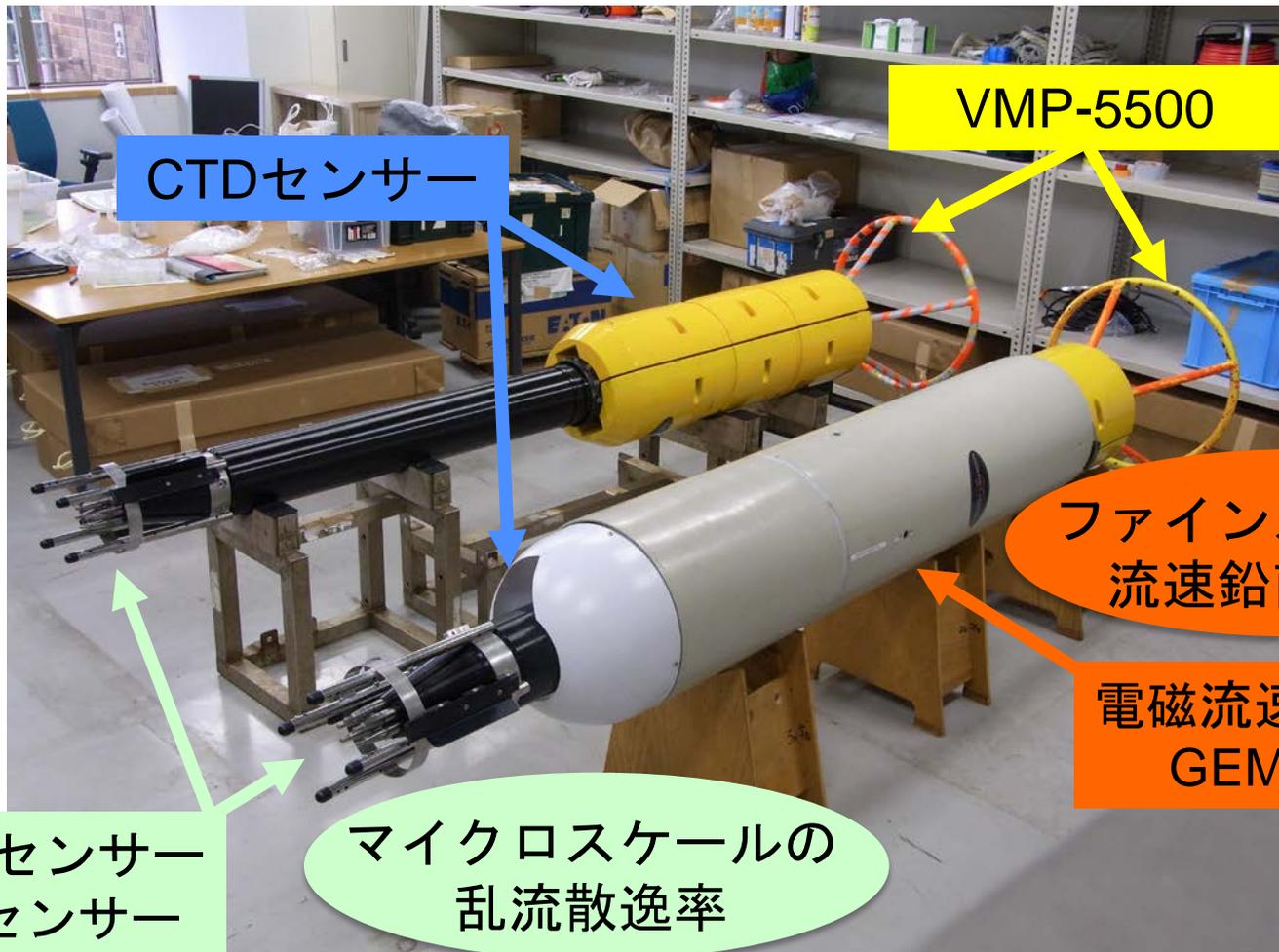
2011年度、超深海乱流計 VMP-5500に電磁流速計 Geo-Electric Meter (GEM) を取り付けて、我が国初となる『マルチスケール・プロファイラー』を導した。

マルチスケール・プロファイラー



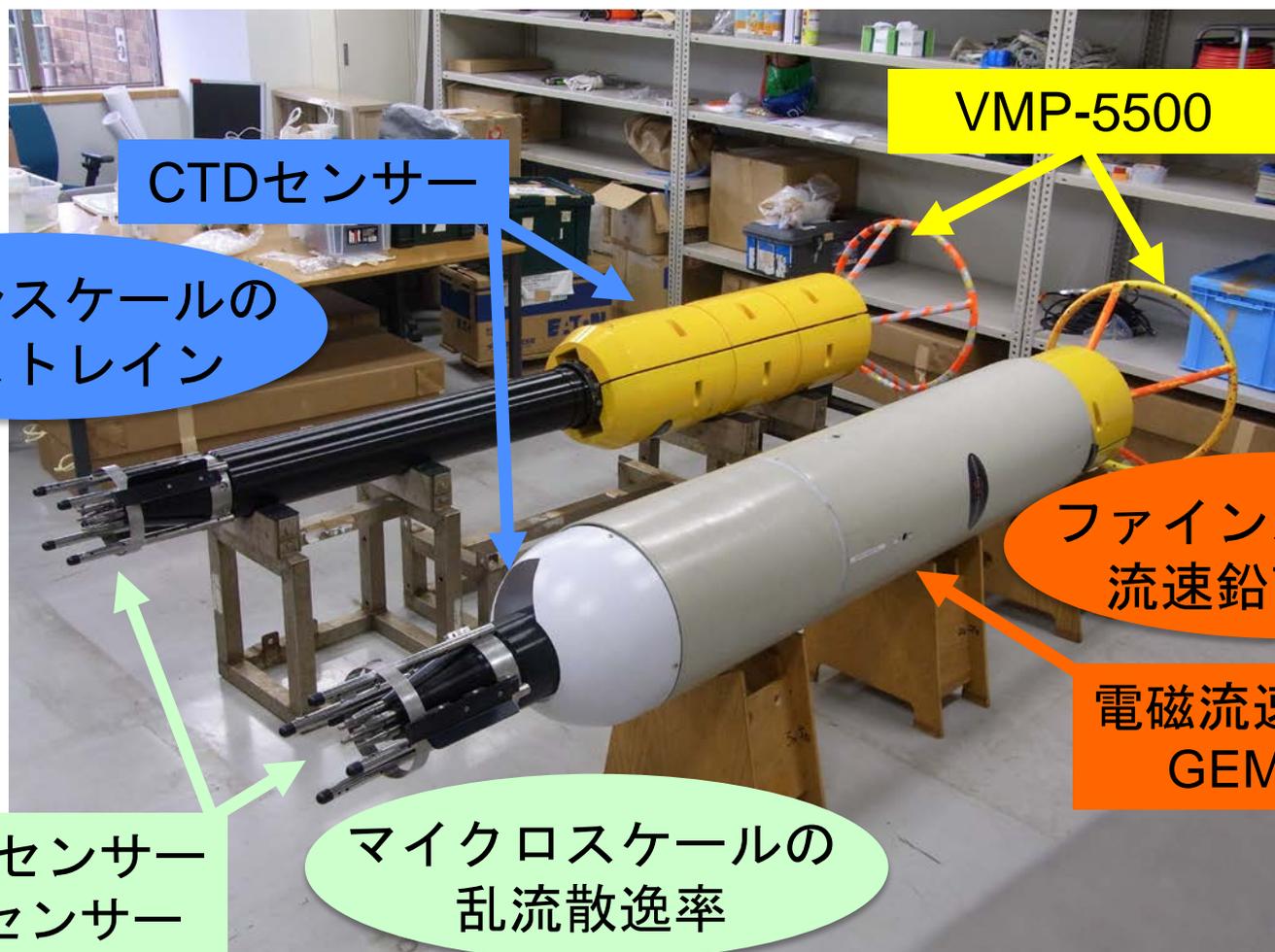
2011年度、超深海乱流計 VMP-5500に電磁流速計 Geo-Electric Meter (GEM) を取り付けて、我が国初となる『マルチスケール・プロファイラー』を導いた。

マルチスケール・プロファイラー



2011年度、超深海乱流計 VMP-5500に電磁流速計 Geo-Electric Meter (GEM) を取り付けて、我が国初となる『マルチスケール・プロファイラー』を導した。

マルチスケール・プロファイラー



2011年度、超深海乱流計 VMP-5500に電磁流速計 Geo-Electric Meter (GEM) を取り付けて、我が国初となる『マルチスケール・プロファイラー』を導した。

既存の乱流パラメタリゼーション

乱流散逸率

内部波非線形相互干渉理論

Henye et al. (1986)

ファインスケール
シア

Gregg (1989)

ファインスケール
シア&ストレイン

Polzin et al. (1995), Gregg et al. (2003)

Gregg-Henye-Polzin (GHP)

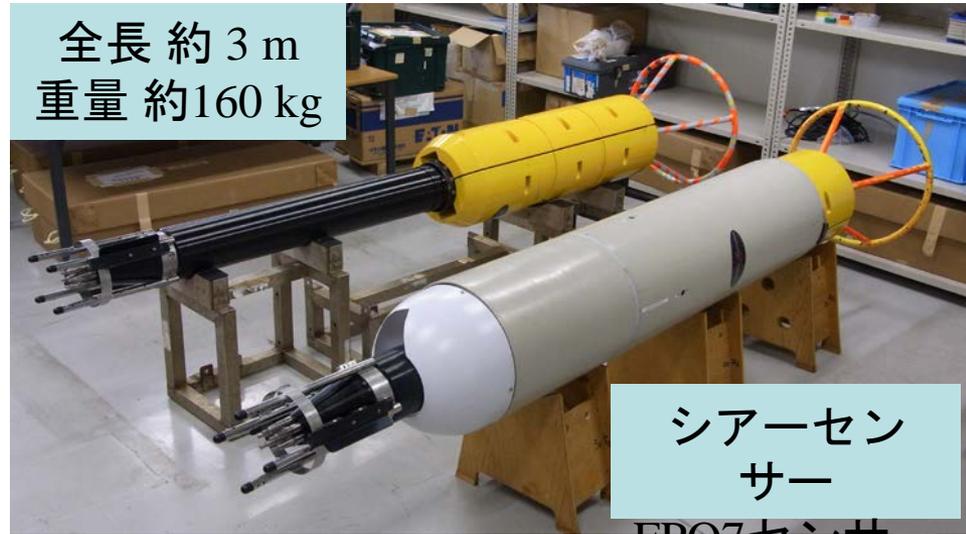
ファインスケール
ストレイン

Wijesekera et al. (1993)

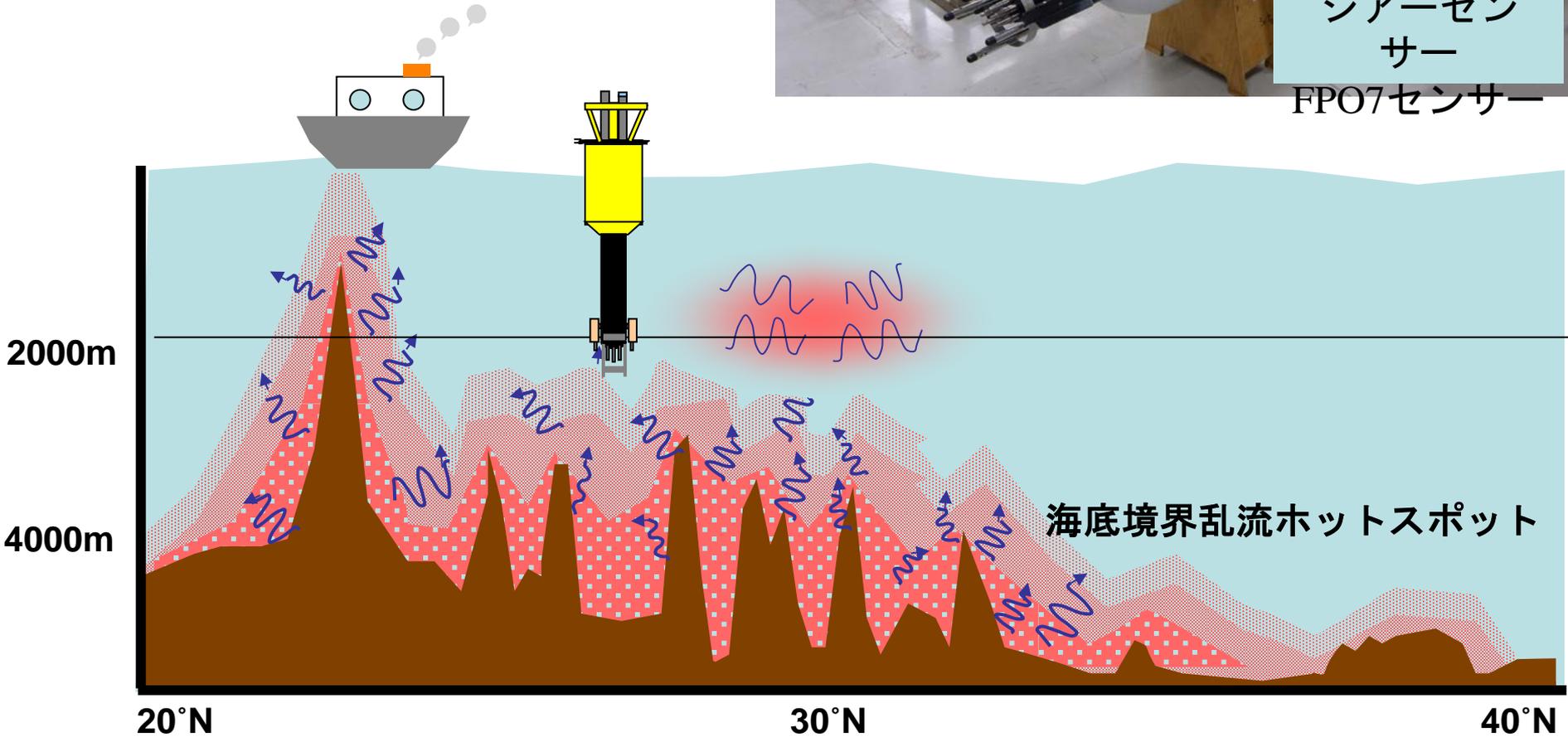
超深海乱流計 VMP-5500

VMP-5500 (カナダRockland 社
製)

全長約3m
重量約160kg



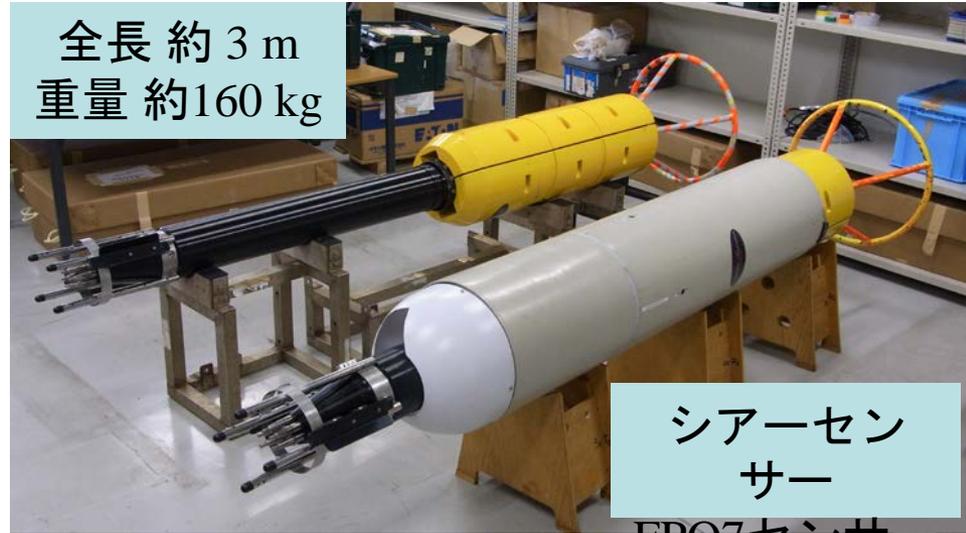
シアーセン
サー
FPO7センサー



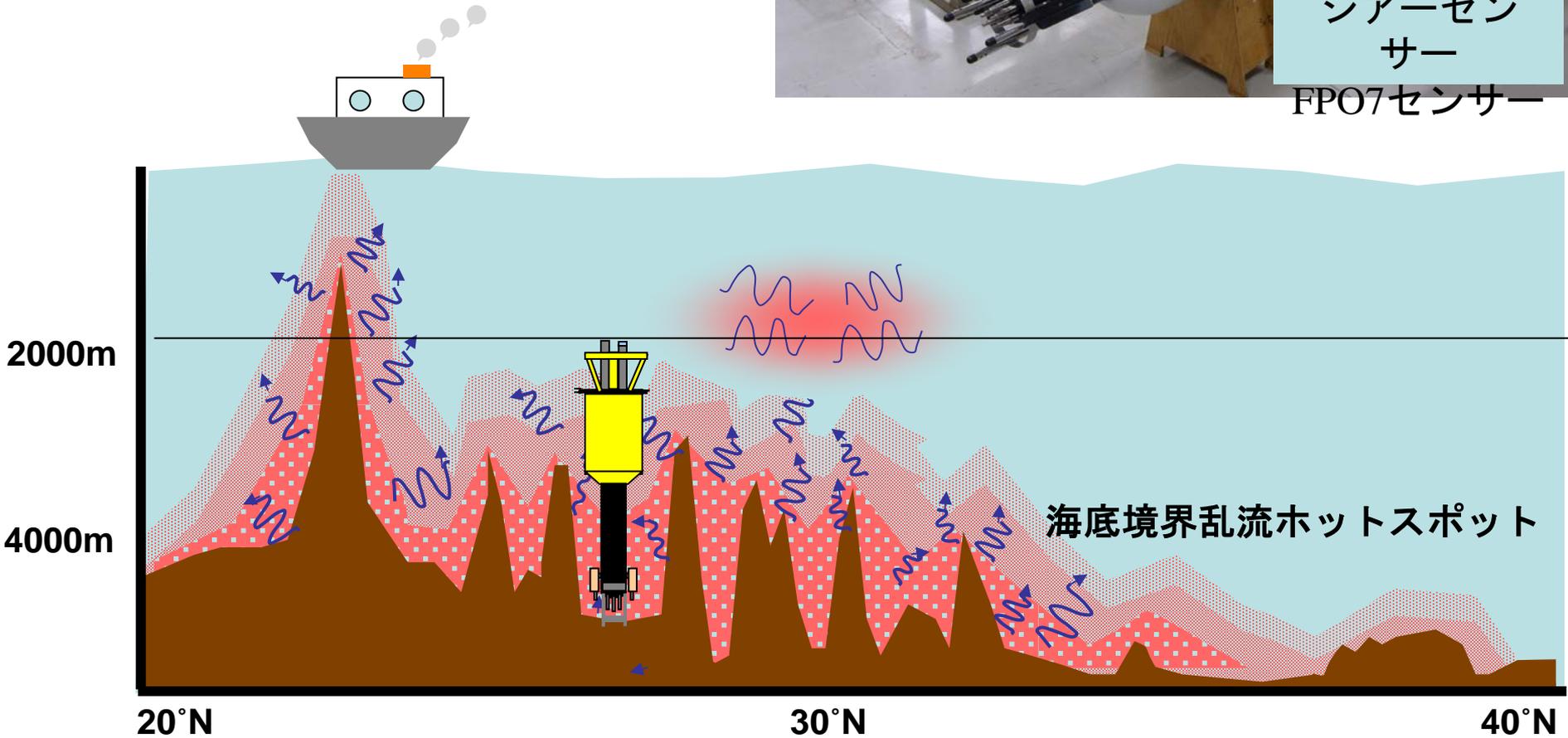
超深海乱流計 VMP-5500

VMP-5500 (カナダRockland 社
製)

全長約 3 m
重量約 160 kg



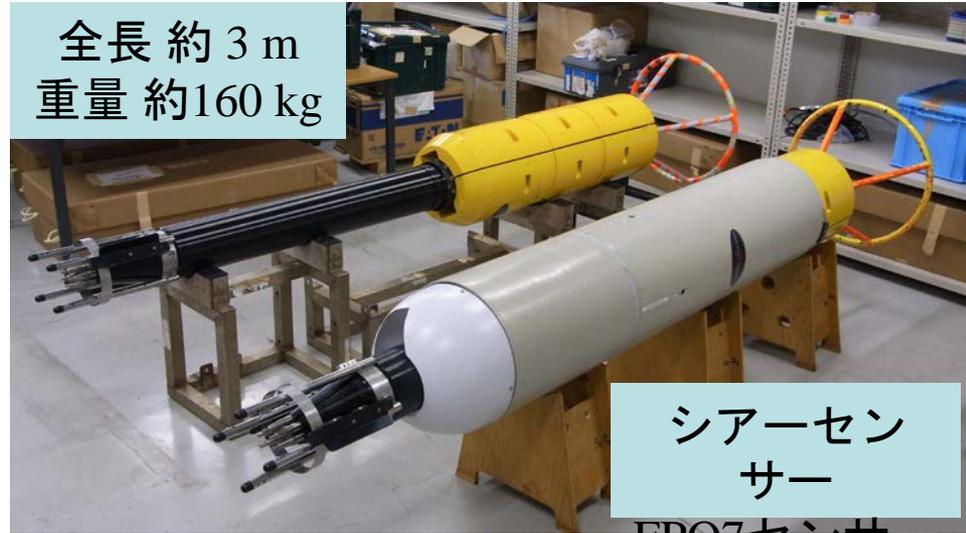
シアーセン
サー
FPO7センサー



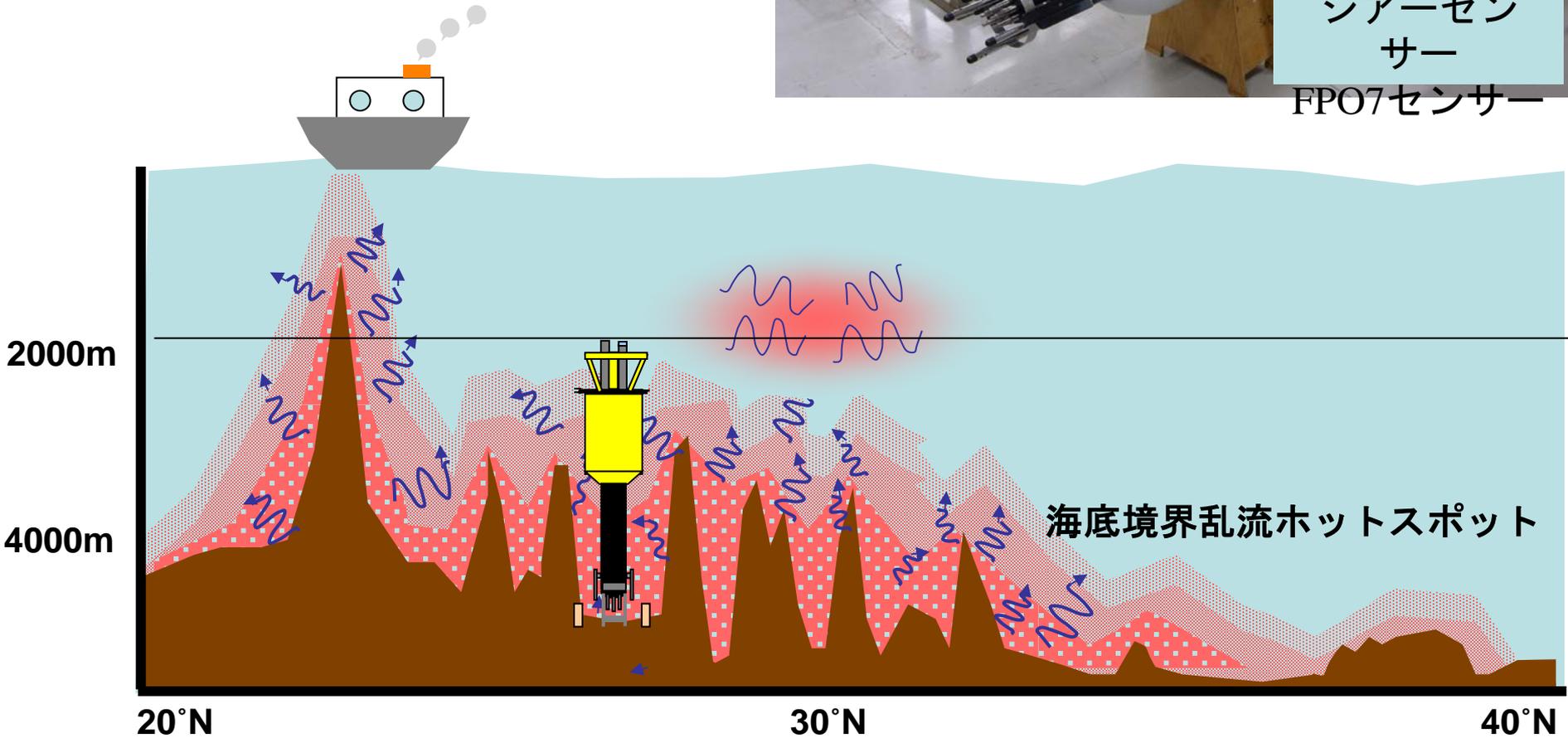
超深海乱流計 VMP-5500

VMP-5500 (カナダRockland 社
製)

全長約 3 m
重量約 160 kg



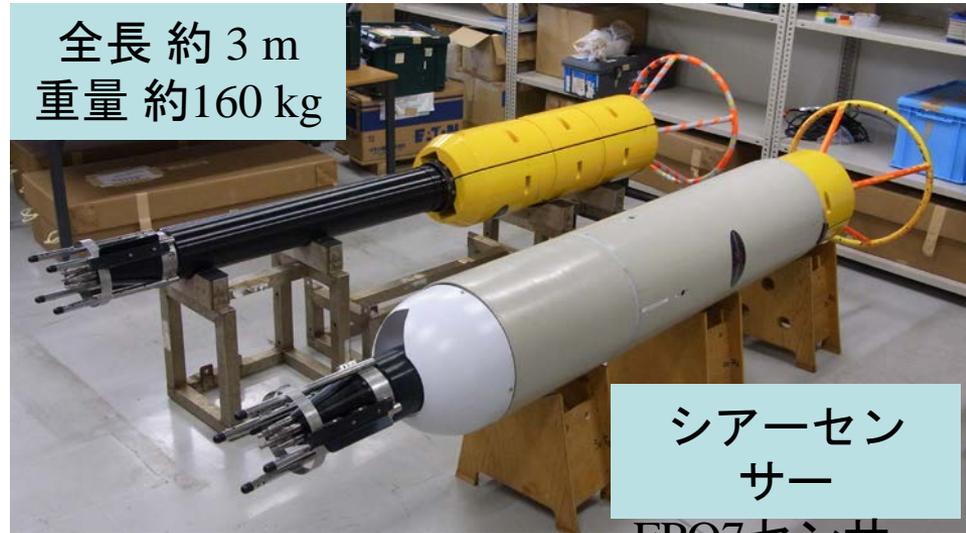
シアーセン
サー
FPO7センサー



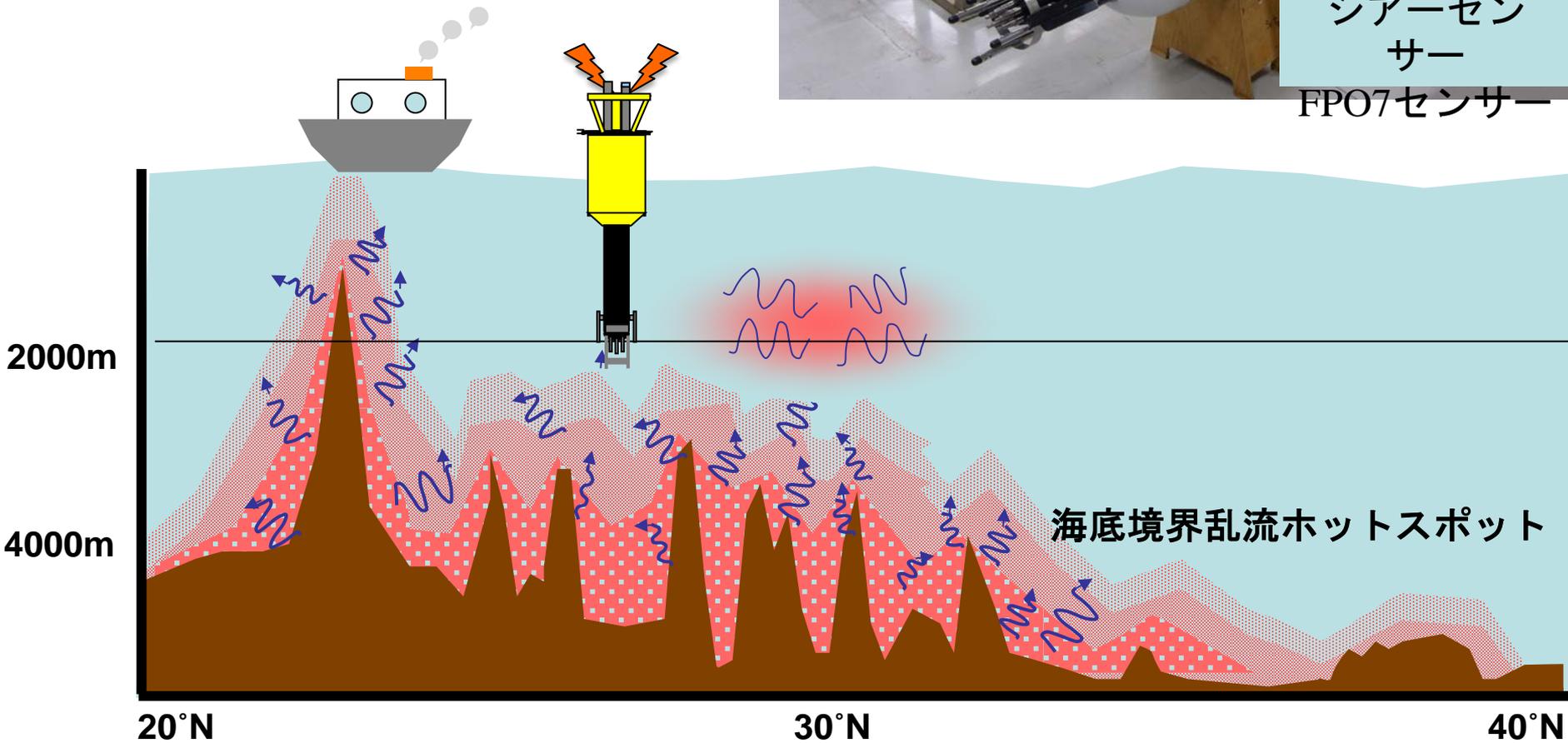
超深海乱流計 VMP-5500

VMP-5500 (カナダRockland 社
製)

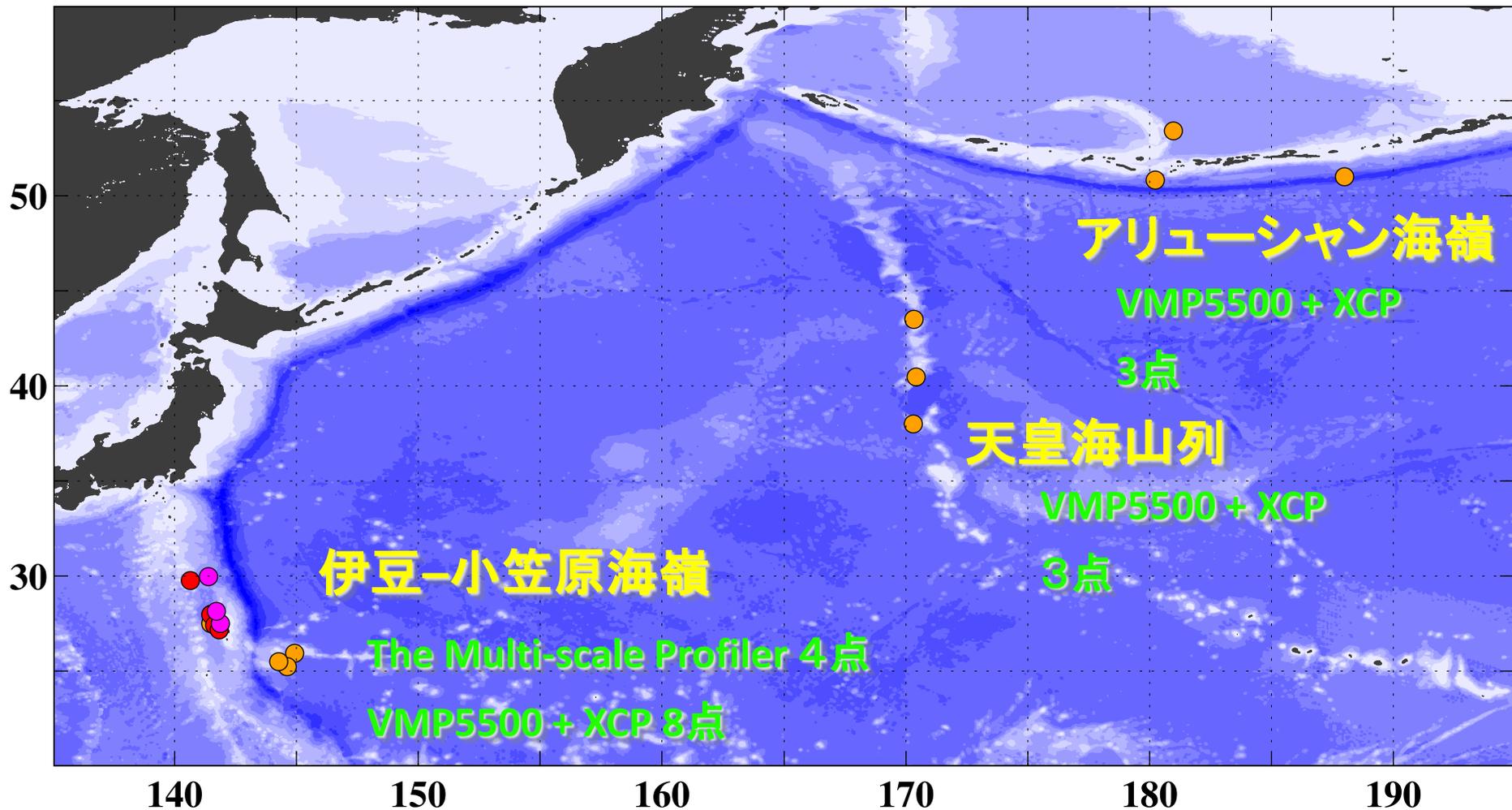
全長約 3 m
重量約 160 kg



シアーセン
サー
FPO7センサー



観測データ

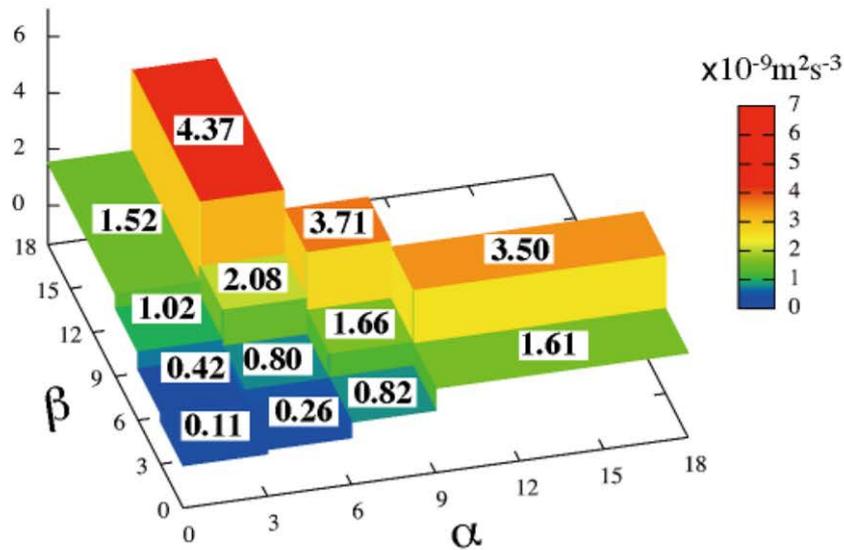


● 2008(おしよろ丸)

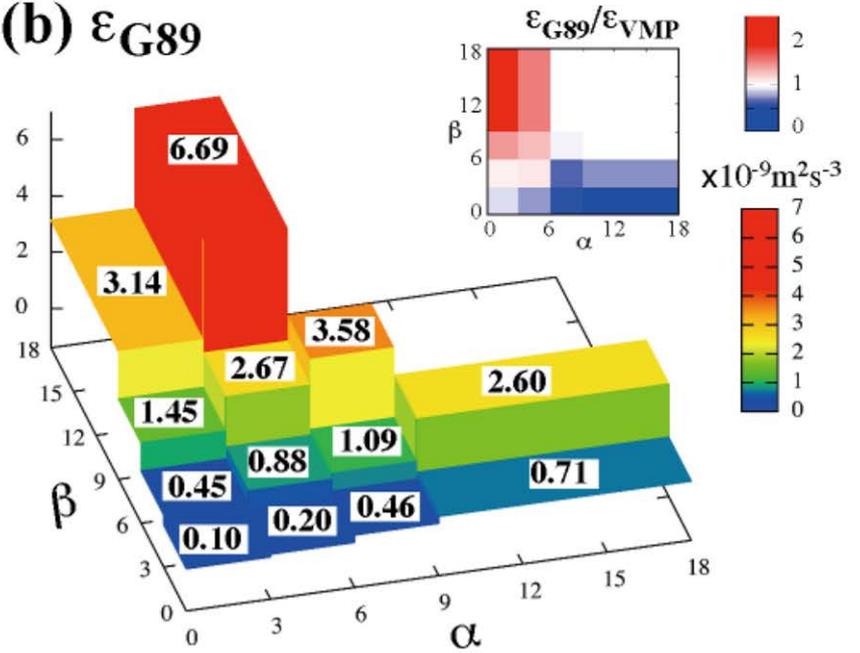
● 2011(おしよろ丸)

● 2012(神鷹丸)

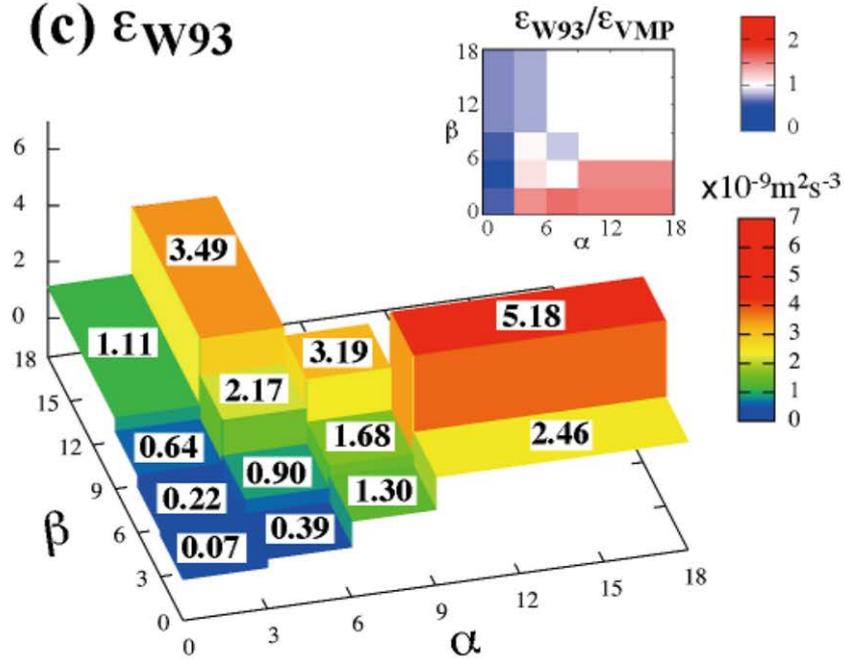
(a) ϵ_{VMP}



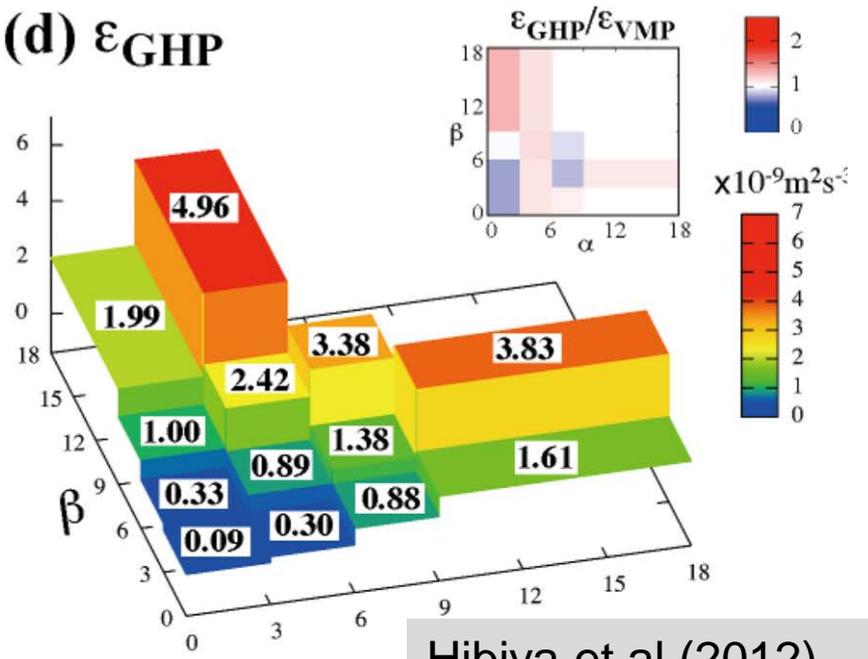
(b) ϵ_{G89}



(c) ϵ_{W93}



(d) ϵ_{GHP}



観測結果

Ijichi and Hibiya(2015)

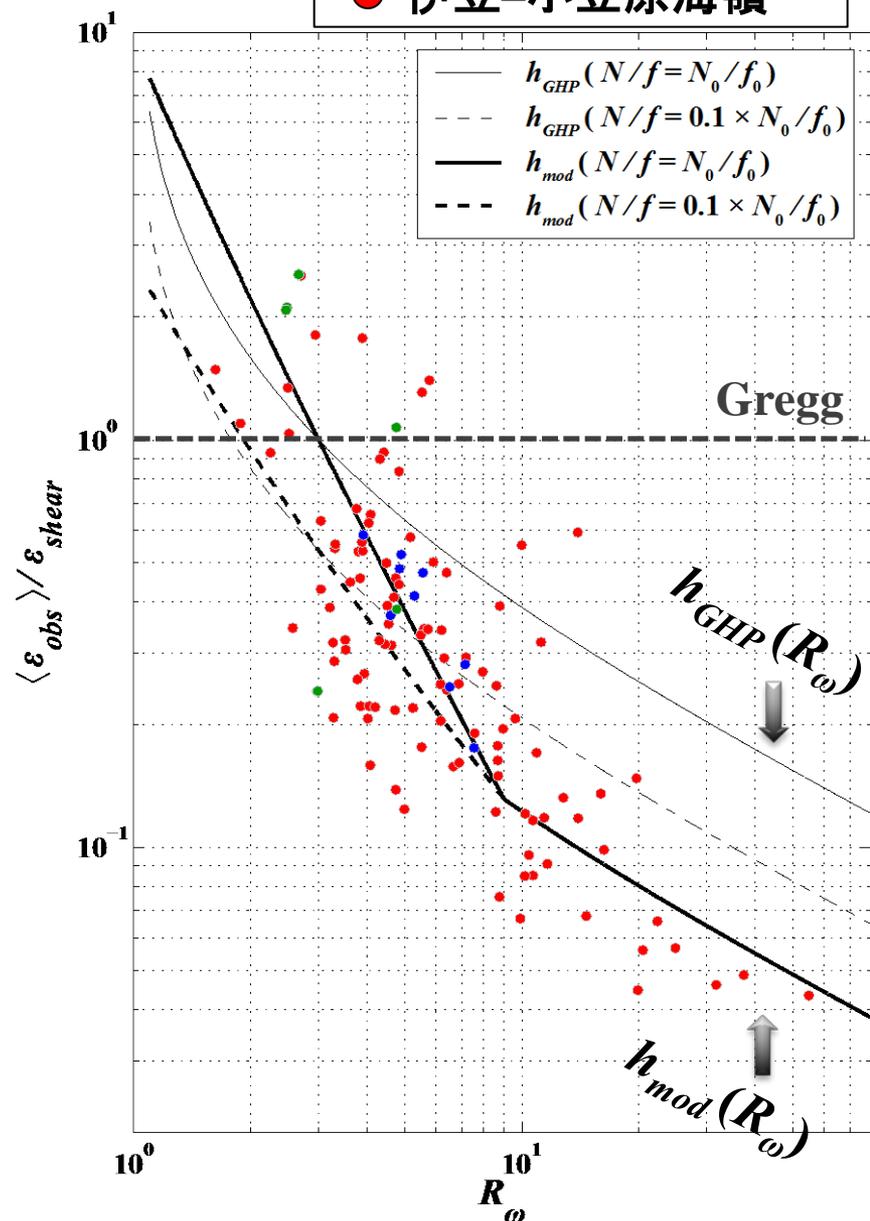
乱流パラメタリゼーション

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\langle U_z^2 \rangle^2}{\langle U_z^2 \rangle_{GM}^2} \frac{N^2}{N_0^2} \frac{f}{f_0} \times h(R_\omega)$$

ε_{shear}

$$\varepsilon_0 = 2.0 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$$

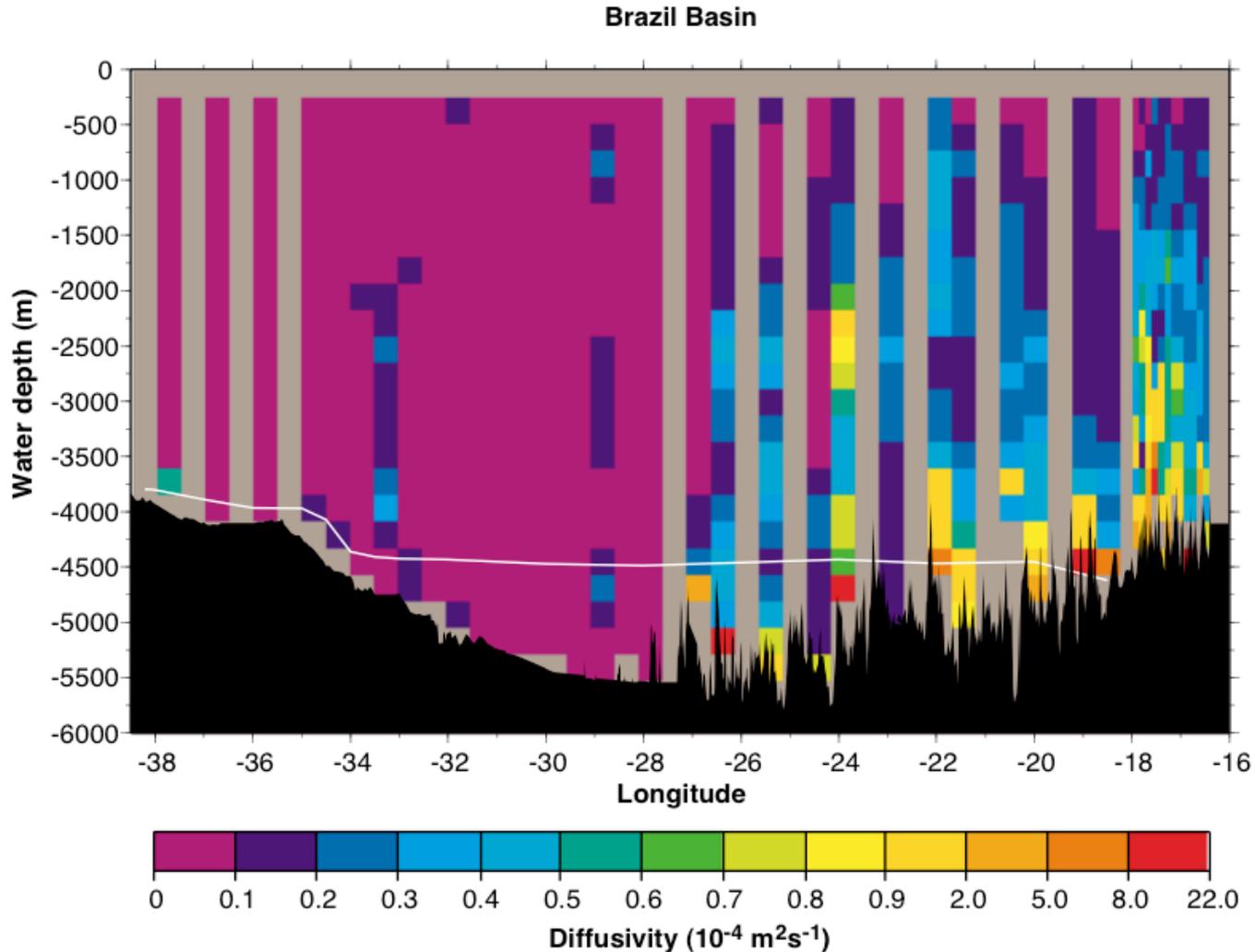
- $\langle \varepsilon_{obs} \rangle$ には明らかな R_ω 依存性がある。
- この R_ω 依存性はGHPパラメタリゼーションにおける歪みに伴う補正項よりも、Ijichi and Hibiya (2015)で修正した $h_{mod}(R_\omega)$ によく従っている。



まとめ

1. 6000メートル耐圧の深海乱流計 VMP-5500 に電磁流速計 (GEMC)と電気導度・水温・水深計(CTD)を取り付けて乱流散逸率、ファインスケールの鉛直シア／鉛直ストレインの同時観測を行い、内部領域における既存の乱流パラメタリゼーションの検証を行った。
2. 内部波スペクトルが低周波数側へ歪んでいるときには、GHPパラメタリゼーションは乱流散逸率を過大評価してしまう。GHPパラメタリゼーションの導出過程における問題点を修正することで、その改良版 (Ijichi and Hibiya, 2015) を提案した。

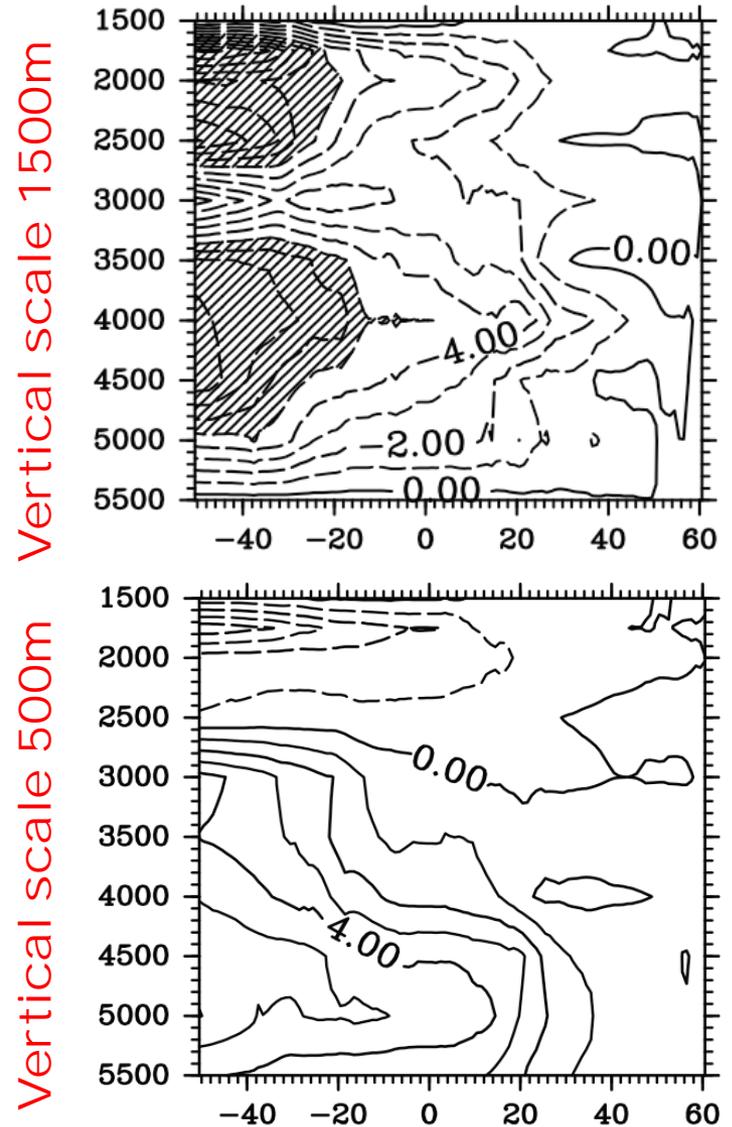
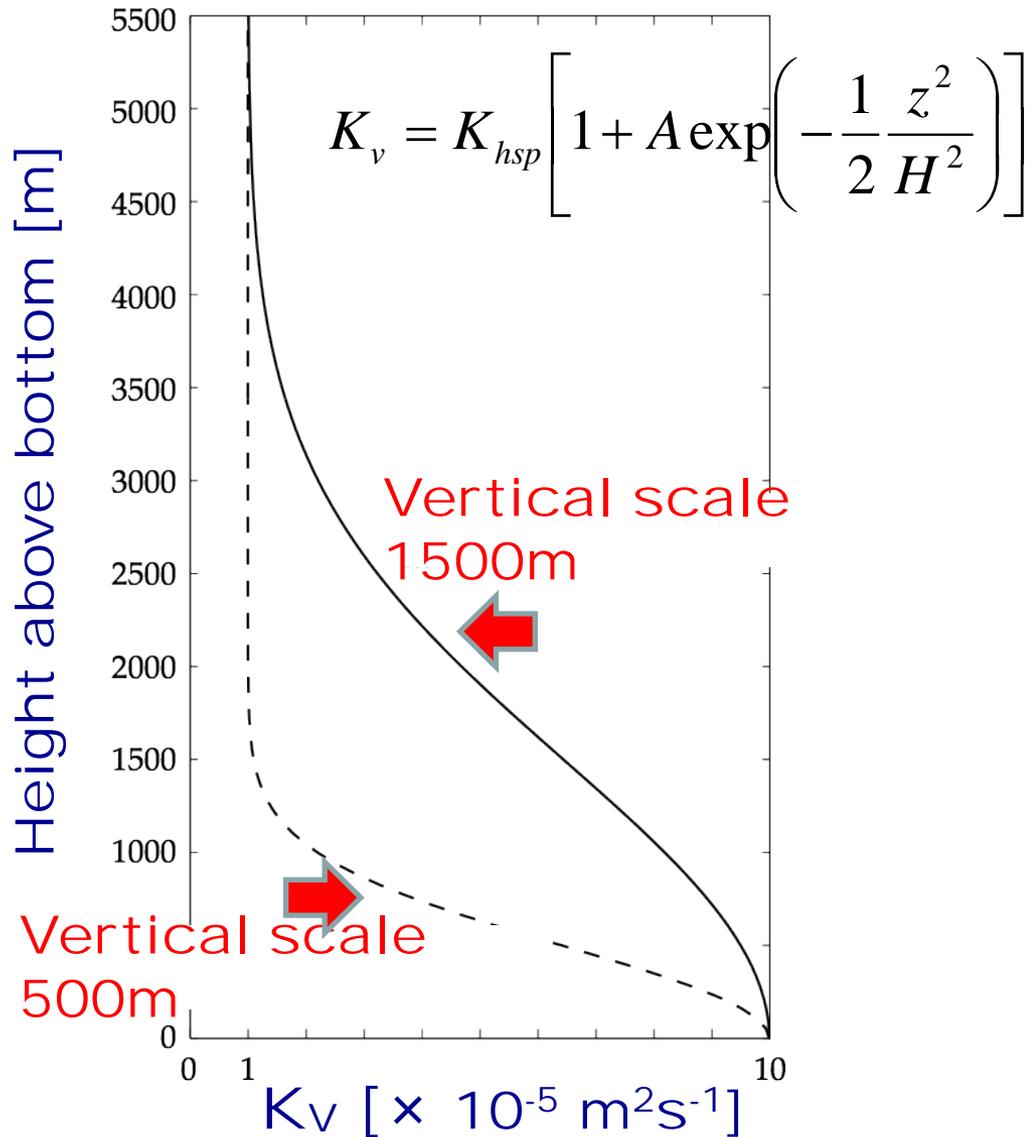
Locally enhanced mixing over rough ocean bottom



Polzin et al. (1997)

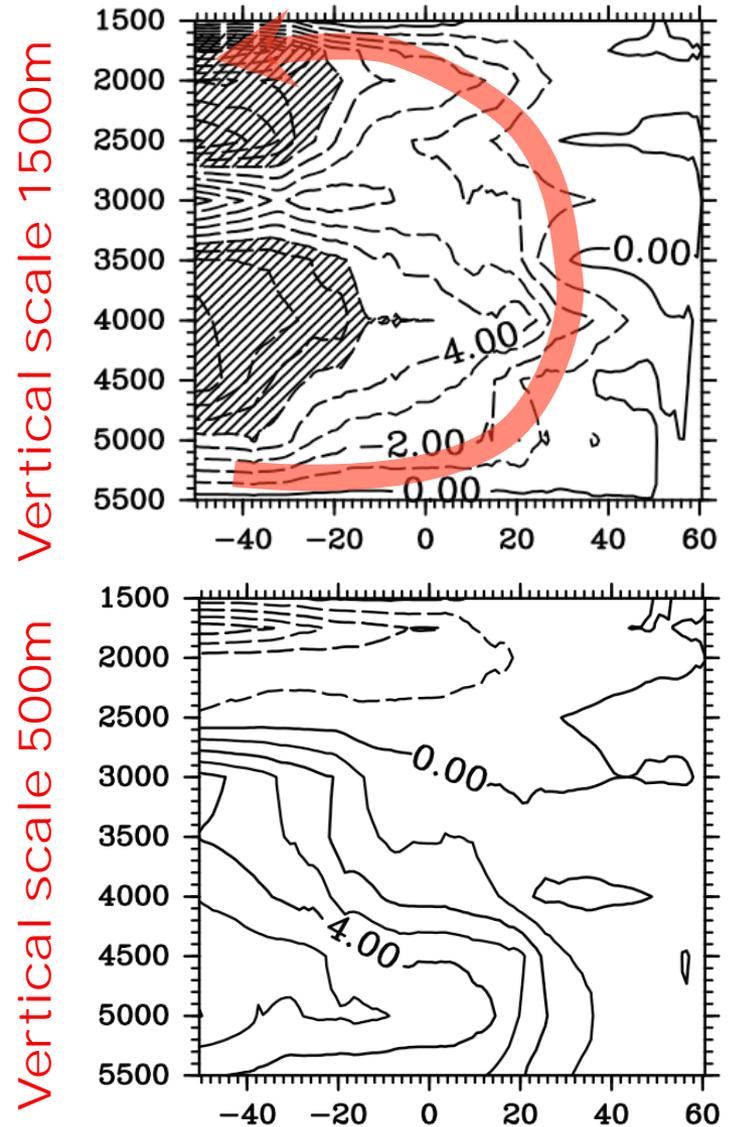
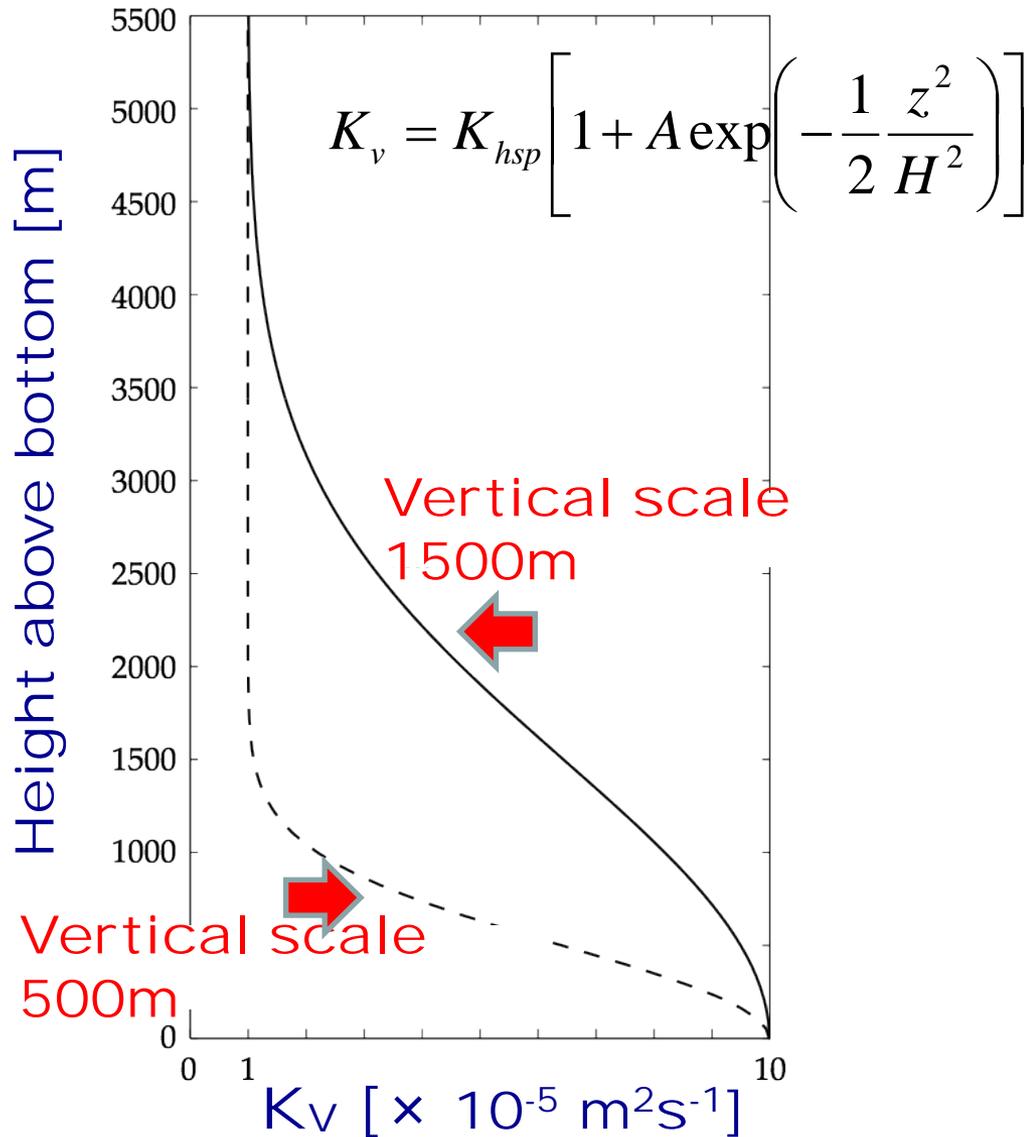
Effect of bottom intensified mixing

Vertical distribution of K_v



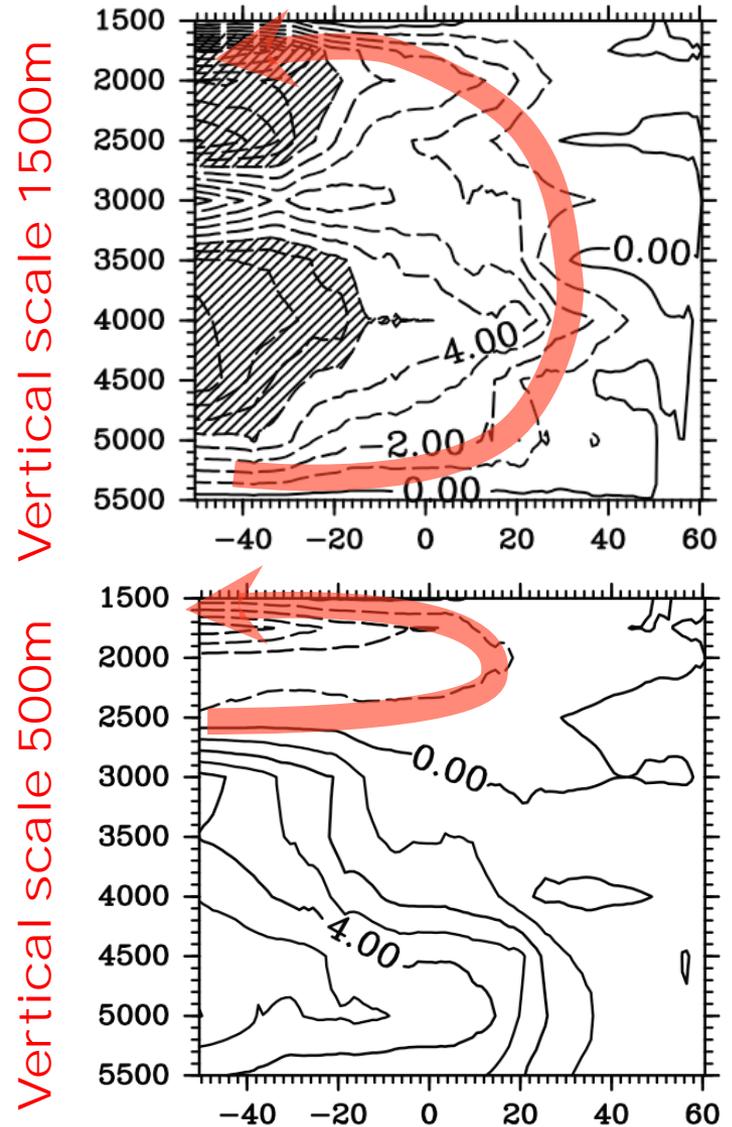
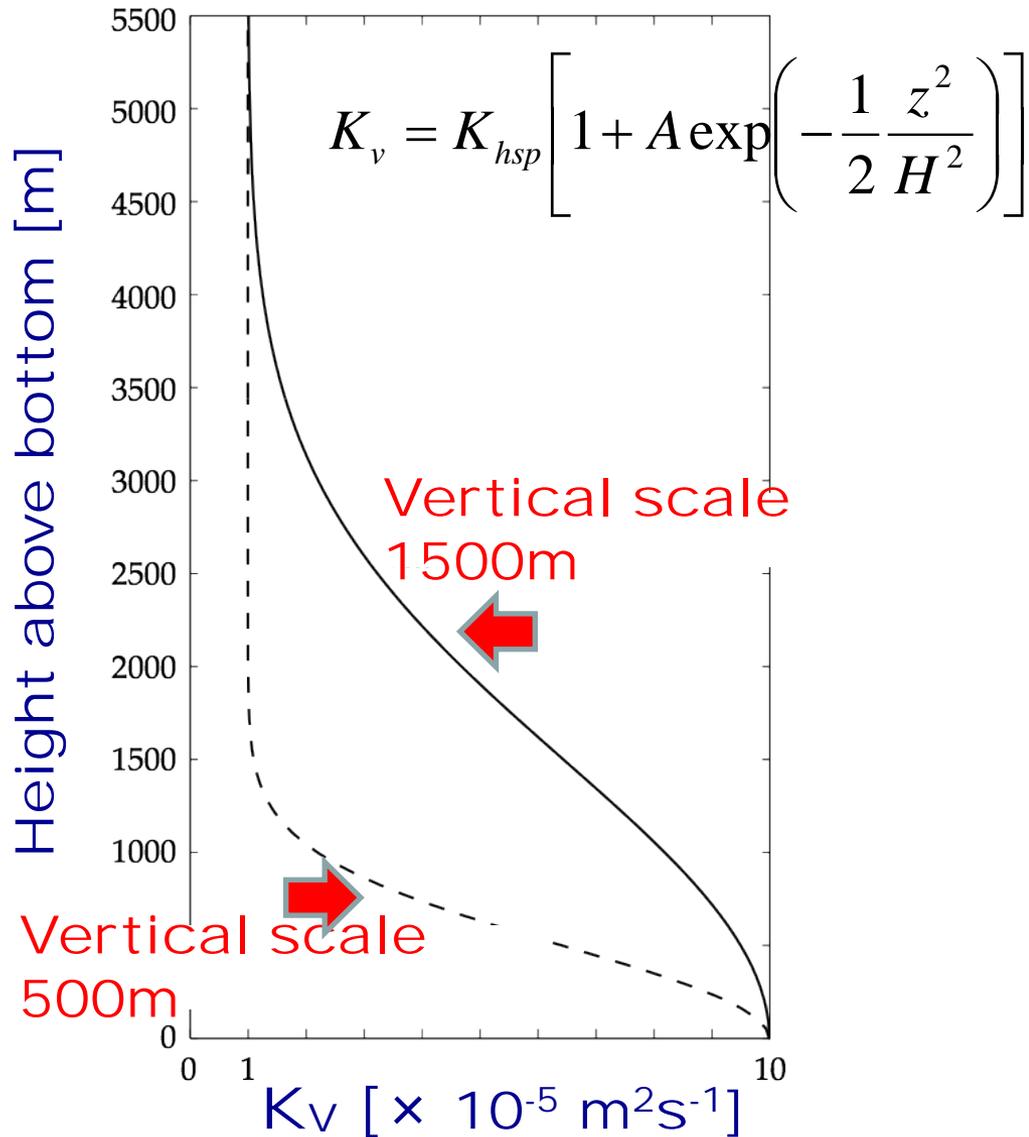
Effect of bottom intensified mixing

Vertical distribution of K_v



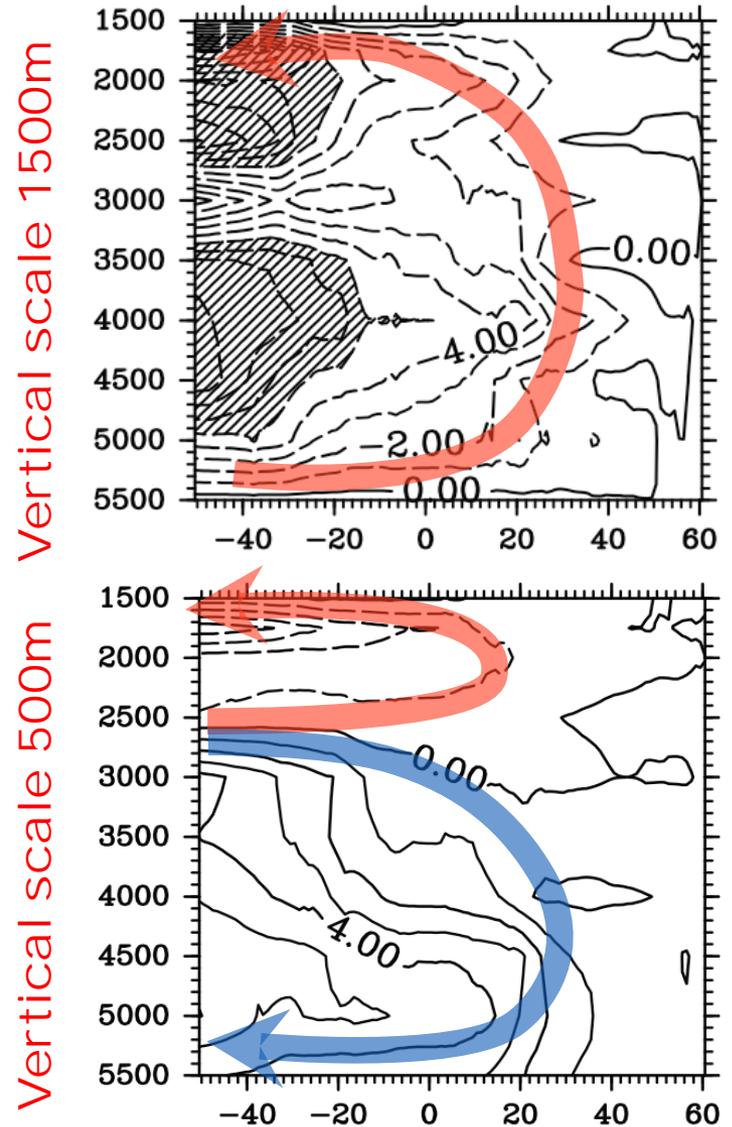
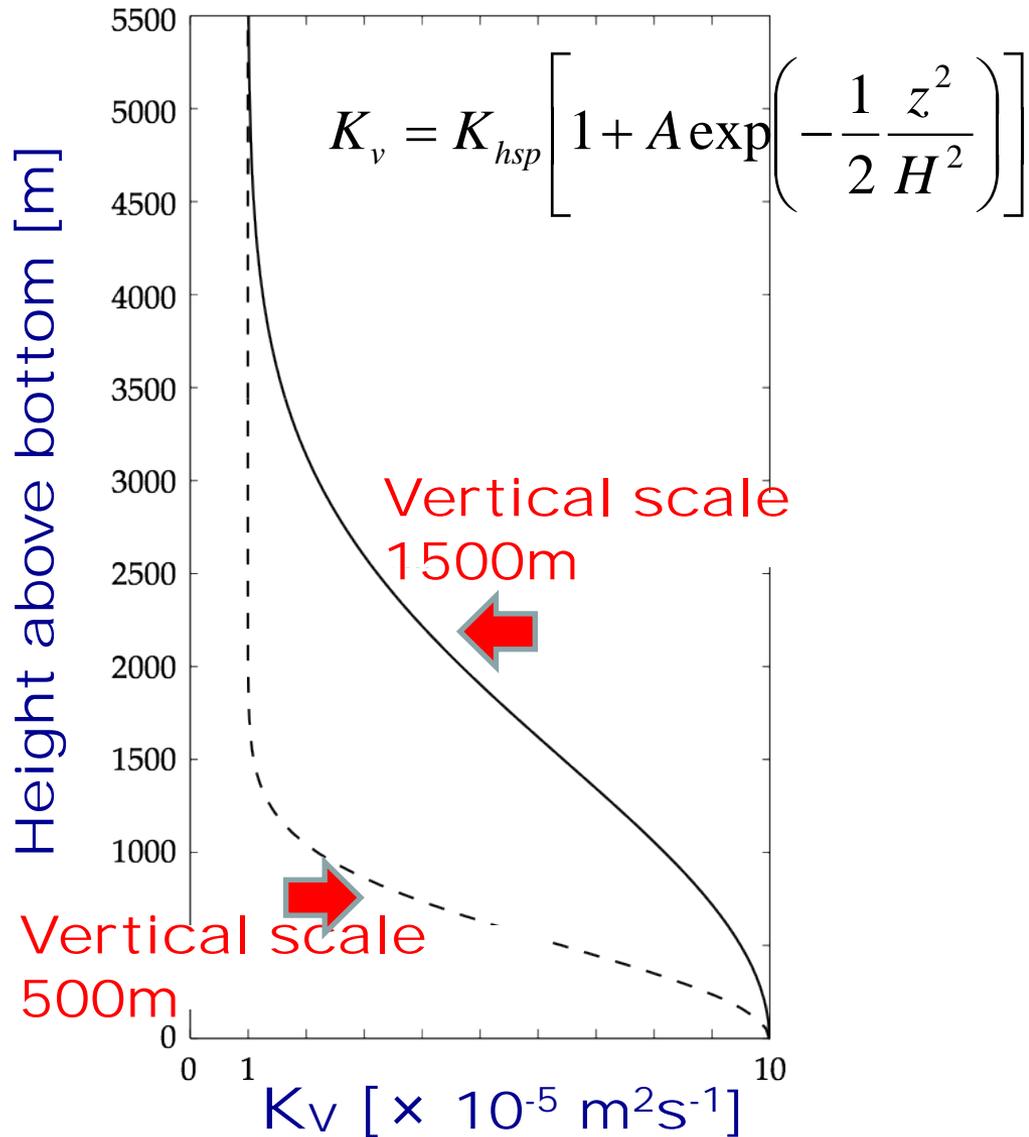
Effect of bottom intensified mixing

Vertical distribution of K_v



Effect of bottom intensified mixing

Vertical distribution of K_v



Uncertainty of existing parameterizations

St. Laurent et al. (2002)'s parameterization

$$K_v = \frac{\Gamma}{N^2} \varepsilon(x, y, z) = \frac{\Gamma}{N^2} \left[\frac{qE(x, y)}{\rho} \cdot \frac{e^{-z/\zeta}}{\zeta(1 - e^{-H/\zeta})} \right]$$



q & ζ are treated as global constants!

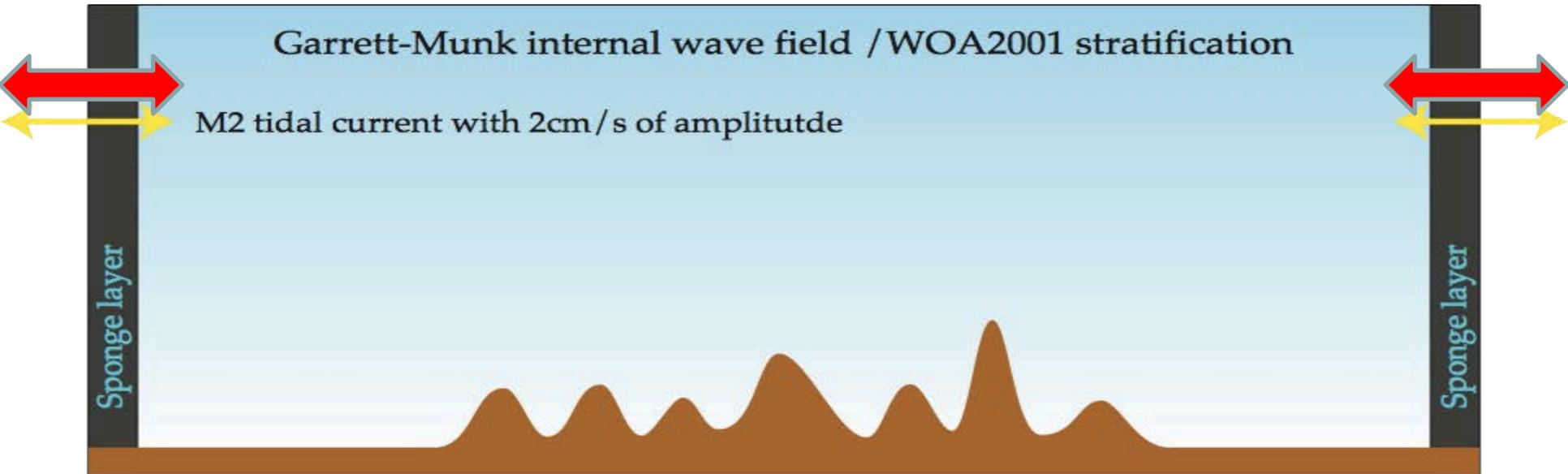
usually, $q \approx 0.3$ / $\zeta \approx 500\text{m}$



E_f

Risk of generating *unrealistic* flow

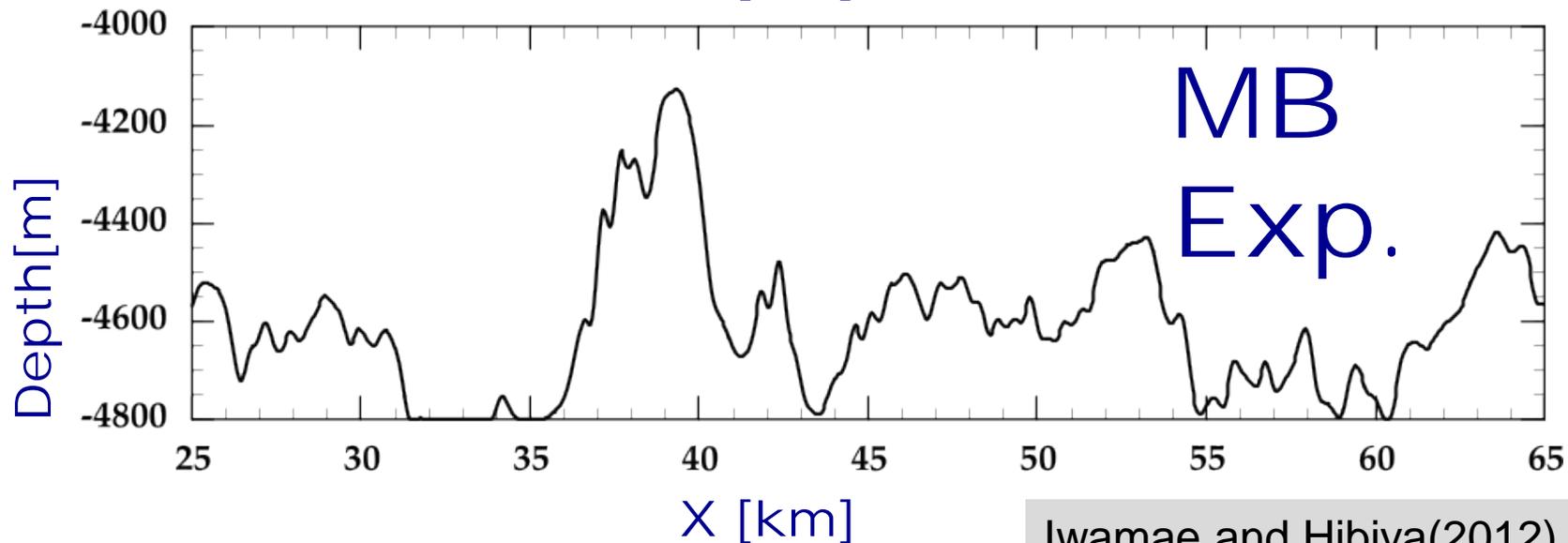
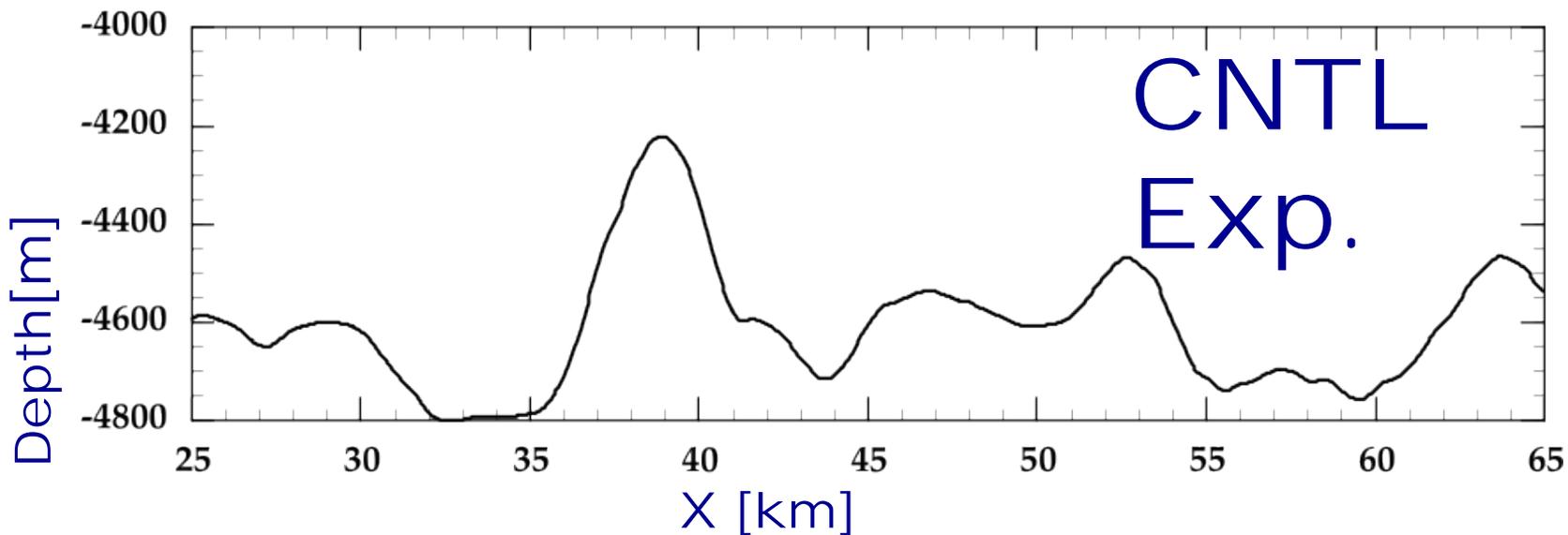
Vertical 2-D Numerical model



+

high resolution bathymetry data obtained from multi-beam echo-sounding measurements

Bottom bathymetry data : CTRL & MB

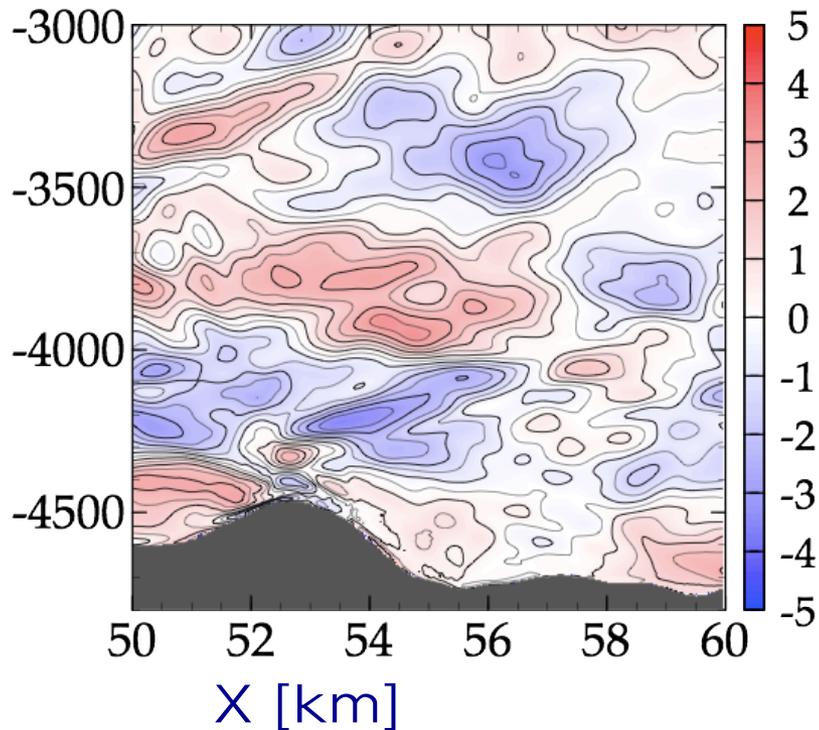


Iwamae and Hibiya(2012)

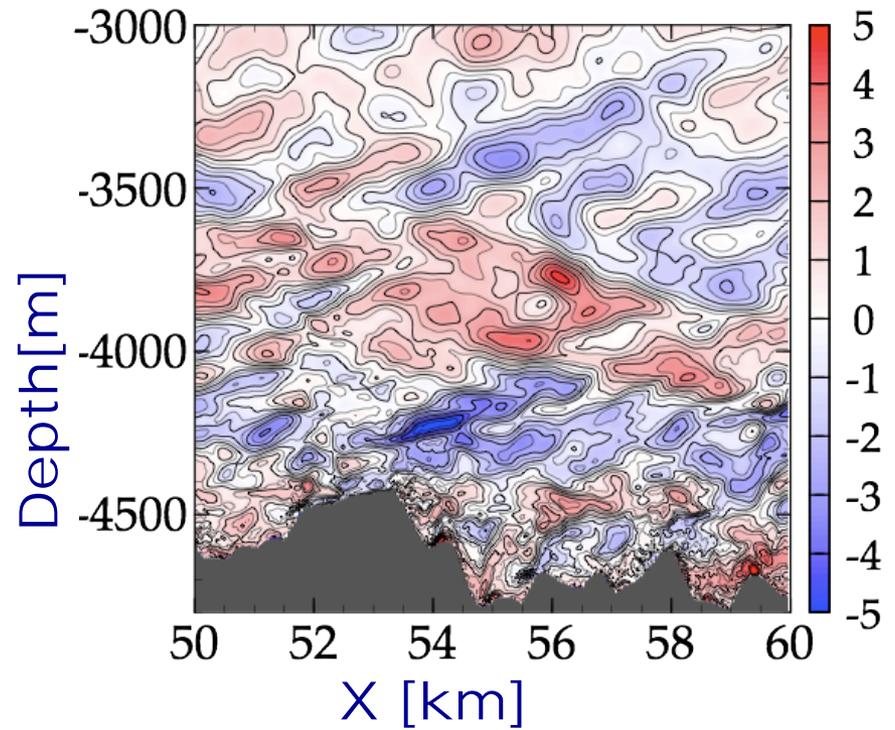
(Topography data courtesy of K. Polzin)

Baroclinic horizontal velocity after 20 tidal cycles

(a) Control Exp.



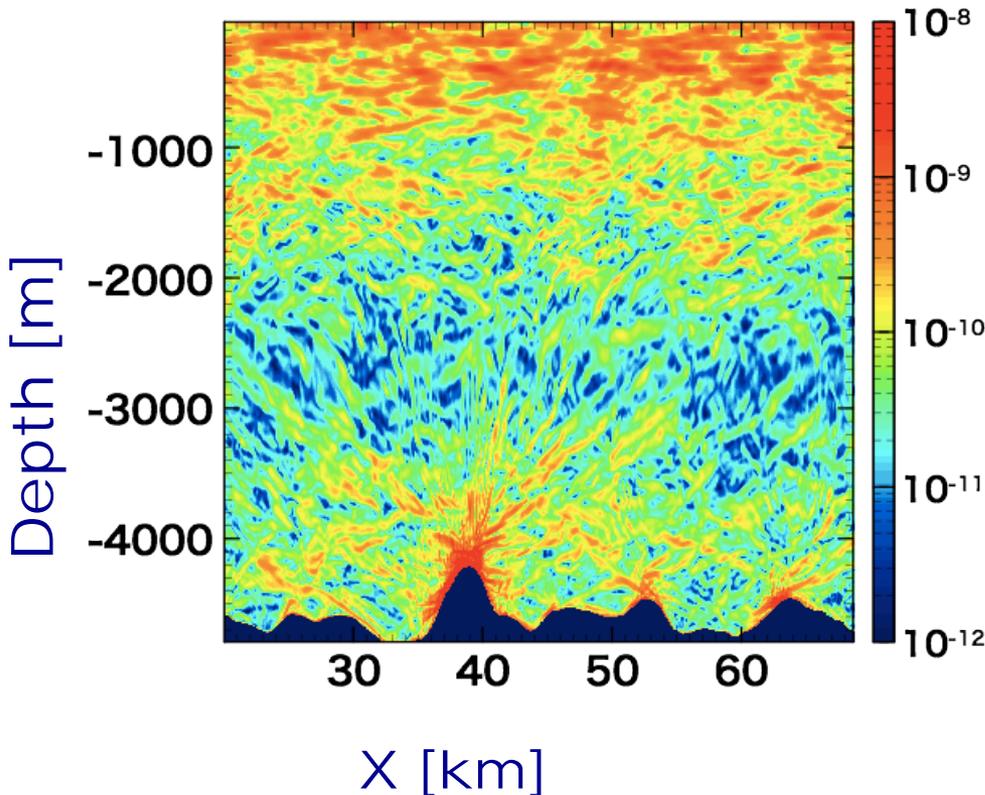
(b) Multi-Beam Exp.



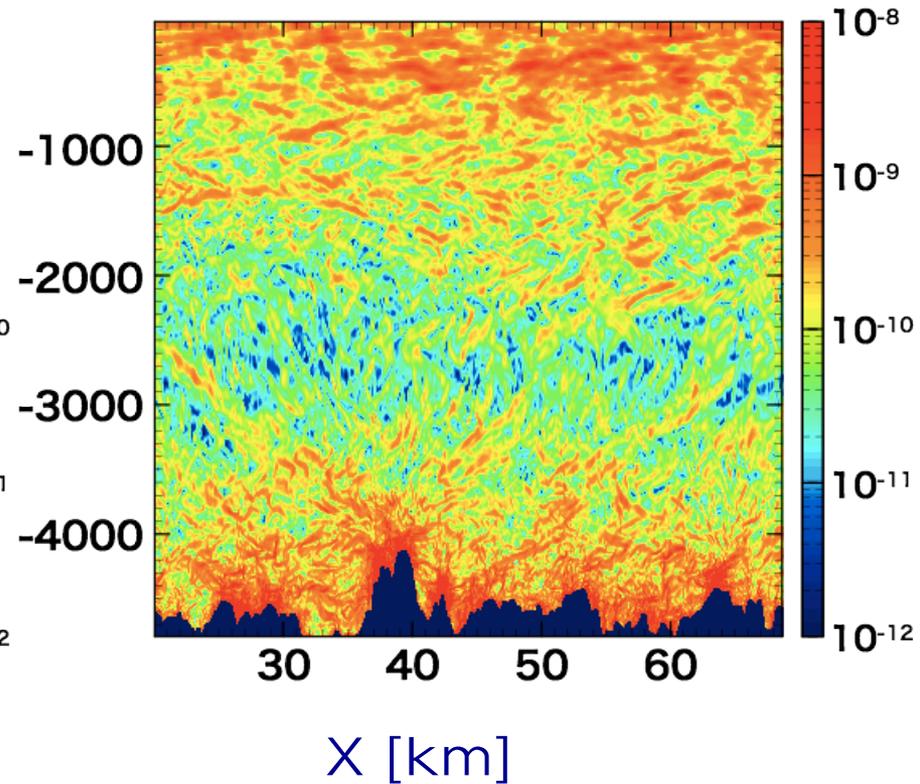
unit: cm/s

Energy dissipation rates after 20 tidal cycles

Control Exp.

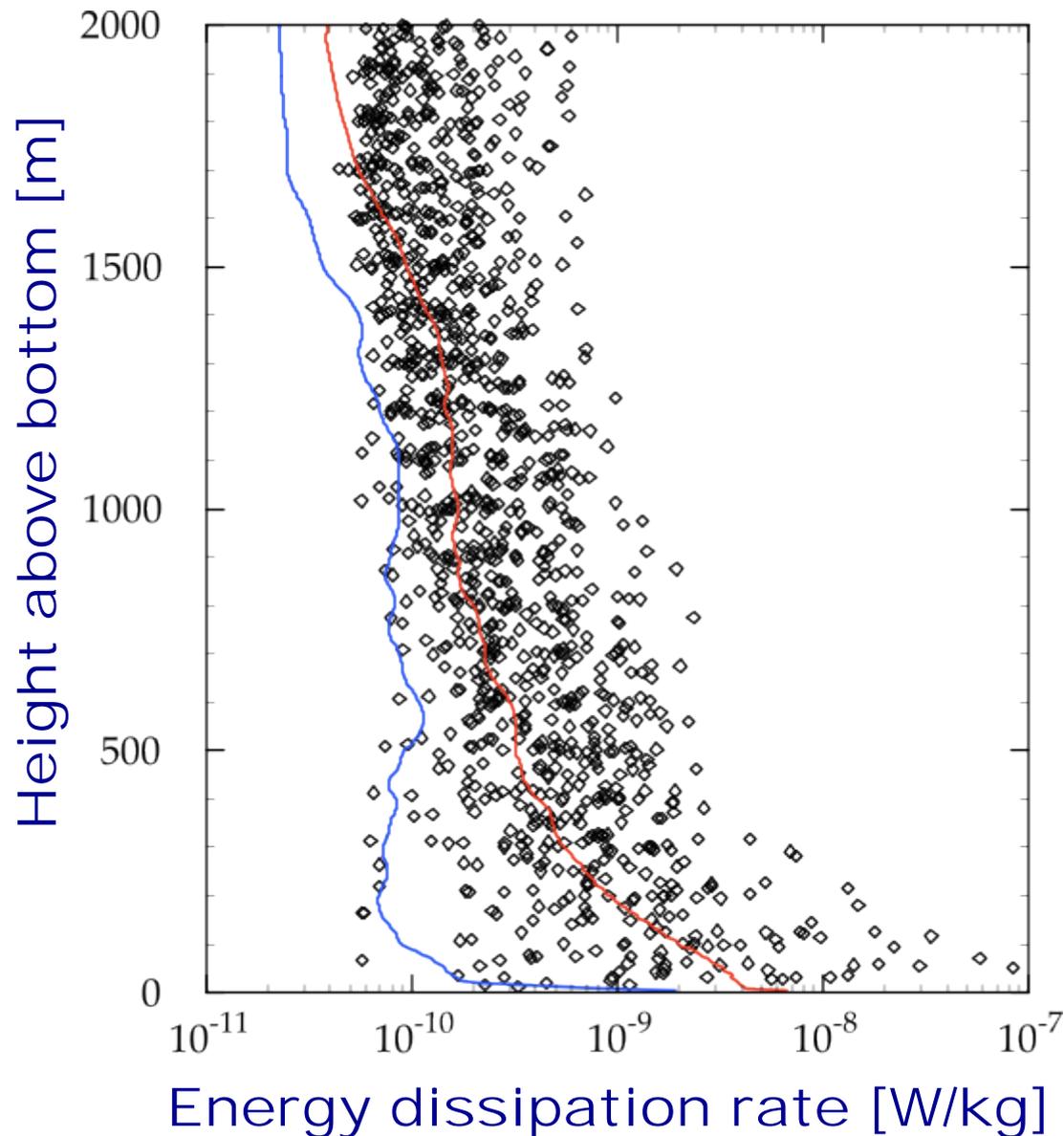


Multi-Beam Exp.



[unit: W/kg]

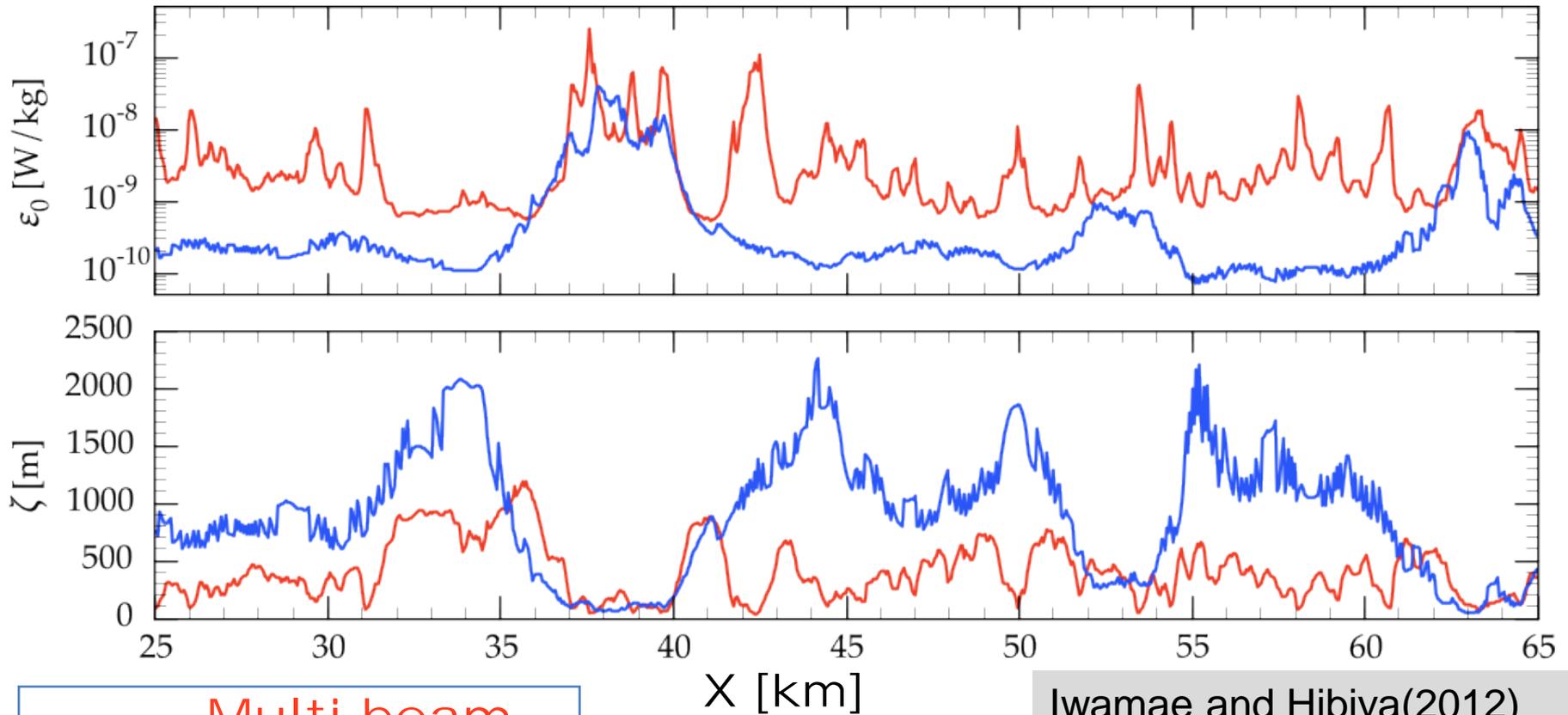
Comparison with field observation



Observation data:
K. Polzin, personal
communication

Marker	Observation
Blue line	Control run
Red line	Multi-Beam run

Magnitude and Vertical Decay Scale of ϵ



— Multi-beam
— Control

Iwamae and Hibiya(2012)

Average value

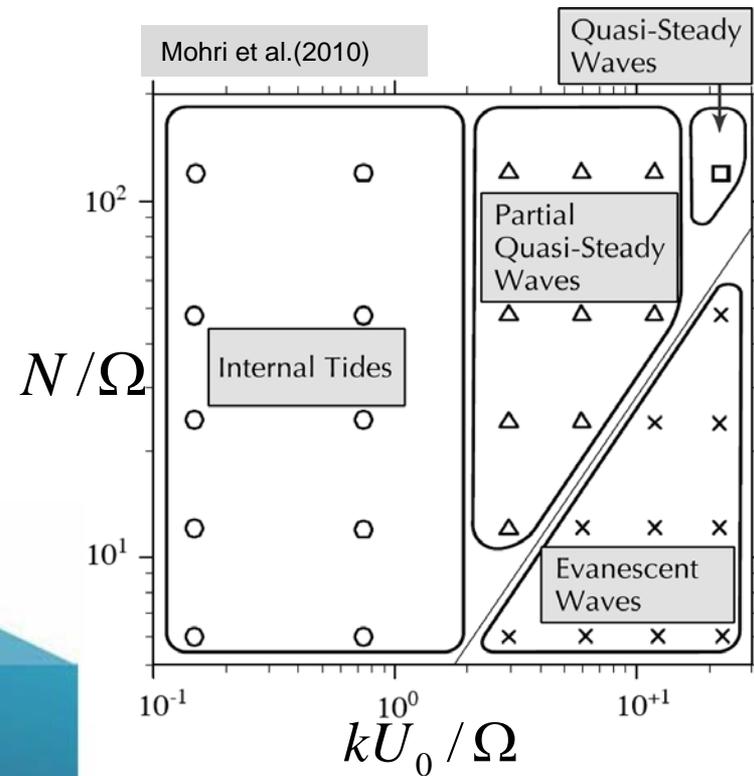
	ϵ_0 [W/kg]	ζ [m]
MB	42.2×10^{-10}	398.65
CTRL	4.1×10^{-10}	1030.75
ratio	10.2	0.39

In MB Exp.,

- energy dissipation rate is larger
- vertical decay scale is shorter than those in CNTL Exp.

Internal waves generated by tide-topography interaction [Mohri et al. 2010]

Internal waves generated by tide-topography interaction can be classified in terms of the strength of tidal advection effect (kU_0/Ω) and the degree of density stratification (N/Ω).

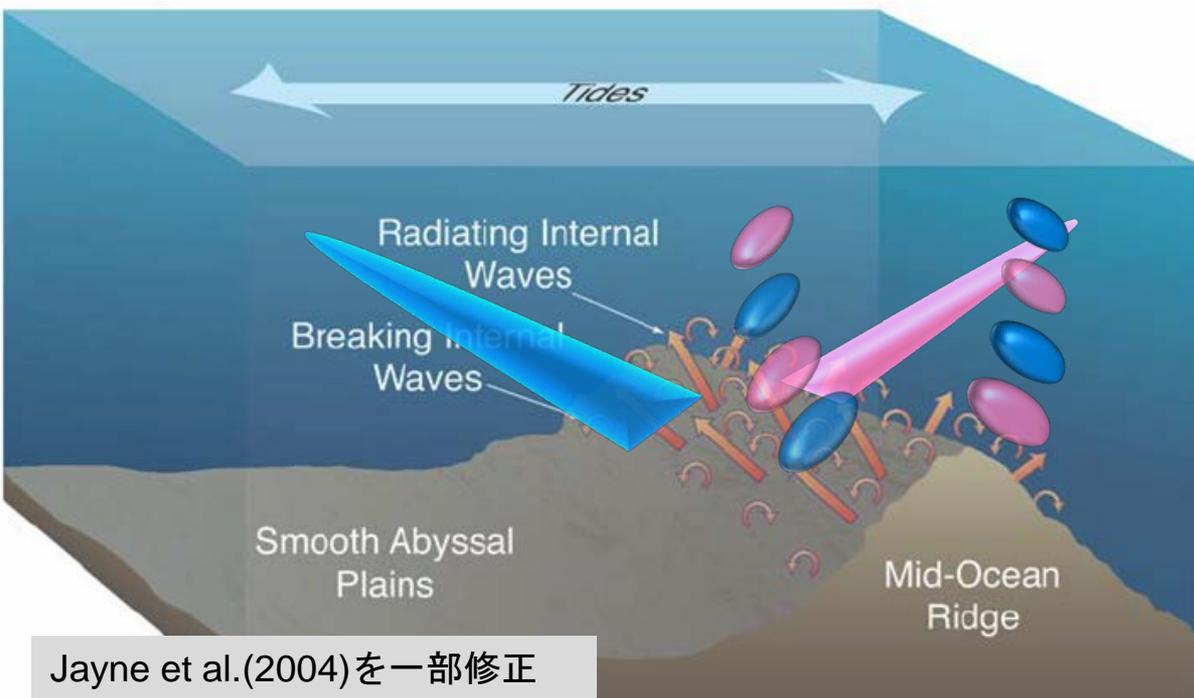


N : Buoyancy Frequency

Ω : Tidal Period = 12hour

k : Horizontal Wavenumber of Bottom Topography

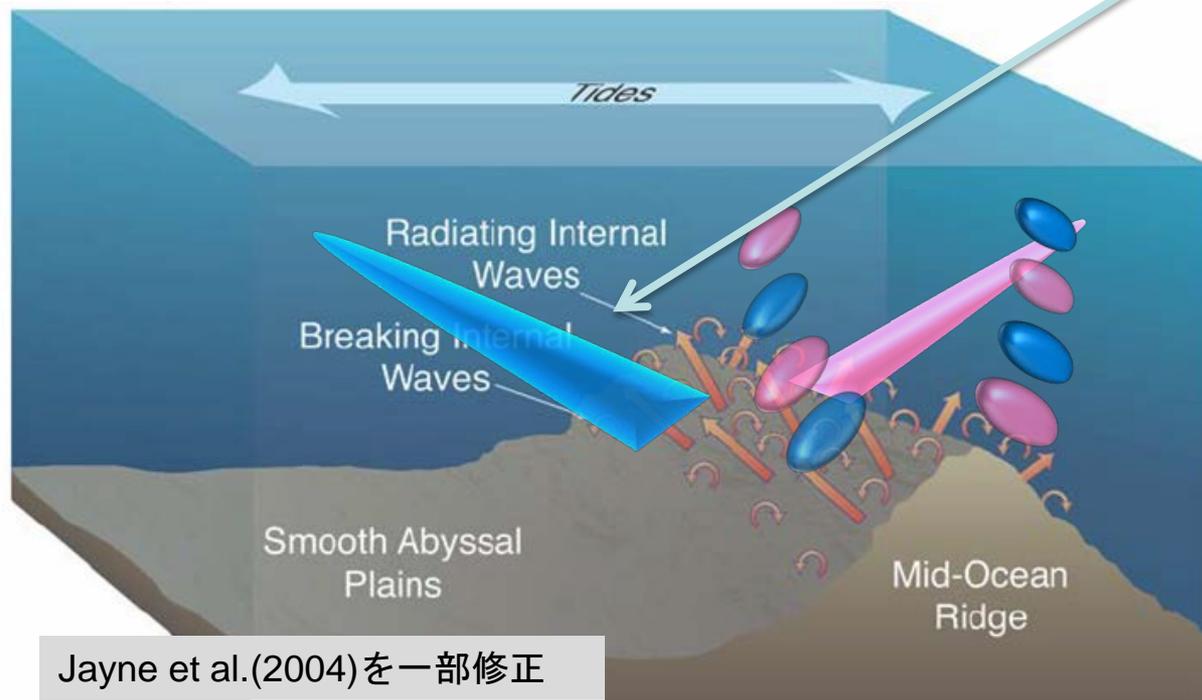
$U = U_0 \sin(\Omega t)$: Tidal Flow



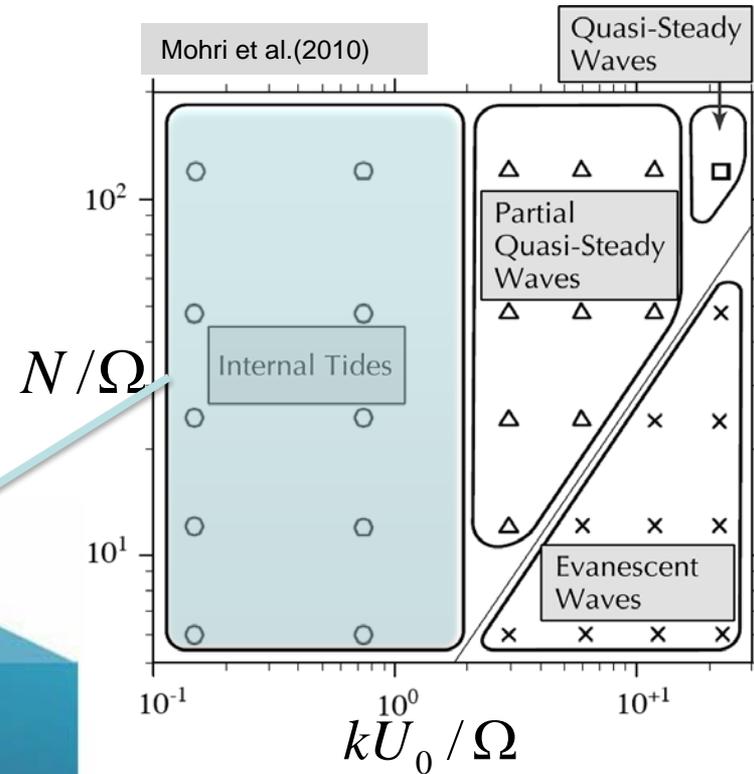
Jayne et al.(2004)を一部修正

Internal waves generated by tide-topography interaction [Mohri et al. 2010]

Internal waves generated by tide-topography interaction can be classified in terms of the strength of tidal advection effect (kU_0/Ω) and the degree of density stratification (N/Ω).



Jayne et al.(2004)を一部修正



N : Buoyancy Frequency

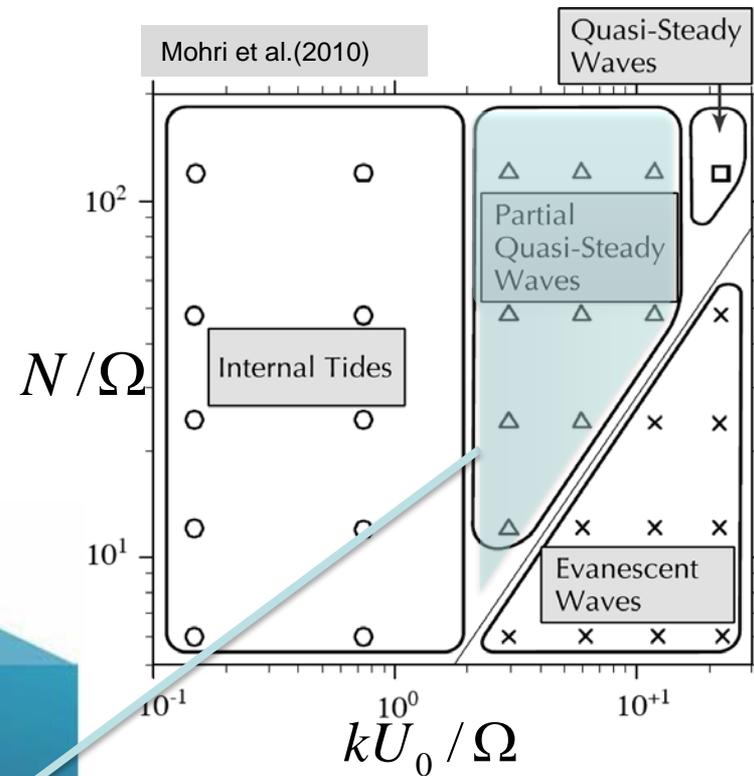
Ω : Tidal Period = 12hour

k : Horizontal Wavenumber of Bottom Topography

$U = U_0 \sin(\Omega t)$: Tidal Flow

Internal waves generated by tide-topography interaction [Mohri et al. 2010]

Internal waves generated by tide-topography interaction can be classified in terms of the strength of tidal advection effect (kU_0/Ω) and the degree of density stratification (N/Ω).

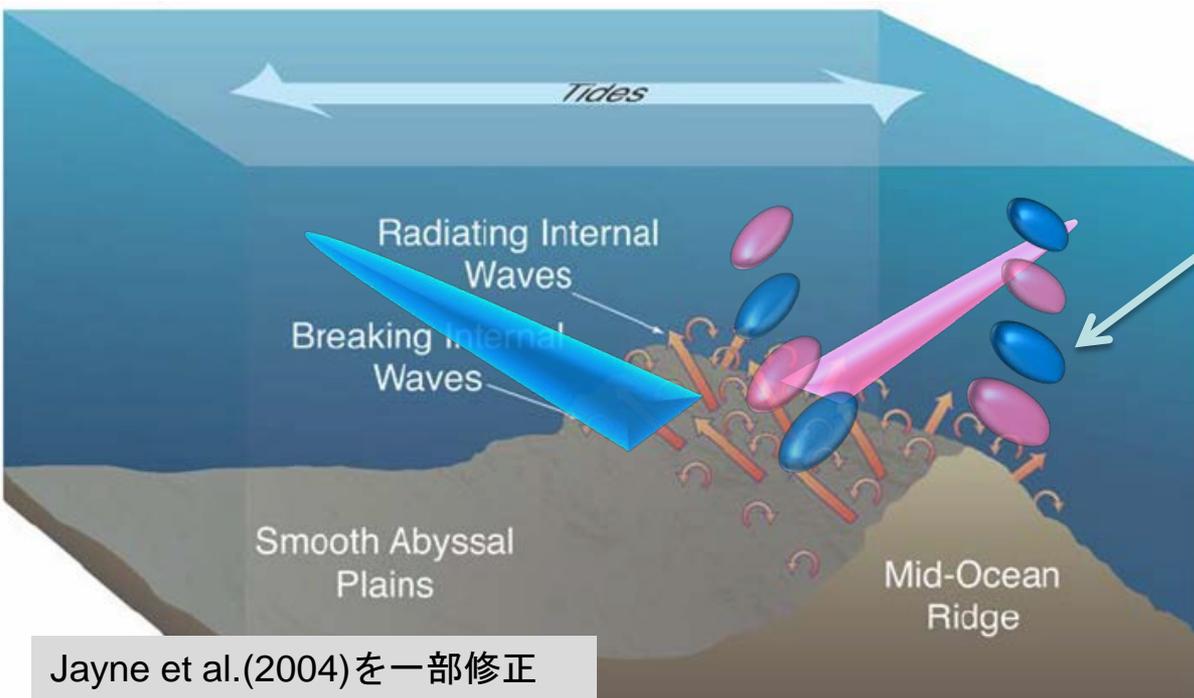


N : Buoyancy Frequency

Ω : Tidal Period = 12hour

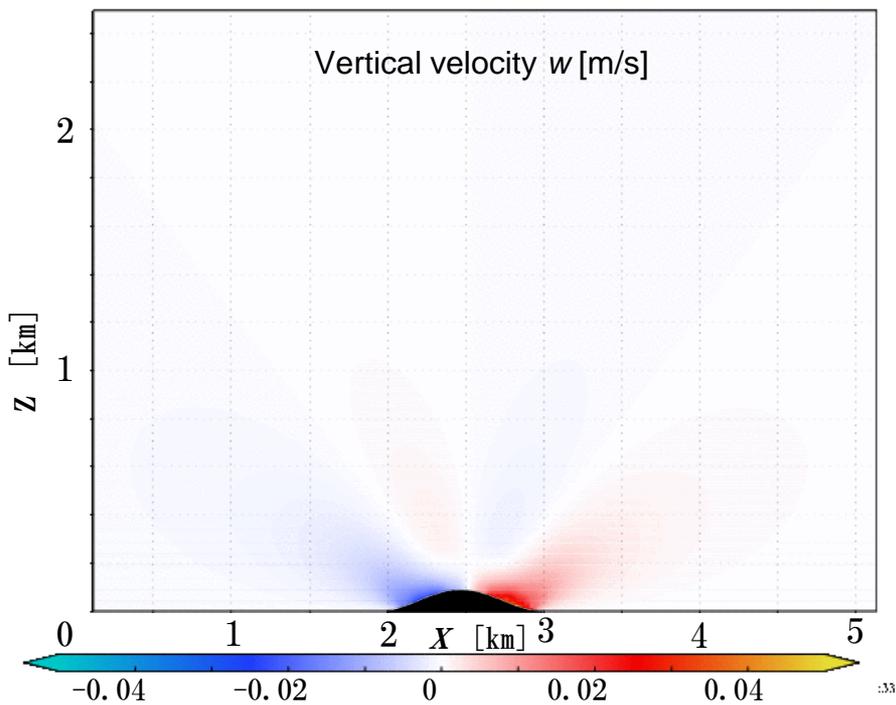
k : Horizontal Wavenumber of Bottom Topography

$U = U_0 \sin(\Omega t)$: Tidal Flow



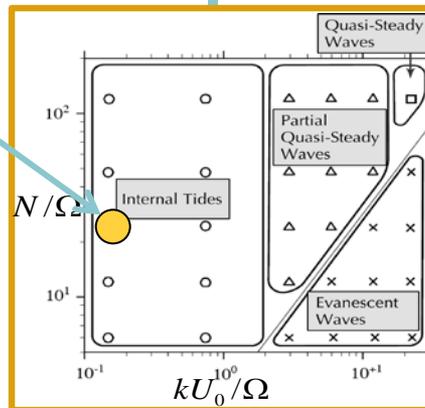
Jayne et al. (2004) を一部修正

Internal waves generated by tide-topography interaction

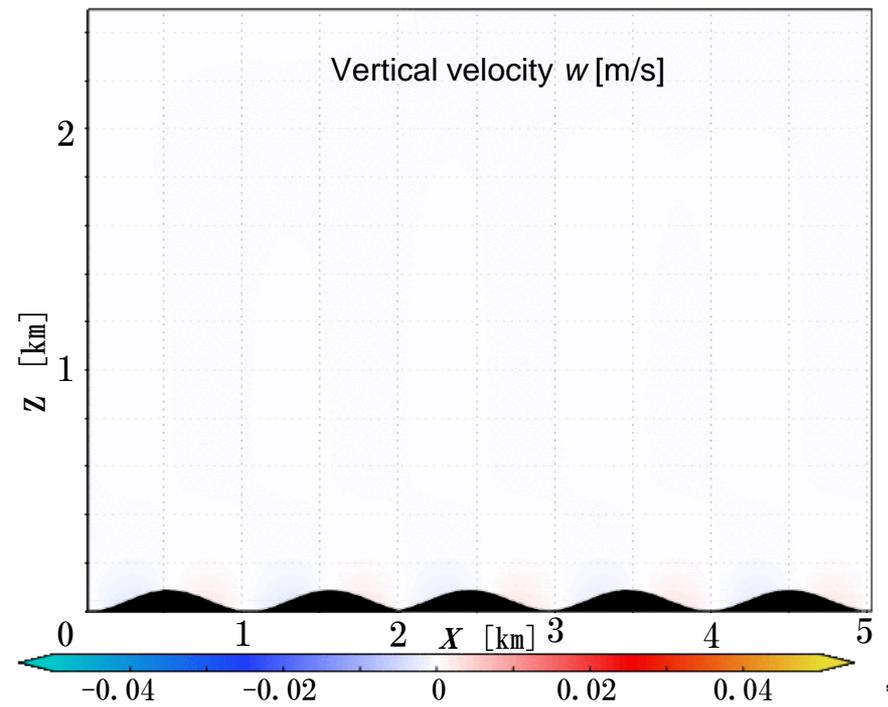
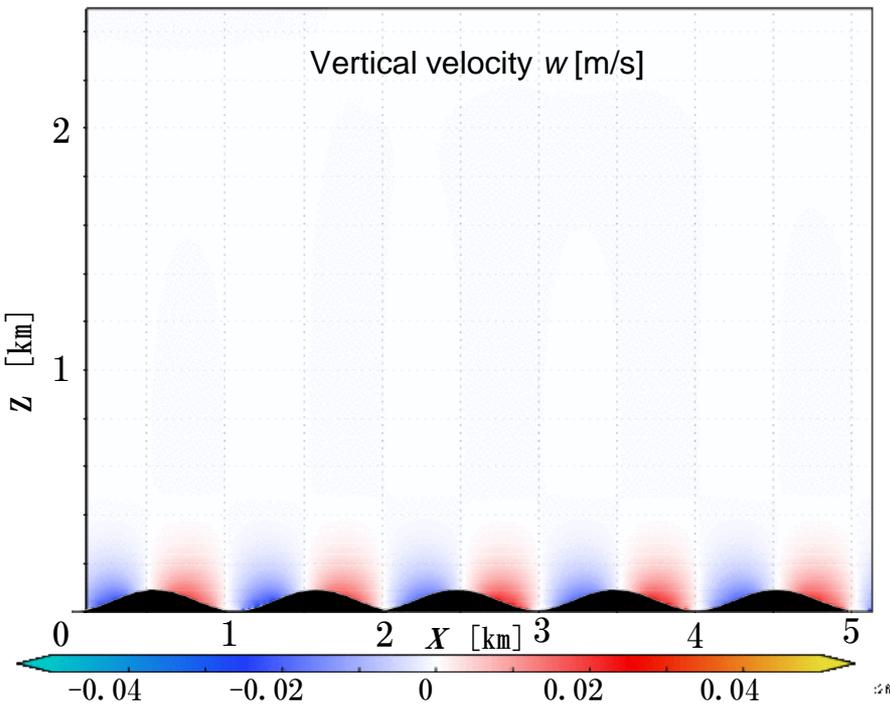


Tidal Flow : 1 cm/s

When the amplitude of tidal flow is small, linear internal waves propagate along the beam.



Internal waves generated by tide-topography interaction

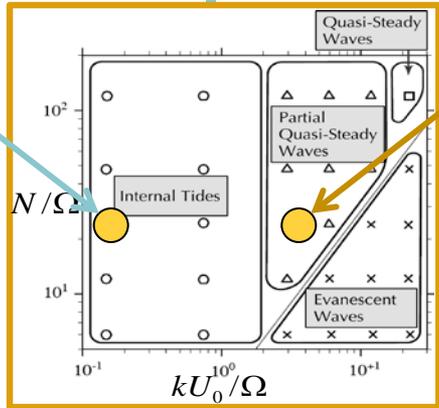


Tidal Flow : 1 cm/s

Tidal flow amplitude: 15 cm/s

When the amplitude of tidal flow is small, linear internal waves propagate along the beam.

When the amplitude of tidal flow is large, quasi-steady lee waves are emanated from the ocean bottom



Numerical Model

Two dimensional x - z plane ($\partial / \partial y = 0$)

Domain | Length 20 km \times Depth 4 km

Resolution | $dx = 19.5$ m , $dz = 5$ m

Time Step | $dt = 20$ s

Latitude | 30° N

Stratification | 40 min.

Eddy Viscosity | $A_h = 1.0 \times 10^{-3}$ m²/s
| $A_v = 1.0 \times 10^{-4}$ m²/s

Eddy Diffusivity | $K_h = 1.0 \times 10^{-3}$ m²/s
| $K_v = 1.0 \times 10^{-4}$ m²/s

Bottom Topography | sine curve with amplitude
 $h = 25$ m

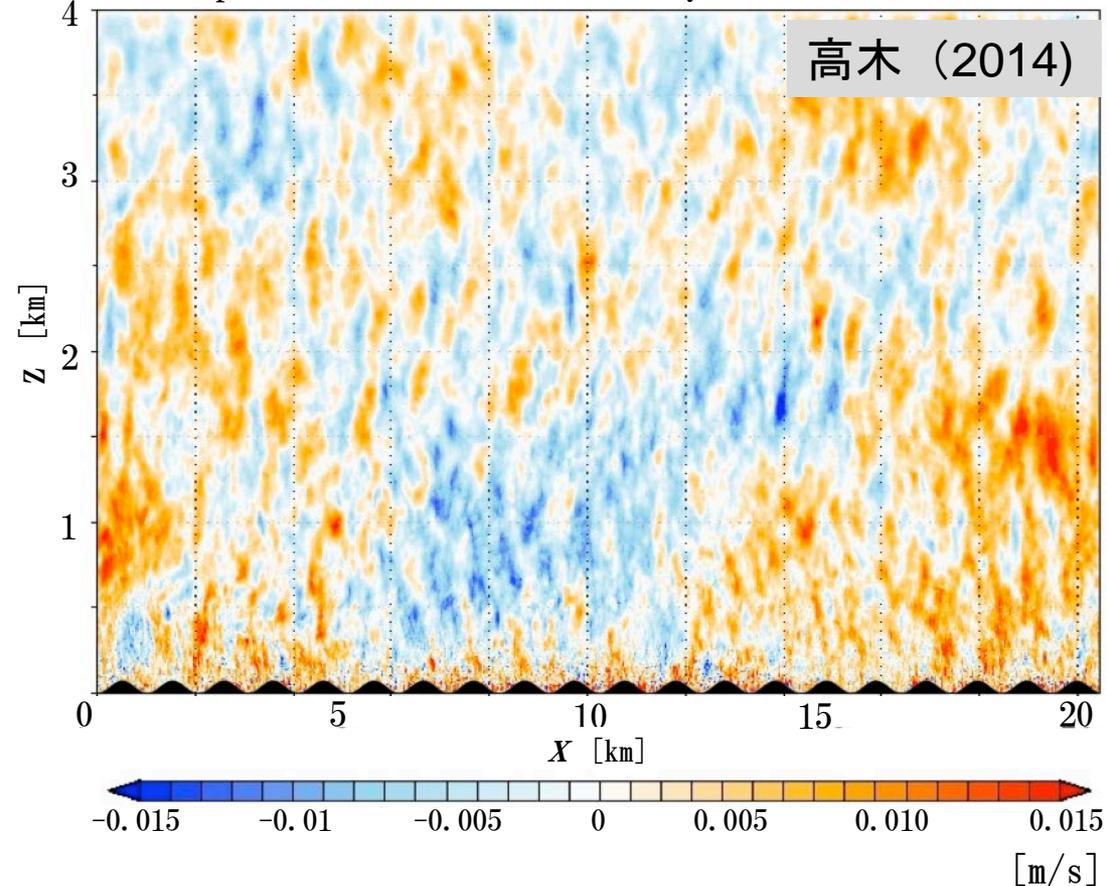
Initial Condition (Exp.2) | GM79 [Munk,1981]

like background internal wave field

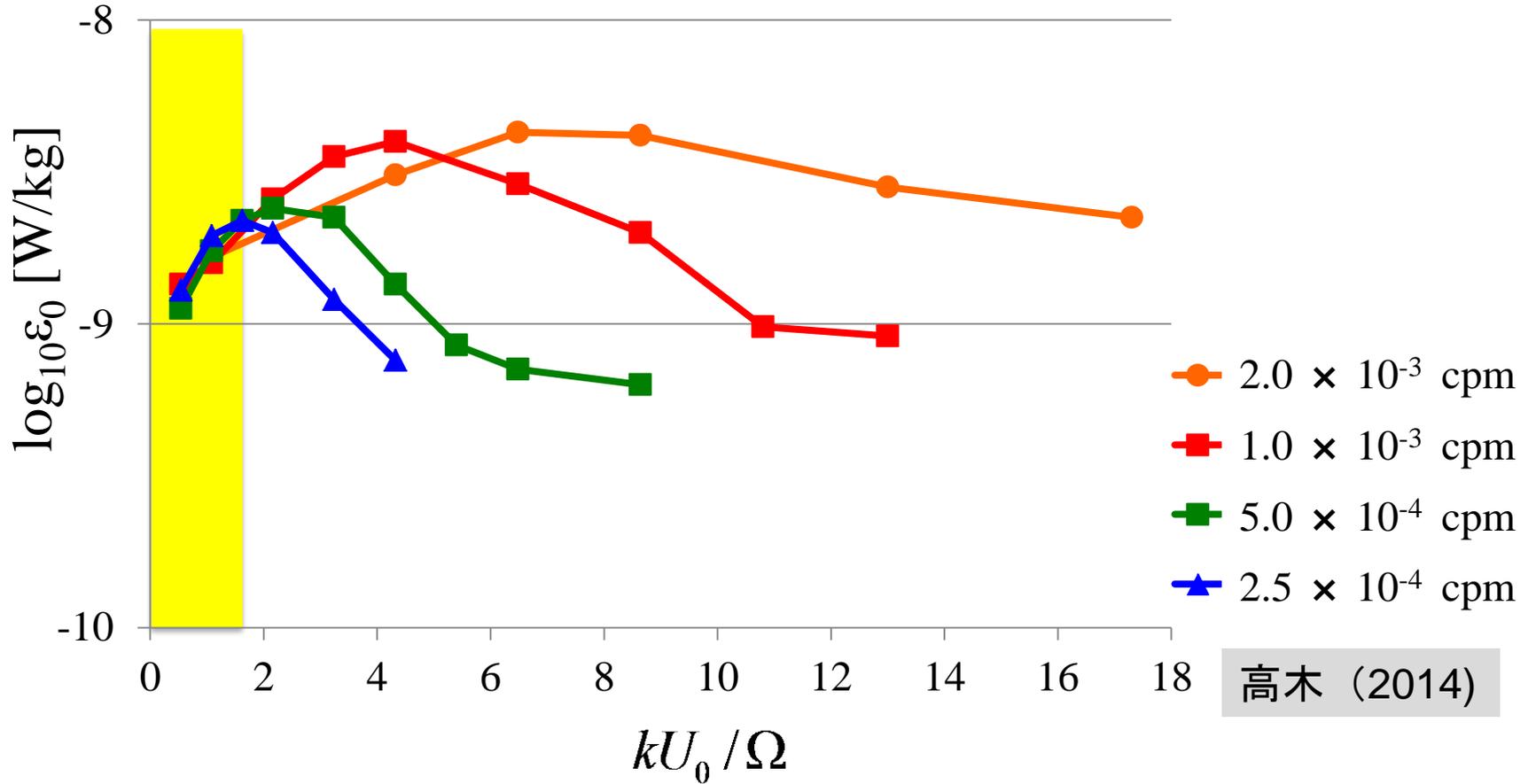
Rigid lid, Boussinesq, f -plane approximation

Periodic boundary condition

Snapshot of vertical velocity w of GM79 model



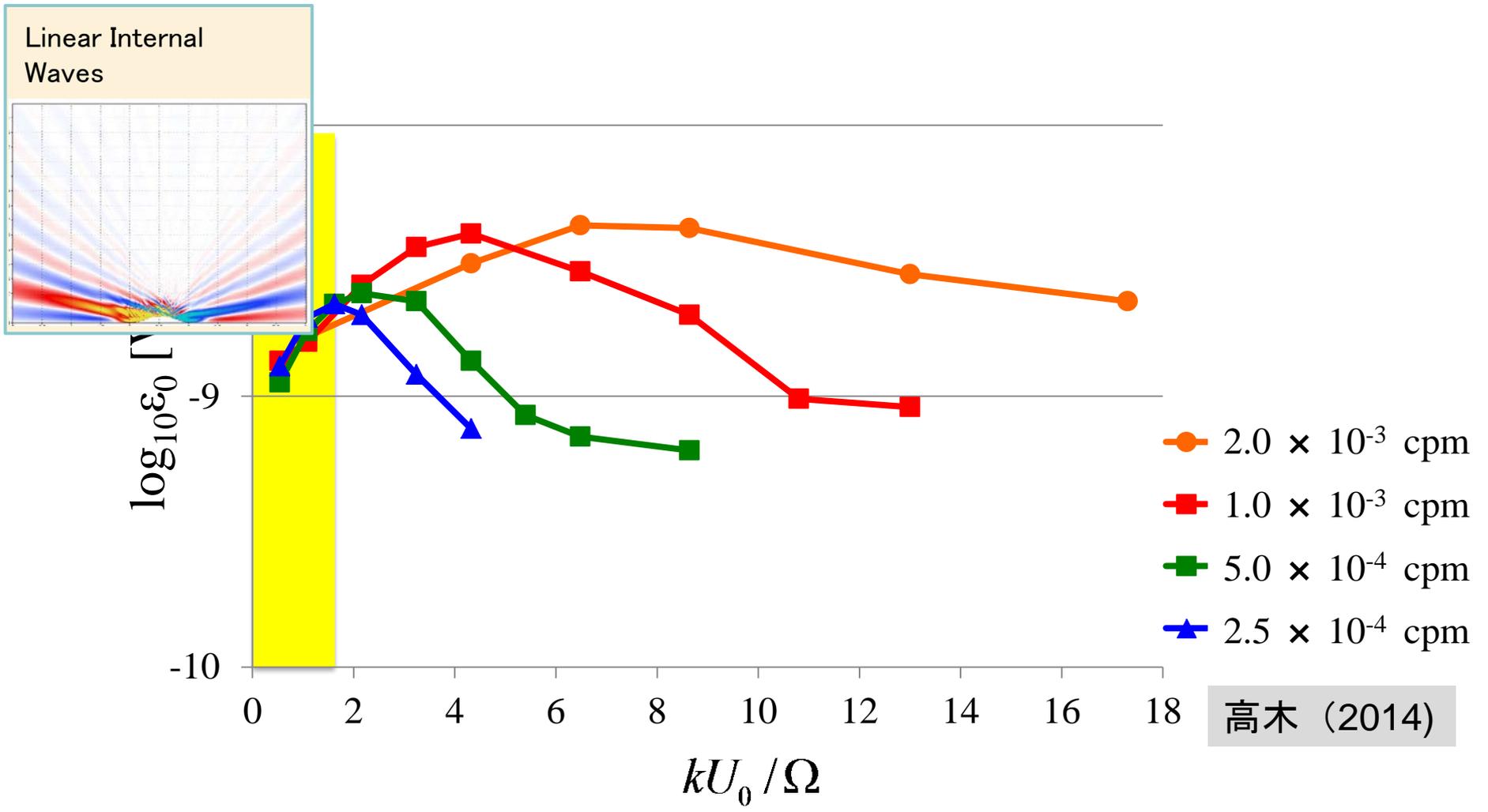
Energy Dissipation Rate at the Ocean Bottom: ε_0



高木 (2014)

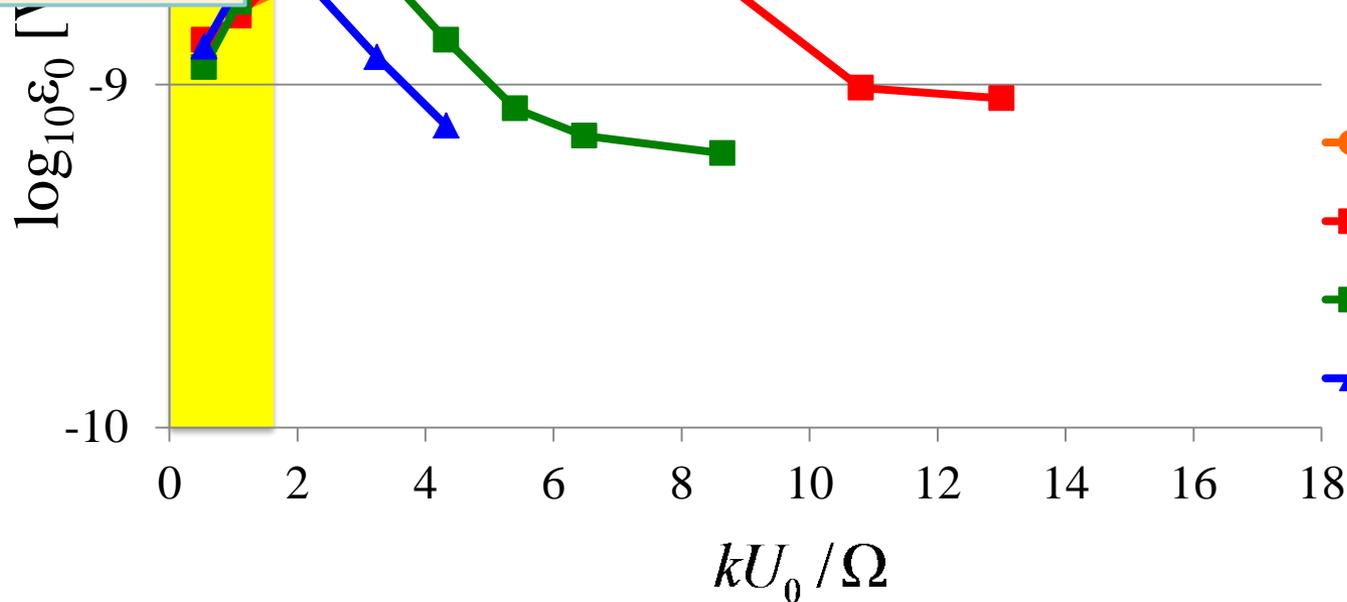
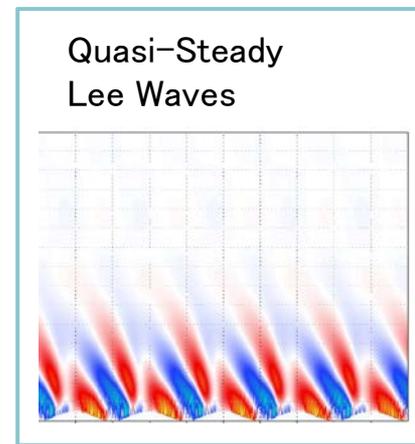
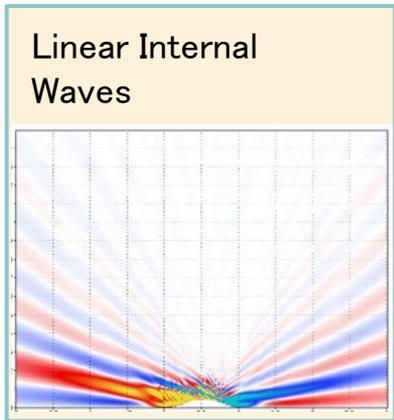
Small ← Amplitude of Tidal Flow → Large

Energy Dissipation Rate at the Ocean Bottom: ε_0



Small ← Amplitude of Tidal Flow → Large

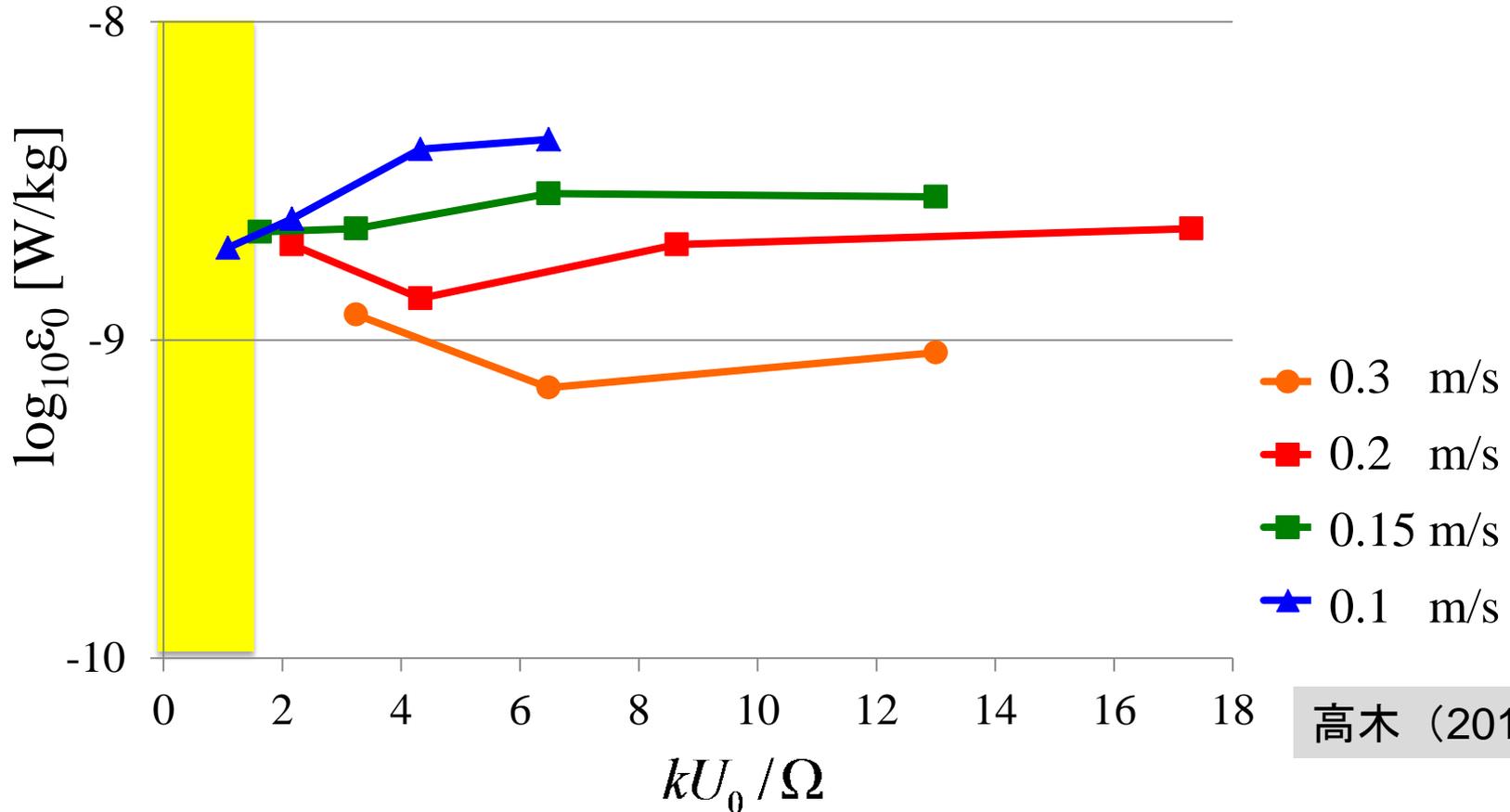
Energy Dissipation Rate at the Ocean Bottom: ε_0



高木 (2014)

Small ← Amplitude of Tidal Flow → Large

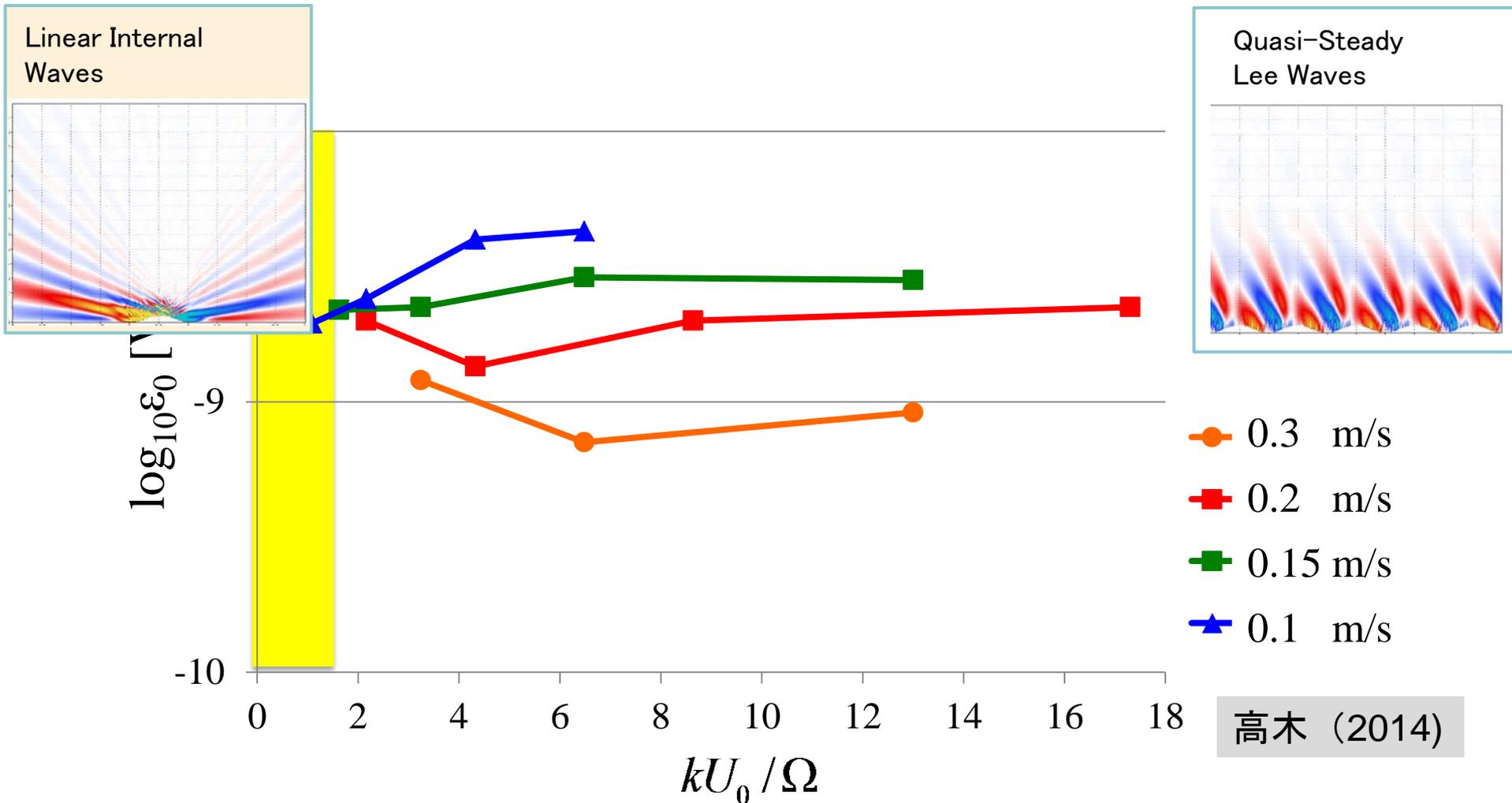
Energy Dissipation Rate at the Ocean Bottom: ε_0



高木 (2014)

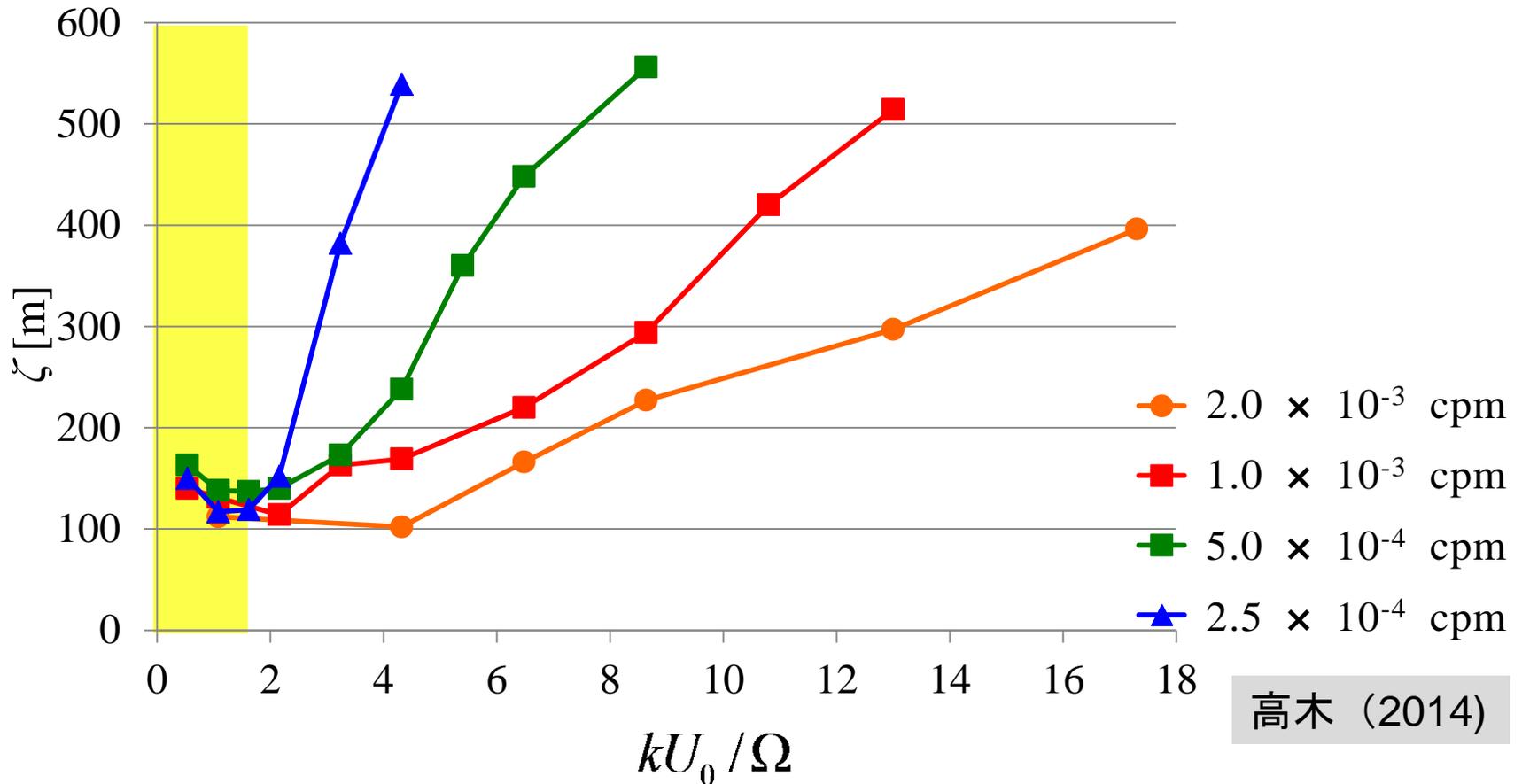
Small ← Wavenumber of Bottom Topography → Large
(Ocean Bottom Roughness)

Energy Dissipation Rate at the Ocean Bottom: ε_0



Small ← Wavenumber of Bottom Topography → Large
(Ocean Bottom Roughness)

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

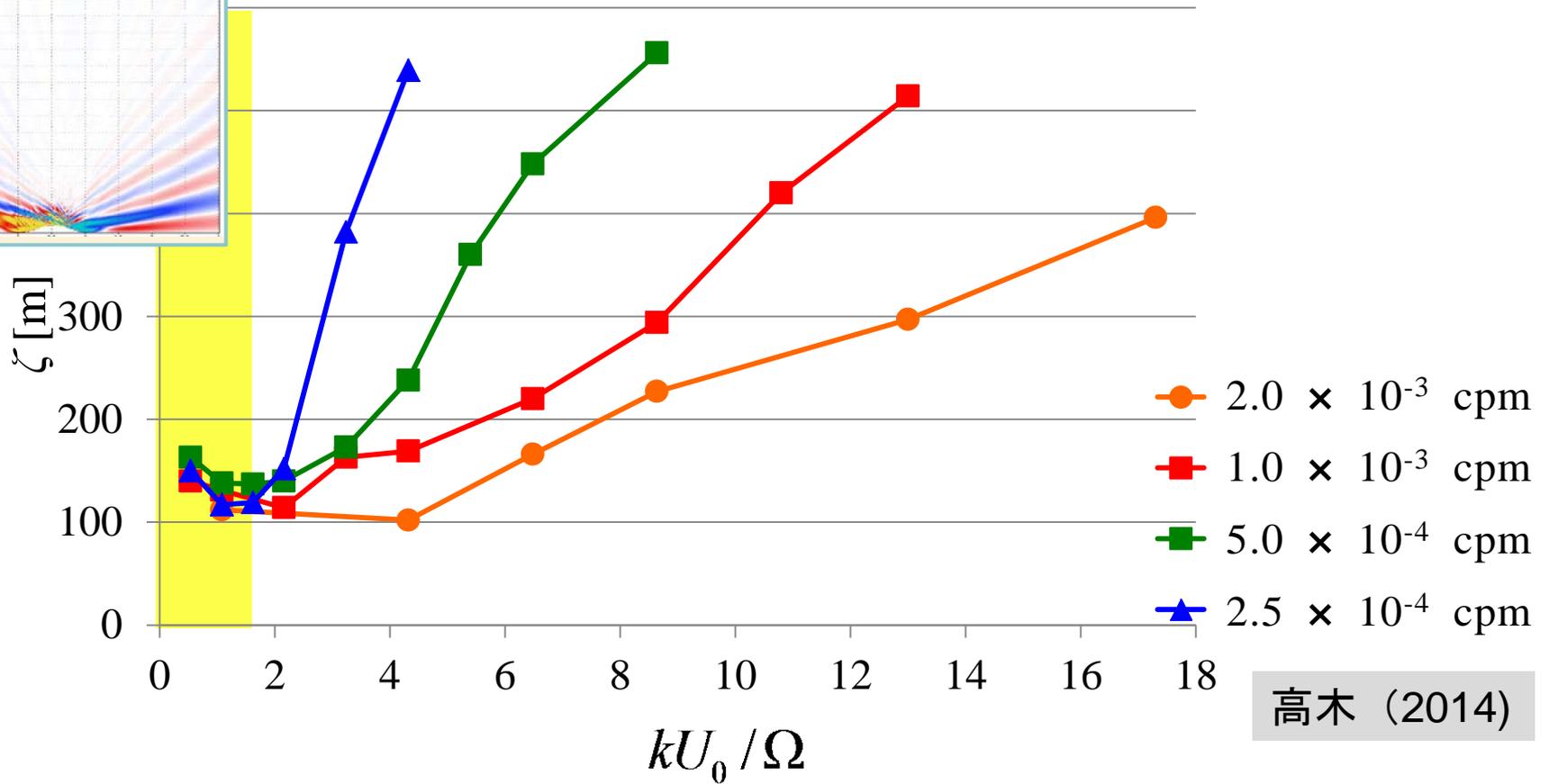
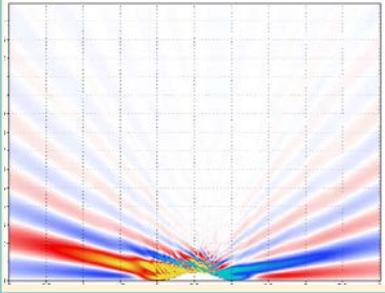


高木 (2014)

Small ← Amplitude of Tidal Flow → Large

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

Linear Internal Waves

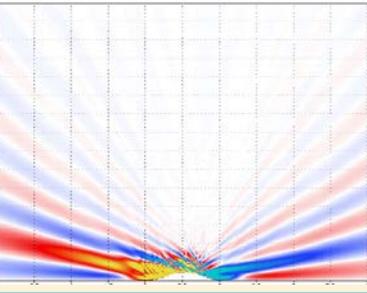


高木 (2014)

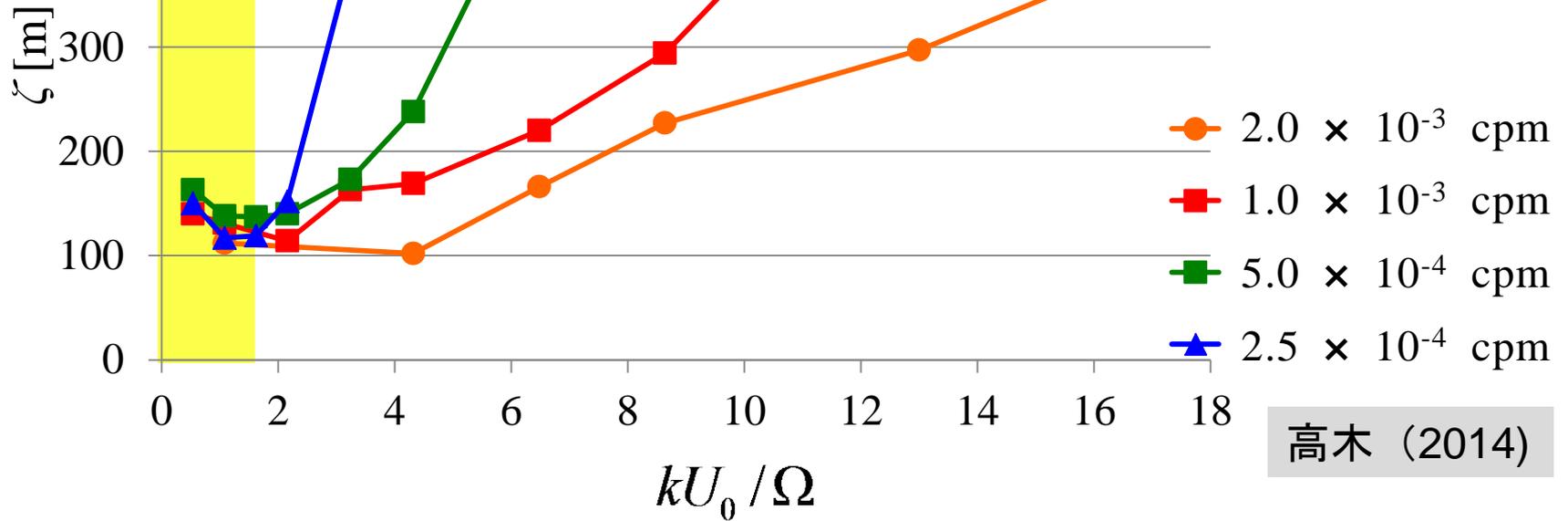
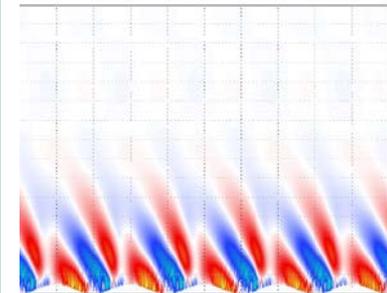
Small ← Amplitude of Tidal Flow → Large

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

Linear Internal Waves



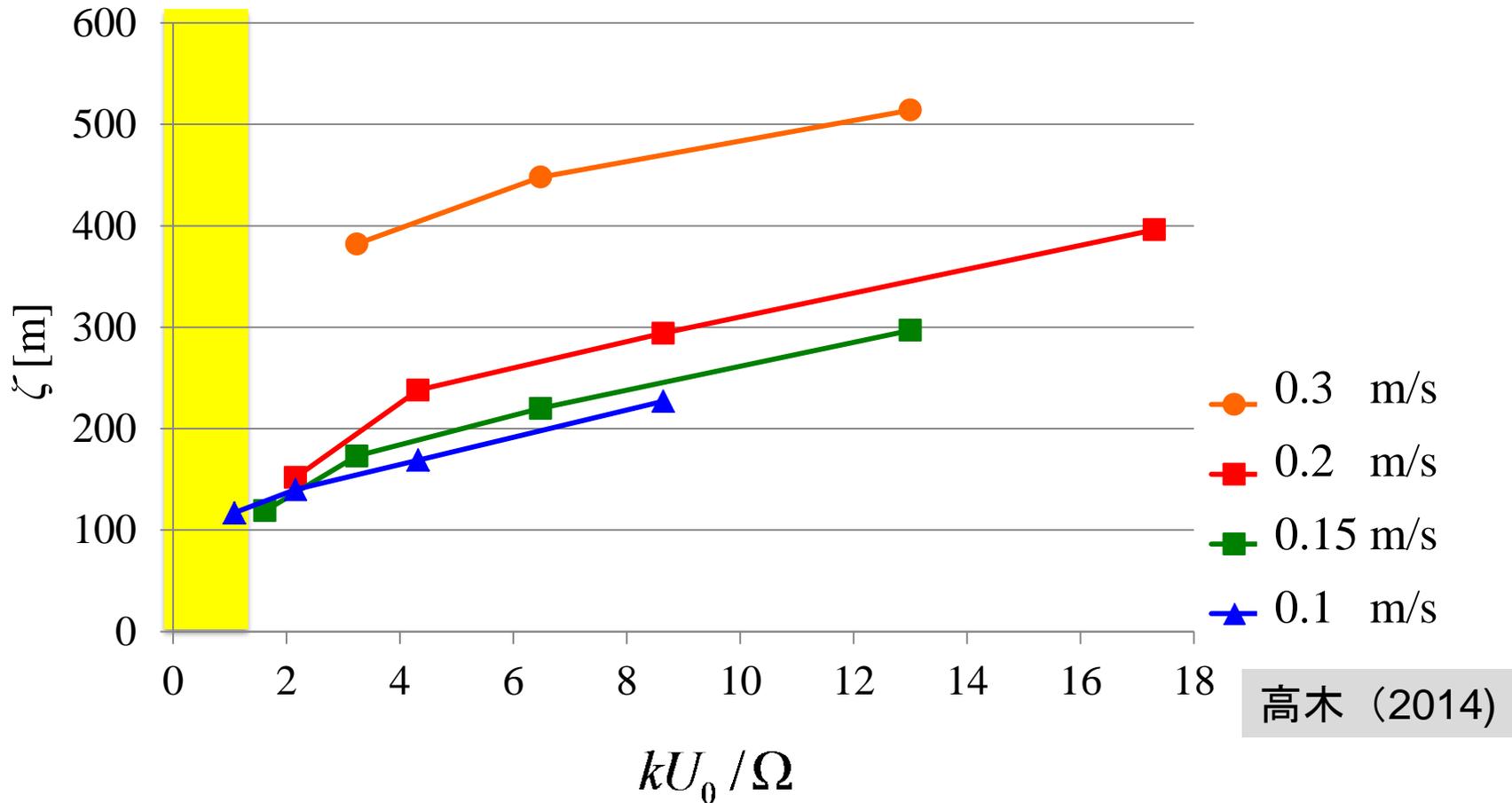
Quasi-Steady Lee Waves



高木 (2014)

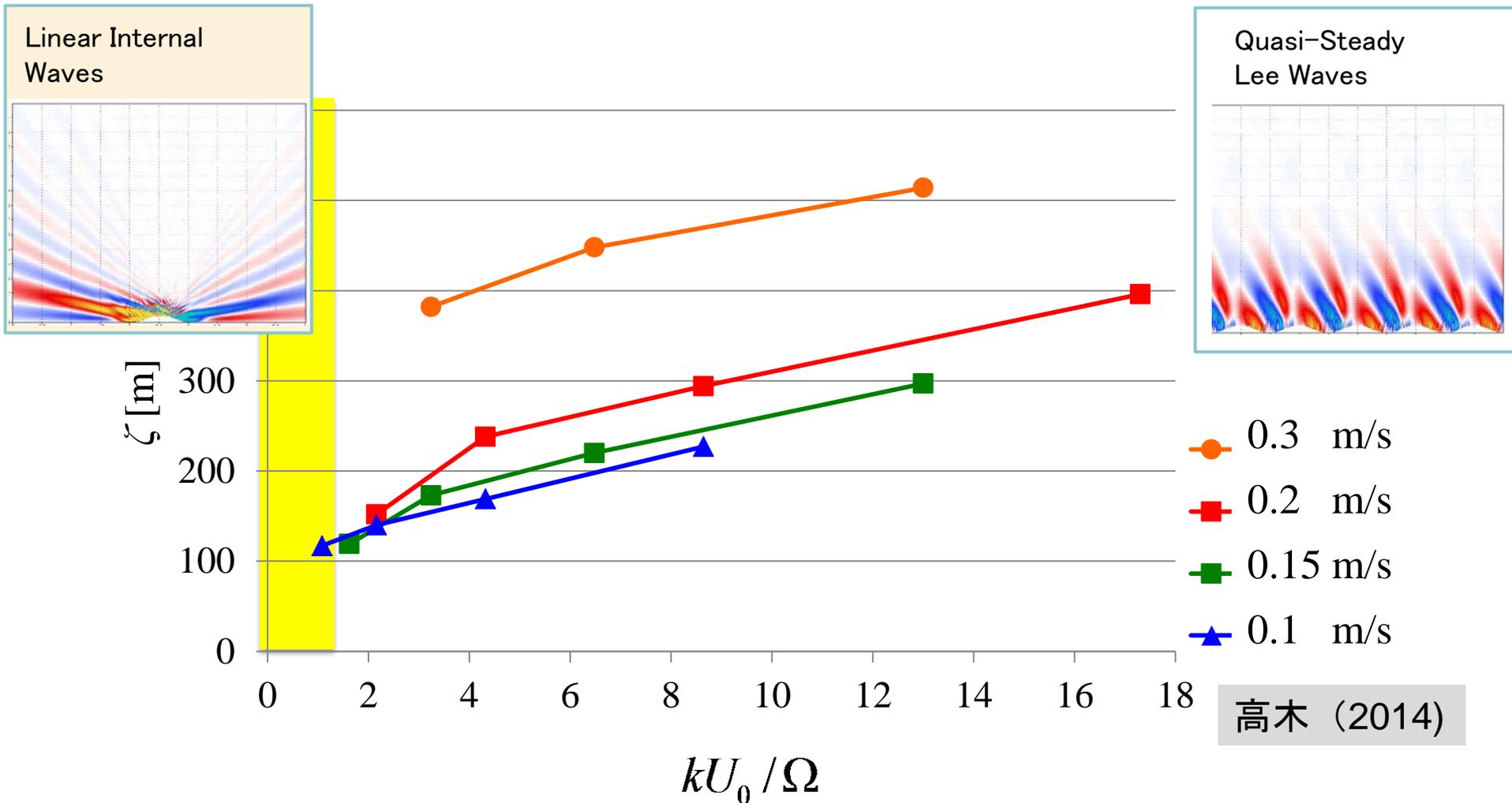
Small ← Amplitude of Tidal Flow → Large

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ



Small \leftarrow Wavenumber of Bottom Topography \rightarrow Large
(Ocean Bottom Roughness)

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ



Small ← Wavenumber of Bottom Topography → Large
(Ocean Bottom Roughness)

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

Linear Internal Waves

Quasi-Steady Lee Waves

C_{gz} : *Upward Group Velocity*

τ : *Interaction Time*

$\zeta \propto k^{-2}$
weakly dependent on k

$$\zeta \approx C_{gz} \times \tau$$

independent on k

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

Linear Internal Waves

$$C_{gz} \cong \frac{\Omega^2}{kN}$$

Quasi-Steady Lee Waves

$$C_{gz} \cong \frac{kU_0^2}{N}$$

τ : *Interaction Time*

$\zeta \propto k^{-2}$
weakly depende

$$\zeta \approx C_{gz} \times \tau$$

endent on k

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

Linear Internal Waves

$$C_{gz} \approx \frac{\Omega^2}{kN}$$

Quasi-Steady Lee Waves

$$C_{gz} \approx \frac{kU_0^2}{N}$$

τ : Interaction Time

$\zeta \propto k^{-2}$
weakly dependent on k

$$\zeta \approx C_{gz} \times \tau$$

independent on k

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

Linear Internal Waves

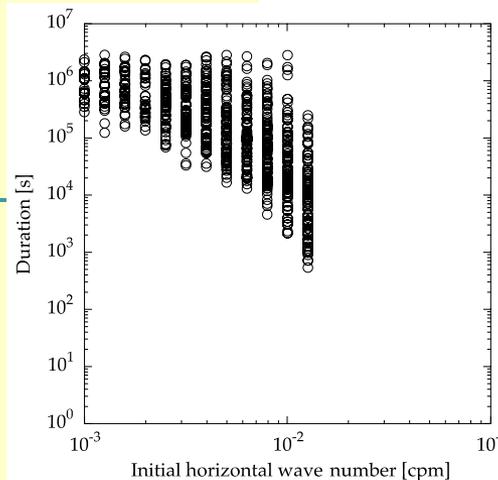
$$C_{gz} \approx \frac{\Omega^2}{kN}$$

$$\tau \propto k^{-1}$$

Quasi-Steady Lee Waves

$$C_{gz} \approx \frac{kU_0^2}{N}$$

$$\tau \propto k^{-1}$$



[Iwamae et al., 2009]

$\zeta \propto k^{-2}$
weakly dependent on k

$$\zeta \approx C_{gz} \times \tau$$

independent on k

Vertical Decay Scale of Energy Dissipation Rate : ζ

Linear Internal Waves

$$C_{gz} \approx \frac{\Omega^2}{kN}$$

$$\tau \propto k^{-1}$$

$$\zeta \propto k^{-2}$$

weakly dependent on U_0

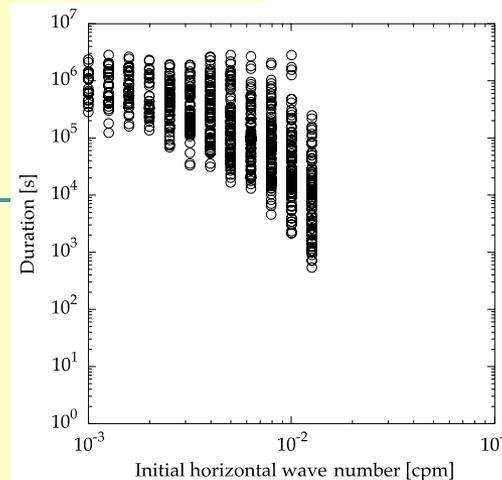
Quasi-Steady Lee Waves

$$C_{gz} \approx \frac{kU_0^2}{N}$$

$$\tau \propto k^{-1}$$

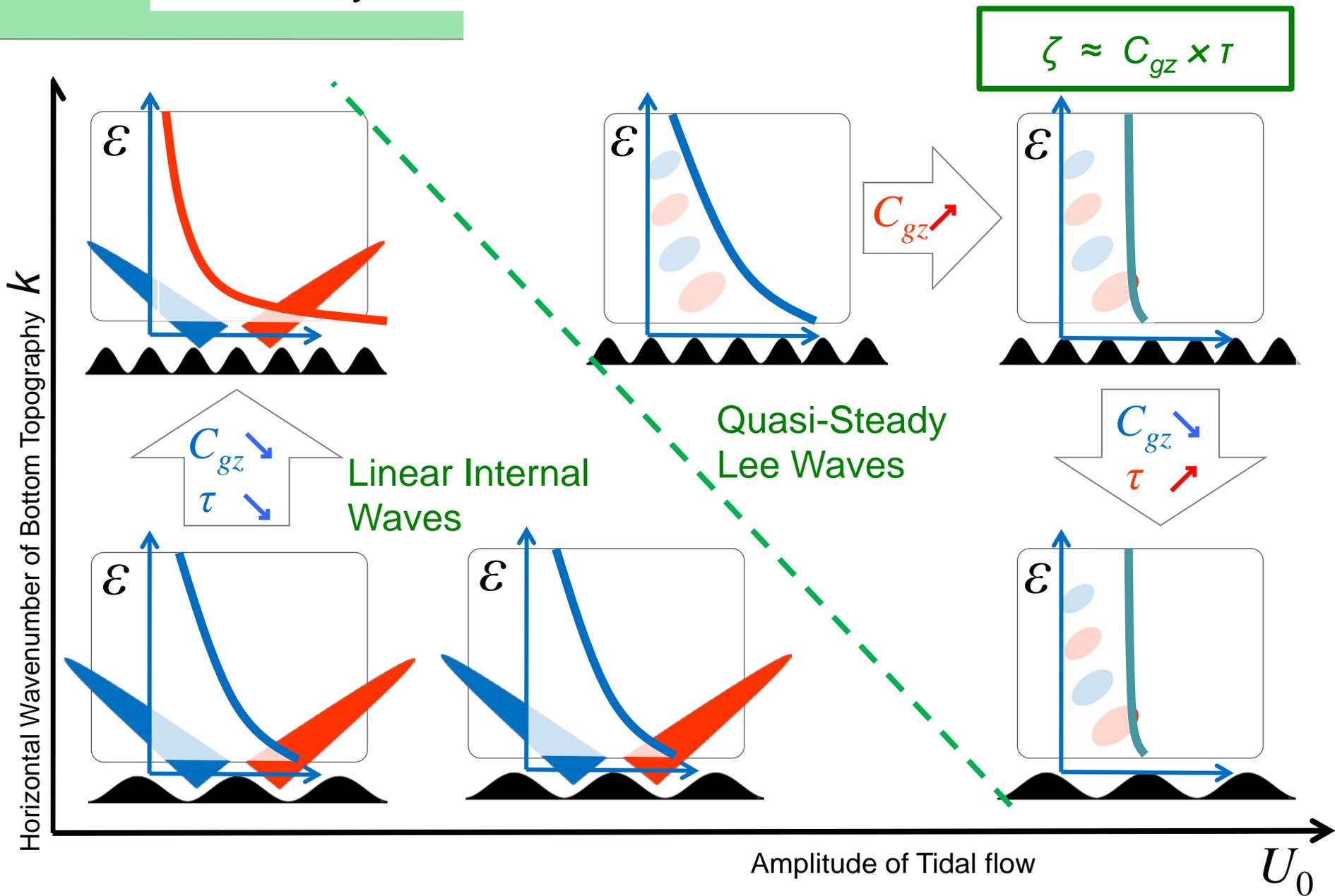
$$\zeta \propto U_0^2$$

weakly dependent on k



[Iwamae et al., 2009]

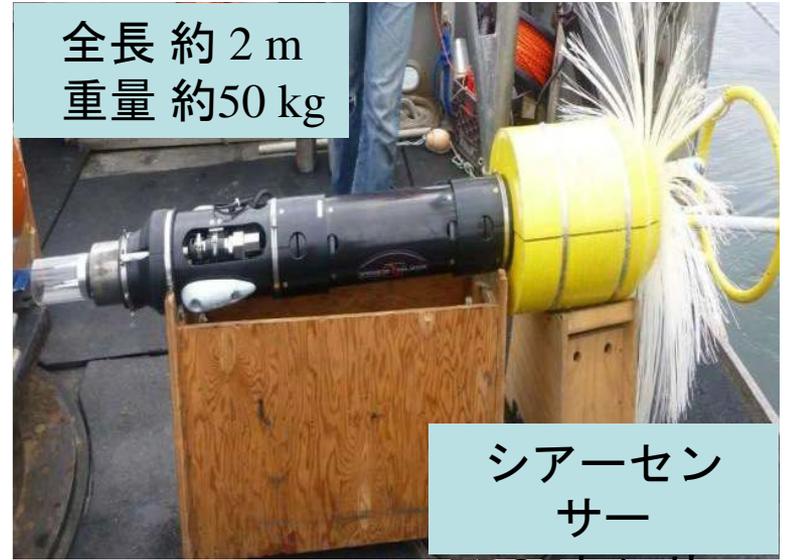
Summary of the Calculated Results



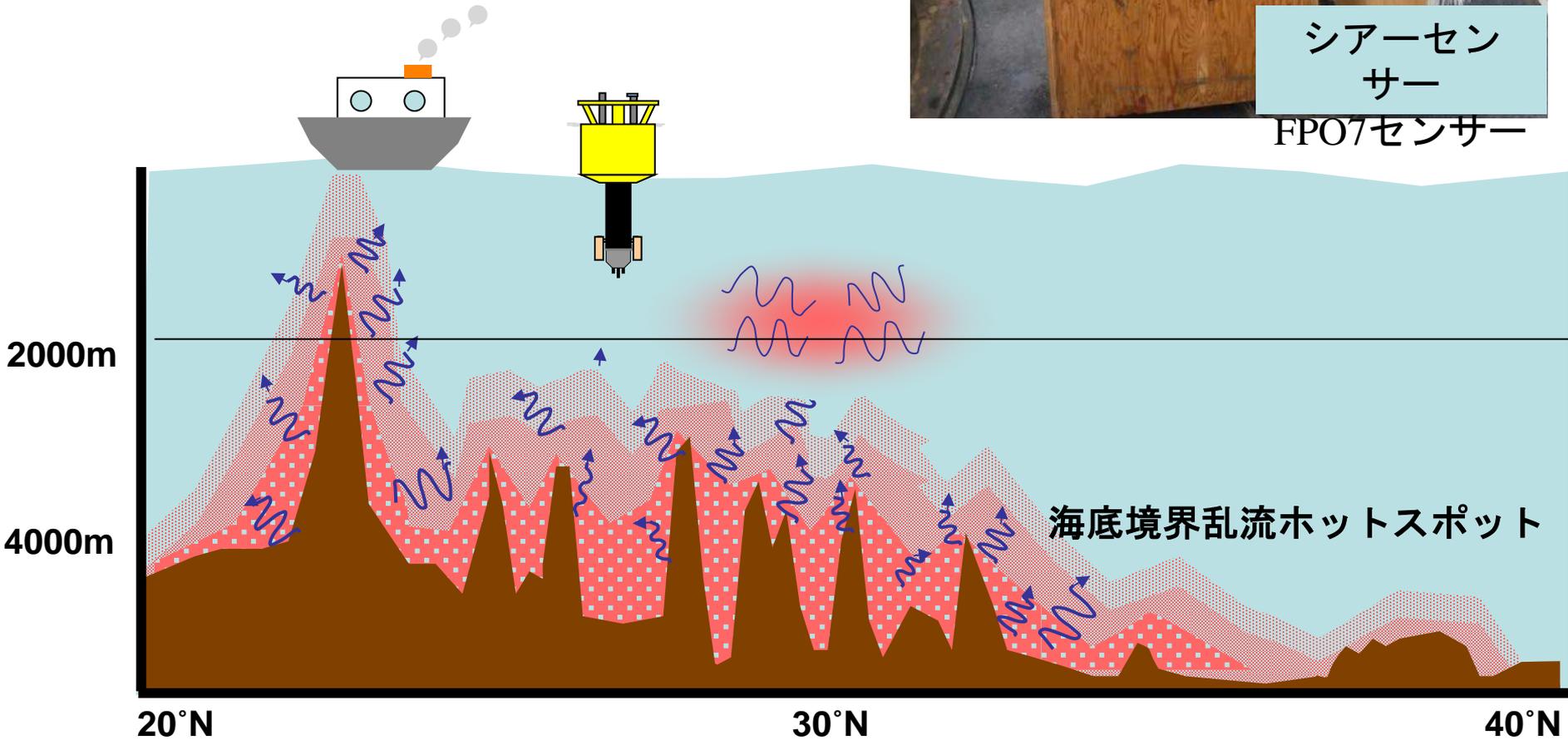
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



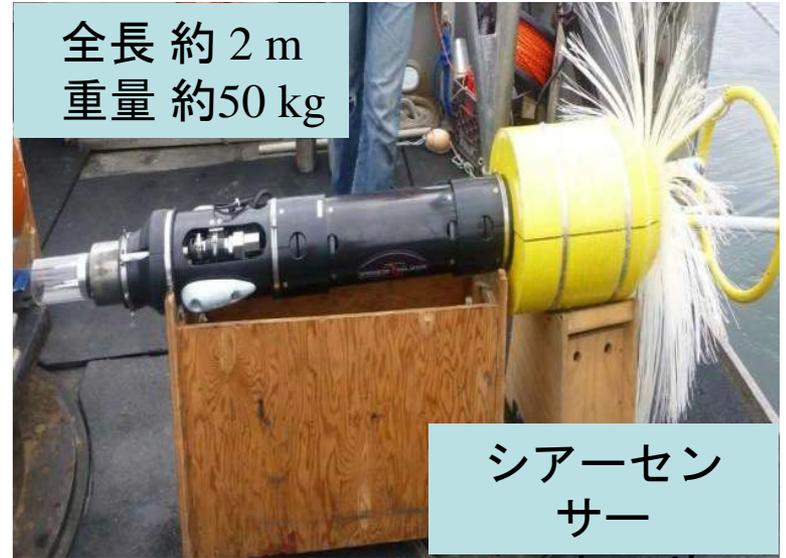
シアーセン
サー
FPO7センサー



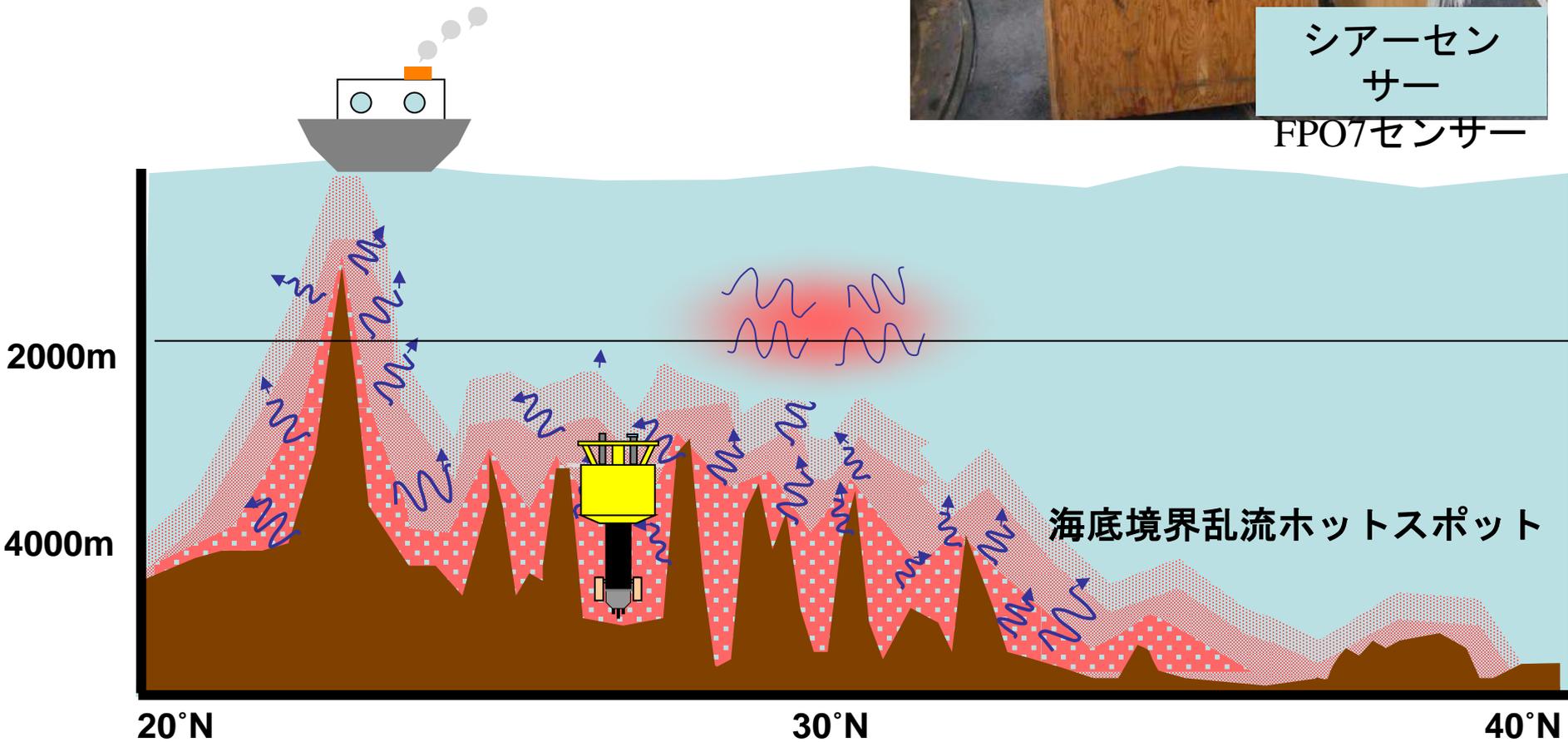
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



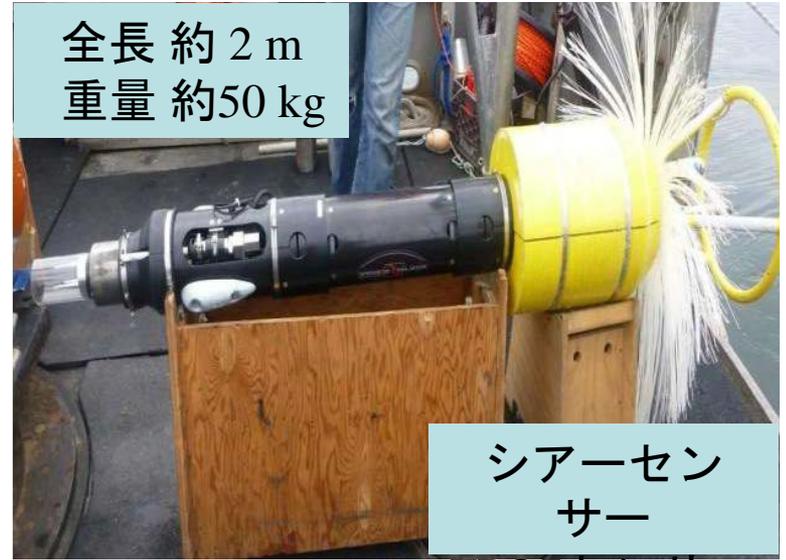
シアーセン
サー
FPO7センサー



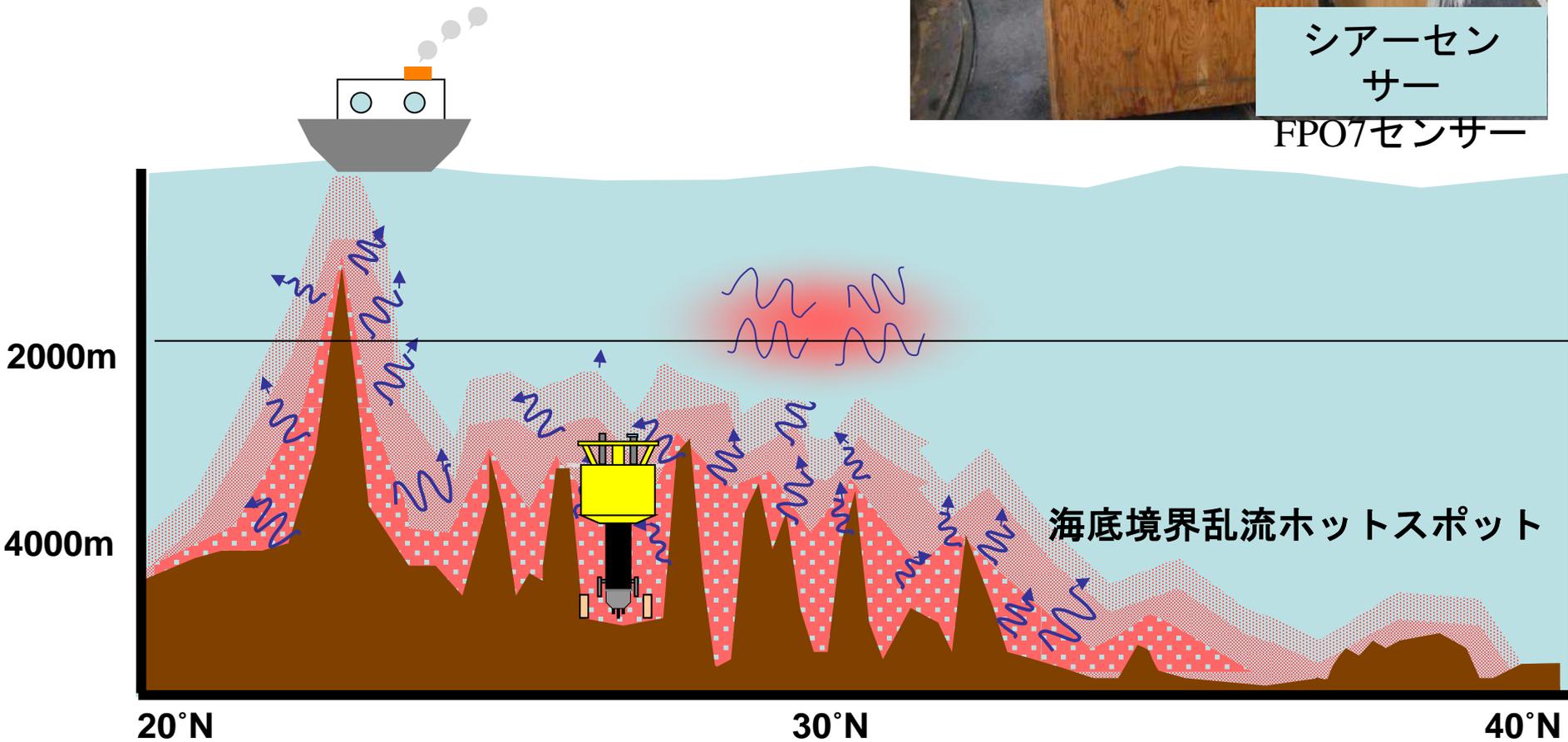
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



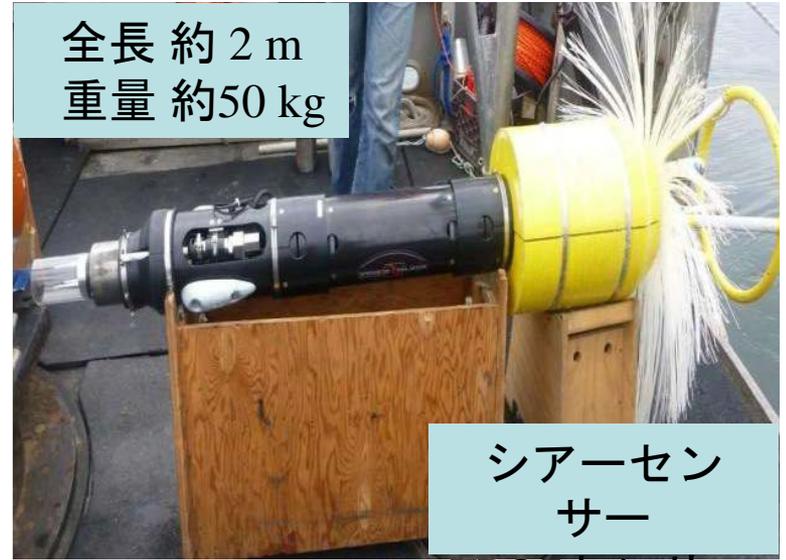
シアーセン
サー
FPO7センサー



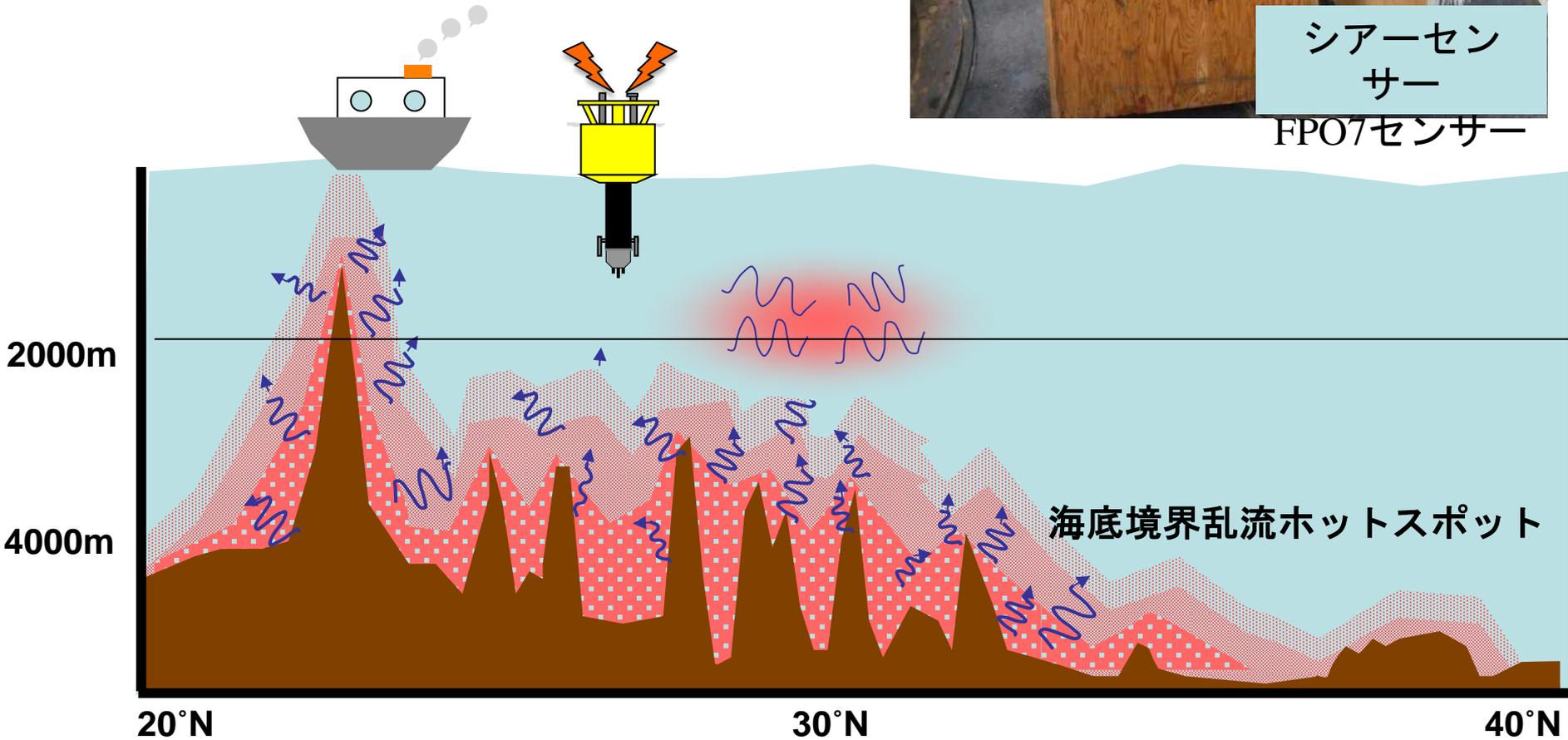
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



シアーセン
サー
FPO7センサー



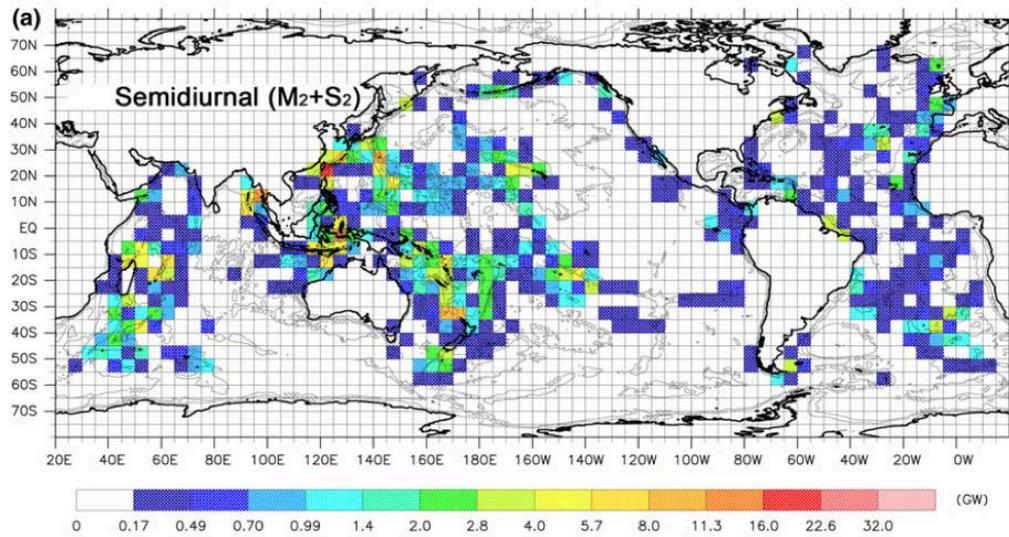
Conclusions

1. As the tidal interaction with bottom topography becomes strong, generated internal waves are more like quasi-steady lee waves.
2. Under weak tidal advection effect, structure of bottom-intensified mixing hotspot is controlled by ocean bottom roughness, but under strong tidal advection effect, structure of bottom intensified mixing hotspot is controlled by the amplitude of tidal flow. In both cases, trade-off relationship is found between energy dissipation rate near ocean bottom and its vertical extent.
3. Under strong tidal advection effect, the vertical extent of mixing hotspot increases in proportion to tidal amplitude squared, which is explained by the vertical group velocity $C_{gz} \propto kU_0^2$ and interaction time $\tau \propto k^{-1}$.

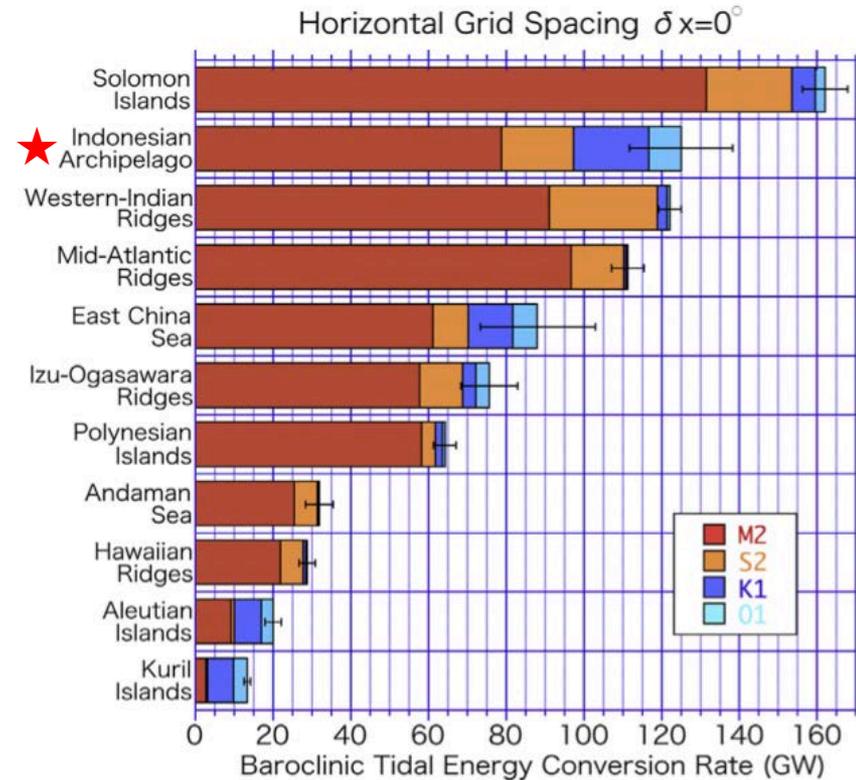
内部潮汐波と潮汐混合

Niwa and Hibiya (2011, 2014)

潮汐エネルギー転嫁率の分布図

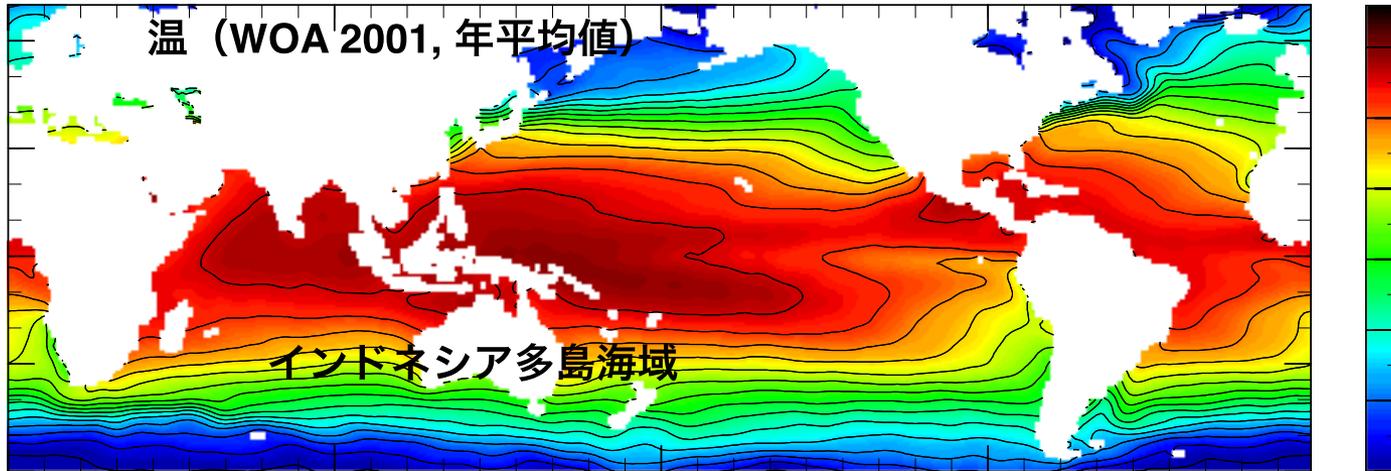


内部潮汐波の主要な励起源

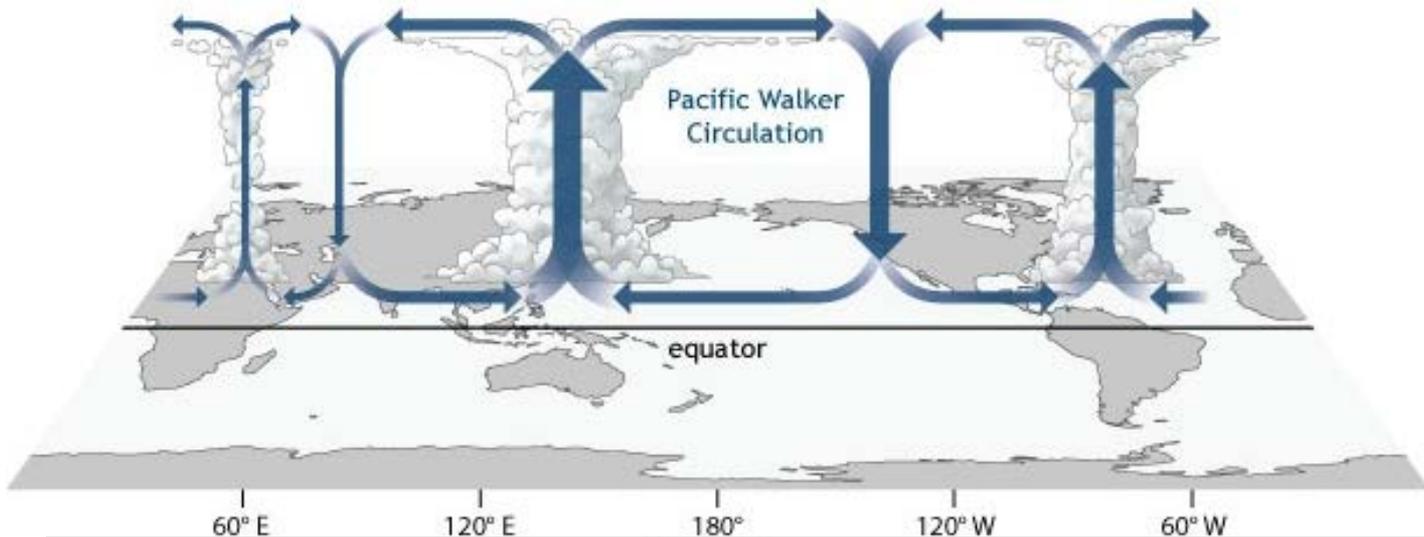


インドネシア多島海域は世界でも有数の内部潮汐波の励起源
▶ 非常に大きな潮汐混合が存在することが期待される

世界で最も海面水温が高い海域「インドネシア多島海」



インドネシア多島海域の高い海面水温は強い上昇流を生み、
熱帯域における大気の大循環を駆動する

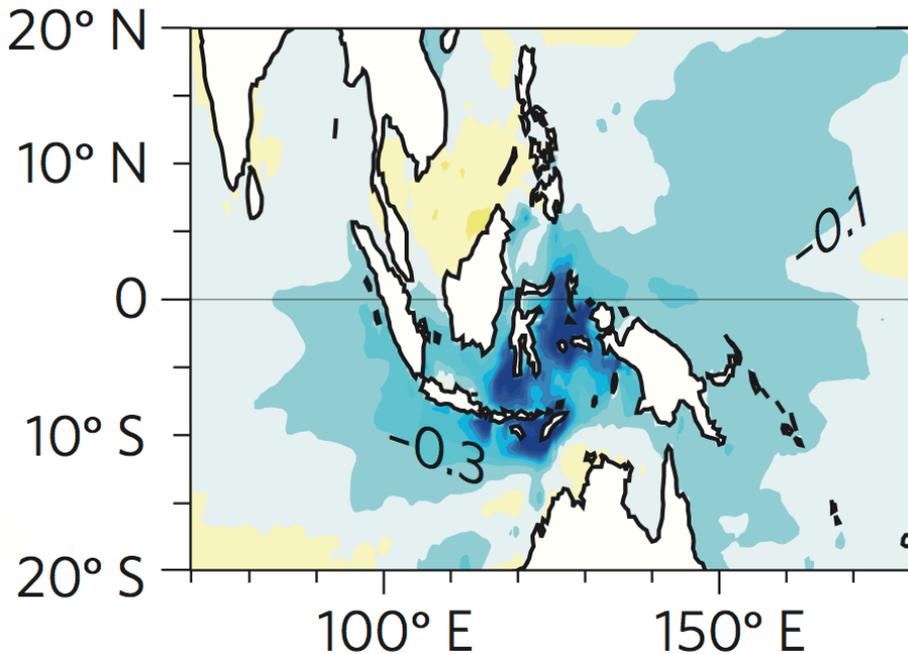


インドネシア多島海域の海面水温に、潮汐混合が与える影響

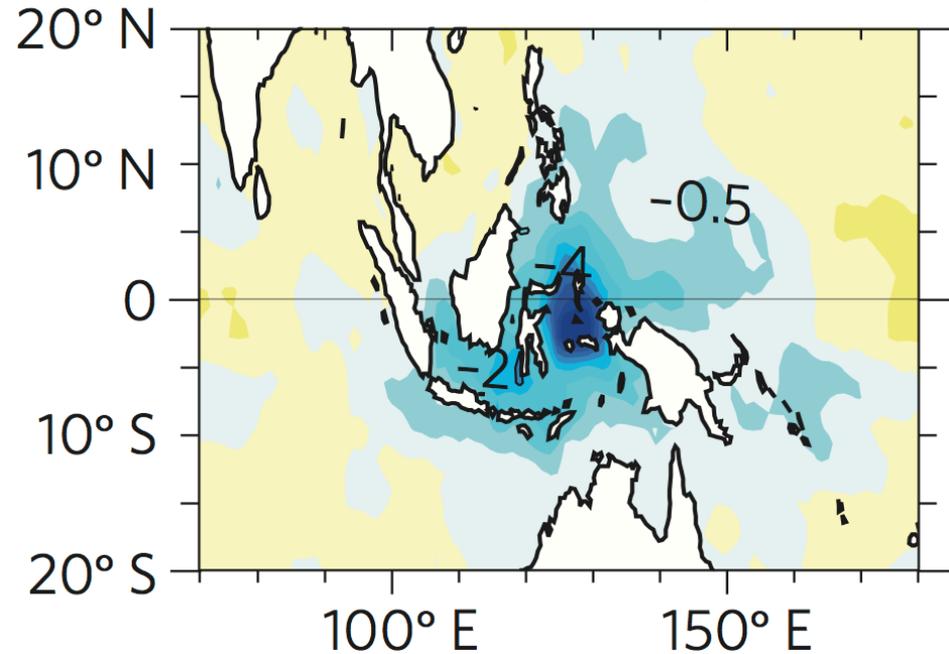
Sprintall et al. (2014) : 大気海洋結合モデルを用い、
インドネシア多島海域内で潮汐混合を強化した実験を行った。

潮汐混合を与えた場合と与えてない場合の差

海面水温 (°C)



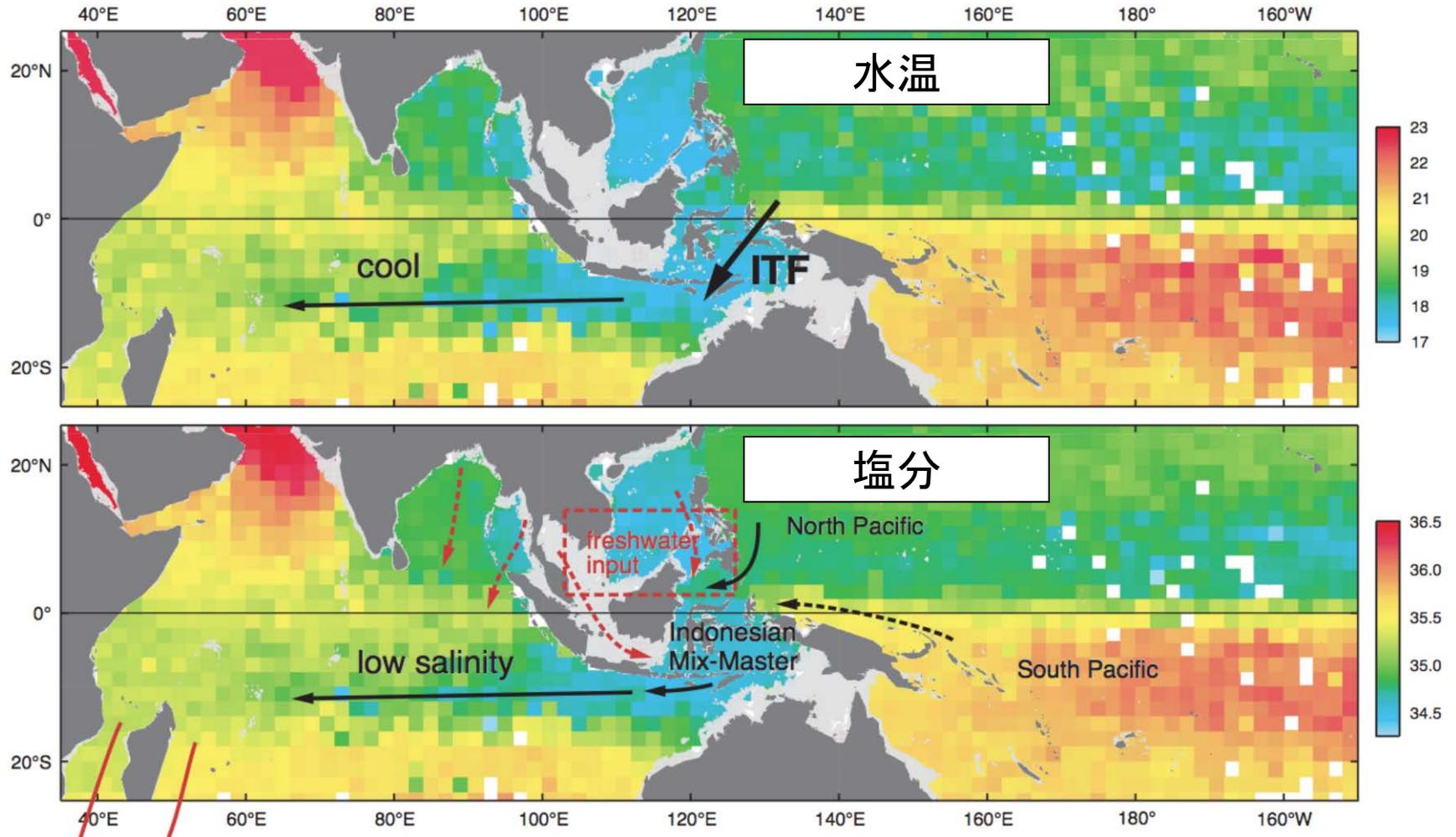
降水量 (mm)



Sprintall et al.(2014)

インドネシア通過流（ITF）の水塊変成がインド洋に与える影響

25.5 σ_θ 面における水温（上）と塩分（下）の分布図（観測値）（Gordon, 2005）

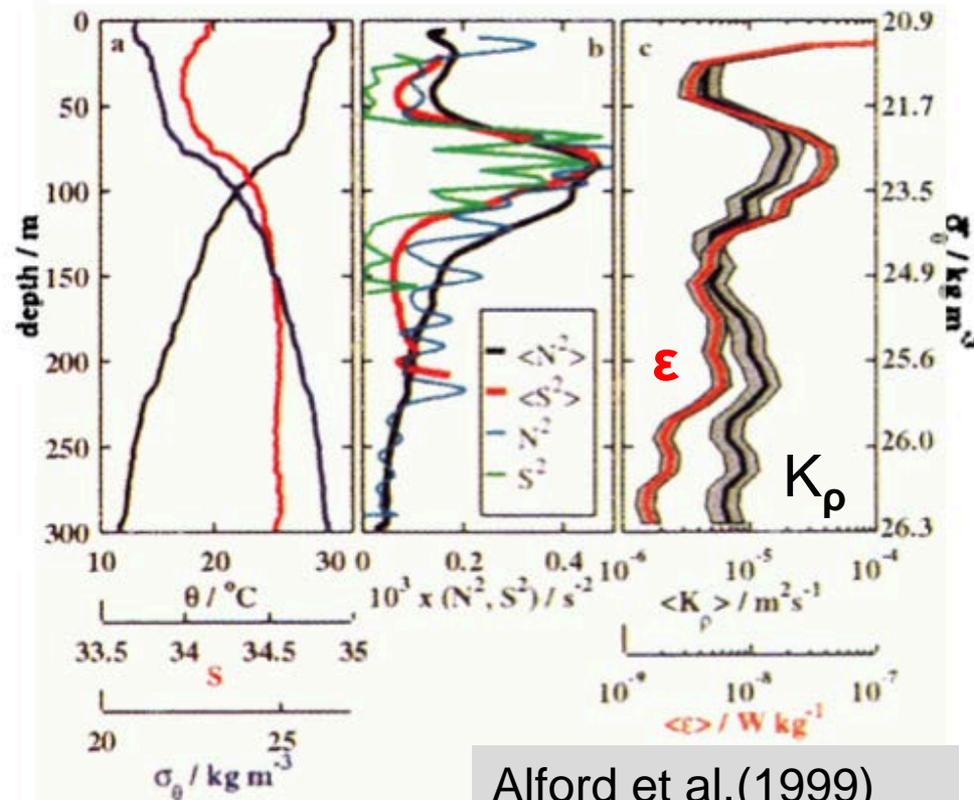
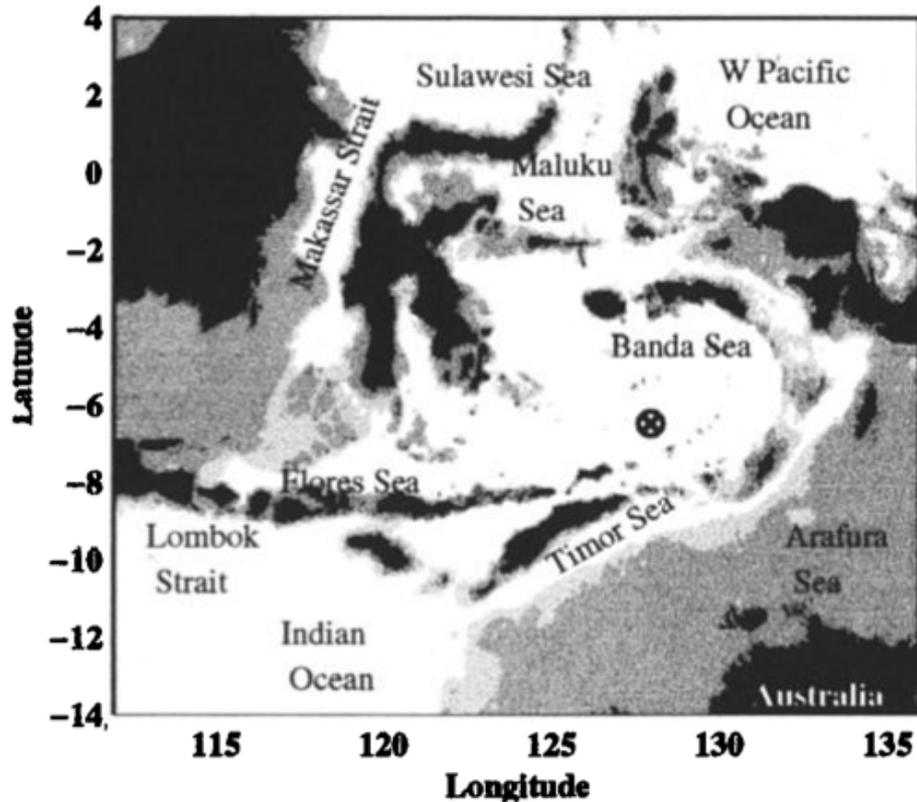


インドネシア多島海域における乱流直接観測

Alford et al. (1999) : インドネシア多島海域の Banda 海において
初となる乱流直接観測を実施（観測期間1998, 10/22~11/7）

観測点（128°E, 6.5°S）

観測結果（519 profileの平均）



Alford et al.(1999)

インドネシア多島海域における乱流直接観測は
過去に一度（一点のみ）しか行われていない。

高解像度数値実験を用いたインドネシア多島海域における 潮汐混合強度の見積もり

実験設定

MITgcm(静水圧近似)

水平解像度: $1/100^\circ$

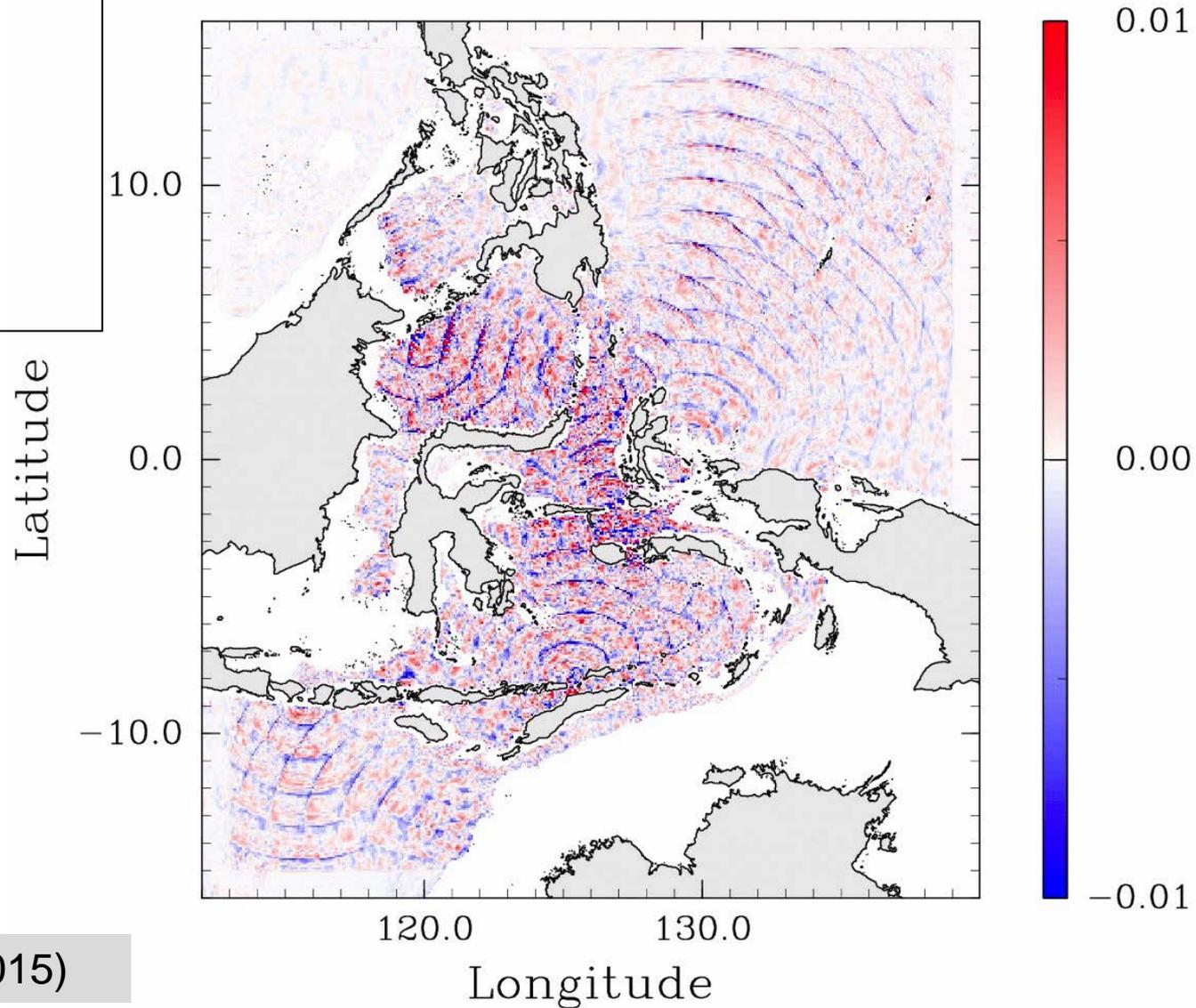
鉛直解像度: 5 m ~ 1200 m

外力: M_2 潮汐

成層: WOA2009(水平一様)

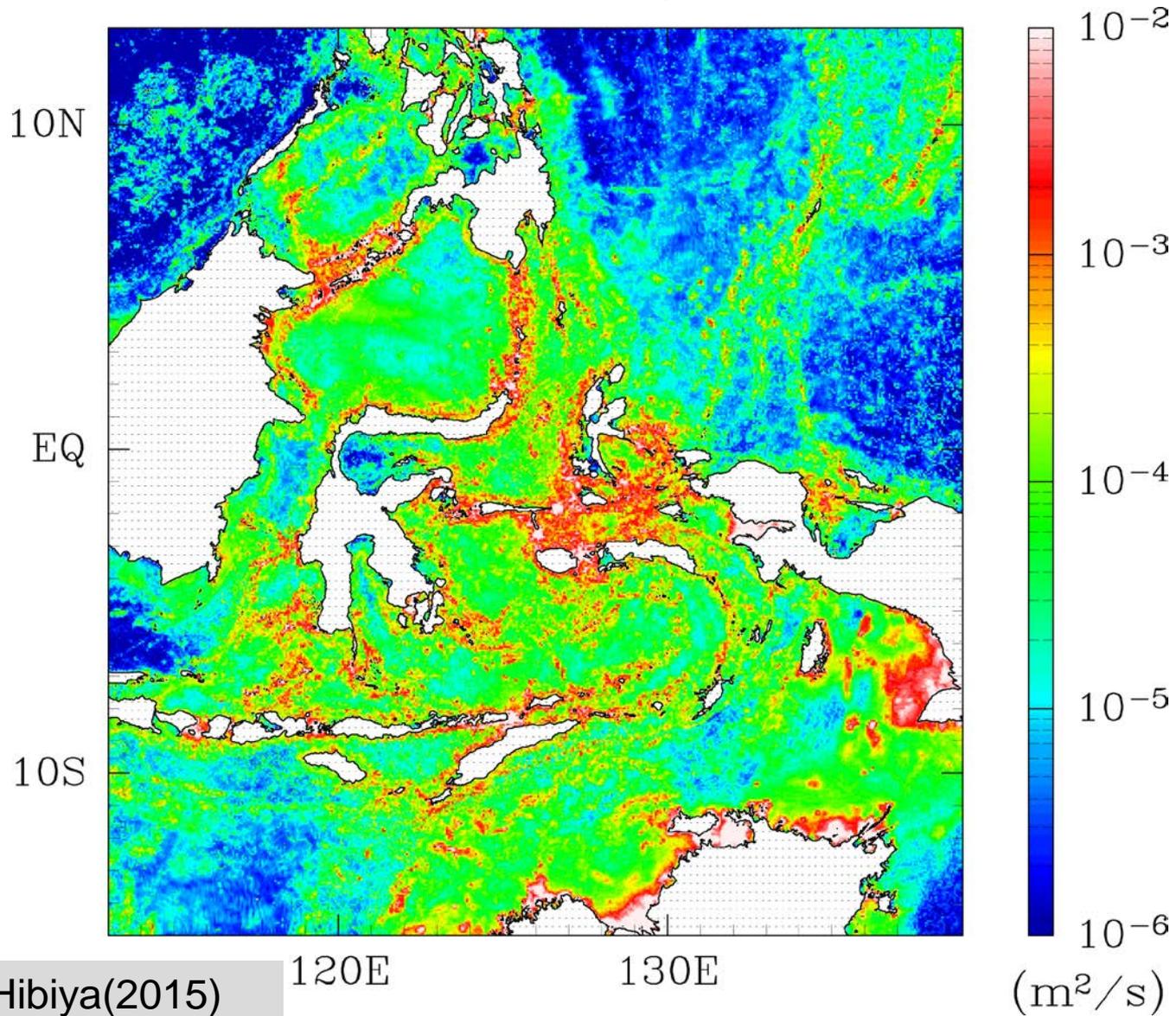
積分時間: 21潮汐周期

水深 1000 m における鉛直流速 (m/s)



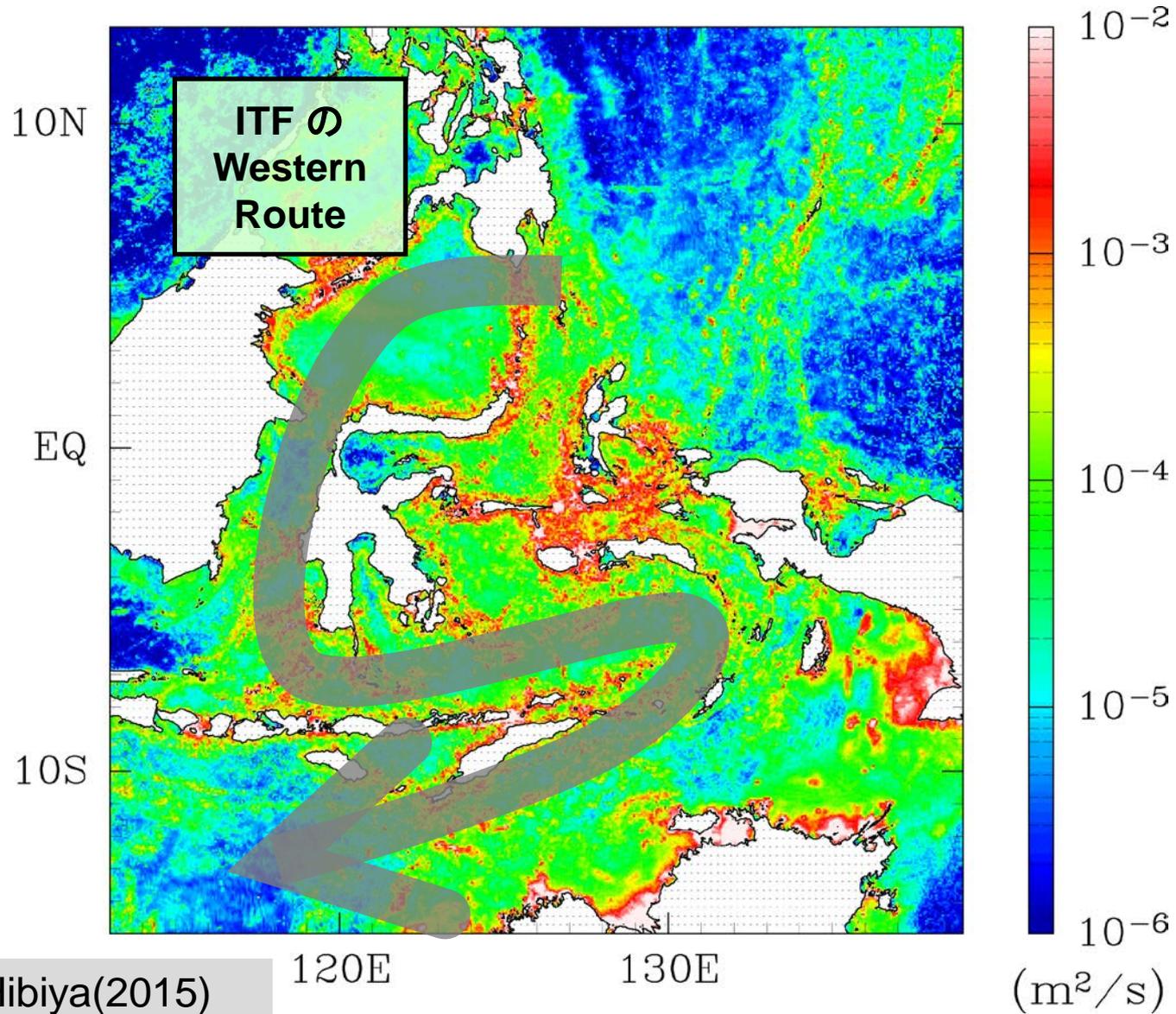
高解像度数値実験から見積もられた潮汐混合強度分布と観測航路

数値モデルから見積もられた鉛直拡散係数（深度平均）



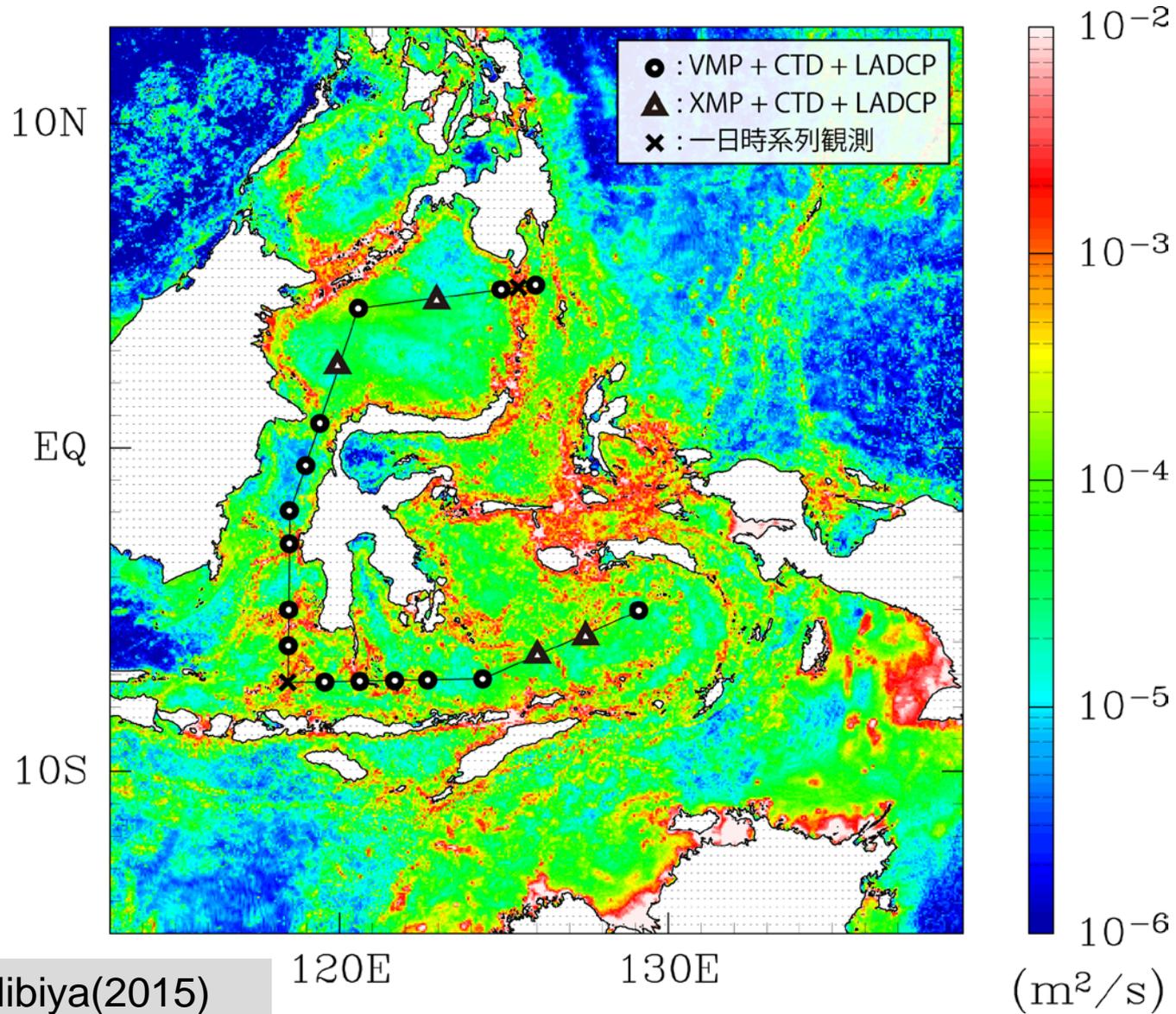
高解像度数値実験から見積もられた潮汐混合強度分布と観測航路

数値モデルから見積もられた鉛直拡散係数（深度平均）

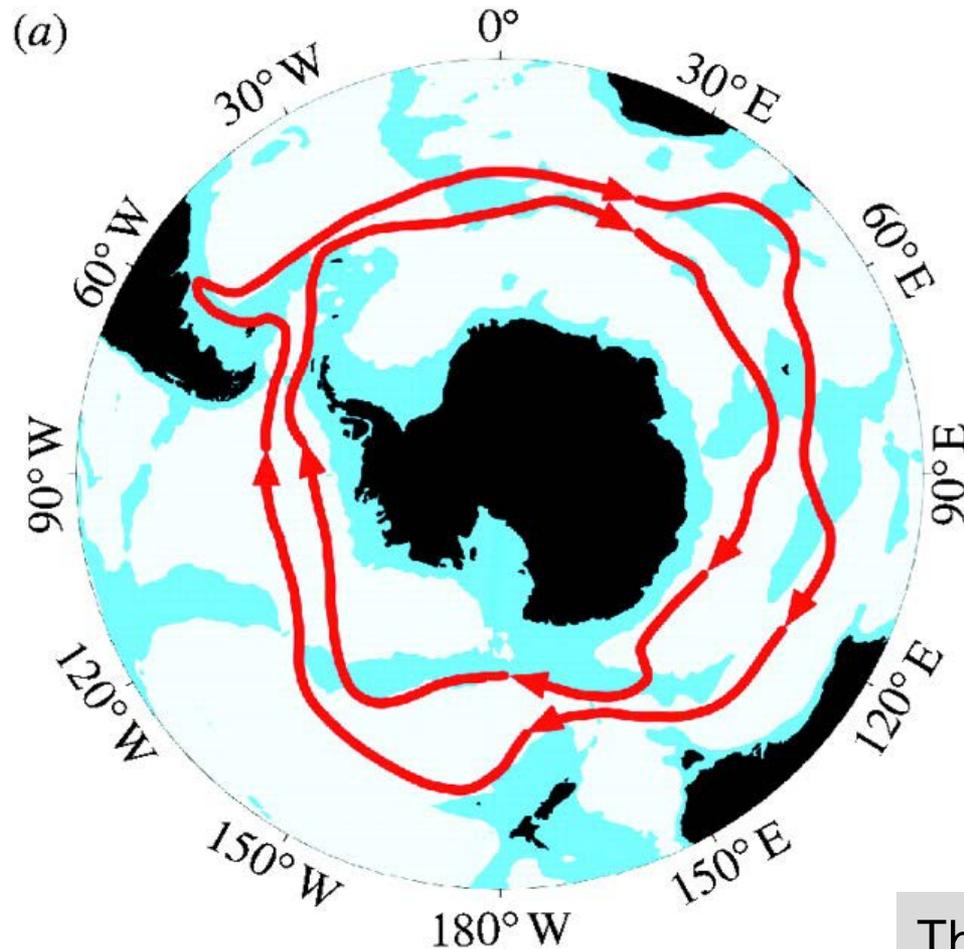


高解像度数値実験から見積もられた潮汐混合強度分布と観測航路

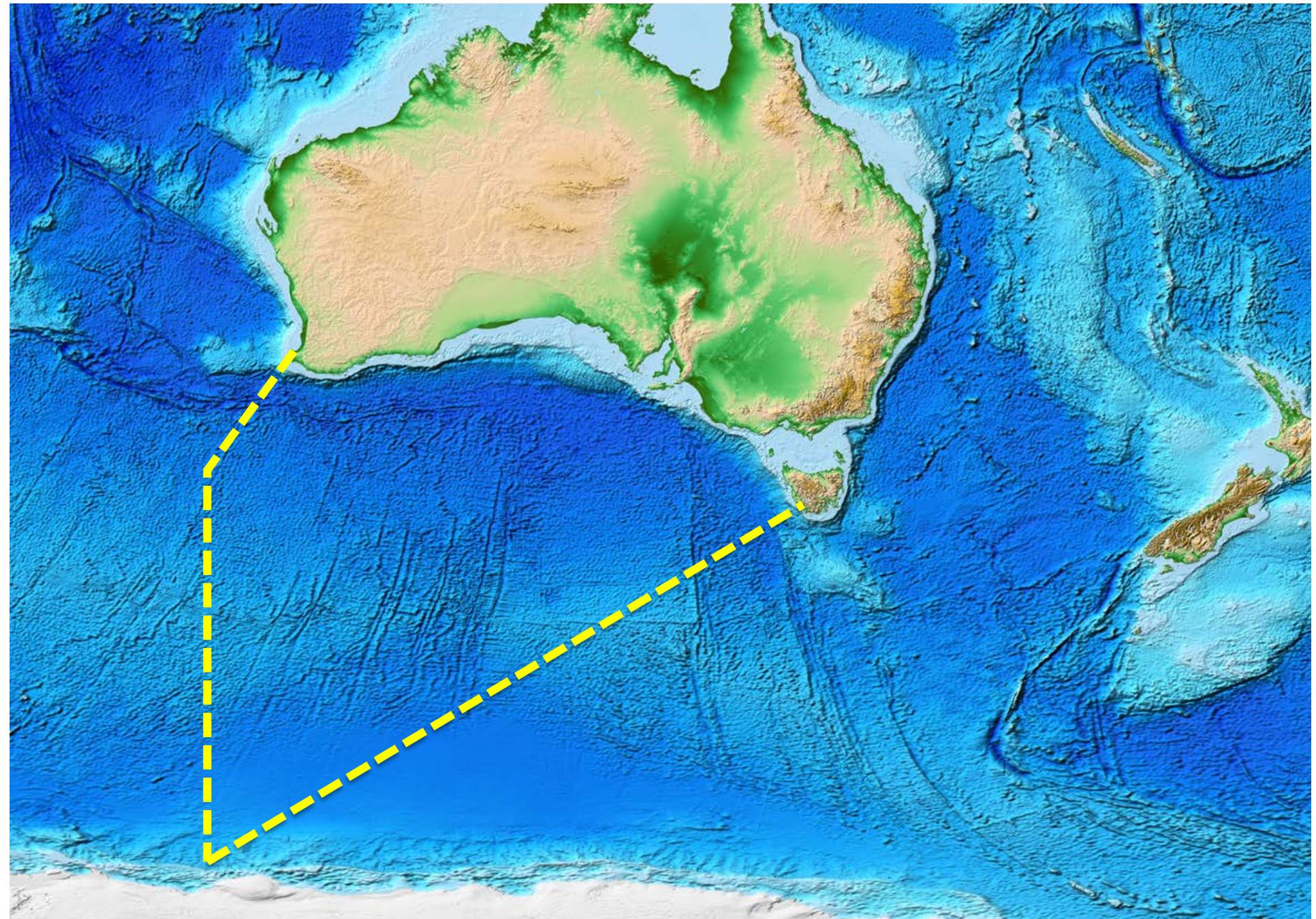
数値モデルから見積もられた鉛直拡散係数（深度平均）



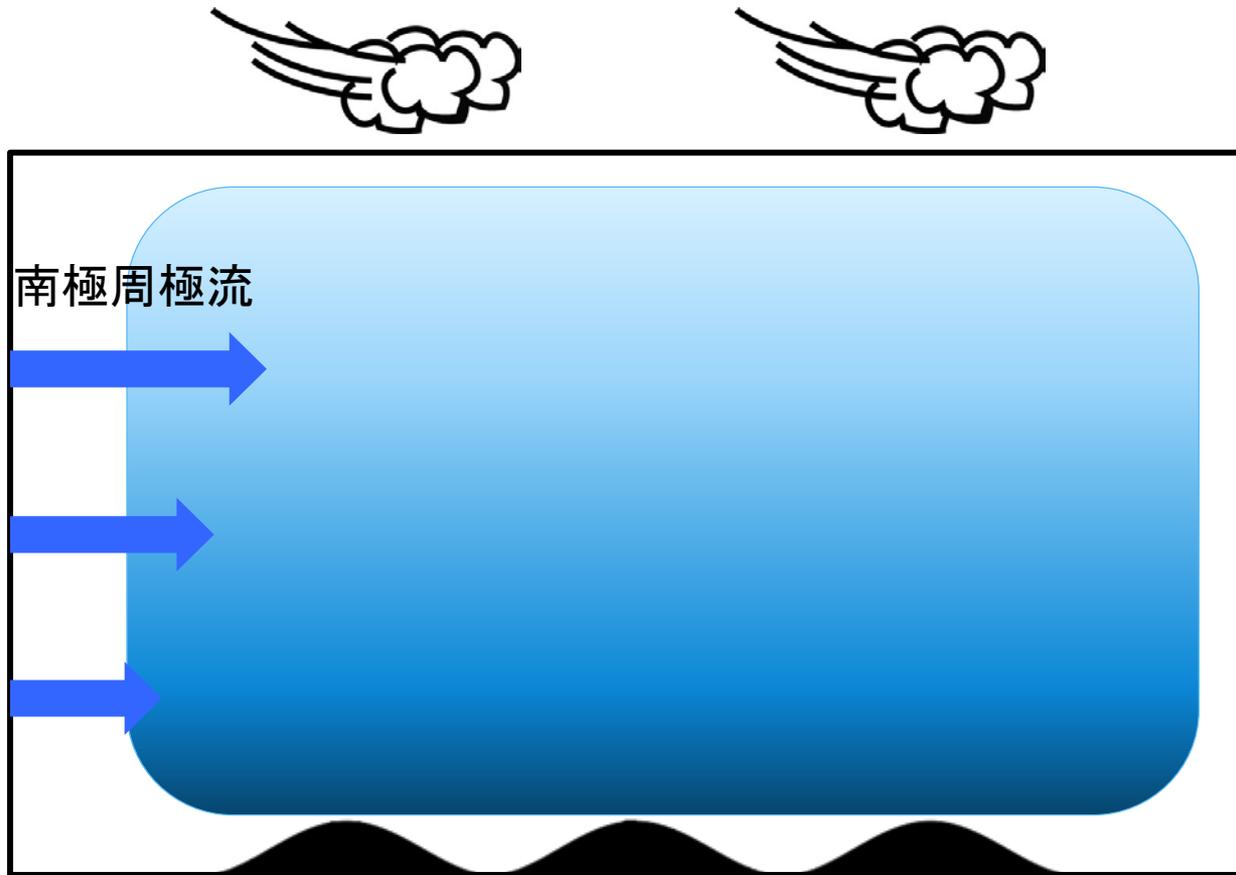
南大洋（南極海）



- 南大洋は東西境界のない周極的な構造を持つ唯一の大洋！
- 上空の偏西風によって南極周極流が形成される。

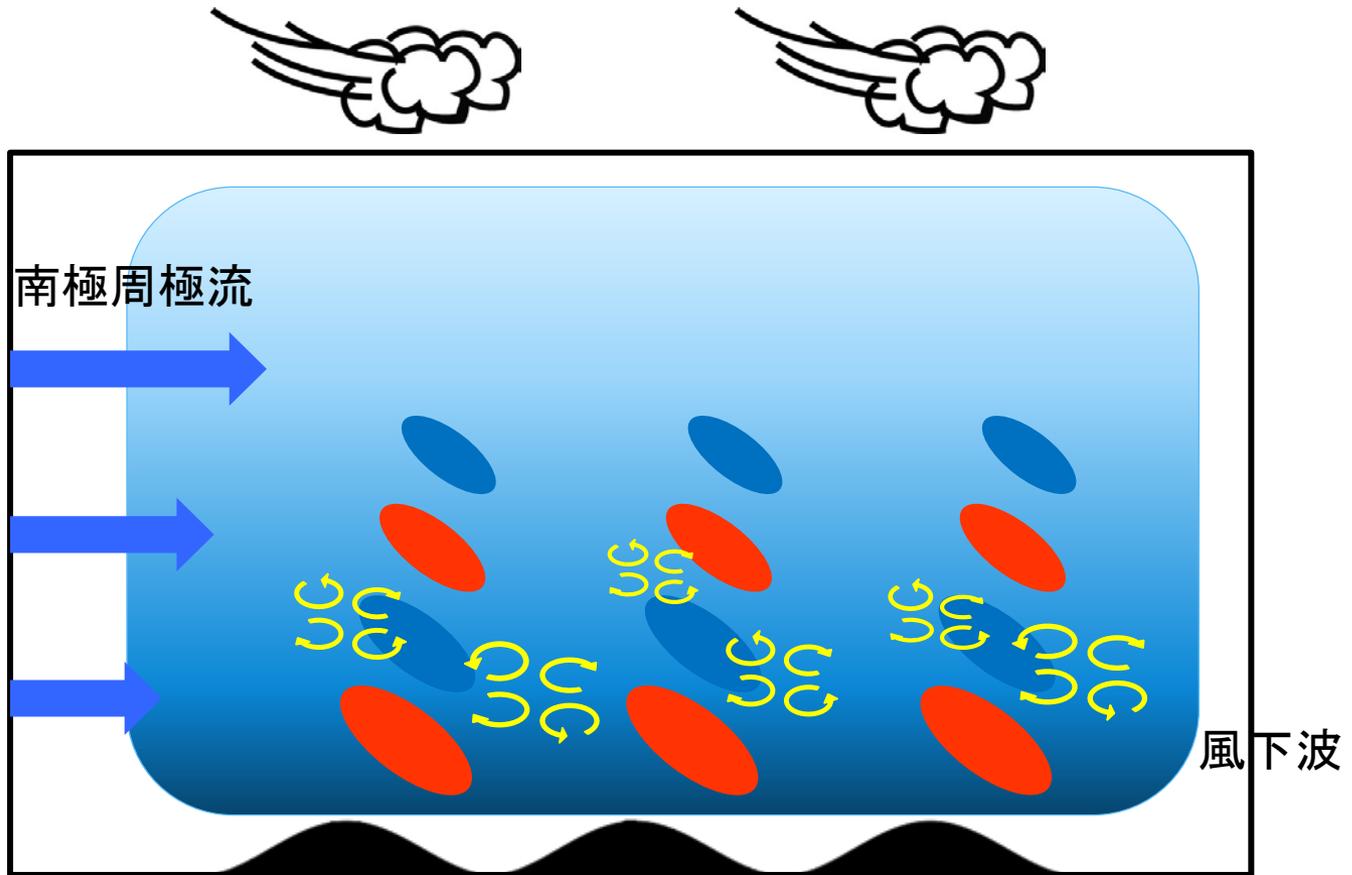


南極周極流の海域では“風起源の強い乱流”が励起される



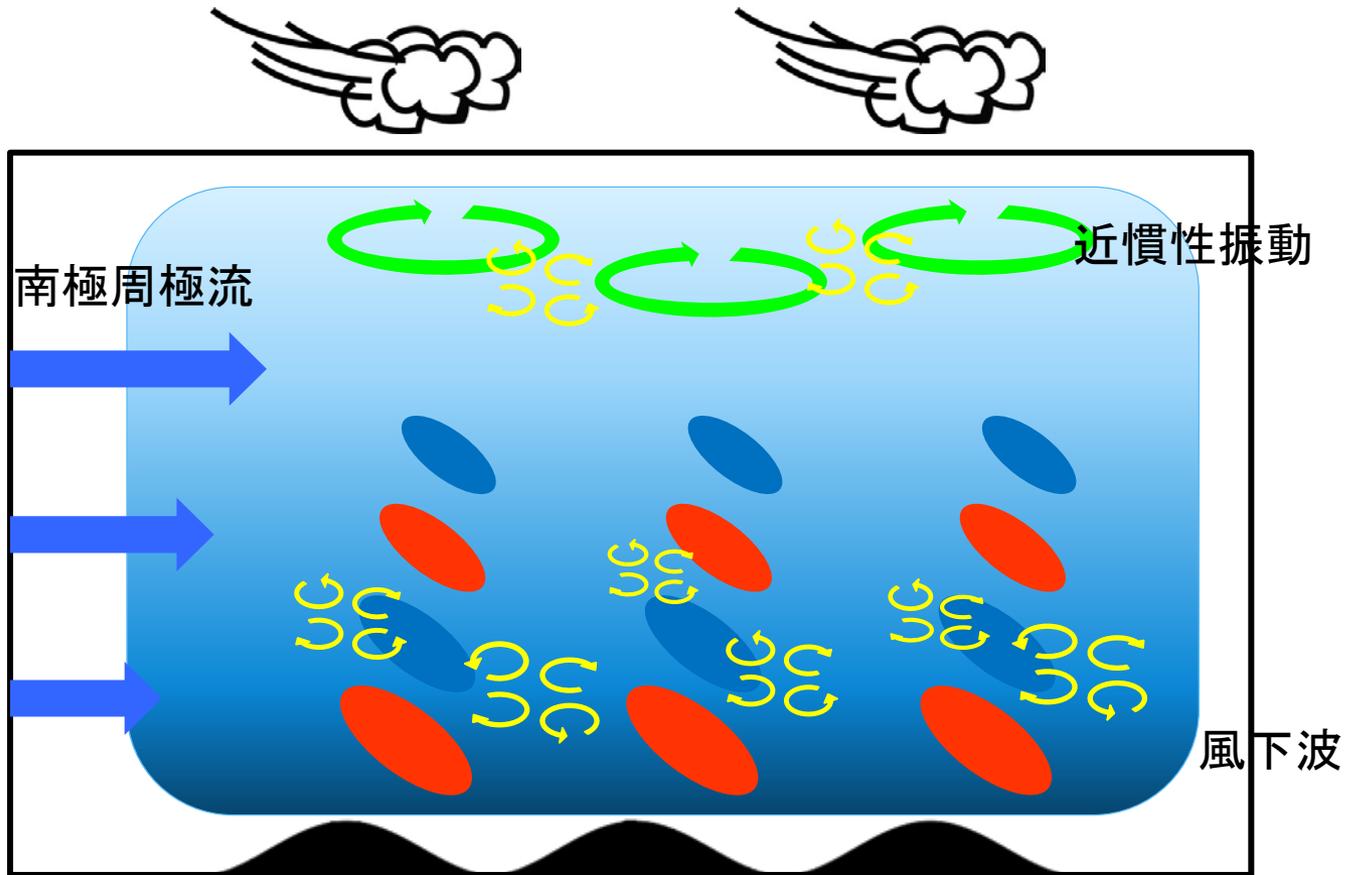
- 深層では、周極流が海底地形上を通過することで風下波が励起され、乱流混合が発生する。
- 表層では、風応力によって近慣性内部波が励起され、乱流混合が発生する。

南極周極流の海域では“風起源の強い乱流”が励起される



- 深層では、周極流が海底地形上を通過することで風下波が励起され、乱流混合が発生する。
- 表層では、風応力によって近慣性内部波が励起され、乱流混合が発生する。

南極周極流の海域では“風起源の強い乱流”が励起される

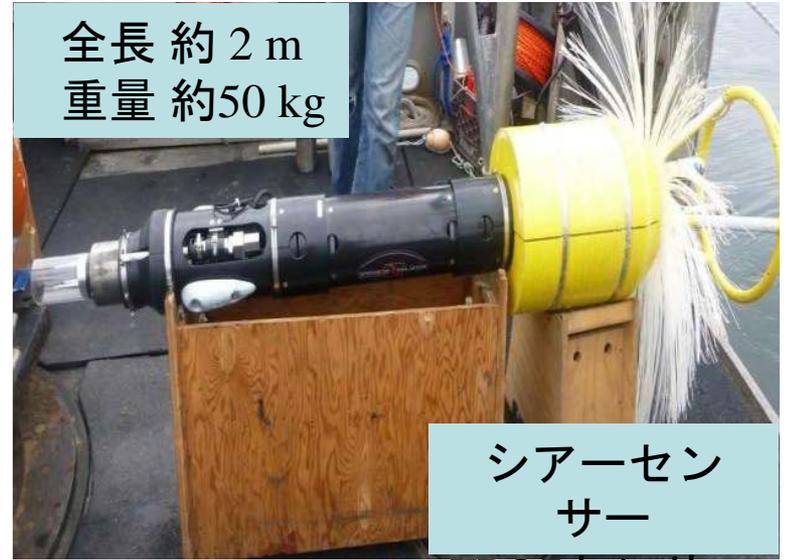


- 深層では、周極流が海底地形上を通過することで風下波が励起され、乱流混合が発生する。
- 表層では、風応力によって近慣性内部波が励起され、乱流混合が発生する。

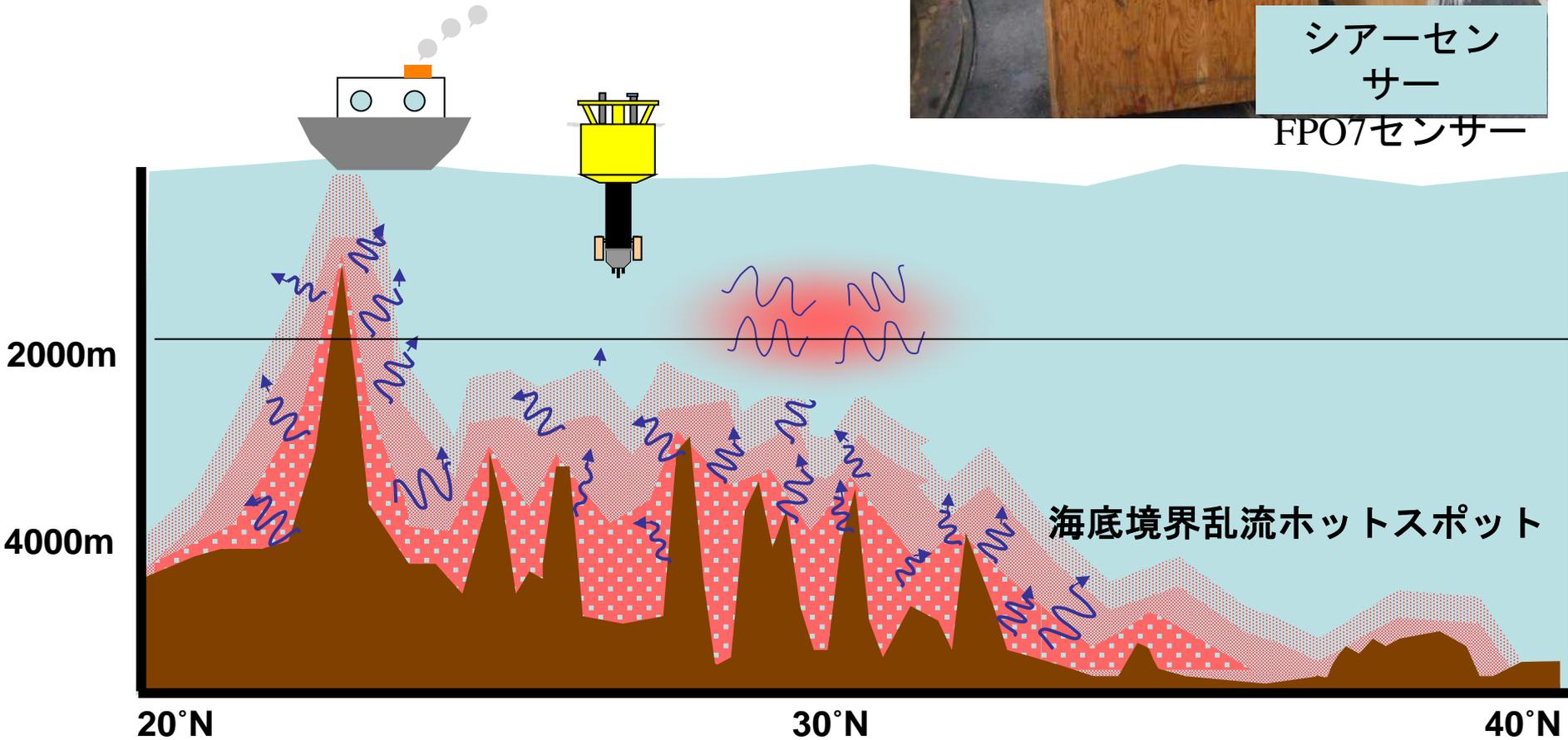
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



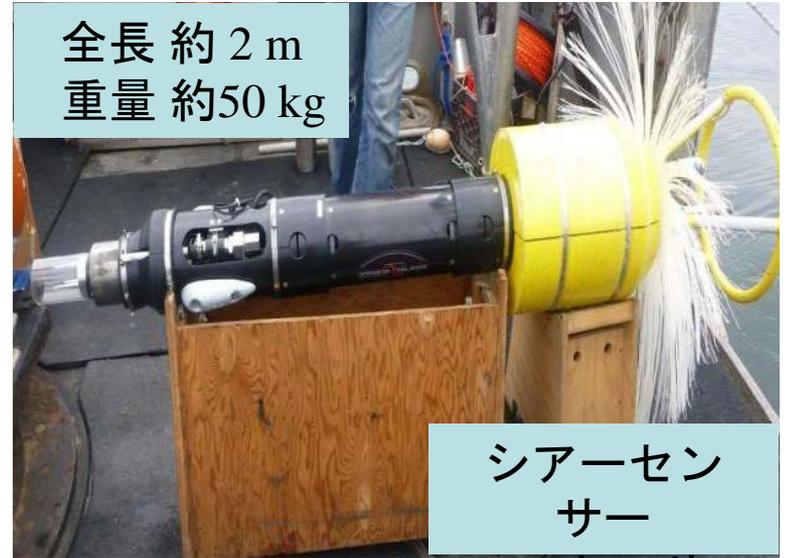
シアーセン
サー
FPO7センサー



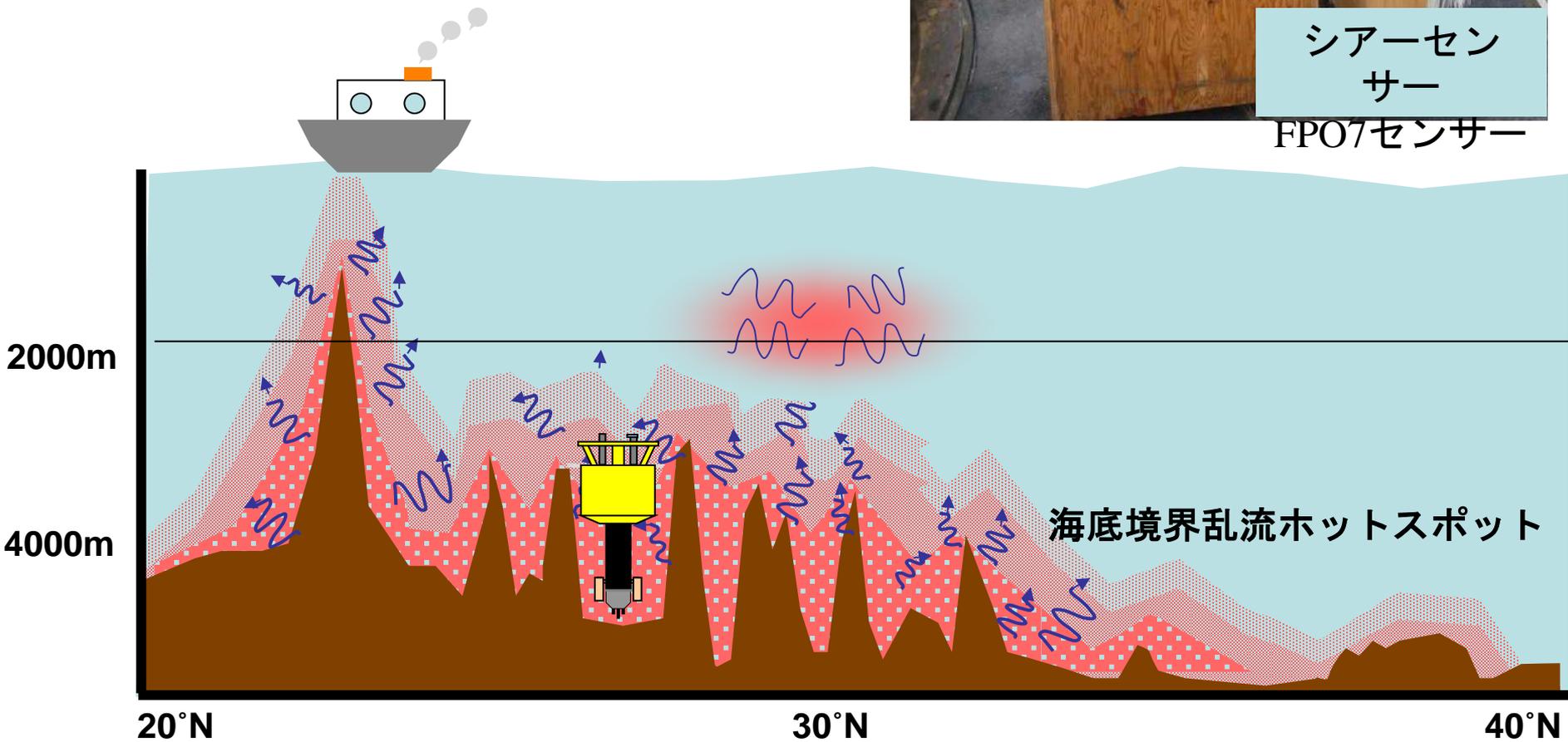
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



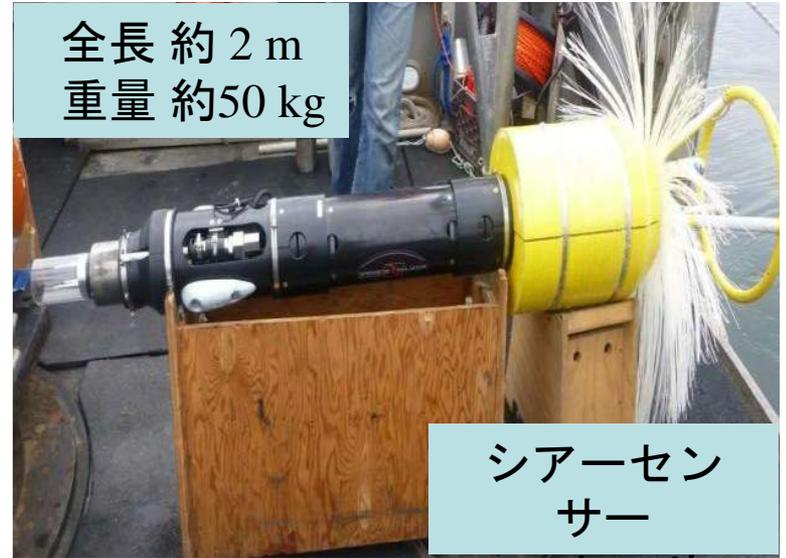
シアーセン
サー
FPO7センサー



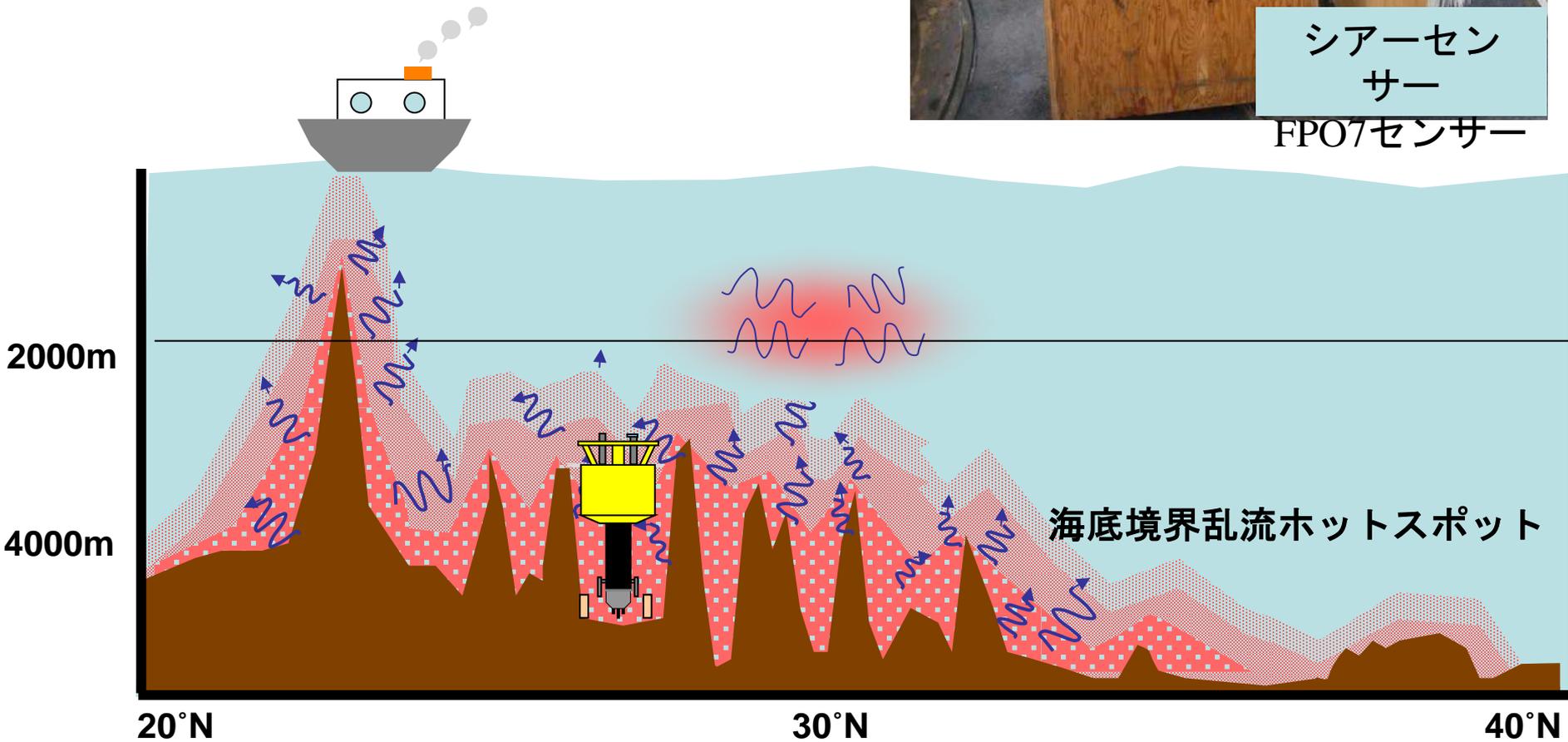
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



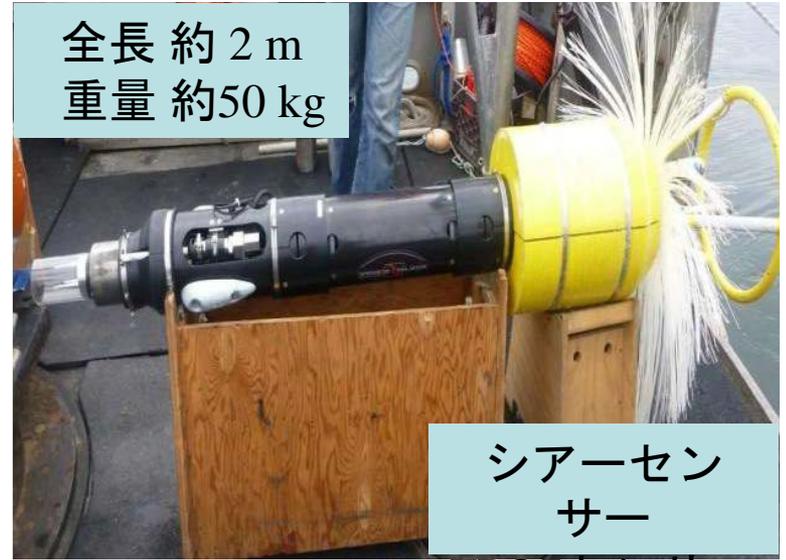
シアーセン
サー
FPO7センサー



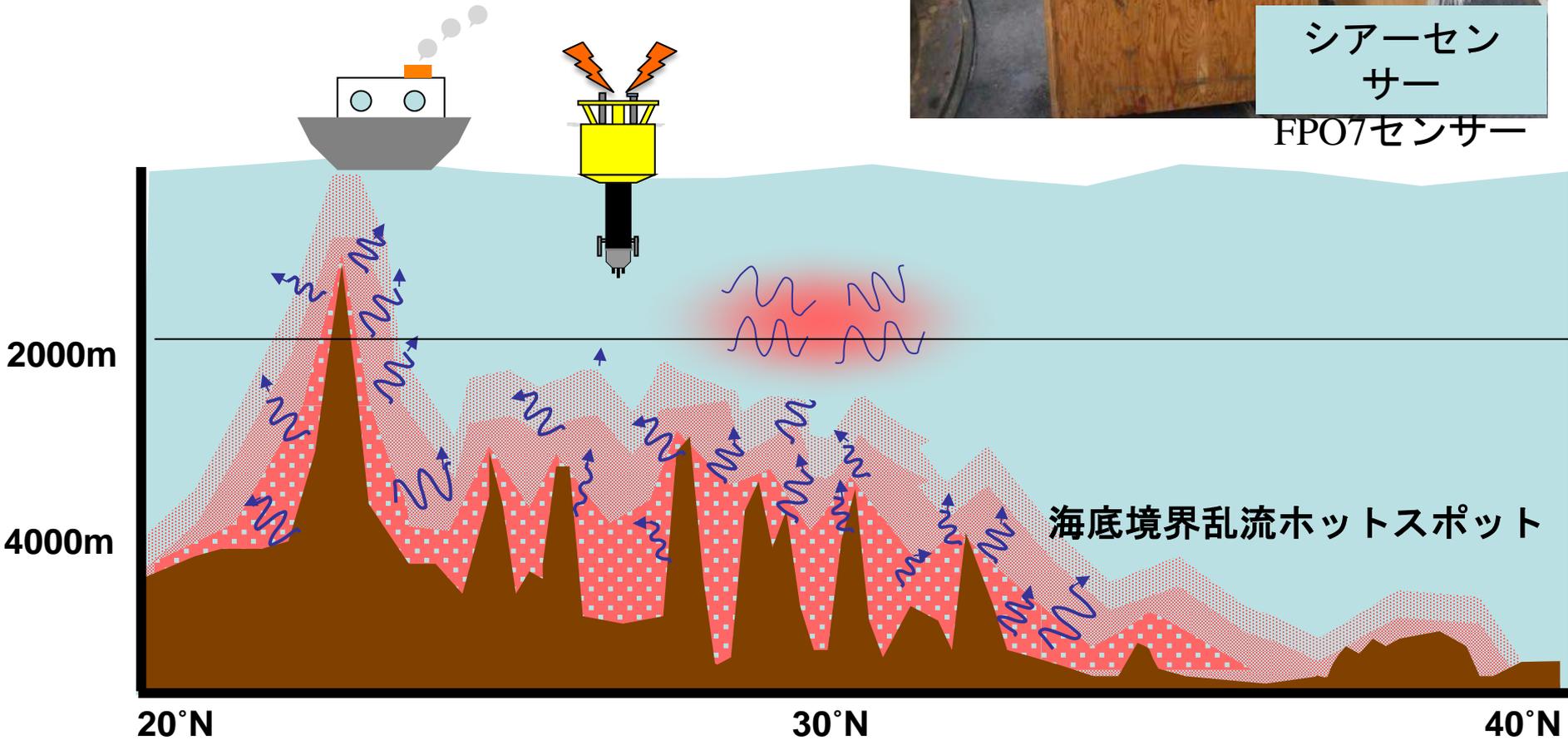
投下式超深海乱流計 VMP-X

VMP-X (カナダ Rockland 社製)

全長 約 2 m
重量 約 50 kg



シアーセン
サー
FPO7センサー



参考文献

- Alford, M. H., Gregg, M. C., Llyas, M., 1999: Diapycnal mixing in the Banda Sea: Results of the first microstructure measurements in the Indonesian Throughflow, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2741–2744.
- Endoh, T. Hibiya, T., 2007: Meridional overturning circulation of the deep Pacific estimated assuming the vertical advective-diffusive balance, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L11602.
- Furuichi, N., Hibiya, T., Niwa, Y., 2005: Bispectral analysis of energy transfer within the two-dimensional oceanic internal wave field, *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 2104–2109.
- Furuichi, N., Hibiya, T., Niwa, Y., 2008: Model-predicted distribution of wind-induced internal wave energy in the world's oceans, *J. Geophys. Res.*, **113**, C09034.
- Garrett, C., Munk, W., 1975: Space-time scale of internal waves: a progress report, *J. Geophys. Res.*, **80**, 291–297.
- Gordon, A. L., 2005: Oceanography of the Indonesian seas and their throughflow, *Oceanography*, **18**(4), 14–27.
- Gregg, M. C., 1989: Scaling turbulent dissipation in the thermocline, *J. Geophys. Res.*, **94**, 9686–9698.
- Gregg, M. C., 1993: Estimation and Geography of diapycnal mixing in the stratified ocean, In Physical processes in lakes and oceans, edited by J. Imberger, American Geophysical Union, 668pp.
- Gregg, M. C., Sanford, T. B., Winkel, D. P., 2003: Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters, *Nature*, **422**, 513–515.
- Henye, F. S., Wright, J., 1986: Energy and action flow through the internal wave field: an Eikonal approach, *J. Geophys. Res.*, **91**, 8487–8495.
- Hibiya, T., Furuichi, N., Robertson, R., 2012: Assessment of fine-scale parameterizations of turbulent dissipation rates near mixing hotspots in the deep ocean, *Geophys. Res. Lett.*, **39**, 1–6.
- Hibiya, T., Nagasawa, M., Niwa, Y., 2002: Nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum at mid and high latitudes, *J. Geophys. Res.*, **107**(C11), 3207.
- Hibiya, T., Nagasawa, M., Niwa, Y., 2006: Global mapping of diapycnal diffusivity in the deep ocean based on the results of expendable current profiler (XCP) surveys, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L03611.
- Hibiya, T., Nagasawa, M., Niwa, Y., 2007: Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline observed using a microstructure profiler, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L24602.
- Ijich, T., Hibiya, T., 2015: Frequency-based correction of finescale parameterization of turbulent dissipation in the deep ocean, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, **32**, 1526–1535.
- Iwamae, N., Hibiya, T., 2012: Numerical study of tide-induced mixing over rough bathymetry in the abyssal ocean, *J. Oceanogr.*, **68**, 195–203.
- Lueck, R. G., Wold, F., Yamazaki, H., 2002: Oceanic velocity microstructure measurements in the 20th century, *J. Oceanogr.*, **58**, 153–174.
- Marshall, J., Speer, K., 2012: Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling, *Nature Geoscience*, **5**, 171–180.

- Mohri, K., Hibiya, T., Iwamae, N., 2010: Revisiting internal wave generation by tide-topography interaction, *J. Geophys. Res.*, **115**, C11001.
- Munk, W., Wunsch, C., 1998: Abyssal recipes II: energetics of tidal and mixing, *Deep Sea Res.*, **45**, 1977–2010.
- Müller, P., D’Asaro, E. Holloway, G., 1992: Internal gravity waves and mixing, EOS, Transactions, American Geophysical Union, 73, 25–32.
- Nagai, T., Hibiya, T., 2015: Internal tides and associated vertical mixing in the Indonesian Archipelago, *J. Geophys. Res.*, **120**, 3373–3390.
- Nagasawa, M., Hibiya, T., Niwa, Y., Watanabe, M., Isoda, Y., Takagi, S., Kamei, Y., 2002: Distribution of fine-scale shear in the deep waters of the North Pacific obtained using expendable current profilers, *J. Geophys. Res.*, **107**(C12), 3221.
- Nagasawa, M., Niwa, Y., Hibiya, T., 2000: Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the North Pacific, *J. Geophys. Res.*, **105**, 13933–13943.
- Niwa, Y., Hibiya, T., 1997: Nonlinear processes of energy transfer from traveling hurricanes to the deep ocean internal wave field, *J. Geophys. Res.*, **102**, 12469–12477.
- Niwa, Y., Hibiya, T., 1999: Response of the deep ocean internal wave field to traveling midlatitude storms as observed in long term current measurements, *J. Geophys. Res.*, **104**, 10981–10989.
- Niwa, Y., Hibiya, T., 2001: Numerical study of the spatial distribution of the M2 internal tide in the Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, **106**, 22441–22449.
- Niwa, Y., Hibiya, T., 2011: Estimation of baroclinic tide energy available for deep ocean mixing based on three-dimensional global numerical simulations, *J. Oceanogr.*, **67**, 493–502.
- Niwa, Y., Hibiya, T., 2014: Generation of baroclinic tide energy in a global three-dimensional numerical model with different spatial grid resolutions, *Ocean Modelling*, **80**, 59–73.
- Onuki, Y., Hibiya, T., 2015: Excitation mechanism of near-inertial waves in baroclinic tidal flow caused by parametric subharmonic instability, *Ocean Dyn.*, **65**, 107–113.
- Osborn, T. R., 1980: Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 83–89.
- Polzin, K. L., Toole, J. M., Schmitt, R. W., 1995: Finescale parameterizations of turbulent dissipation, *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 306–328.
- Polzin, K. L., Toole, J. M., Ledwell, J. R., Schmitt, R. W., 1997: Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean, *Science*, **276**, 93–96.
- Sprintall, J., Gordon, A. L., Koch-Larrouy, A., Lee, T., Potemra, J. T., Pujiana, K., Wijffels, S. E., 2014: The Indonesian seas and their role in the coupled ocean-climate system, *Nature Geoscience*, **7**, 487–492.
- St.Laurent, L. C., Simmons, H. L., Jayne, S. R., 2002: Estimating tidally driven mixing in the deep ocean, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 2106.

- Stommel, H., 1958: The abyssal circulation, *Deep-Sea Research*, **5**, 80–82.
- Thompson, A. F., 2008: The atmospheric ocean: eddies and jets in the Antarctic Circumpolar Current, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **366**, 4529–4541.
- Toggweiler, J. R., 1994: The ocean's overturning circulation, *Physics today*, **47**(11), 45–50.
- Tsujino, H., Hasumi, H., Sugimoto, N., 2000: Deep Pacific circulation controlled by vertical diffusivity at the lower thermocline depths, *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2853–2865.
- Watanabe, M., Hibiya, T., 2002: Global estimates of the wind-induced energy flux to inertial motions in the surface mixed layer, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1239.
- Whalen, C.B., Talley, L.D., MacKinnon, J.A., 2012: Spatial and temporal variability of global ocean mixing inferred from Argo profiles, *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L18612.
- Wijesekera, H., Padman, L., Dillon, T., Levine, M., Paulson, C., Pinkel, R., 1993: The application of internal-wave dissipation models to a region of strong mixing, *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 269–286.
- 丹羽 淑博, 2006: 深層乱流に供給される内部波エネルギーの空間分布に関する数値的研究 (2004 年度日本海洋学会岡田賞受賞記念論文), *海の研究*, 15, 395–417.
- 丹羽 淑博, 日比谷, 紀之, 2009: 内部潮汐波のグローバル分布に関する数値シミュレーション, 第 2 3 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, D5-3.
- 日比谷 紀之, 丹羽, 淑博, 1998: 大気擾乱から海洋深層の内部波場へのエネルギー輸送過程—乱流拡散率マッピングの試み—, *月刊海洋*, 30, 512–518.
- 角皆 静男, 1981: 太平洋および大西洋深層水の年令決定法とその応用, *地球化学*, 15, 70–76.
- 高木 智章, 2014: 深海底上で潮汐流により励起された内部波エネルギーの散逸過程に関する数値的研究～海底境界混合のパラメタリゼーションに向けて～, 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻・修士論文.