

# Enforcing conservation of atmospheric axial angular momentum in CAM FV: Method and results in CESM2 and NorESM2 simulations

Thomas Toniazzo

AMWG meeting, Boulder 28 February 2017

# Enforcing conservation of atmospheric axial angular momentum in CAM FV: Method and results in CESM2 and NorESM2 simulations

Thomas Toniazzo

AMWG meeting, Boulder 28 February 2017

---

# An angular momentum fixer for CAM FV

Thomas Toniazzo

AMWG meeting, Boulder 28 February 2017

---

# An angular momentum fixer for CAM FV

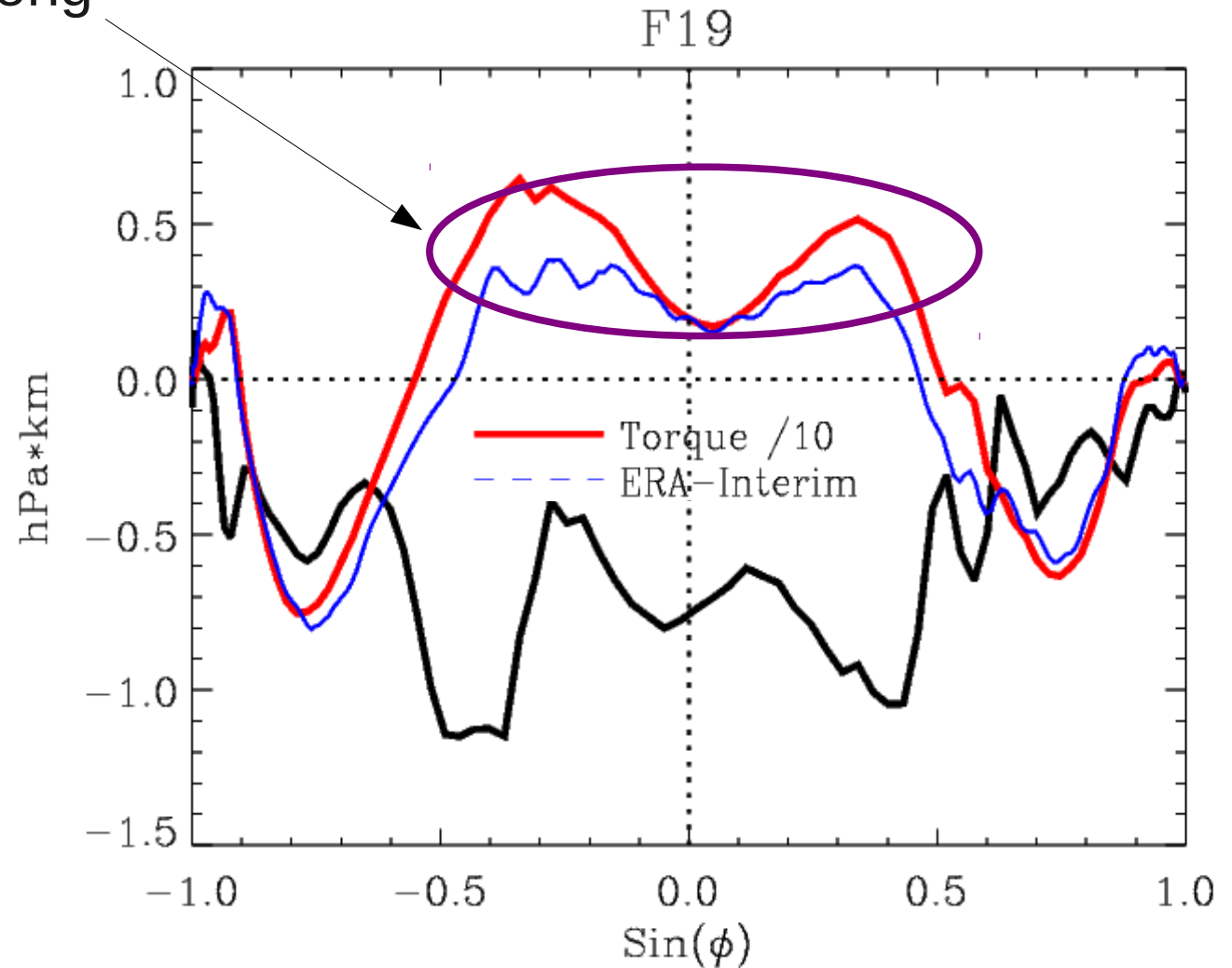
Thomas Toniazzo

with help from Peter Lauritzen, Steve Goldhaber, Christiane  
Jablonowski, Jim Edwards, Alok Gupta, Cecile Hannay

AMWG meeting, Boulder 28 February 2017

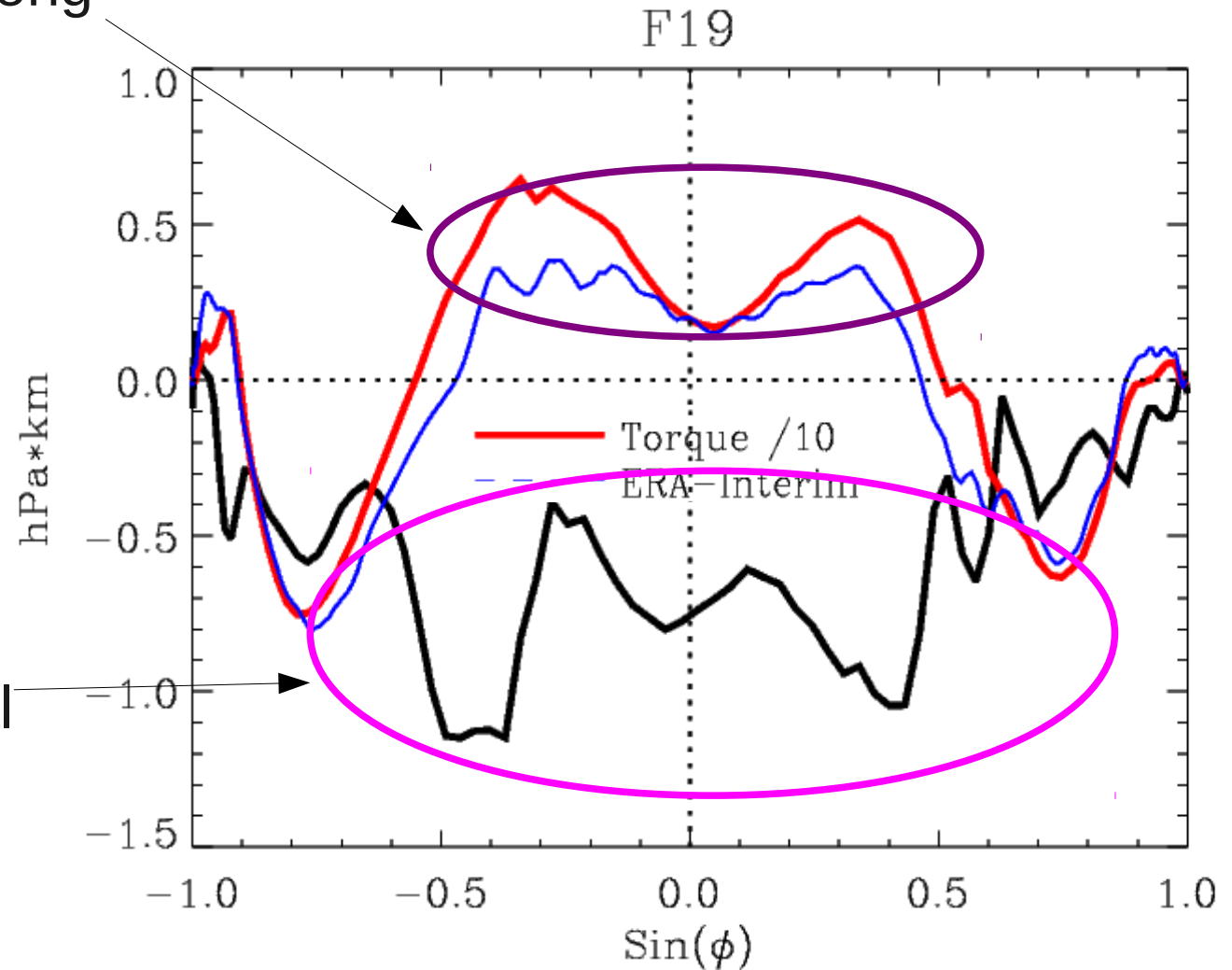
# Persistent CAM/CESM/NorESM biases

- Double ITCZ, excessive precipitation
- Hadley circulation too symmetric and too intense
- Trade winds too strong



# Persistent CAM/CESM/NorESM biases

- Double ITCZ, excessive precipitation
- Hadley circulation too symmetric and too intense
- Trade winds too strong



AND a large  
numerical sink of axial  
angular momentum



# Informational

## (modifications to the Lin & Rood (1997) FV dynamical core in CAM, plus a global fixer)

### II. Analysis of potential causes and approaches to correction.

#### 1. Minor issues: geometry and interpolations

We identified several small issues on points which have a minor effect on AM conservation. We consequently made code changes to the effect that:

- harmonic terms and Coriolis parameter at cell edges are consistently redefined as point values while those at cell centres are set to represent cell-average values (*dynamics\_vars.F90*);
- the order of the advection scheme is kept the same (4th) for all model layers, instead of reducing it to 1st in the top layer and to 2nd up to the 8-th layer (*cd\_core.F90*);
- an additional conservation check is applied in the vertical remapping of zonal wind (*te\_map.F90*) and column momentum is conserved in the moist-mass adjustment at the end of physics (*physics\_types.F90*);
- wind updates are applied as forces, i.e. mass-weighted, in both physics and dynamics (*cd\_core.F90* and *uv3s\_update.F90*);
- the surface-stress residual resulting from closure of the diffusion operator (in physics) is applied in full rather than partially (*diffusion\_solver.F90*).

The net impact of applying these modifications is a reduction in the magnitude of the AM sink by about 10%. All simulations presented here include these simple changes.

#### 2. Pressure-gradient force

Simmons and Burridge (1981) derive the discrete form that pressure and geopotential terms need to take in a hydrostatic model on general vertical coordinates in order to ensure conservation of axial angular momentum. Their Equation (3.8) can be generalised to:

$$(\alpha \partial_\lambda p + \partial_\lambda \phi)_k = - \left( \frac{\Delta \phi}{\Delta p} \right)_k \partial_\lambda p_{k-1/2} + \partial_\lambda \phi_{k+1/2} + \frac{1}{\Delta p_k} \partial_\lambda [a_k (\alpha p)_k \Delta p_k]$$

where  $\phi$  is the geopotential,  $p$  the pressure, and  $\alpha \equiv -\partial_\eta \phi / \partial_\eta p$  is the specific volume. The index  $k$  refers to the vertical level,  $\Delta p_k \equiv p_{k+1/2} - p_{k-1/2}$  (and similarly for  $\phi$ );  $a_k$  are arbitrary constants (note these corresponds to S&B's "a" 's). Performing Lin's (1997) path integration around the finite-volume element on this expression yields the following form for the body force:

$$\oint \phi d\Pi = \delta_\lambda \left[ (\phi_{k+1/2} + a_k (\alpha p)_k) \Delta p_k \right] - \Delta (\bar{\phi} \delta_\lambda p)_k$$

where  $\delta_\lambda$  is the finite-difference operator in the zonal direction, and  $\bar{\phi}_{k \pm 1/2}$  is an average over  $\lambda$ . An expression identical in form to Lin's (1997) Equation (11) is recovered if it is assumed that

$$a_k = \frac{\Delta \phi_k}{2(\alpha p)_k} \quad \wedge \quad \bar{\phi} = \frac{\phi_{\lambda+1/2} + \phi_{\lambda-1/2}}{2}$$

The resulting, angular-momentum preserving expression however contains the *physical* pressure rather than the general pressure function  $\pi$ . Accordingly, we replaced the integration variable  $p_k$  in the relevant section of *cd\_core.F90* with true interface pressure. The effect was seen to be very small, although beneficial. We have also retained this change in all the experiments presented here.

**5. Last, a fixer** In addition to the correction, we also tested the effect on the simulations of using AM «fixers», which add an arbitrary zonal-wind increment counteracting the global torque implied by the advective-only increments obtained in *sw\_core*. This was done in one of two ways. In the first (the **additive fixer**), a solid-body rotation is added everywhere; in the second (the **multiplicative fixer**), zonal-mean advective increments of the zonal wind that have a sign opposite of that of the apparent torque are multiplied by a global factor such as to ensure conservation. Note that we do **not** 'fix' pressure torques. The implementation is done in *dyn\_comp.F90*.

#### 3. FFSL extension of PPM

Lin and Rood's (1997; hereafter L&R) implement a flux-form semi-Lagrangian extension of Colella and Woodward's (1984) PPM algorithm. Its impact was tested by using the FV3 implementation of the code on a cubed-sphere grid (courtesy of Steve Goldhaber), run in pure Eulerian mode. In this simulation the AM sink is still substantial, even if about 25% smaller than in standard-FV simulations of equivalent resolution. We concluded that the impact of the FFSL extension, while possibly important, does not *per se* constitute the primary cause of AM non-conservation in CAM-FV. Considering the development priority for standard CAM-FV, we did not carry out further tests with FV3 to this point.

#### 4. Form of kinetic-energy term

The evidence from our diagnostic tests and modifications points at the advective, shallow-water part of CAM-FV (Lin and Rood 1997) as the root of the AM conservation error. Its "vector-invariant" formulation (Arakawa and Lamb 1981) allows for different forms of the divergence to be used in the momentum and in the mass and tracer equations, leading to potential inconsistencies between the divergence of planetary and relative AM. In the momentum equations, the divergence is contained in a kinetic-energy (KE) gradient term, which due to the presence of a numerical symmetric instability (Hollingworth et al., 1983) is expressed as the local gradient of a Lagrangean-average KE. This breaks the finite-volume assumptions used for other quantities, e.g. vorticity. The problem is intrinsic to the numerical discretisation scheme and cannot be eliminated. We therefore formulated a zonal-mean correction as follows. Enforce the AM conservation law:

$$\int d\lambda \partial_t (\Delta p u a \cos^2 \theta) = - \int d\lambda \partial_\theta (\Delta p u v \cos^2 \theta) + \int d\lambda \Delta p f v \cos^2 \theta$$

by adding a zonal-mean zonal-wind tendency term to the "vector-invariant" form:

$$\partial_t \bar{u} = \frac{1}{\int d\lambda \Delta p} \left[ \int d\lambda \Delta p \left( \frac{1}{a \cos \theta} \partial_\lambda K - \zeta v \right) - \int d\lambda \frac{1}{a \cos^2 \theta} \partial_\theta (\Delta p u v \cos^2 \theta) - \int d\lambda u \partial_t \Delta p \right]$$

Here,  $K$  is the KE plus the contribution from explicit divergence damping used in FV. In the continuum limit the expression on the right-hand side reduces simply to the mass-weighted zonal average of the zonal gradient of  $K - (u^2 + v^2)/2$ . In discrete form however the last two terms must be approximated. Within the L&R scheme the second one is especially problematic. After a few attempts, we decided to discretise it as

$$\frac{1}{a \cos^2 \theta} \partial_\theta (\Delta p u v \cos^2 \theta) = \frac{1}{a \cos \theta} [\Delta p v \partial_\theta (u \cos \theta) + u \partial_\theta (v \Delta p \cos \theta)]$$

with  $u$  interpreted as the state-vector D-grid wind and  $v$  as the advective C-grid wind. Using the mass conservation equation, this allows to discretise the two last terms together in a form consistent with L&R:

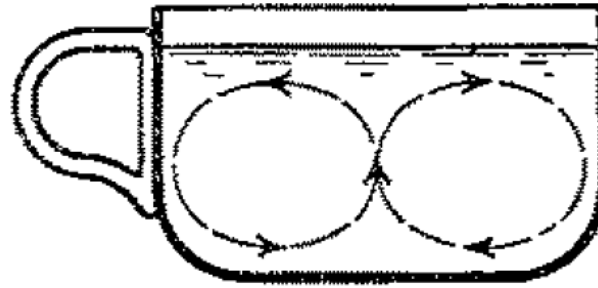
$$\delta_c \bar{u} = \frac{1}{\int d\lambda \Delta p_{t+\Delta t}} \left[ \int d\lambda \Delta p^\theta \left[ \frac{\Delta t}{a \cos \theta \delta_\lambda} \delta_\lambda K - Y(v^*, \Delta t; \zeta_\lambda) \right] + \bar{u}^{\Delta t} F(u^*, \Delta t, \Delta p^\theta) \right]$$

where the notation of L&R is used for the operators  $Y$  and  $F$  and  $\zeta_\lambda \equiv \frac{1}{a \cos \theta} \partial_\lambda v$ . We will refer to this modification of L&R (computed in *sw\_core.F90* and applied in *cd\_core.F90*) as the **correction**.



# Concepts

## A. How to stir your tea



Einstein (1926)

Fig. 1.

## B. What's this got to do with us

where

$$0 = -\nabla \cdot (\mathbf{v}M) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial M}{\partial z} \right), \quad (7)$$

$$M = \Omega a^2 \cos^2 \theta + ua \cos \theta$$

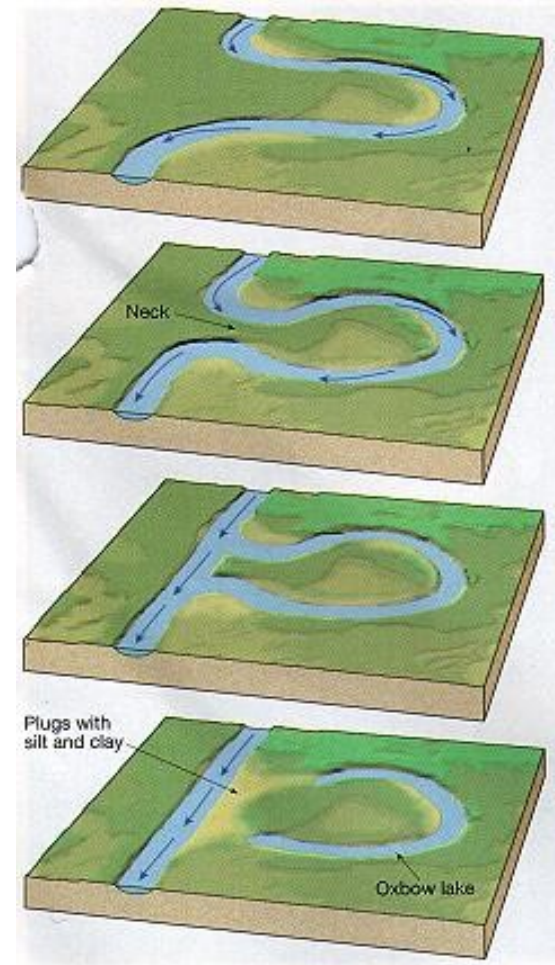
Schneider (1977), Held & Hou (1980)

## C. strength of the HC is proportional to AM cycle

$$fV_G \approx Cu(0) - \nu \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{\delta}, \quad (20)$$

$$V_G \equiv \int_0^{\delta} v dz$$

# Rivers «meander»





nen gefunden werden, normale  $e$ -Werte gefunden werden, wenn stark verdampfende Teilchen genommen werden. Da wohl kaum behauptet werden kann, daß der Ladungswert der Teilchen in Wirk-

lichkeit vom Verdampfungsprozeß beeinflusst werde, so können natürlich diese Messungen auch als ein erneuter Beweis für die Nichtexistenz des Subelektrons herangezogen werden.

## Die Ursache der Mäanderbildung der Flußläufe und des sogenannten Baerschen Gesetzes.

Von A. EINSTEIN, Berlin.

Es ist allgemein bekannt, daß Wasserläufe die Tendenz haben, sich in Schlangenlinien zu krümmen, statt der Richtung des größten Gefälles des Geländes zu folgen. Ferner ist den Geographen wohlbekannt, daß die Flüsse der nördlichen Erdhälfte die Tendenz haben, vorwiegend auf der rechten Seite zu erodieren; Flüsse auf der Südhalbkugel verhalten sich umgekehrt (BAERSCHES Gesetz). Versuche zur Erklärung dieser Erscheinungen liegen in großer Zahl vor, und ich bin nicht sicher, ob dem Fachmann irgend etwas, was ich hierüber im folgenden sage, neu ist; Teile der darzulegenden Überlegungen sind jedenfalls bekannt. Da ich jedoch niemand gefunden habe, der die in Betracht kommenden ursächlichen Zusammenhänge vollständig gekannt hätte, halte ich es doch für richtig, dieselben im folgenden kurz qualitativ darzulegen.

Zunächst ist es klar, daß die Erosion desto stärker sein muß, je größer die Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar an dem betreffenden Ufer ist, bzw. je steiler der Abfall der Strömungsgeschwindigkeit zu Null hin an einer ins Auge gefaßten Stelle der Flußwandung ist. Dies gilt unter allen Umständen, gleichgültig ob die Erosion auf mechanischer Wirkung oder auf physikalisch-chemischen Faktoren (Auflösung von Bodenbestandteilen) beruht. Wir haben daher unser Augenmerk auf diejenigen Umstände zu richten, welche die Steilheit des Geschwindigkeits-Abfalles an der Wandung beeinflussen.

In beiden Fällen beruht die Asymmetrie bezüglich des ins Auge zu fassenden Geschwindigkeitsgefälles indirekt auf der Ausbildung eines Zirkulationsvorganges, auf den wir zunächst unser Augenmerk richten wollen. Ich beginne mit einem kleinen Experiment, das jeder leicht wiederholen kann.

Es liege eine mit Tee gefüllte Tasse mit flachem Boden vor. Am Boden sollen sich einige Teeblättchen befinden, die dadurch am Boden festgehalten sind, daß sie etwas schwerer sind als die von ihnen verdrängte Flüssigkeit. Versetzt man die Flüssigkeit mit einem Löffel in Rotation, so sammeln sich die Teeblättchen alsbald in der Mitte des Bodens der Tasse. Der Grund dieser Erscheinung ist folgender: Durch die Drehung der Flüssigkeit wirkt auf diese eine Zentrifugalkraft. Diese würde an sich zu keiner Modifikation der Strömung der Flüssigkeit Veranlassung geben, wenn diese rotierte wie ein starrer Körper. Aber

in der Nähe der Wandung der Tasse wird die Flüssigkeit durch die Reibung zurückgehalten, so daß sie dort mit geringerer Winkelgeschwindigkeit umläuft als an anderen, mehr im Innern gelegenen Stellen. Im besonderen wird die Winkelgeschwindigkeit des Umlaufens und damit die Zentrifugalkraft in der Nähe des Bodens geringer sein als in größerer Höhe. Dies wird zur Folge haben, daß sich eine Zirkulation der Flüssigkeit von dem in Fig. 1 dargestellten Typus ausbildet, die so lange anwächst, bis sie unter der Wirkung der Bodenreibung stationär geworden ist. Die Teeblättchen werden durch diese Zirkulationsbewegung nach der Mitte der Tasse mitgenommen und dienen zu deren Nachweis.



Fig. 1.

Analog ist es bei einem Flusse, der eine Krümmung erleidet (Fig. 2). In allen Querschnitten des Flußlaufes wirkt, wo dieser gebogen ist, eine nach der Außenseite der Biegung (von A nach B) gerichtete Zentrifugalkraft. Diese ist aber in der Nähe des Bodens, wo die Strömungsgeschwindigkeit des Wassers durch Reibung reduziert ist, kleiner als in größerer Höhe über dem Boden. Dadurch bildet sich eine Zirkulation aus von der in der Figur angedeuteten Art. Aber auch da, wo keine Flußbiegung vorhanden ist, wird sich eine Zirkulation von der in Fig. 2 dargestellten Art ausbilden, wenn auch nur in schwachem Betrage, und zwar unter dem Einfluß der Erddrehung. Diese bewirkt nämlich eine quer zur Strömungsrichtung gerichtete Corioliskraft, deren nach rechts gerichtete Horizontalkomponente pro Masseneinheit der Flüssigkeit  $2v\Omega \sin\varphi$  beträgt, wenn  $v$  die Strömungsgeschwindigkeit,  $\Omega$  die Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde und  $\varphi$  die geographische Breite bedeutet. Da die Bodenreibung eine Abnahme dieser Kraft nach dem Boden hin bewirkt, so veranlaßt auch diese Kraft eine Zirkulationsbewegung von der in Fig. 2 angedeuteten Art.

Nach dieser vorbereitenden Überlegung kommen wir zurück auf die Frage der Geschwindigkeitsverteilung im Flußquerschnitt, welche ja für die Erosion maßgebend ist. Zu diesem Zweck müssen wir uns zuerst vergegenwärtigen, wie die (turbulente) Geschwindigkeitsverteilung in einem Flusse zustande kommt und aufrecht erhalten wird. Würde das vorher ruhende Wasser eines Flußlaufes durch Anbringen eines gleichmäßigen

verteilten beschleunigenden Kraftimpulses plötzlich in Bewegung gesetzt, so würde die Verteilung der Geschwindigkeit über den Querschnitt zunächst eine gleichmäßige sein. Erst allmählich würde sich durch den Einfluß der Wandreibung eine Geschwindigkeitsverteilung herstellen, bei welcher die Geschwindigkeit von den Wandungen aus nach dem Innern des Strömungsquerschnittes hin allmählich zunimmt. Eine Störung dieser (im groben Mittel) stationären Geschwindigkeitsverteilung über den Querschnitt würde sich (unter dem Einfluß der Flüssigkeitsreibung) nur langsam wieder ausgleichen. Die Hydrodynamik veranschaulicht den Vorgang der Einstellung jener

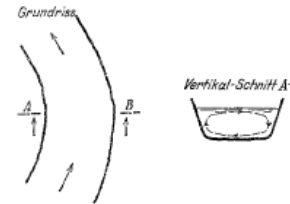


Fig. 2.

stationären Geschwindigkeitsverteilung in folgender Weise. Bei gleichmäßiger Strömungsverteilung (Potential-Strömung) sind alle Wirbelfäden an der Wandung konzentriert. Sie lösen sich los und bewegen sich langsam gegen das Innere des Flüssigkeitsquerschnittes vor, indem sie sich auf eine Schicht wachsender Dicke verteilen. Dabei nimmt das Geschwindigkeitsgefälle an der Wandung langsam ab. Unter der Wirkung der inneren Reibung der Flüssigkeit werden die Wirbelfäden im Innern des Flüssigkeitsquerschnittes langsam aufgezerrt und durch solche ersetzt, welche sich an der Wand neu bilden. So entsteht eine quasistationäre Geschwindigkeitsverteilung. Wesentlich für uns ist es, daß der Ausgleich der Geschwindigkeitsverteilung zur stationären Geschwindigkeitsverteilung hin ein langsamer Prozeß ist. Hierauf beruht es, daß bereits relativ geringfügige, stetig wirkende Ursachen die Verteilung der Geschwindigkeit über den Querschnitt erheblich zu beeinflussen vermögen.

Nun überlegen wir, was für einen Einfluß die

Corioliskraft bewirkt, in Fig. 2 dargestellte Zirkulationsbewegung, auf die Geschwindigkeitsverteilung über den Flußquerschnitt haben muß, die am raschesten bewegten Flüssigkeitsteilchen werden am weitesten von den Wandungen entfernt sein, also sich im oberen Teile über der Bodenmitte befinden. Diese raschesten Teile der Flüssigkeit werden durch die Zirkulation zur rechten Seitenwandung getrieben, während umgekehrt die linke Seitenwandung Wasser erhält, welches aus der Gegend nahe dem Boden stammt und eine besonders kleine Geschwindigkeit hat. Deshalb muß auf der rechten Seite (im Falle der Fig. 2) die Erosion stärker sein als auf der linken Seite. Man beachte, daß diese Erklärung wesentlich darauf beruht, daß die langsame Zirkulationsbewegung des Wassers darum einen erheblichen Einfluß auf die Geschwindigkeitsverteilung hat, weil auch der dieser Folge der Zirkulationsbewegung entgegenwirkende Ausgleichsvorgang der Geschwindigkeiten durch innere Reibung ein langsamer Vorgang ist.

Damit haben wir die Ursache der Mäanderbildung aufgeklärt. Aber auch gewisse Einzelheiten lassen sich ohne Mühe folgern. Die Erosion wird nicht nur an der rechten Seitenwand, sondern auch noch auf dem rechten Teil des Bodens verhältnismäßig groß sein müssen, so daß die Neigung bestehen wird, ein Profil von der in Fig. 3 angegebenen Gestalt zu bilden. Ferner wird das Wasser an die Oberfläche von der linken Seitenwand geliefert werden, also (besonders auf der linken Seite) an der Oberfläche weniger rasch bewegt sein als das Wasser in



Fig. 3.

etwas größerer Tiefe; dies hat man tatsächlich beobachtet. Ferner ist zu beachten, daß die Zirkulationsbewegung Trägheit besitzt. Die Zirkulation wird also erst hinter der Stelle der größten Biegung ihren maximalen Betrag erlangen, ebenso natürlich die Asymmetrie der Erosion. Dadurch wird im Verlaufe der Erosionsbildung ein Vorschreiten der Wellenlinien der Mäanderbildung im Sinne der Strömung stattfinden müssen. Endlich wird die Zirkulationsbewegung desto langsamer durch Reibung aufgezehrt werden, je größer der Flußquerschnitt ist; es wird also die Wellenlänge der Mäanderbildung mit dem Flußquerschnitt wachsen.

# The secondary circulation associated with river bends

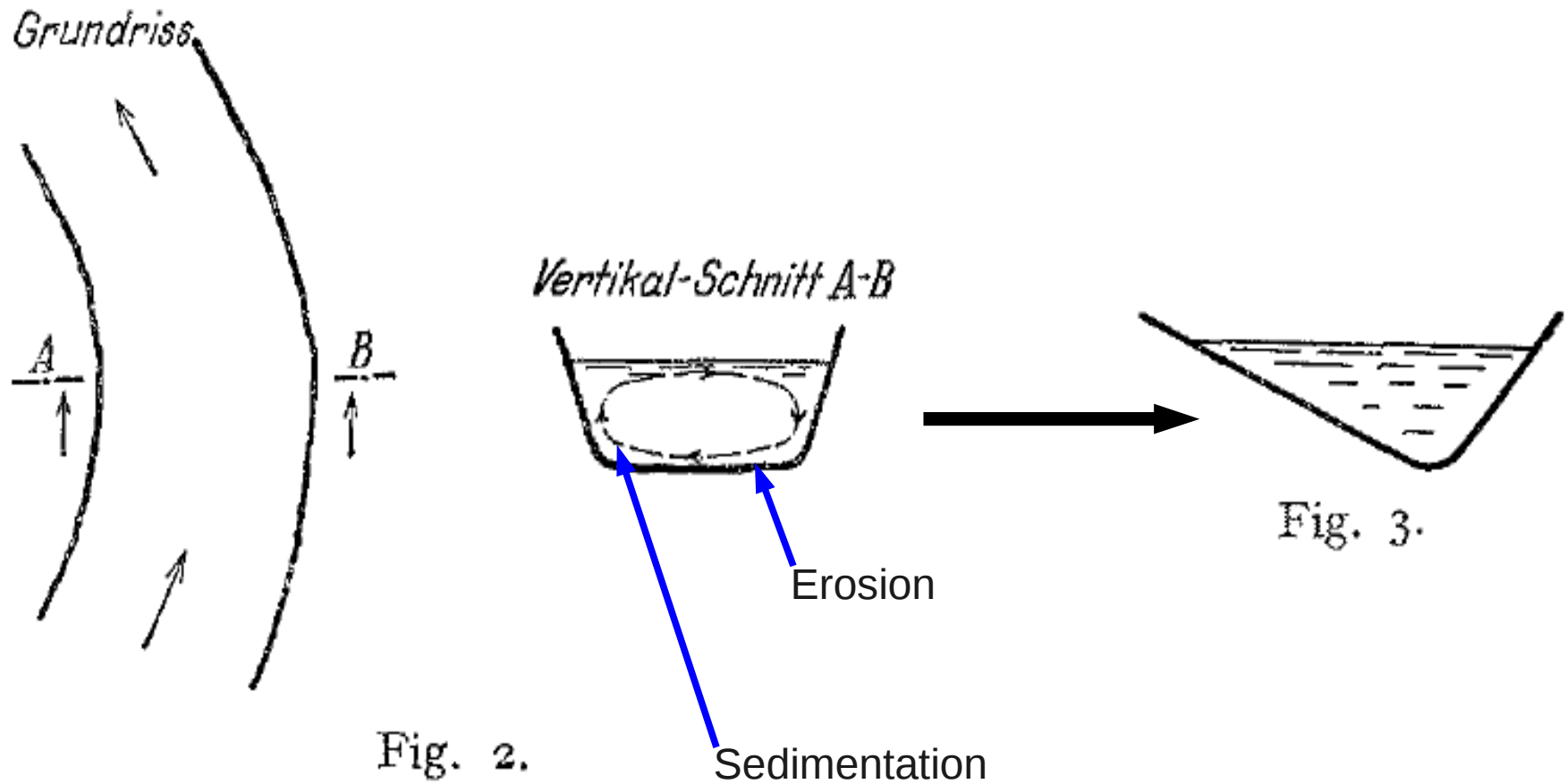


Fig. 2.

Fig. 3.

# What you do in your office

"Einstein's tea leaves"

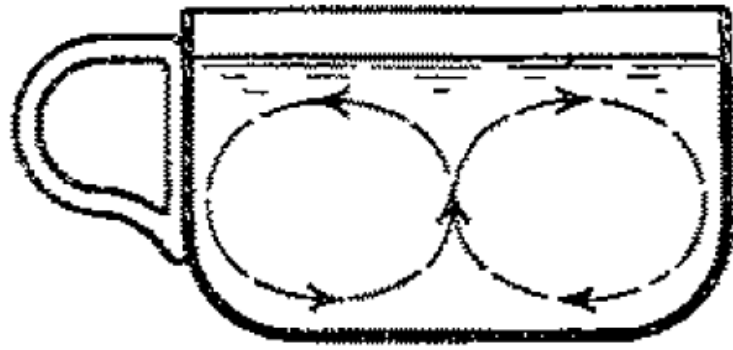
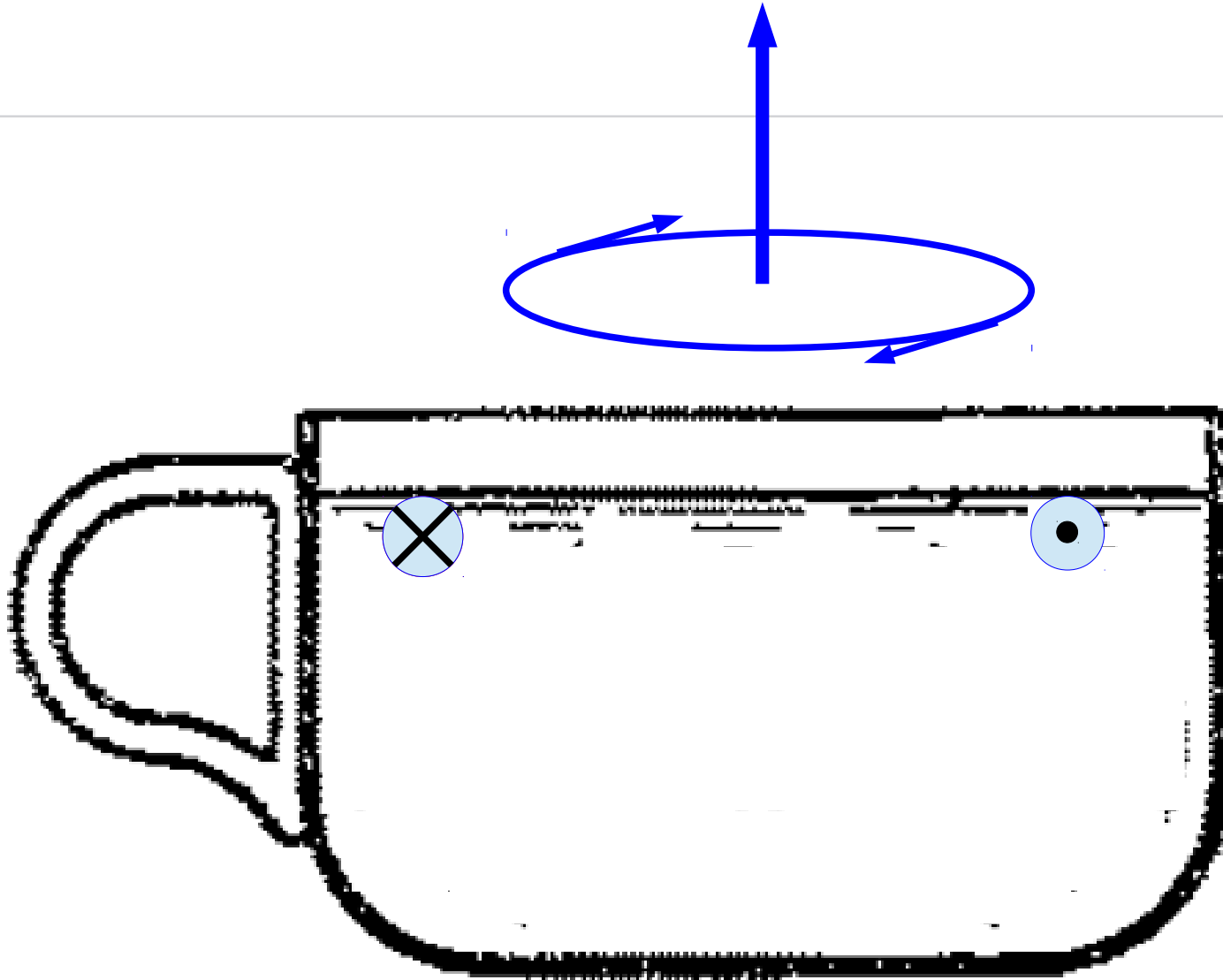


Fig. 1.

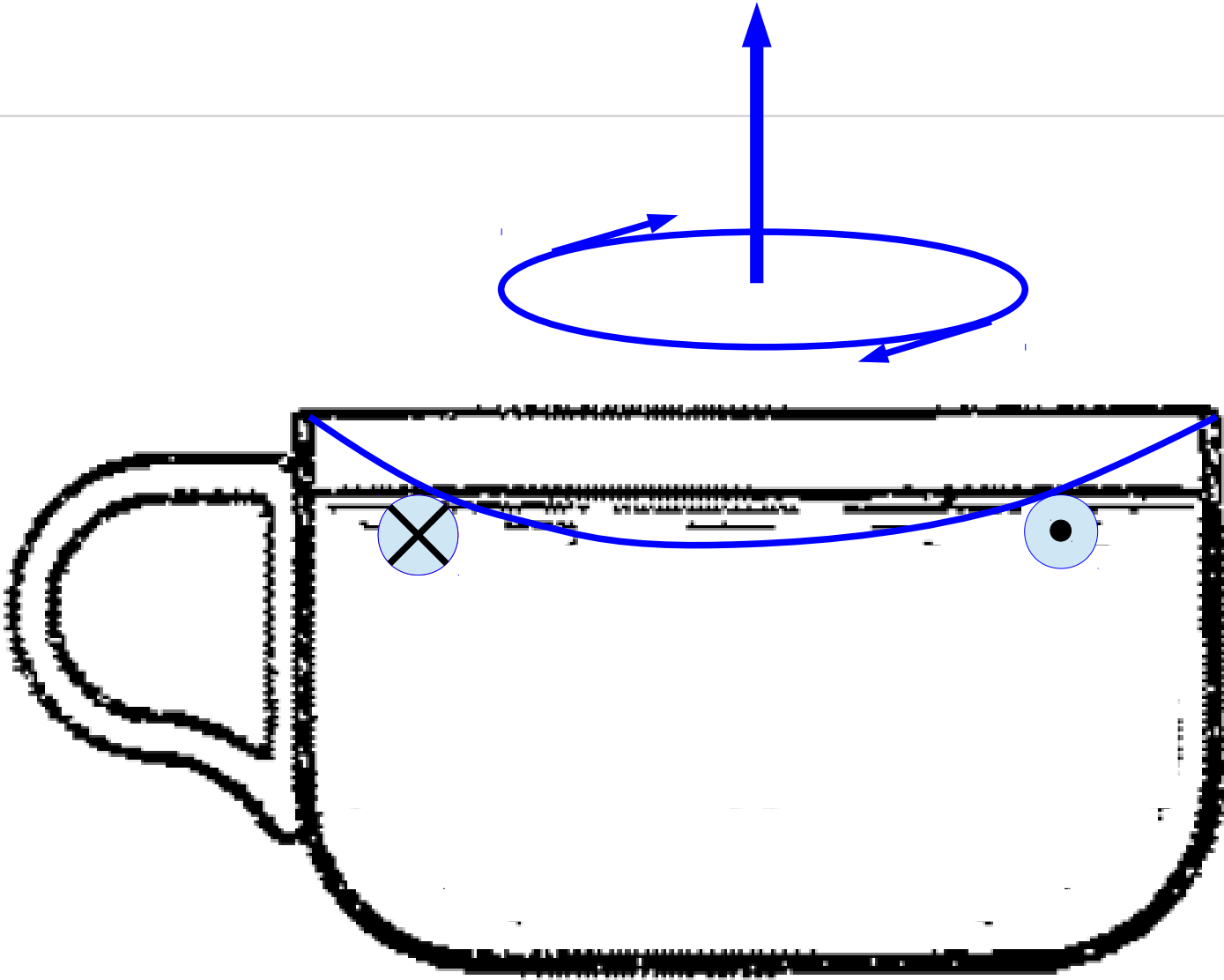
Start with a cup of (X) at rest



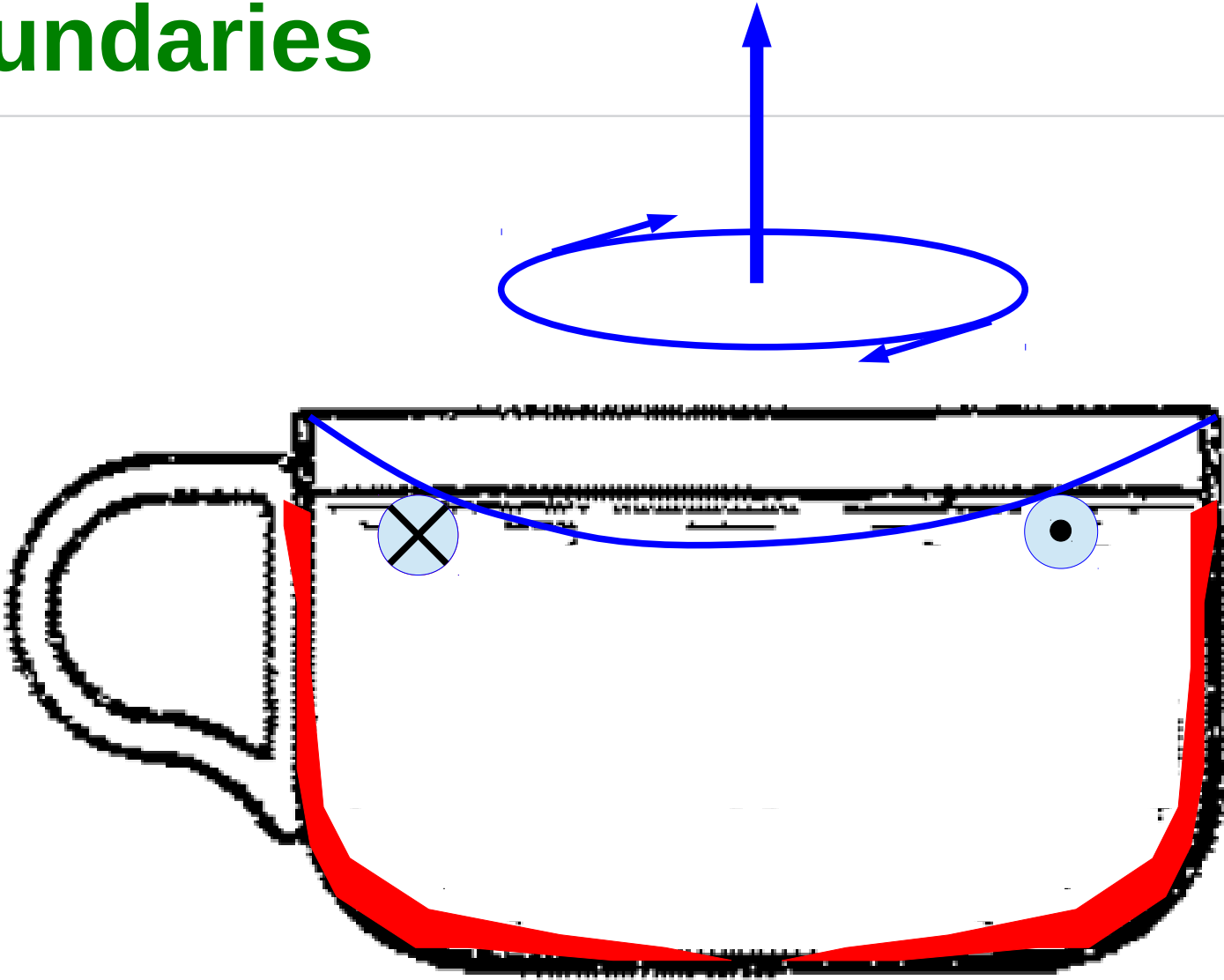
# Stir it: i.e., set the fluid in rotation



# 1. pressure equilibrates

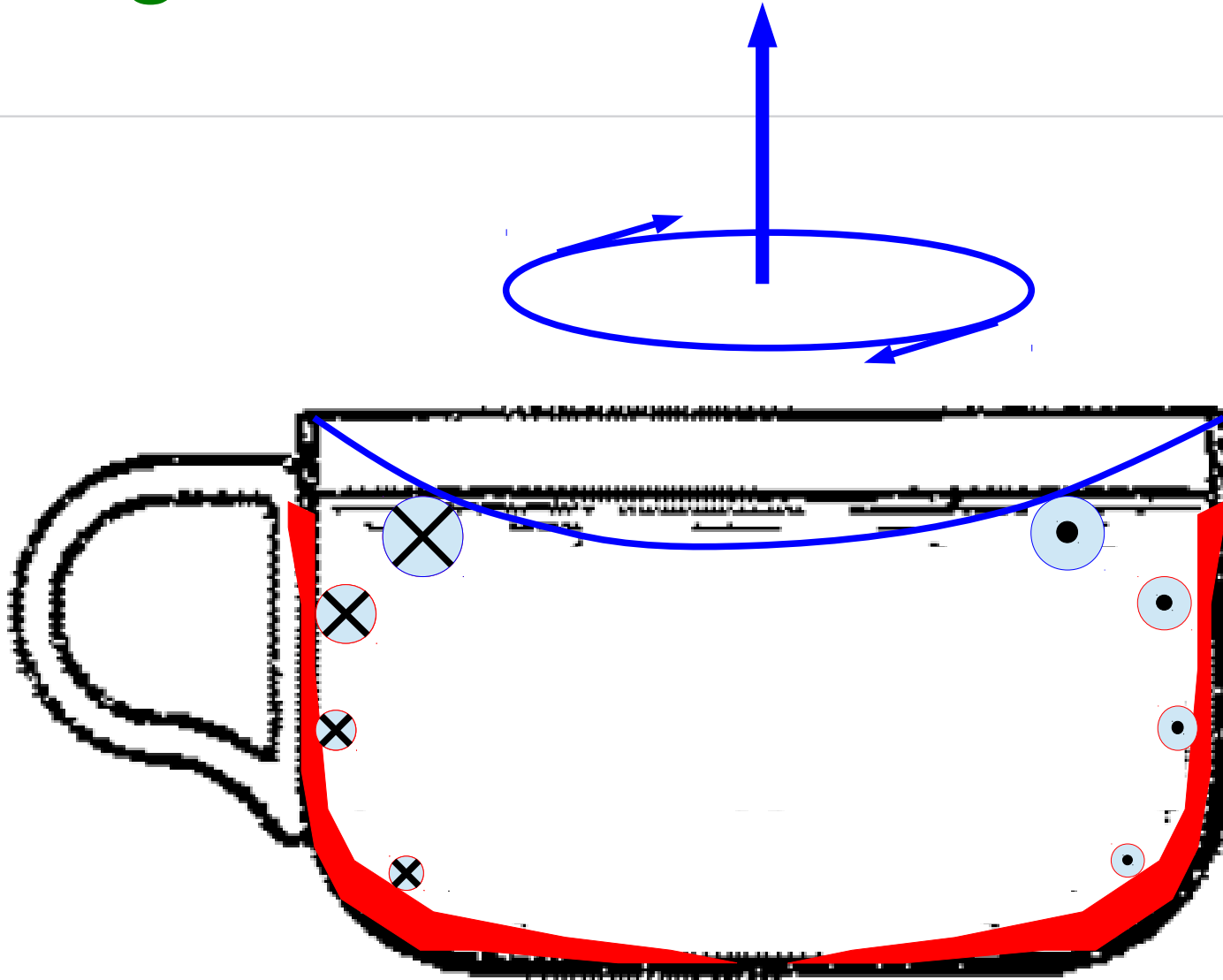


# 2. drag (torque) develops at the boundaries

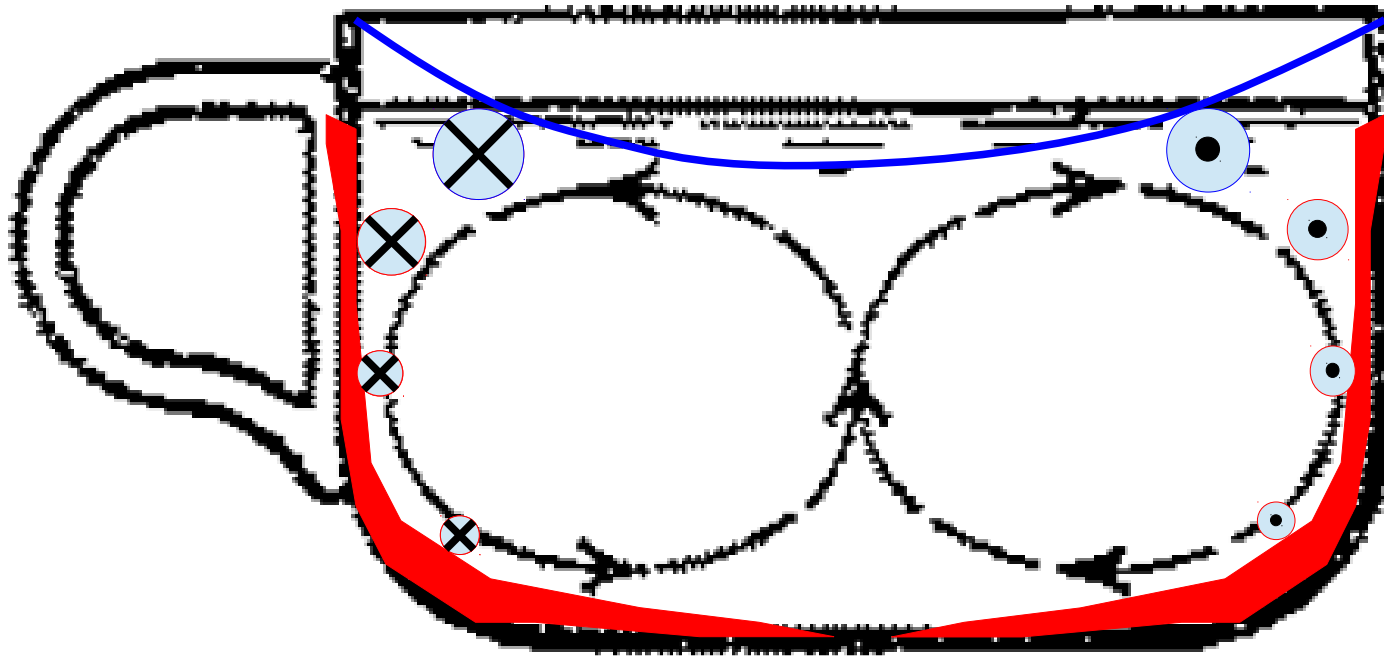




# 3. drag slows down the fluid



# 4. pressure no longer balances acceleration and drives a secondary circulation (overturning)



# Schneider (1977) and Held & Hou (1980) model of the Hadley circulation

a) momentum conservation

$$0 = -\nabla \cdot (\mathbf{v}M) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial M}{\partial z} \right),$$

$$M = \Omega a^2 \cos^2 \theta + ua \cos \theta$$

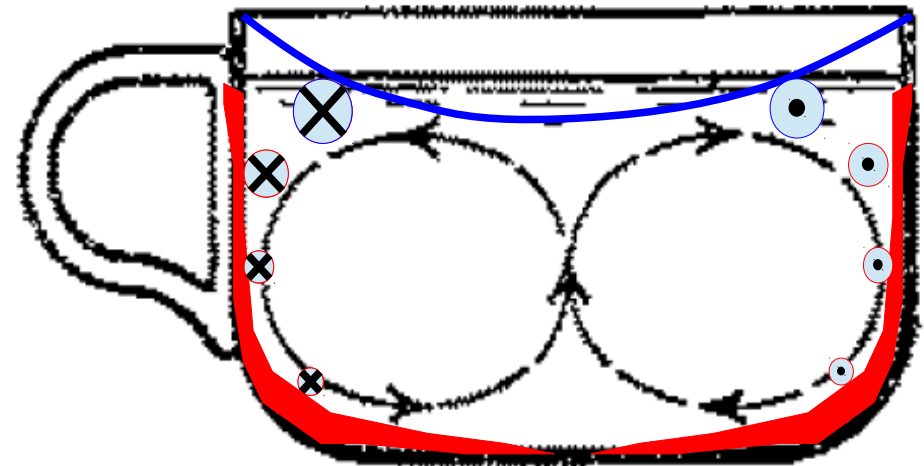
b) thermal wind balance

$$fu + \frac{u^2 \tan \theta}{a} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}.$$

c) Ekman balance

$$fV_G \approx Cu(0) - \nu \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{\delta},$$

where  $V_G \equiv \int_0^{\delta} v dz,$



# Schneider (1977) and Held & Hou (1980) model of the Hadley circulation

a) momentum conservation

$$0 = -\nabla \cdot (\mathbf{v}M) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial M}{\partial z} \right),$$

$$M = \Omega a^2 \cos^2 \theta + ua \cos \theta$$

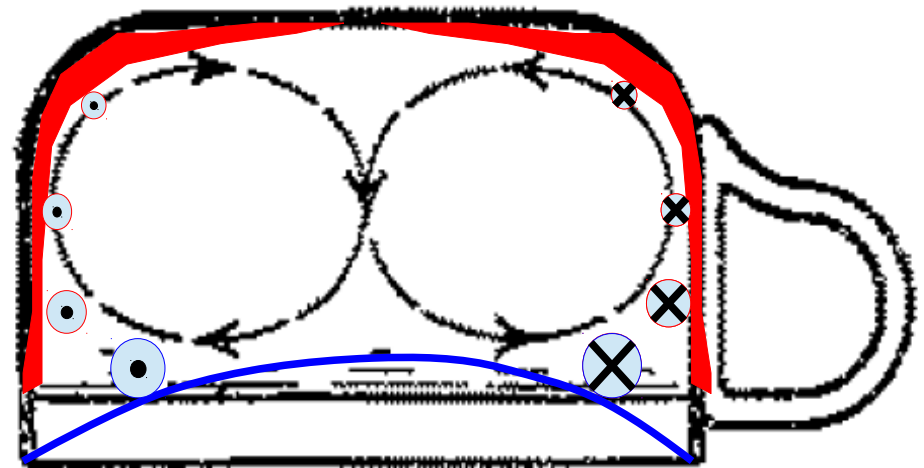
b) thermal wind balance

$$fu + \frac{u^2 \tan \theta}{a} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}.$$

c) Ekman balance

$$fV_G \approx Cu(0) - \nu \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{\delta},$$

$$\text{where } V_G \equiv \int_0^{\delta} v dz,$$



# Schneider (1977) and Held & Hou (1980) model of the Hadley circulation

a) momentum conservation

$$0 = -\nabla \cdot (\mathbf{v}M) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial M}{\partial z} \right),$$

$$M = \Omega a^2 \cos^2 \theta + ua \cos \theta$$

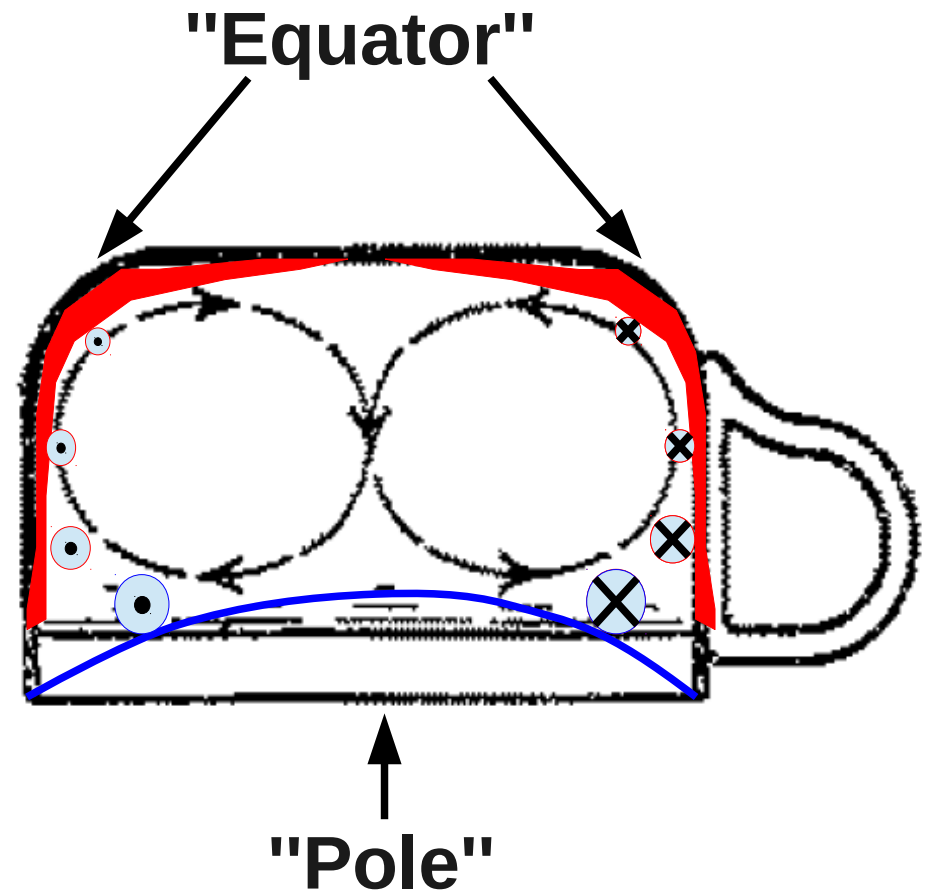
b) thermal wind balance

$$fu + \frac{u^2 \tan \theta}{a} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}.$$

c) Ekman balance

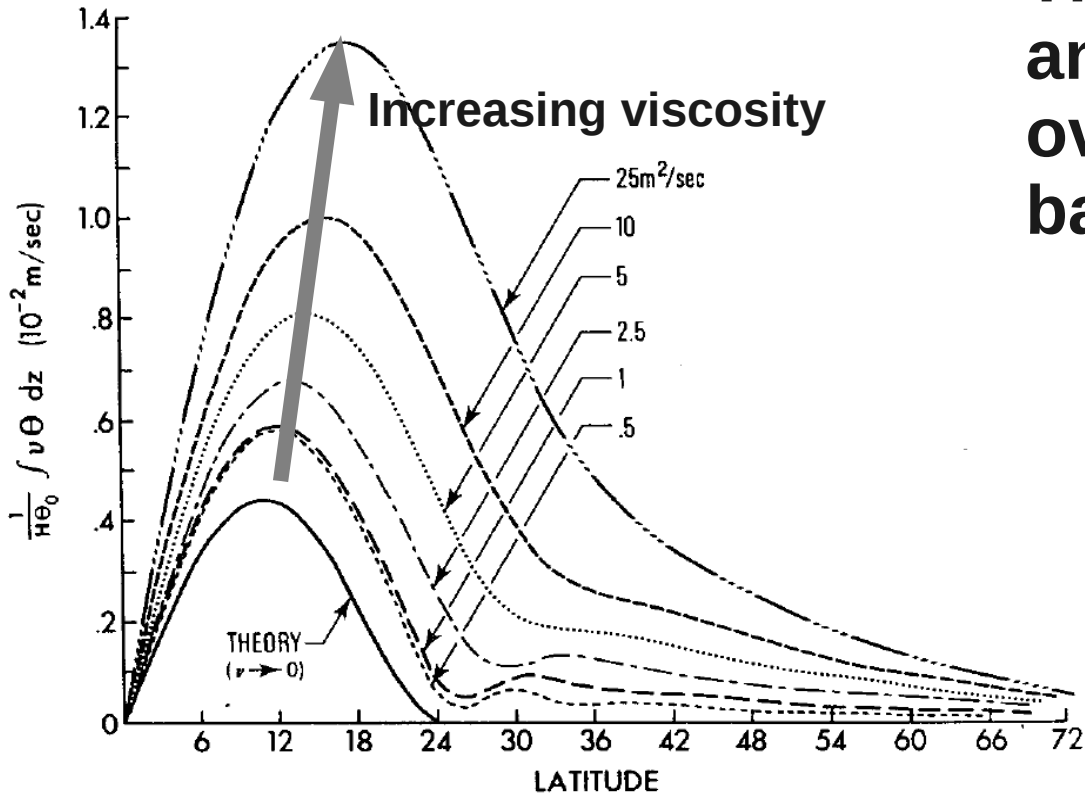
$$fV_G \approx Cu(0) - \nu \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{\delta},$$

where  $V_G \equiv \int_0^{\delta} v dz,$



# Schneider (1977) and Held & Hou (1980) model of the Hadley circulation

ISAAC M. HELD AND ARTHUR Y. HOU



The cycle of axial momentum and the (resolved) overturning circulation are in balance with each other

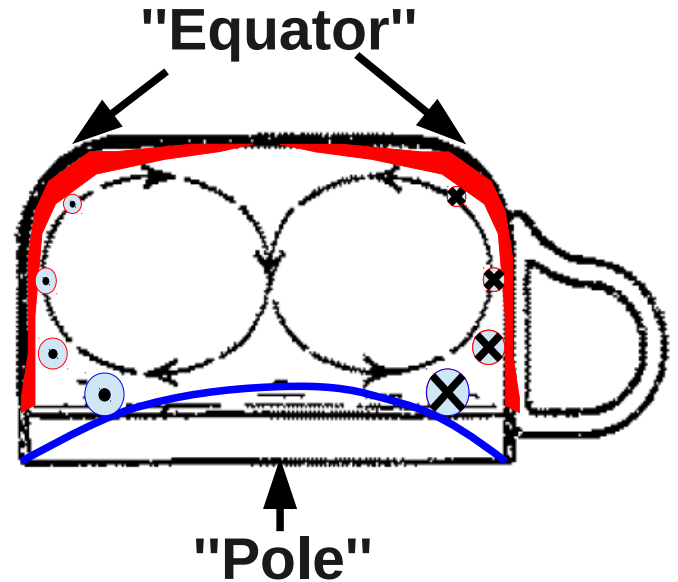
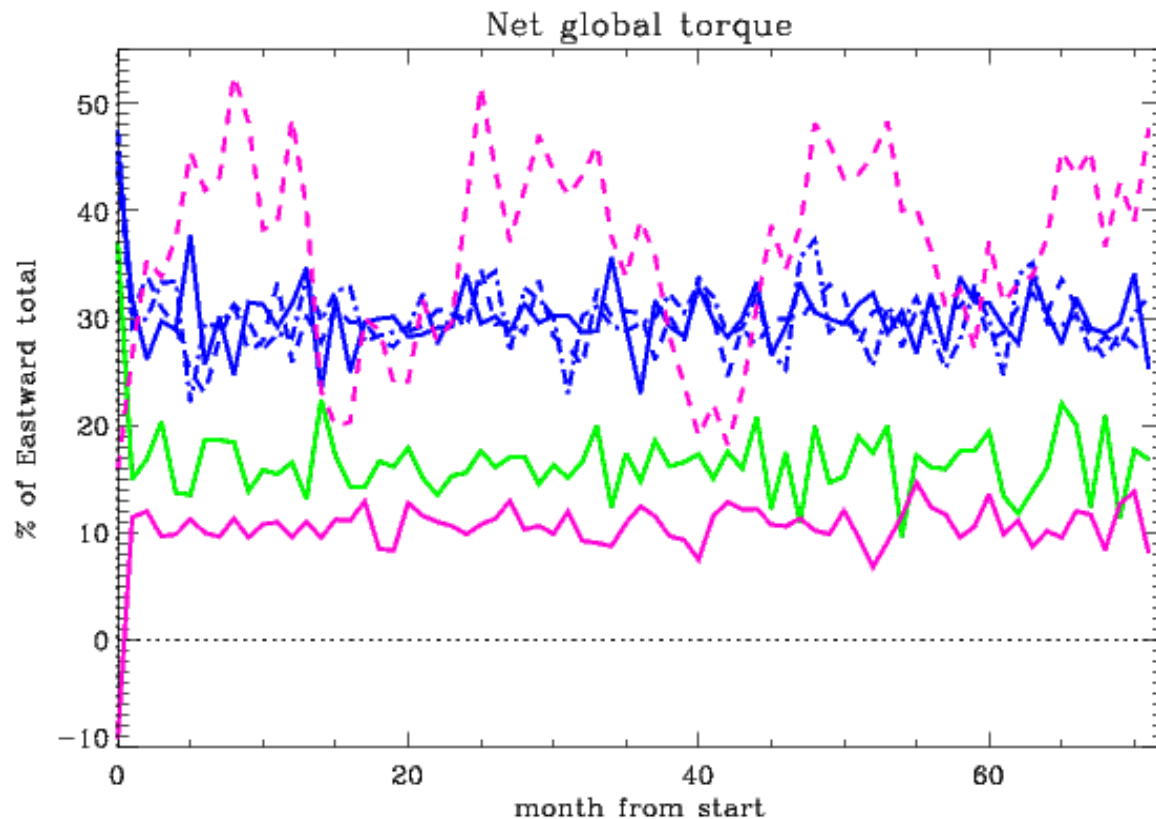


FIG. 7. Calculated meridional heat fluxes in the standard case for various values of  $\nu$  and the theoretical prediction for  $\nu \rightarrow 0$ .

# The FV dycore produces a numerical sink of axial angular momentum (AM)



Relative error is

- Proportional to grid-spacing (blue/green)
- Insensitive to time-step (blue)
- Insensitive to explicit diffusion or damping (blue)
- Circulation dependent (magenta, solid)
- Insensitive to physics (magenta, broken)

# Summary #1: CAM-FV errors

---

- numerical sink of AM
- the largest among CMIP5-generation models
- circulation dependent
- directly proportional to horizontal resolution
- when coupled with full moist model physics
  - ~30% at F19
  - ~15% at F09
- expected consequences are
  - excessive Hadley circulation
  - excessive trade winds
  - excessive global water cycle
- errors get worse in "wet-get-wetter" scenario



# Summary #1: CAM-FV errors

---

- numerical sink of AM
- the largest among CMIP5-generation models
- circulation dependent
- directly proportional to horizontal resolution
- when coupled with full moist model physics
  - ~30% at F19
  - ~15% at F09
- expected consequences are
  - excessive Hadley circulation
  - excessive trade winds
  - excessive global water cycle
- **errors get worse in "wet-get-wetter" scenario**

# FV's «vector invariant» formulation on a D grid

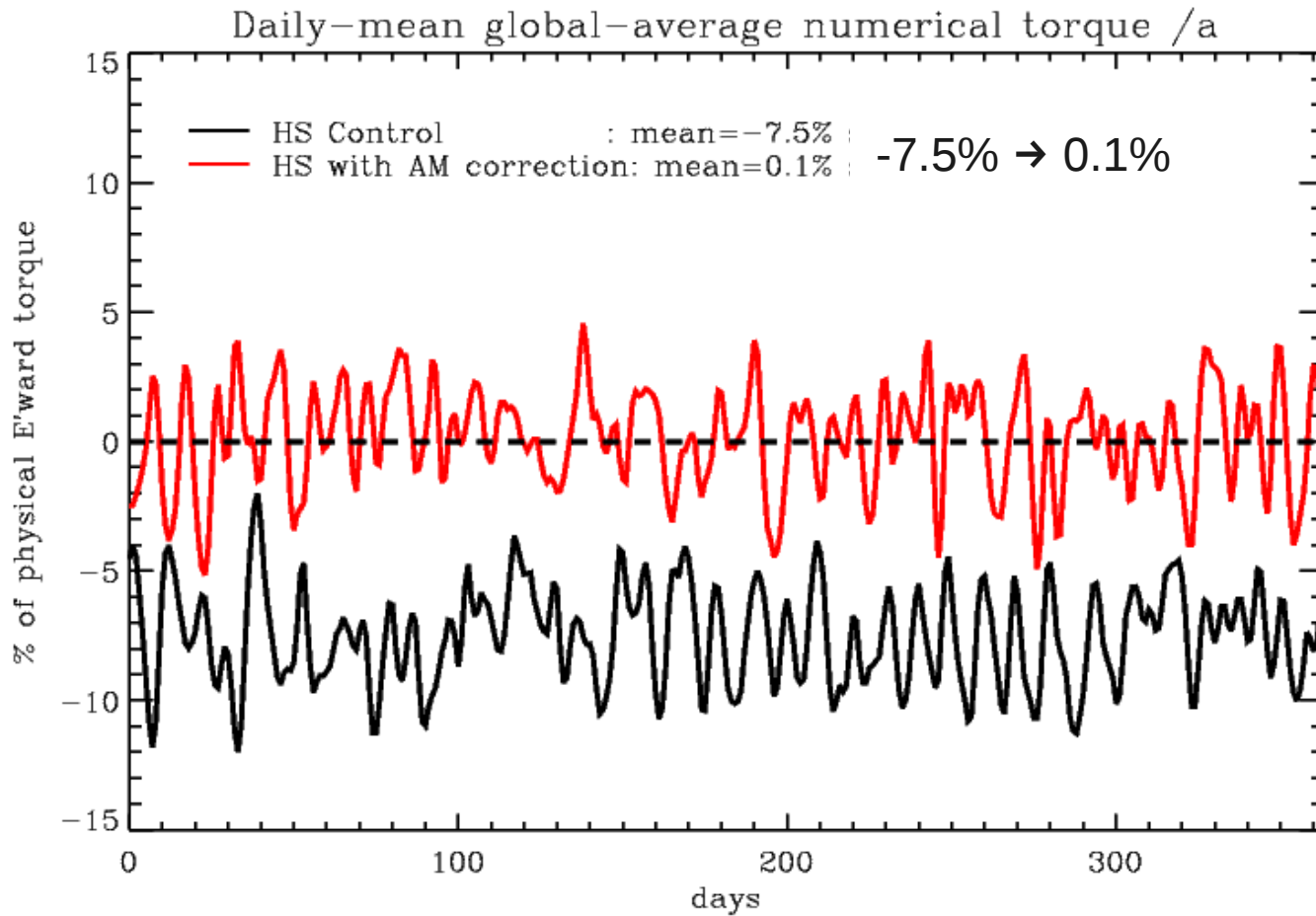
$$\partial_t \underline{u} = (\underline{u} \cdot \nabla) \underline{u} + f \hat{z} \times \underline{u}$$

$$\partial_t \underline{u} = \nabla \frac{1}{2} u^2 + (\zeta + f) \hat{z} \times \underline{u}$$

Momentum conservation requires a cancellation of terms

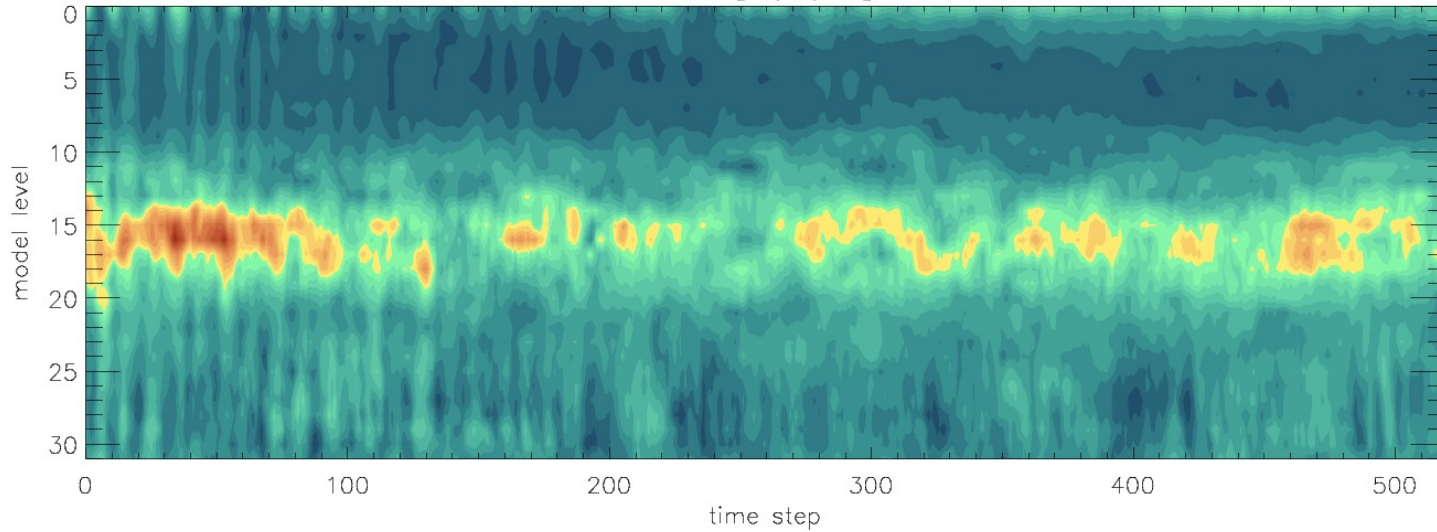
e.g.  $u_x \partial_y u_x$ . CAM's FV discretisation fails to achieve this.

# Impact of correction on Held-Suarez simulations

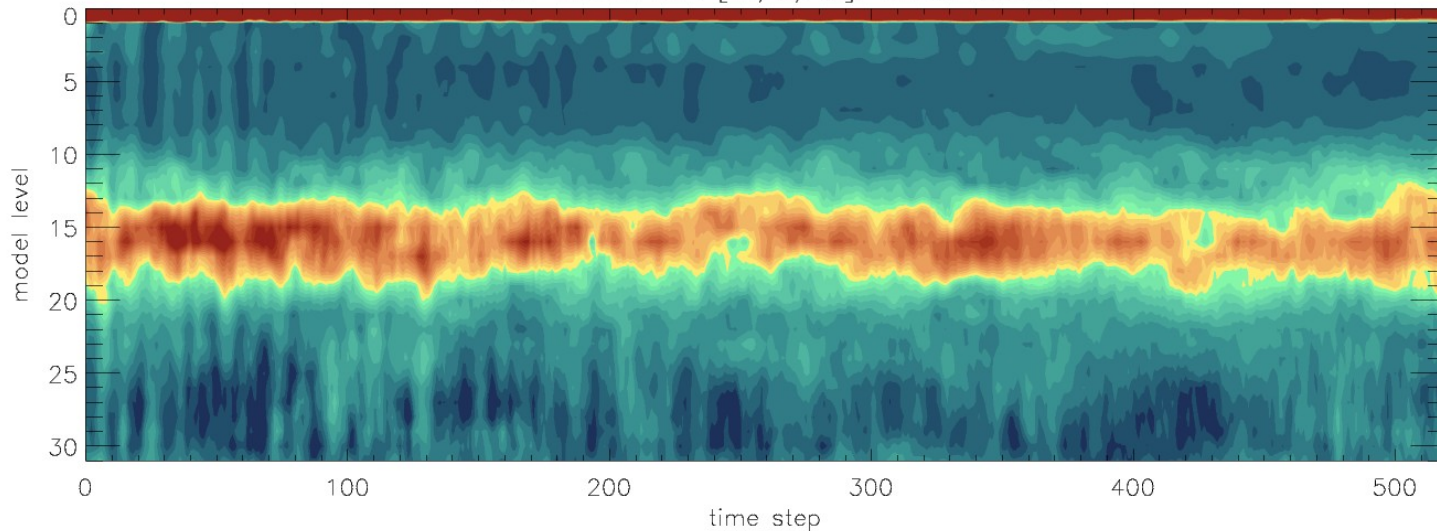


# Impact of correction on AMIP simulations (F2000)

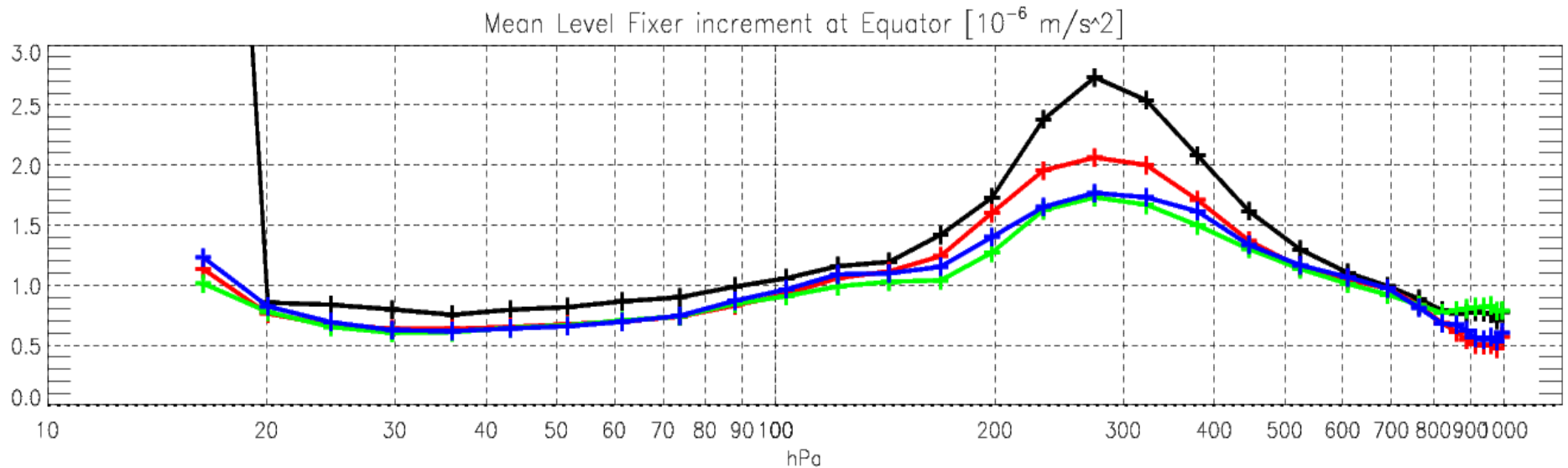
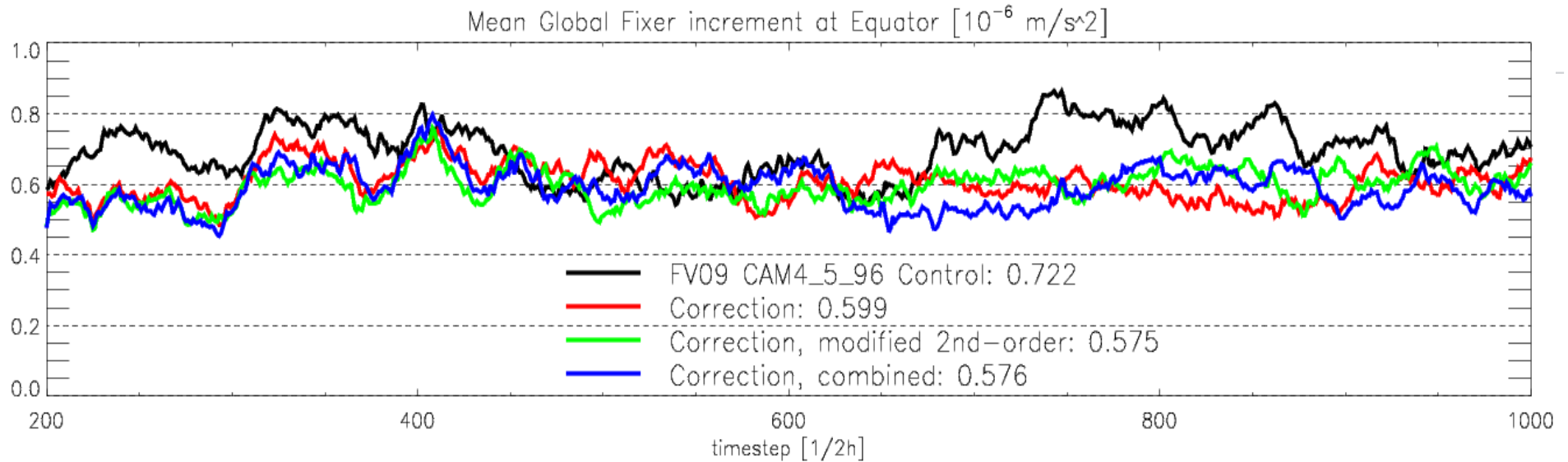
Fixer increment [m/s/ts], Corrected



Fixer increment [m/s/ts], Uncorrected



# Impact of correction on AMIP simulations (F2000)



# Summary #2: AM correction

---

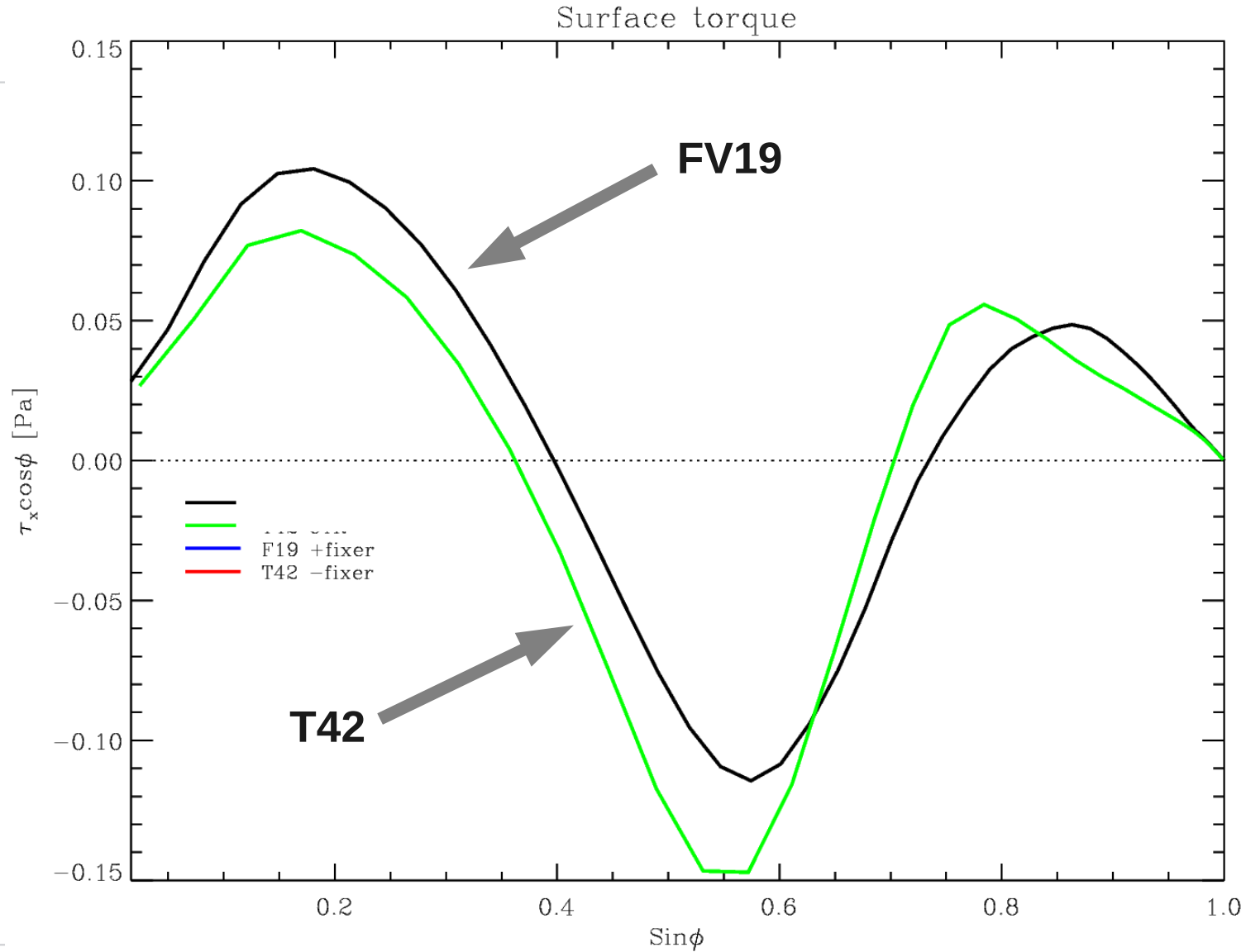
- corrects non-conservation in FV advection
- consistent with the FV discretisation
- stable under all conditions
- costs virtually nothing
- imperfect (by construction, to preserve stability)
  - corrects only about 20% of global error in full-physics cases
  - better (~50%) where error largest

# Summary #2: AM correction

---

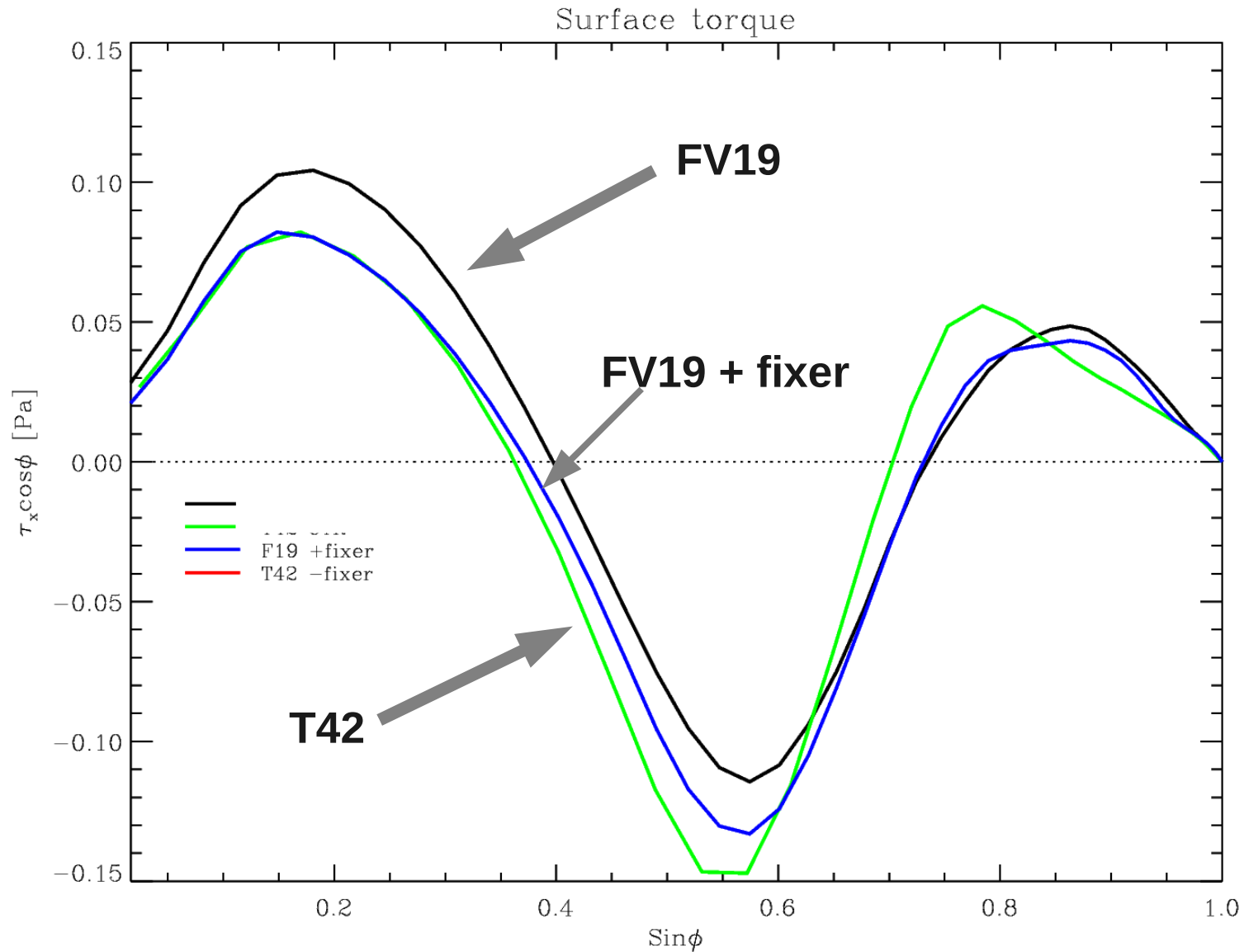
- corrects non-conservation in FV advection
- consistent with the FV discretisation
- stable under all conditions
- costs virtually nothing
- **imperfect** (by construction, to preserve stability)
  - corrects only about 20% of global error in full-physics cases
  - better (~50%) where error largest

# The case for an AM fixer

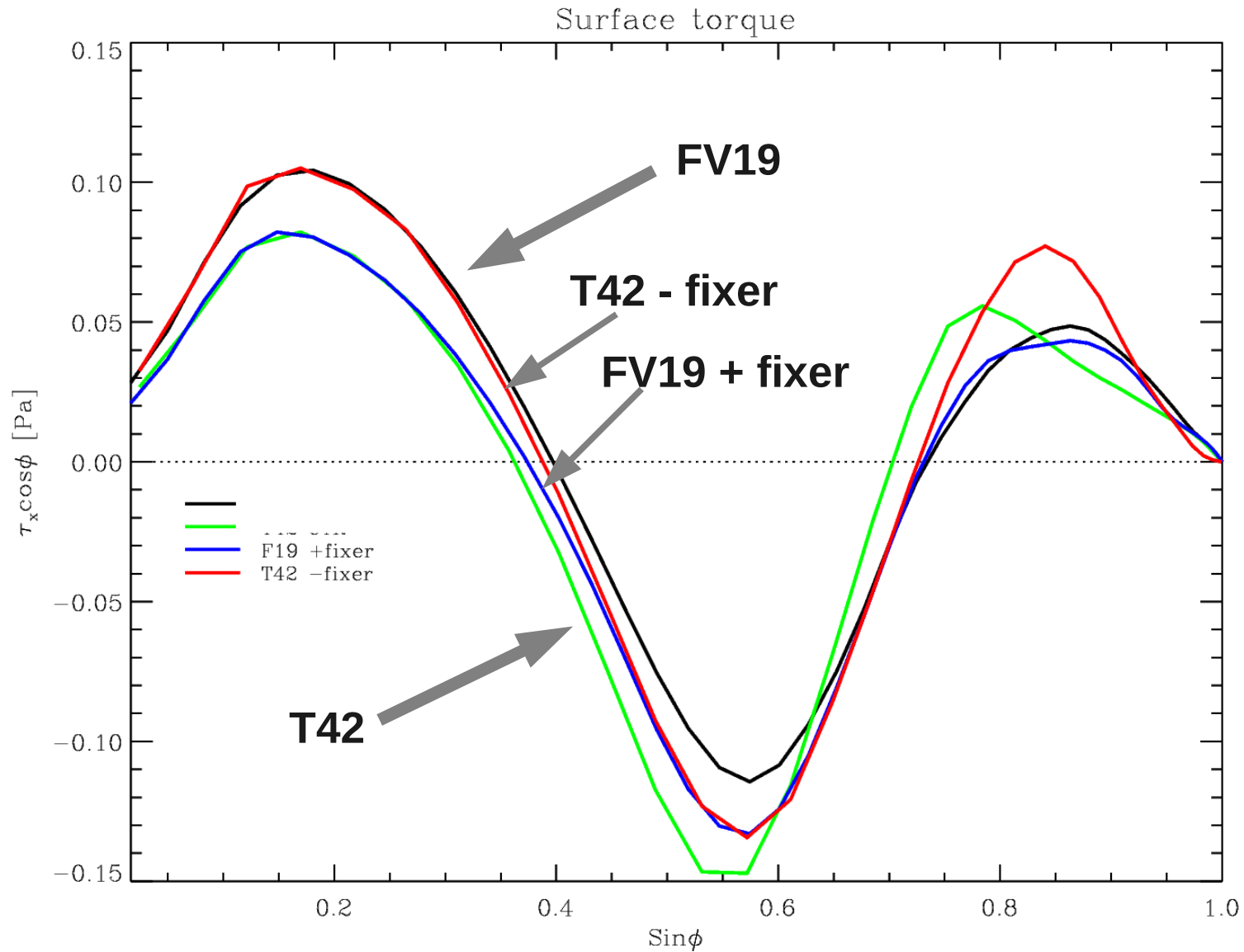




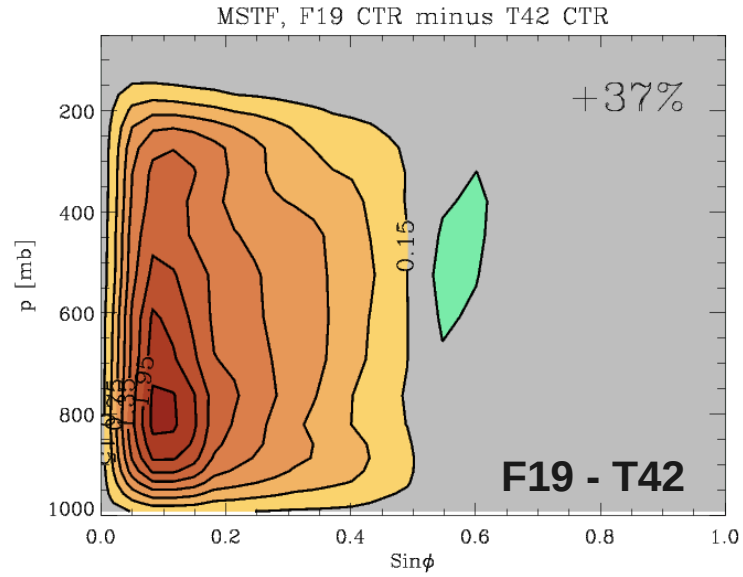
# The case for an AM fixer



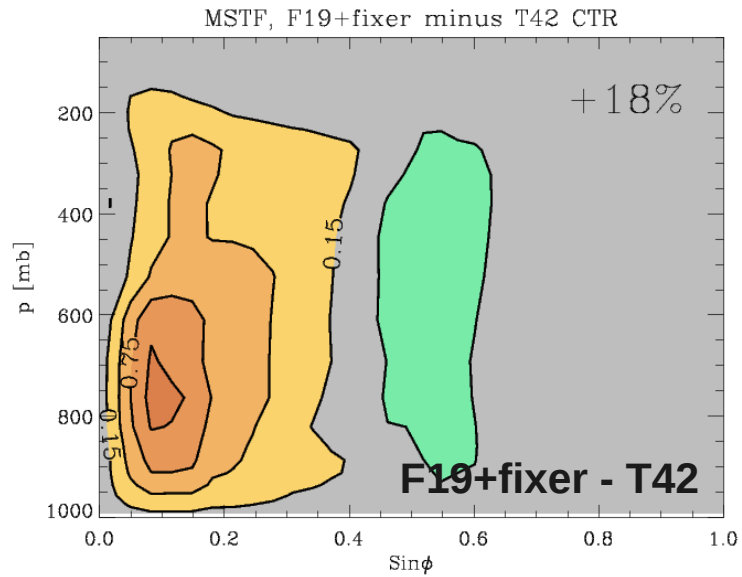
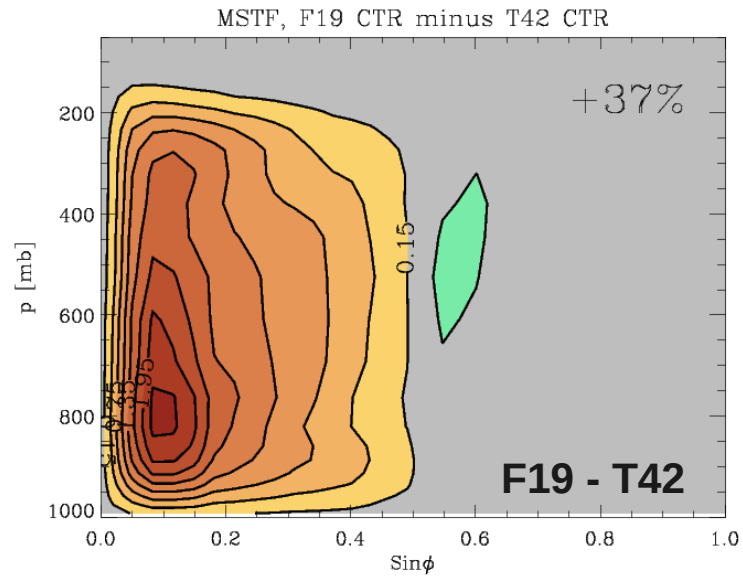
# The case for an AM fixer



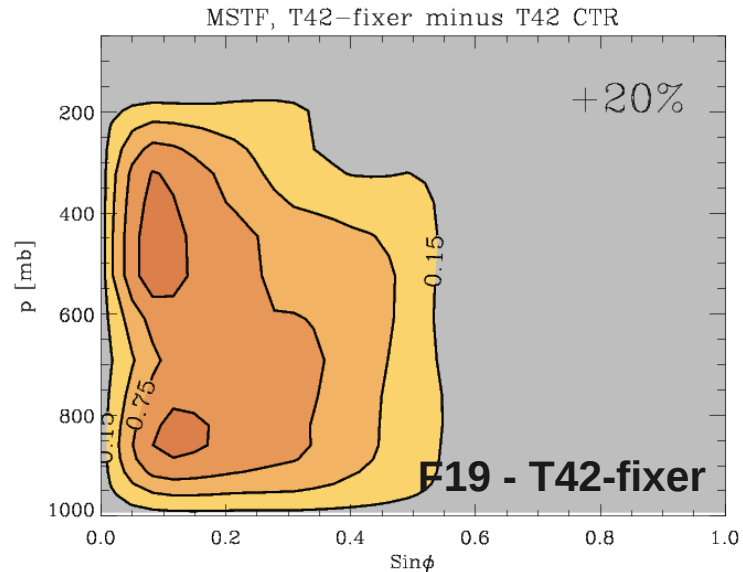
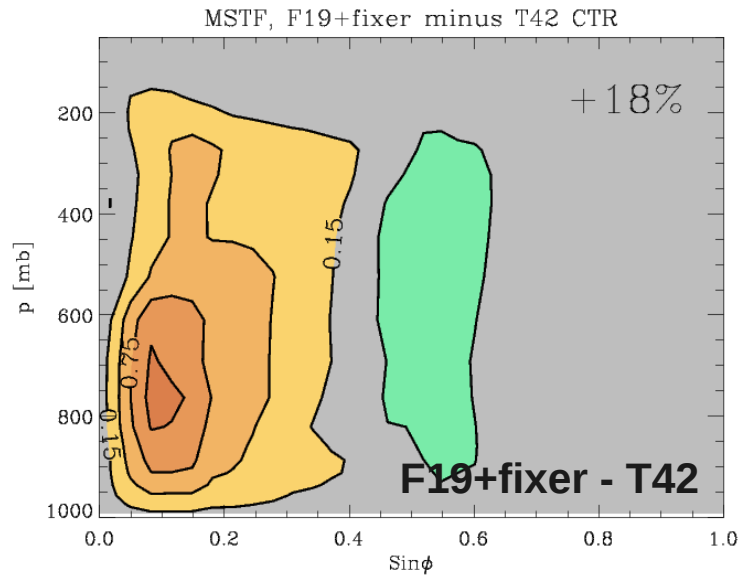
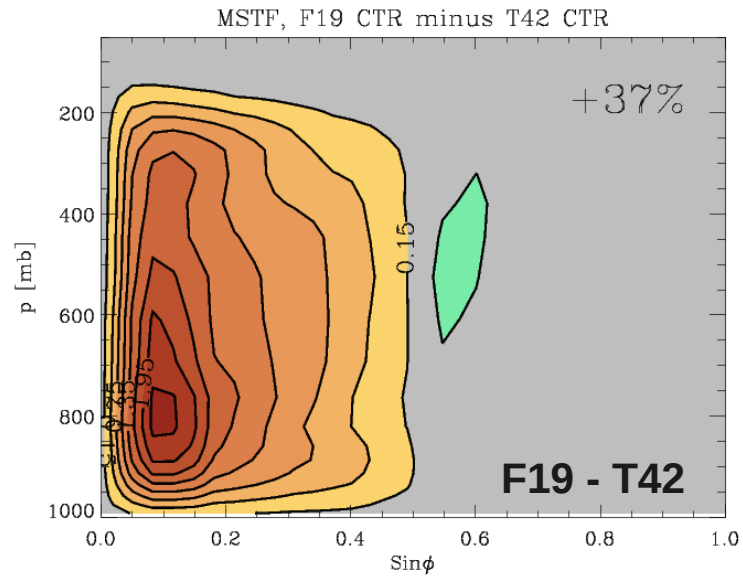
# The case for an AM fixer



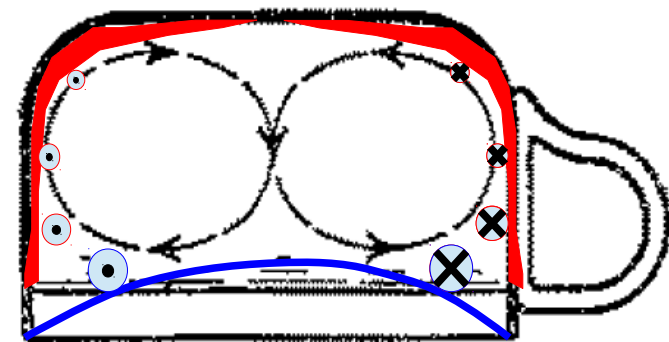
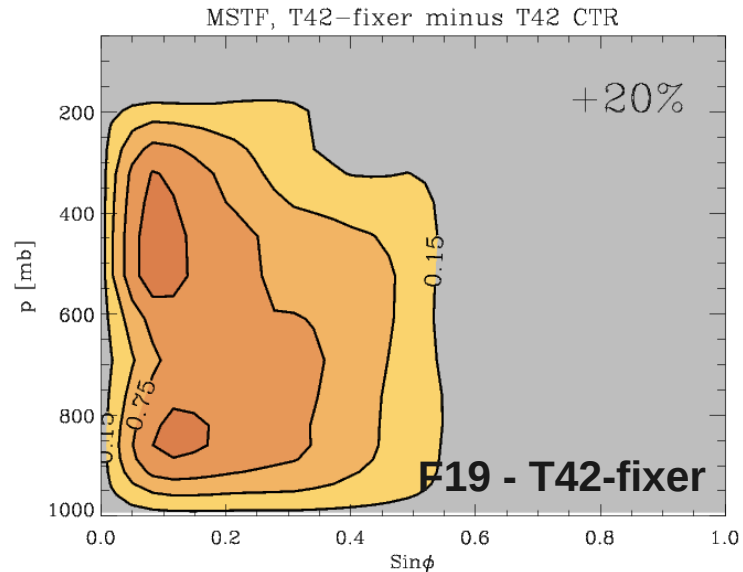
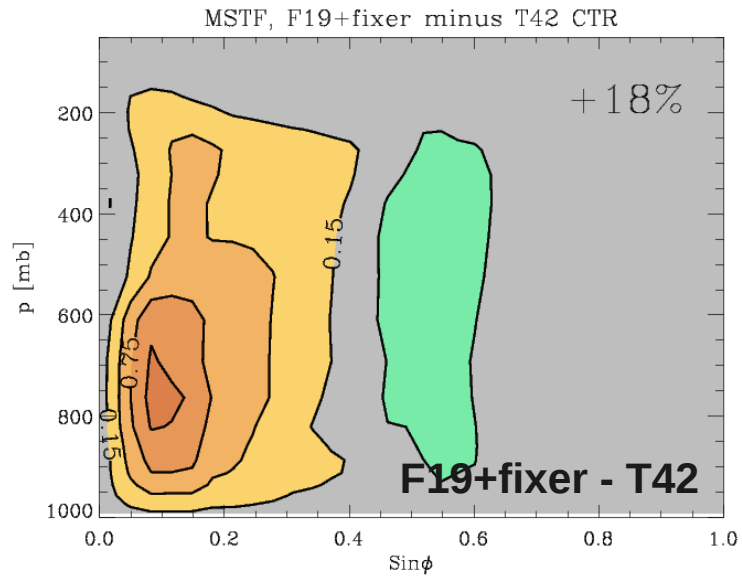
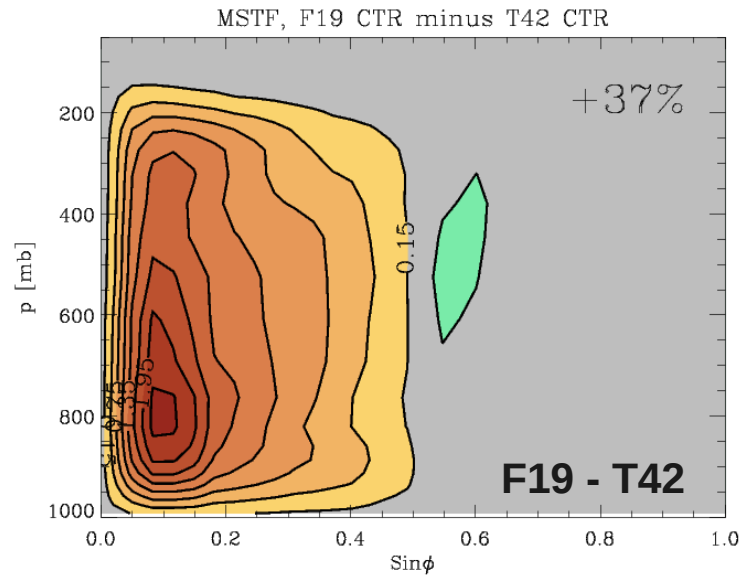
# The case for an AM fixer



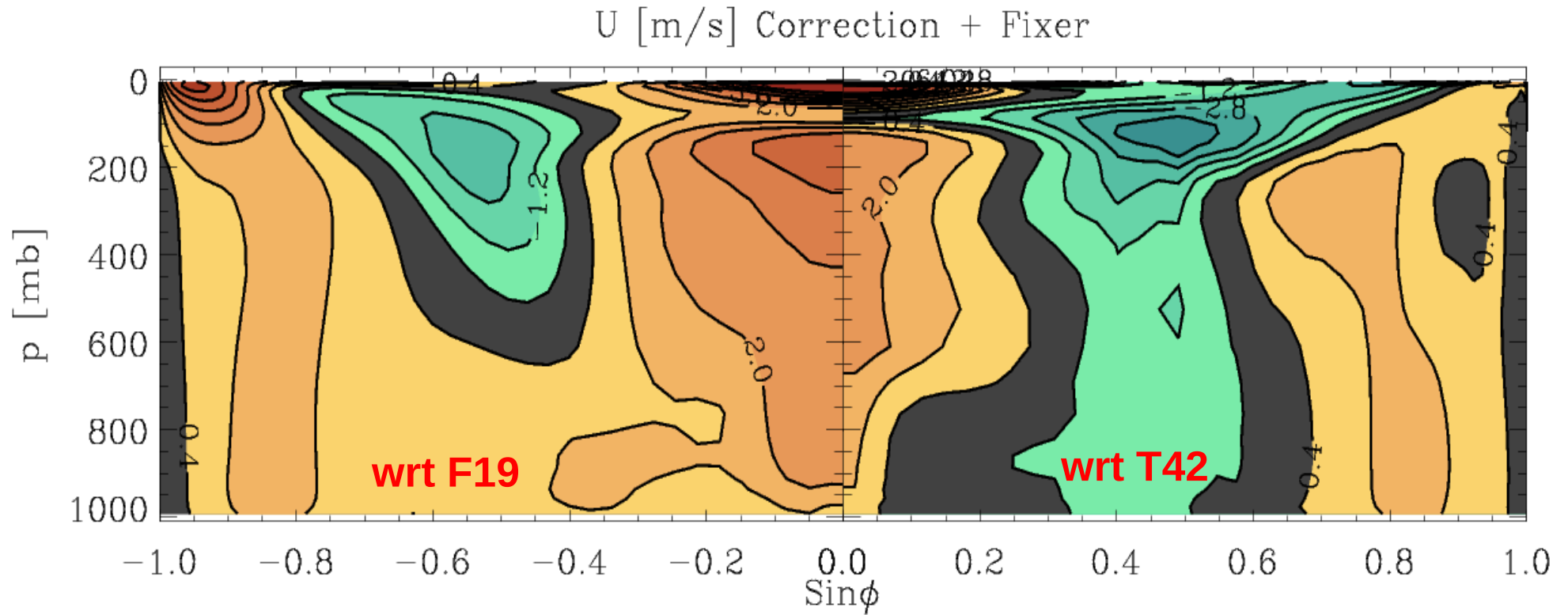
# The case for an AM fixer



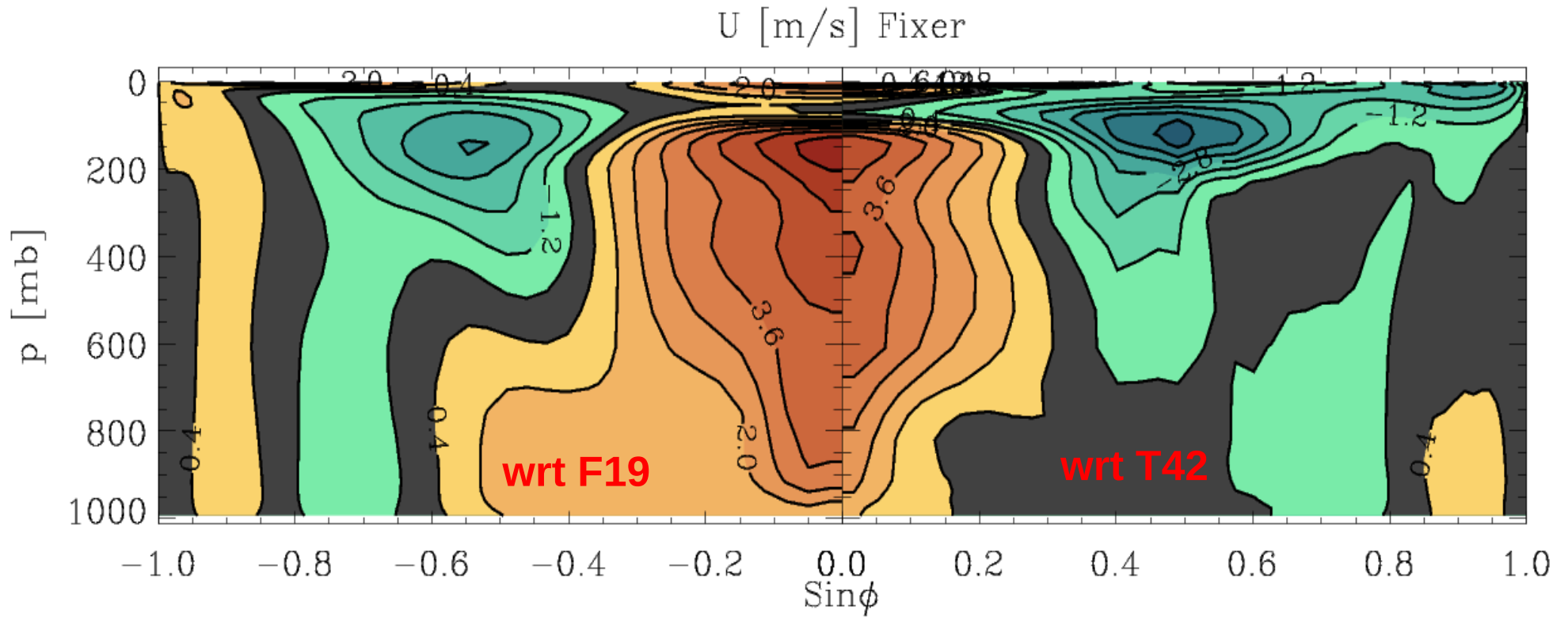
# The case for an AM fixer



# Impact on zonal-mean zonal wind

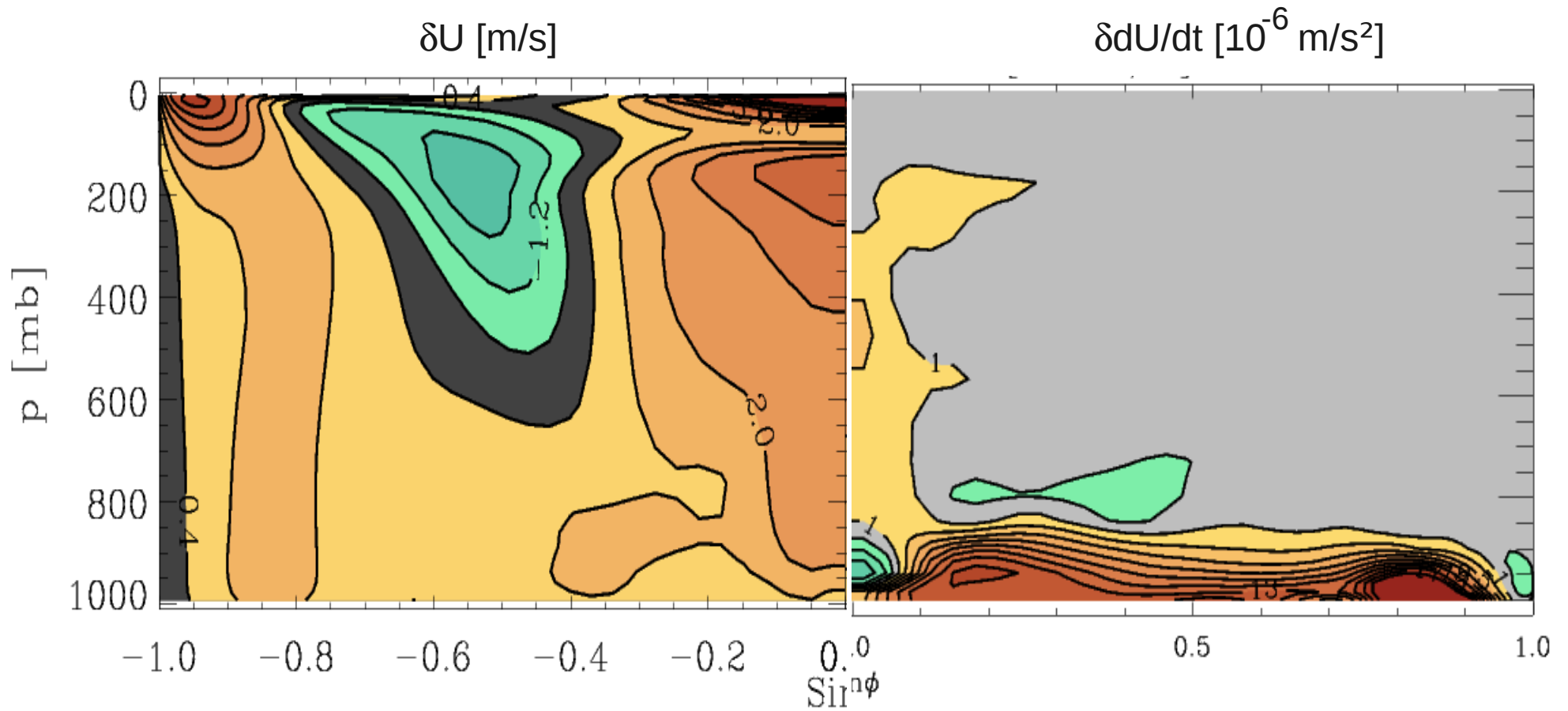


# N.B.: impact of fixer WITHOUT correction is much larger

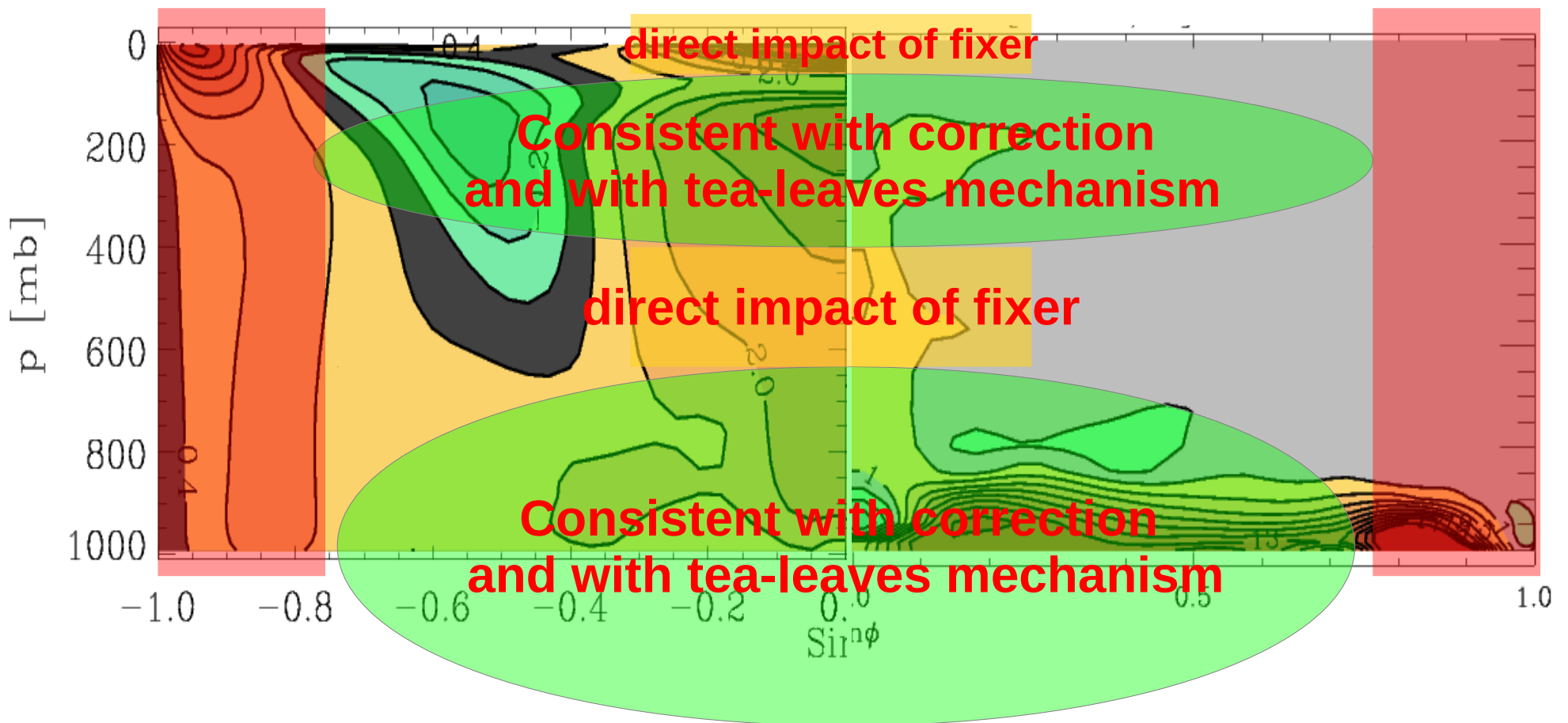




# Dynamic compensation of fixer increments



# Dynamic compensation of fixer increments



# Summary #3: AM fixer

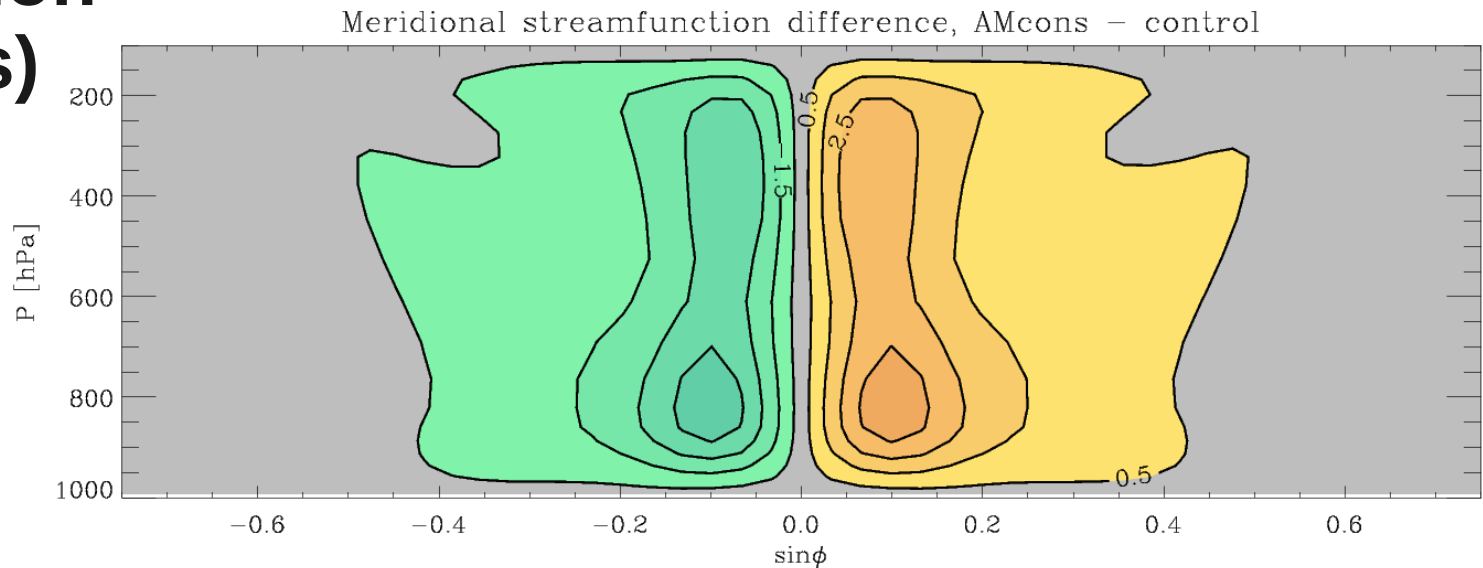
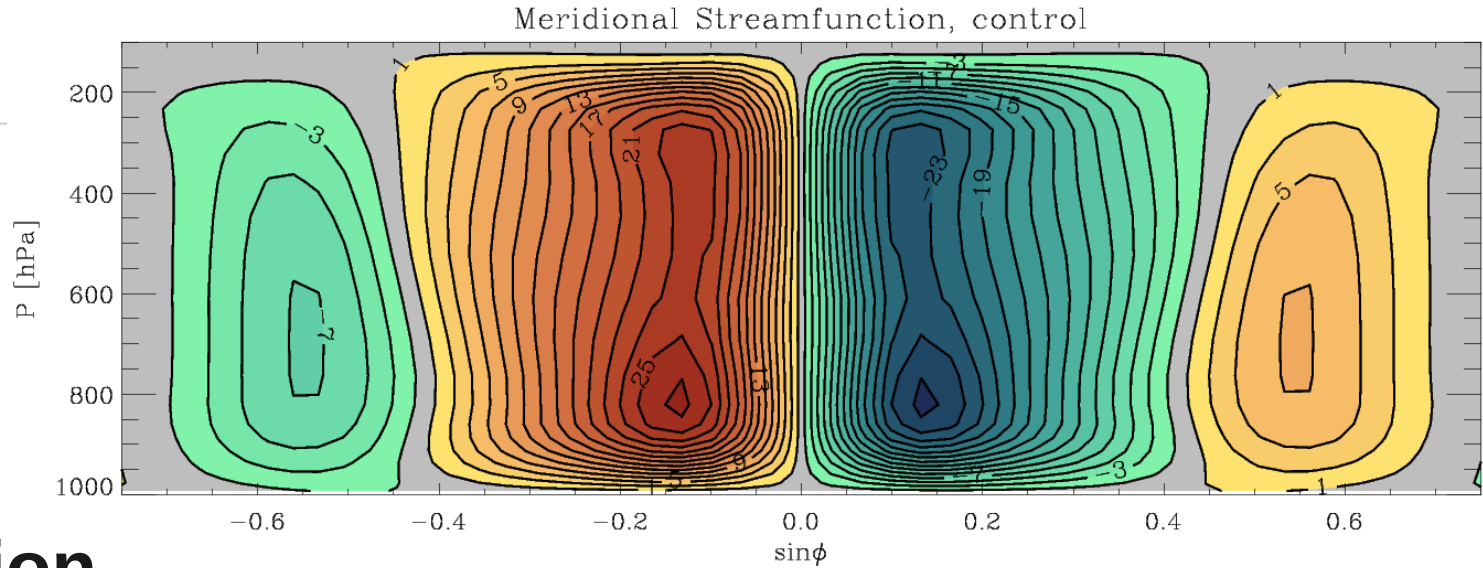
- **artificial** acceleration of zonal winds that matches **global** AM sink by numerical **advection**
- knows nothing about dycore discretisation
- intended to correct secondary circulation – **not** zonal winds
- successful in correcting HC and surface stress in line with tea-cup mechanism
- some direct impacts on zonal wind on the Equator
- needs correction
- must not be applied above tropopause

# Summary #3: AM fixer

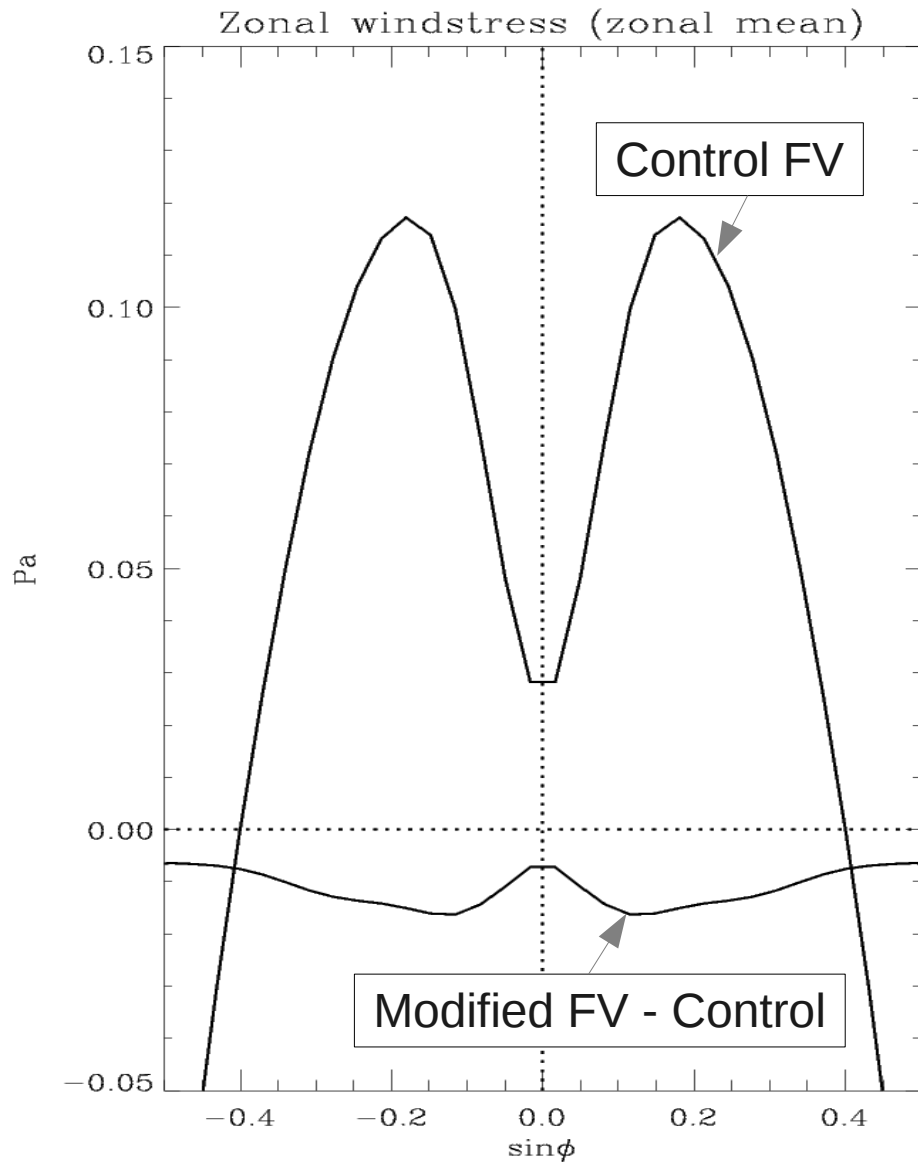
- **artificial** acceleration of zonal winds that matches **global** AM sink by numerical **advection**
- knows nothing about dycore discretisation
- intended to correct secondary circulation – **not** zonal winds
- successful in correcting HC and surface stress in line with tea-cup mechanism
- some direct impacts on zonal wind on the Equator
- needs correction
- **must not be applied above tropopause**

# Impacts of enforcing AM conservation in FV19 simulations

**Meridional  
streamfunction  
(Hadley cells)  
weakens**



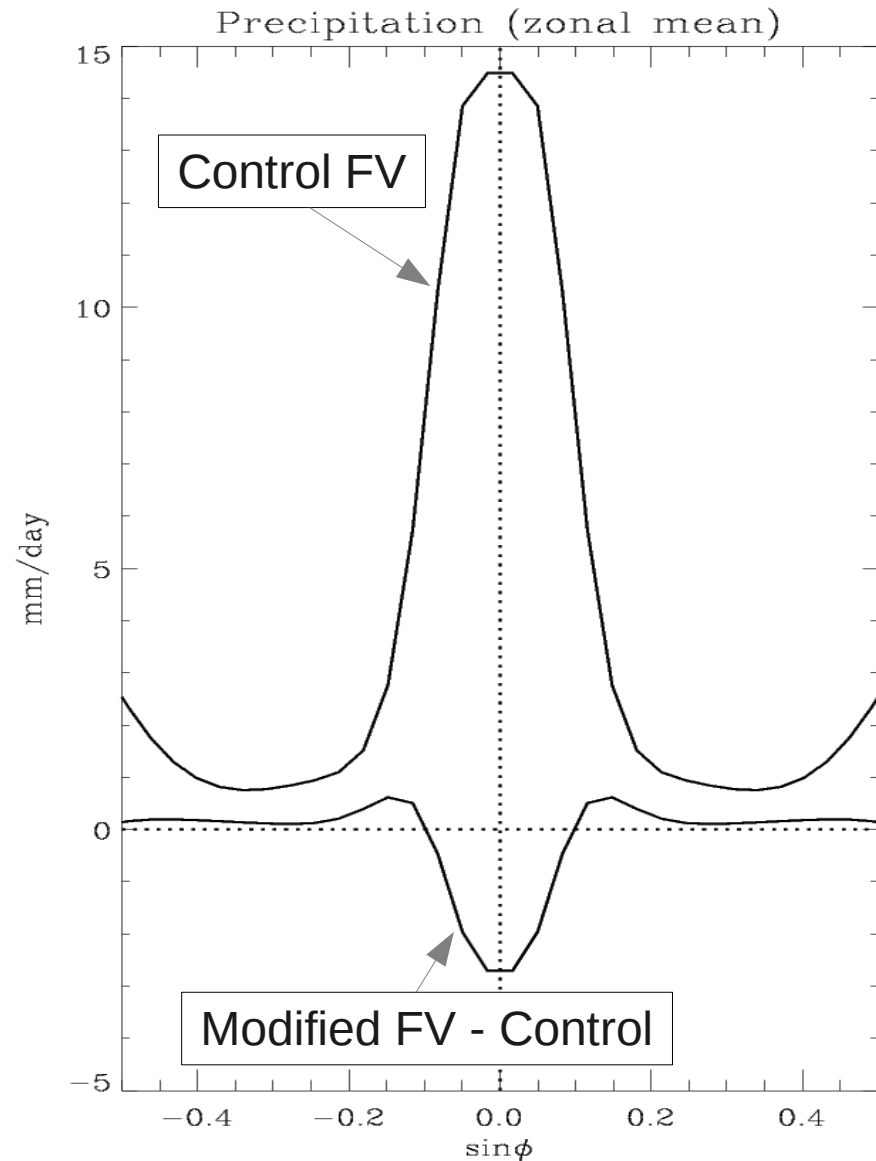
# Impacts of enforcing AM conservation in FV19 simulations



**Trade winds  
weaken**

# Impacts of enforcing AM conservation in FV19 simulations

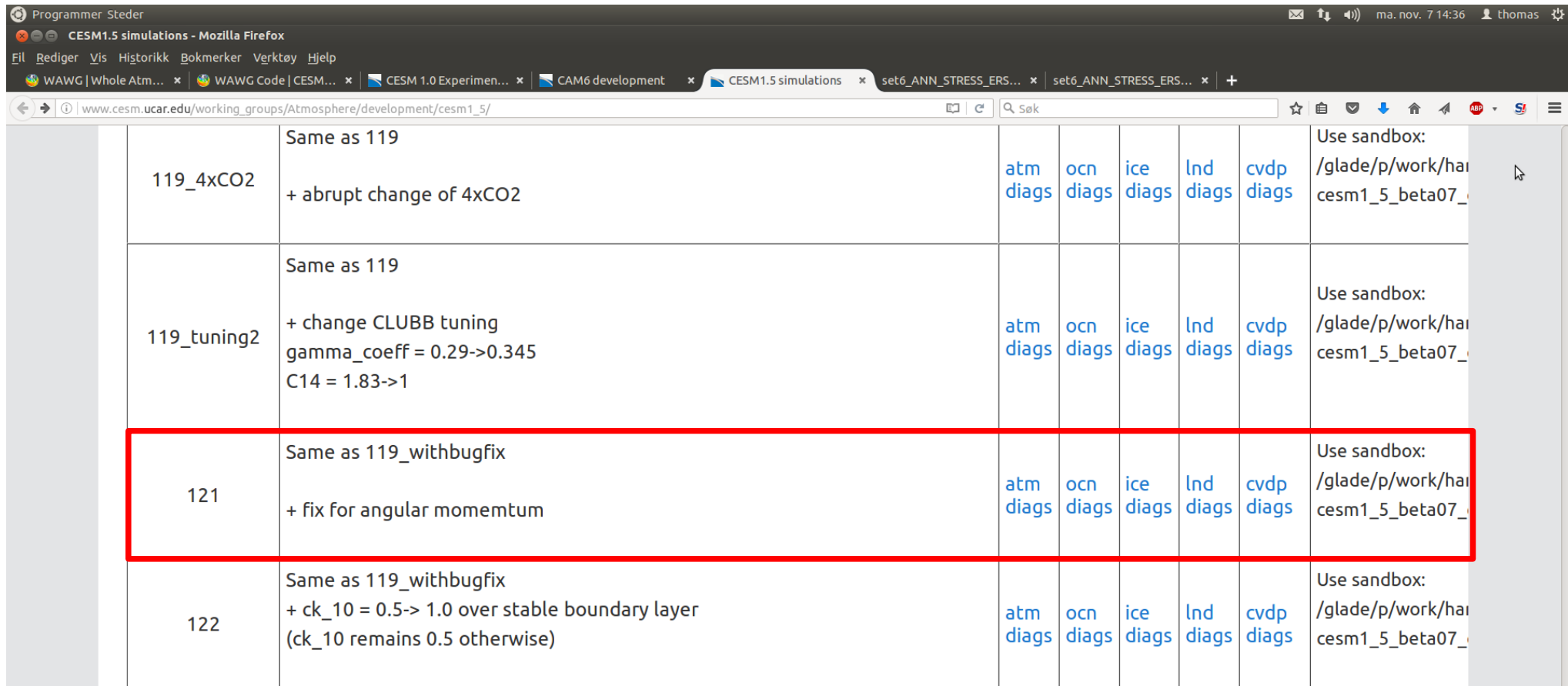
Evaporation and  
precipitation  
(water cycle)  
weaken



# Results from CAM6 development runs

AMIP : <http://www.cgd.ucar.edu/~bogensch/variability/> run TT11

Coupled: [http://www.cesm.ucar.edu/working\\_groups/Atmosphere/development/cesm1\\_5/#set3](http://www.cesm.ucar.edu/working_groups/Atmosphere/development/cesm1_5/#set3) run 121

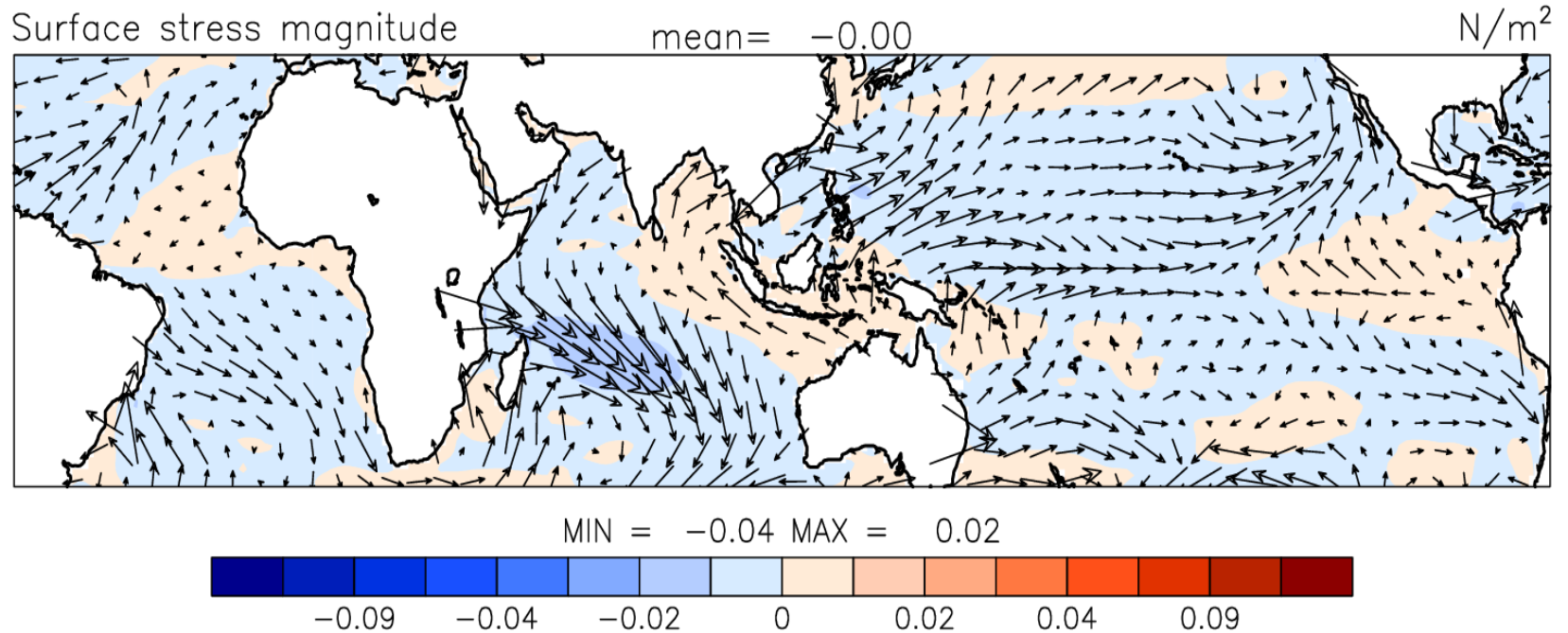


119_4xCO2	Same as 119 + abrupt change of 4xCO2	atm diags	ocn diags	ice diags	lnd diags	cvdp diags	Use sandbox: /glade/p/work/har cesm1_5_beta07_
119_tuning2	Same as 119 + change CLUBB tuning gamma_coeff = 0.29->0.345 C14 = 1.83->1	atm diags	ocn diags	ice diags	lnd diags	cvdp diags	Use sandbox: /glade/p/work/har cesm1_5_beta07_
121	Same as 119_withbugfix + fix for angular momentum	atm diags	ocn diags	ice diags	lnd diags	cvdp diags	Use sandbox: /glade/p/work/har cesm1_5_beta07_
122	Same as 119_withbugfix + ck_10 = 0.5-> 1.0 over stable boundary layer (ck_10 remains 0.5 otherwise)	atm diags	ocn diags	ice diags	lnd diags	cvdp diags	Use sandbox: /glade/p/work/har cesm1_5_beta07_



# Results from CAM6 development runs

b.e15.B1850.f09\_g16.pi\_control.all.121 - b.e15.B1850.f09\_g16.pi\_control.all.119

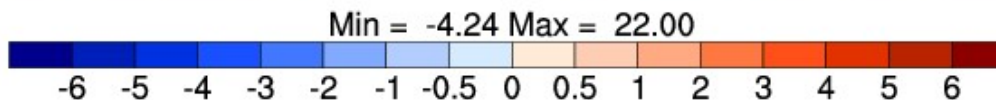
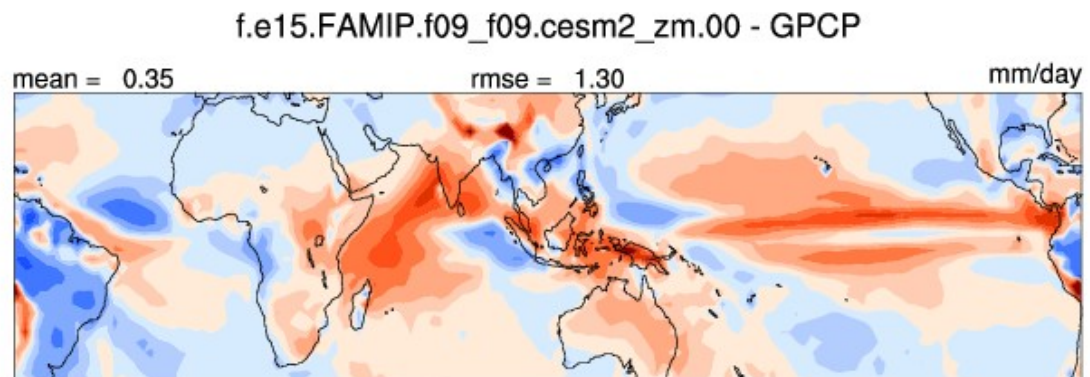
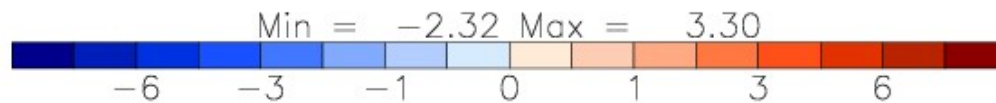
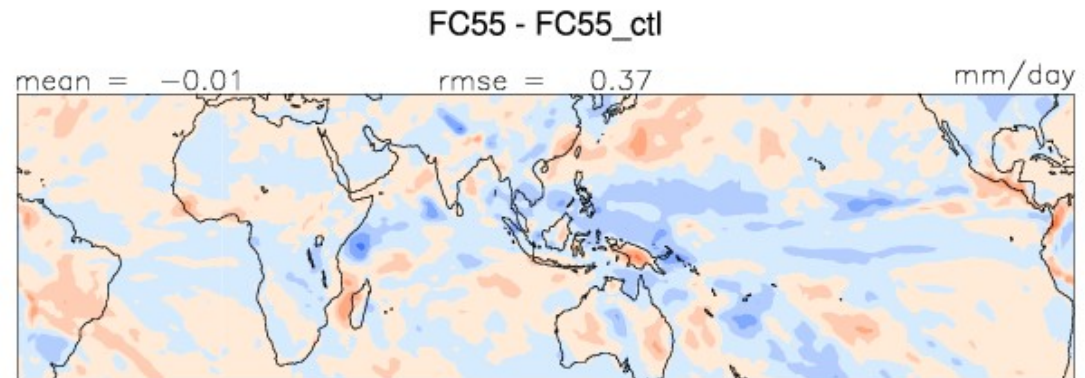


Pacific Surface Stress (5N-5S,ERS)	13.837	7.595	15.303
------------------------------------	--------	-------	--------

# Impacts on AMIP simulations

Reduced evaporation  
– precipitation cycle

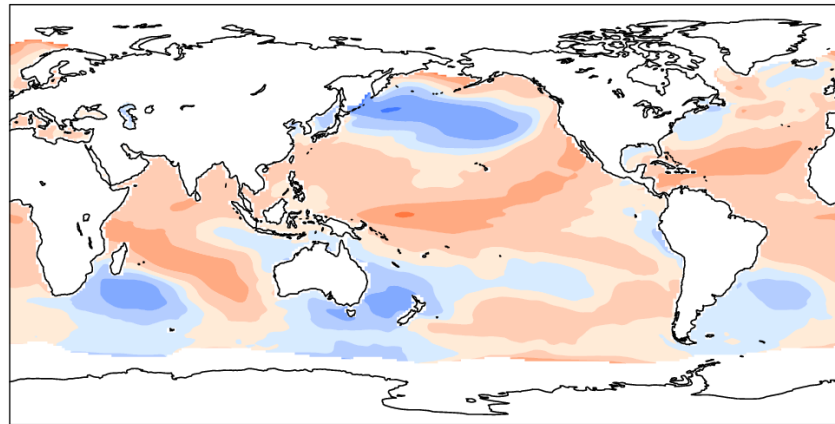
⇒ reduced wet bias



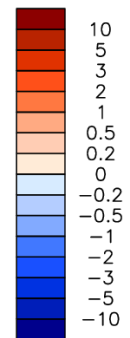
# Impacts on coupled simulations

b.e15.B1850.f09\_g16.pi\_control.all.121 - b.e15.B1850.f09\_g16.pi\_control.all.119

mean = 0.15      rmse = 0.34      C



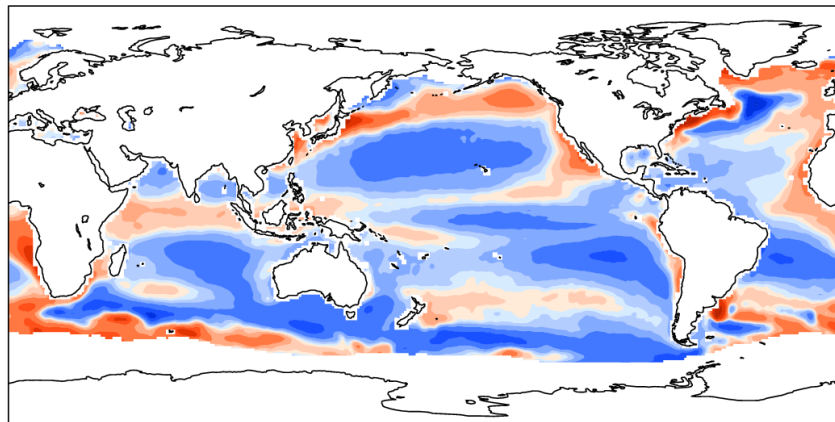
Min = -1.20 Max = 1.99



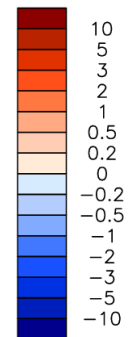
**Reduced evaporation  
– precipitation cycle  
⇒ warmer SSTs**

b.e20.B1850.f09\_g16.pi\_control.all.125 - HadISST (pre-industrial)

mean = -0.32      rmse = 0.98      C



Min = -5.08 Max = 7.58



**⇒ reduced cold bias**

**CESM 1.5 (CAM-CLUBB 5.5 + POP, mini-Breck; NorESM2 devel)**

bias [%]: Space-Time	B1850_f09_g16_TAM_50years	B1850_f09_g16_50years
	ANN	ANN
Sea Level Pressure (ERA40)	0.132	0.085
SW Cloud Forcing (CERES2)	6.152	6.222
LW Cloud Forcing (CERES2)	21.314	21.704
Land Rainfall (30N-30S, GPCP)	17.001	16.652
Ocean Rainfall (30N-30S, GPCP)	17.001	16.652
Land 2-m Temperature (Willmott)	0.022	0.064
Pacific Surface Stress (5N-5S,ERS)	2.507	11.968
Zonal Wind (300mb, ERA40)	1.864	12.412
Relative Humidity (ERA40)	9.189	9.118
Temperature (ERA40)	0.922	1.070

Red = ✓  
Green = ✗

cor coef: Space-Time	B1850_f09_g16_TAM_50years	B1850_f09_g16_50years
	ANN	ANN
Sea Level Pressure (ERA40)	0.965	0.966
SW Cloud Forcing (CERES2)	0.764	0.763
LW Cloud Forcing (CERES2)	0.815	0.822
Land Rainfall (30N-30S, GPCP)	0.806	0.803
Ocean Rainfall (30N-30S, GPCP)	0.806	0.803
Land 2-m Temperature (Willmott)	0.905	0.901
Pacific Surface Stress (5N-5S,ERS)	0.849	0.847
Zonal Wind (300mb, ERA40)	0.964	0.966
Relative Humidity (ERA40)	0.908	0.915
Temperature (ERA40)	0.951	0.948

var-ratio: Space-Time	B1850_f09_g16_TAM_50years	B1850_f09_g16_50years
	ANN	ANN
Sea Level Pressure (ERA40)	1.105	1.139
SW Cloud Forcing (CERES2)	1.073	1.099
LW Cloud Forcing (CERES2)	0.958	0.975
Land Rainfall (30N-30S, GPCP)	1.302	1.320
Ocean Rainfall (30N-30S, GPCP)	1.302	1.320
Land 2-m Temperature (Willmott)	1.050	1.062
Pacific Surface Stress (5N-5S,ERS)	1.044	1.063
Zonal Wind (300mb, ERA40)	0.950	0.962
Relative Humidity (ERA40)	0.987	1.016
Temperature (ERA40)	1.445	1.436

# Summary #4: impacts of combined AM mods (correction + fixer)

---

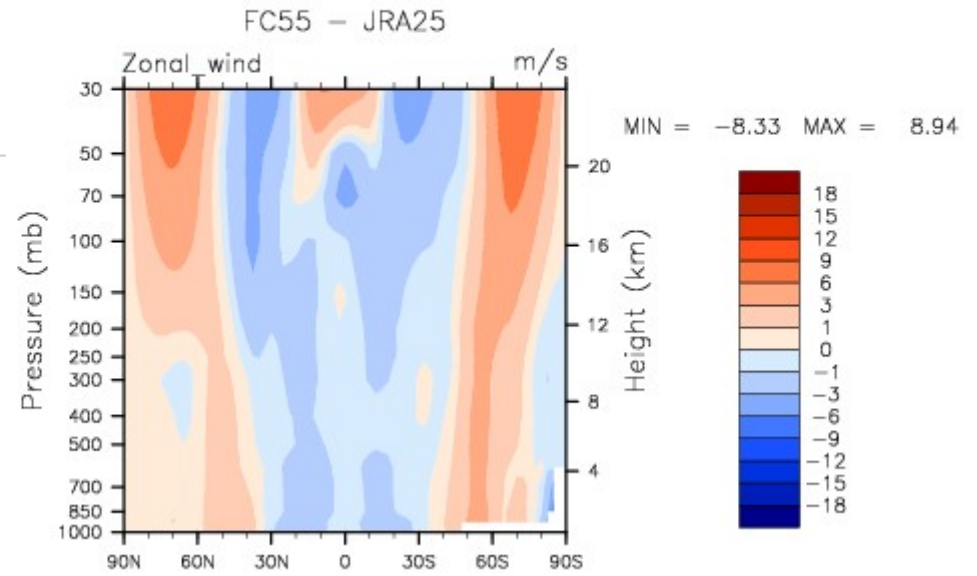
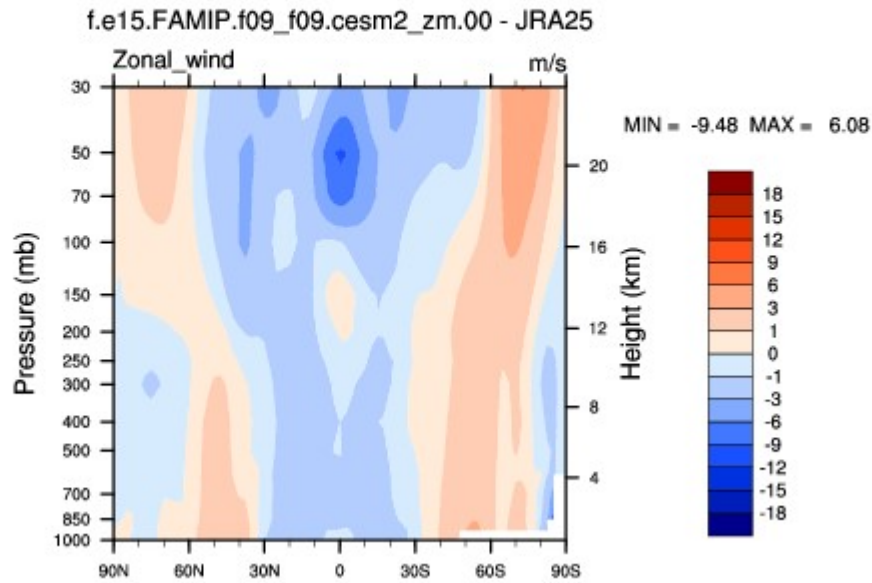
- AMIP:
  - drier
  - surface easterlies weaker
  - sub-polar westerlies stronger
  - UT meridional temperature contrast larger
- Coupled:
  - warmer
  - winds and T gradients as in AMIP
  - weaker trades impact ENSO
- Generally reduce model biases
- Require tuning in coupled mode
- Sub-polar westerlies too strong

# Summary #4: impact of combined AM mods (correction + fixer)

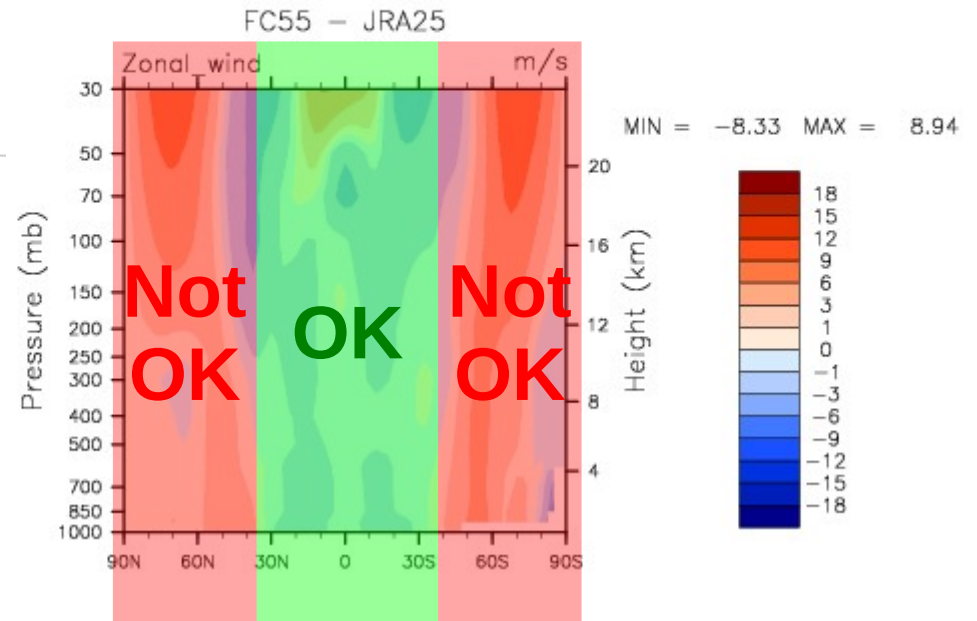
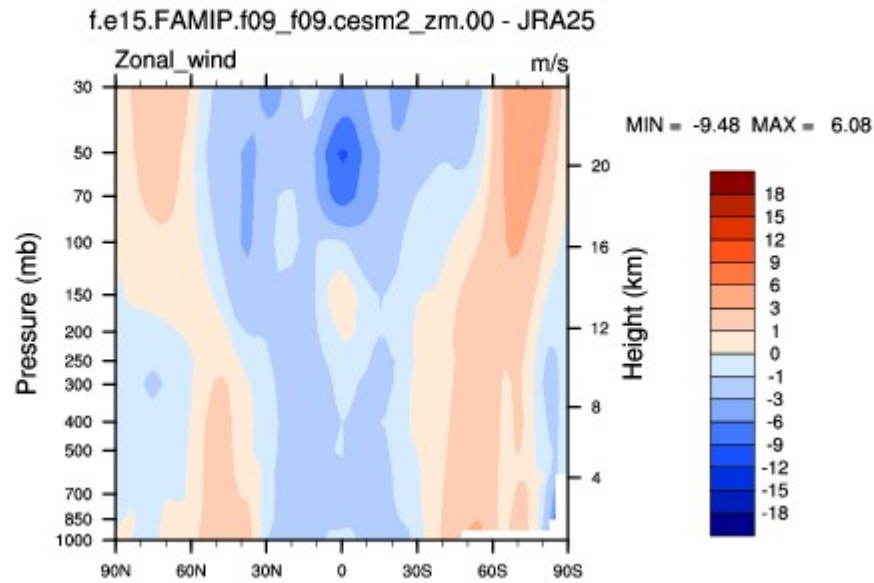
---

- AMIP:
  - drier
  - surface easterlies weaker
  - sub-polar westerlies stronger
  - UT meridional temperature contrast larger
- Coupled:
  - warmer
  - winds and T gradients as in AMIP
  - weaker trades impact ENSO
- Generally improve model climatology
- Require tuning in coupled mode
- **Sub-polar westerlies too strong**

# Zonal winds in FAMIP simulations

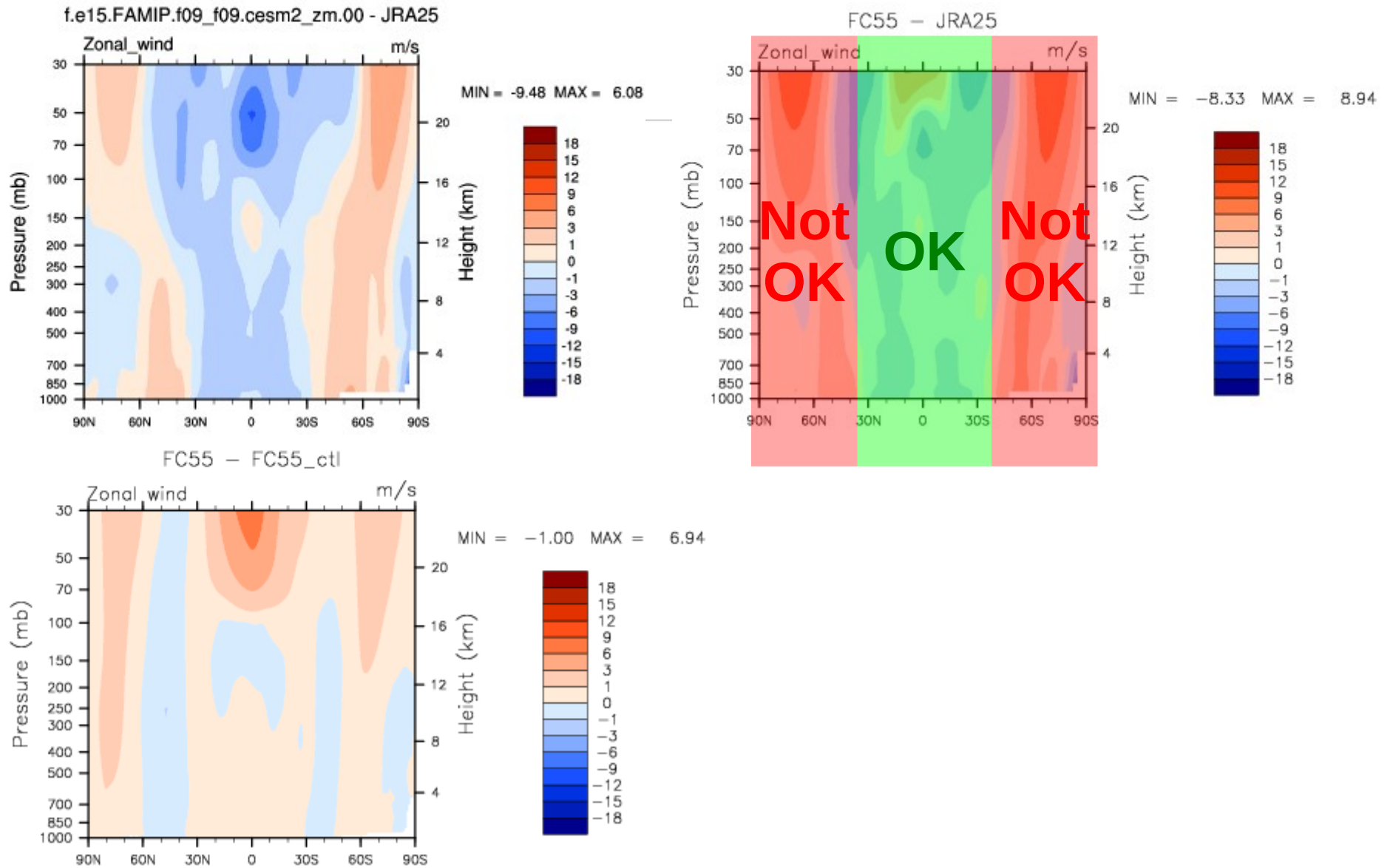


# Zonal winds in FAMIP simulations

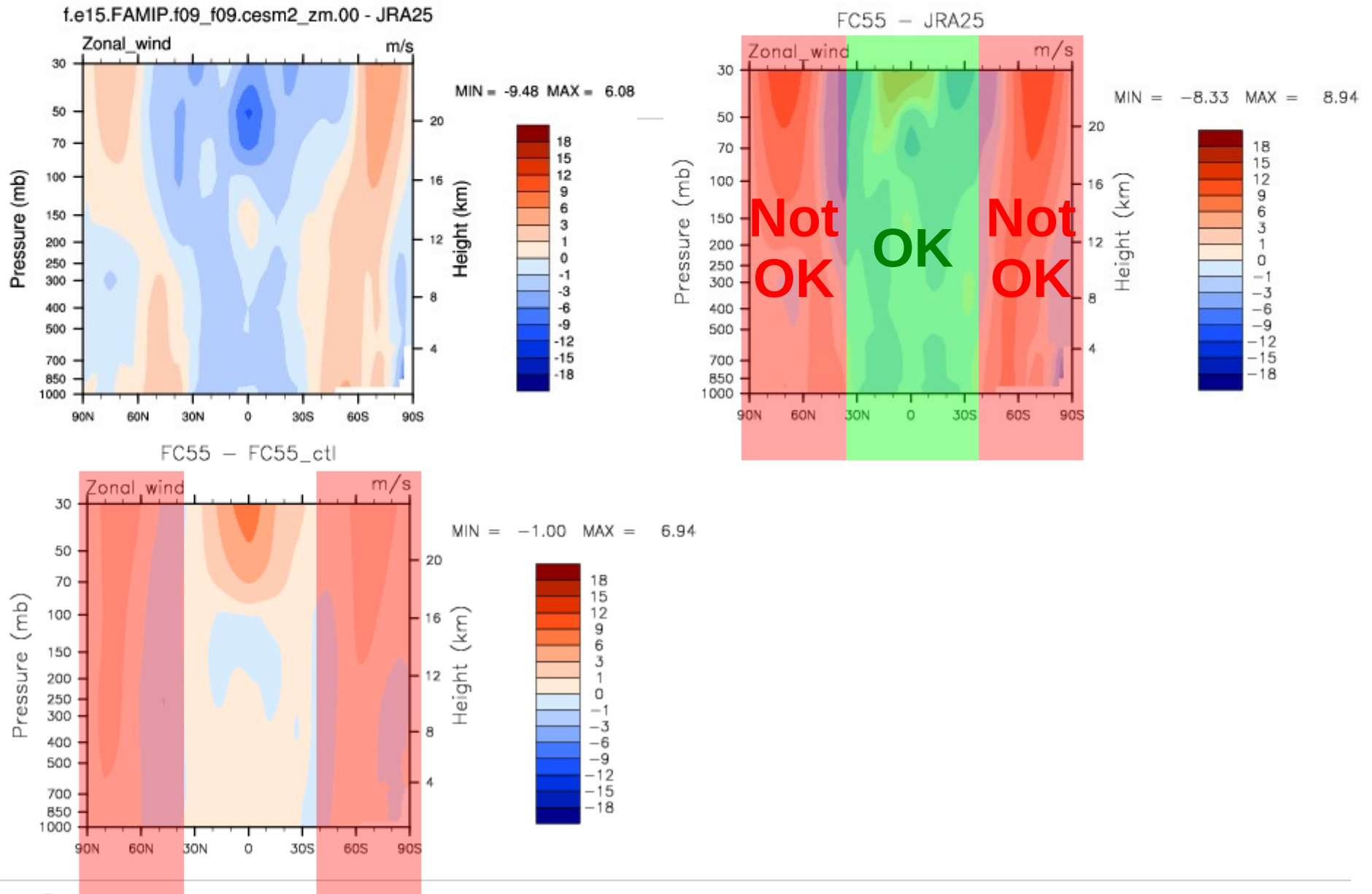




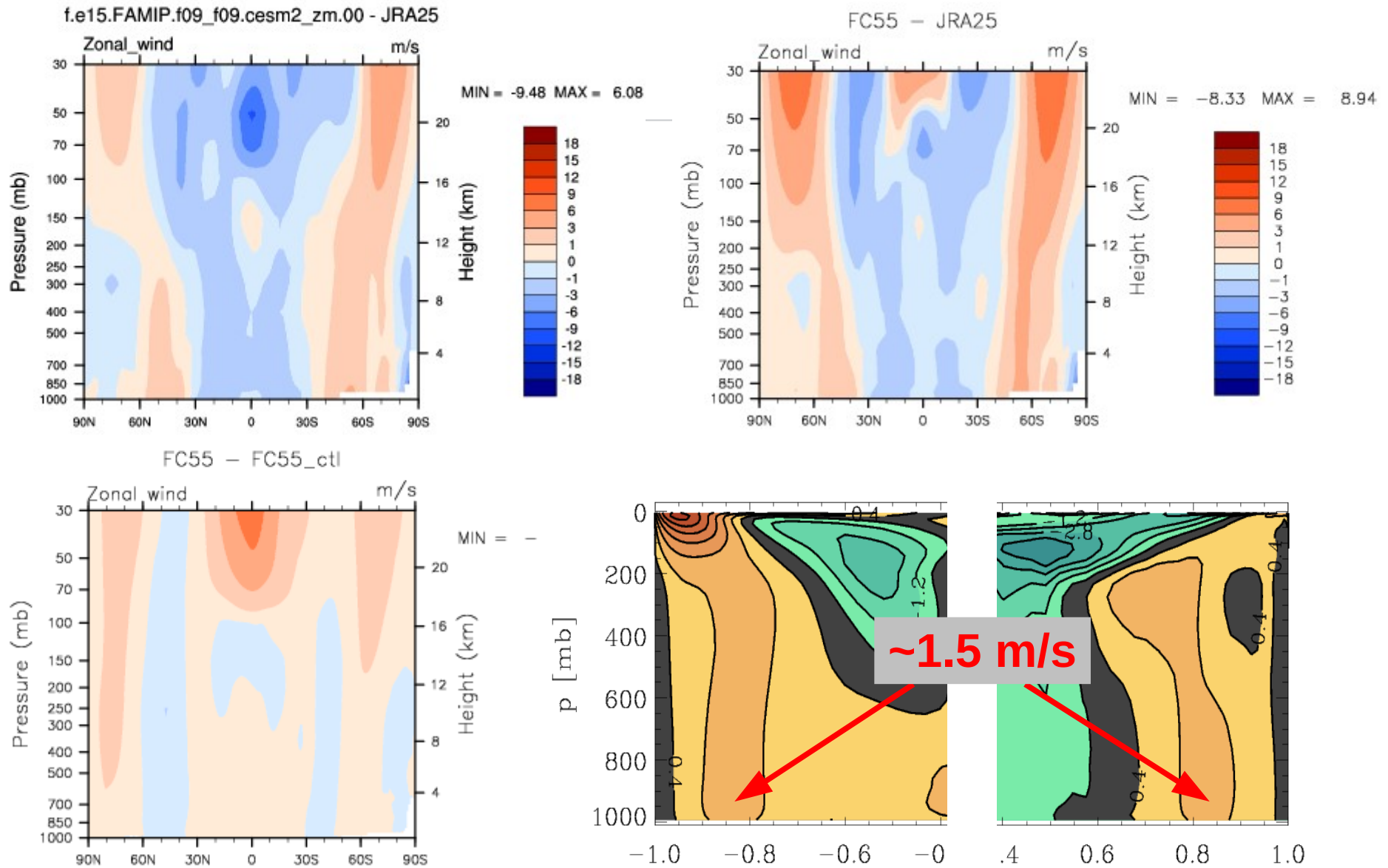
# Zonal winds in FAMIP simulations



# Zonal winds in FAMIP simulations



# Zonal winds in FAMIP simulations



# Uncontrolled dissipation from numerics at model top level

```

*cd_core.F90 (~/noresm/code/code_mod/AM/CESM2_beta01/SourceMods_Cwinds/SourceMods/src.cam) - ge
File Edit View Search Tools Documents Help
Open Save Undo
*cd_core.F90 X
do k=kfirst,klast
!+tht disable IF block, use iord=4 throughout
! if( k <= km/8 ) then
!   if( k == 1 ) then
!     iord = 1
!     jord = 1
!   else
!     iord = min(2, iord_d)
!     jord = min(2, jord_d)
!   endif
! else
iord = iord_d
jord = jord_d
! endif
!-tht

!-----
! Call the vertical independent part of the dynamics on the D-grid
!-----

if (docorr) then !+++++
!+tht AM correction
do j=jfirst,jlast
do i=1,im
kelp(i,j,k) = delp(i,j,k) !updated delp on A grid
enddo
enddo
!-tht
endif !+++++
call d_sw( grid, u(1,jfirst-ng_d,k), v(1,jfirst-ng_s,k), &
uc(1,jfirst-ng_d,k), vc(1,jfirst-2,k), &
pt(1,jfirst-ng_d,k), delp(1,jfirst,k), &
delpf(1,jfirst-ng_d,k), cx3(1,jfirst-ng_d,k), &
cy3(1,jfirst,k), mfx(1,jfirst,k), &
mfy(1,jfirst,k), &
grid%cdx (js2g0:,k),grid%cdy (js2g0:,k), &
grid%cdxde (js2g0:,k),grid%cdxdp (js2g0:,k), &
grid%cdyde(js2g0:,k),grid%cdydp(js2g0:,k), &
grid%cdxdiv(:,k),grid%cdydiv(:,k), &
grid%cdx4 (js2g0:,k),grid%cdy4(js2g0:,k), &
grid%cdtau4(js2g0:,k), ldiv2, ldiv4, ldel2, &
iord, jord, tiny &
delp(1,jfirst,k), ddu(1,jfirst,k) ) !+tht AM correction

```

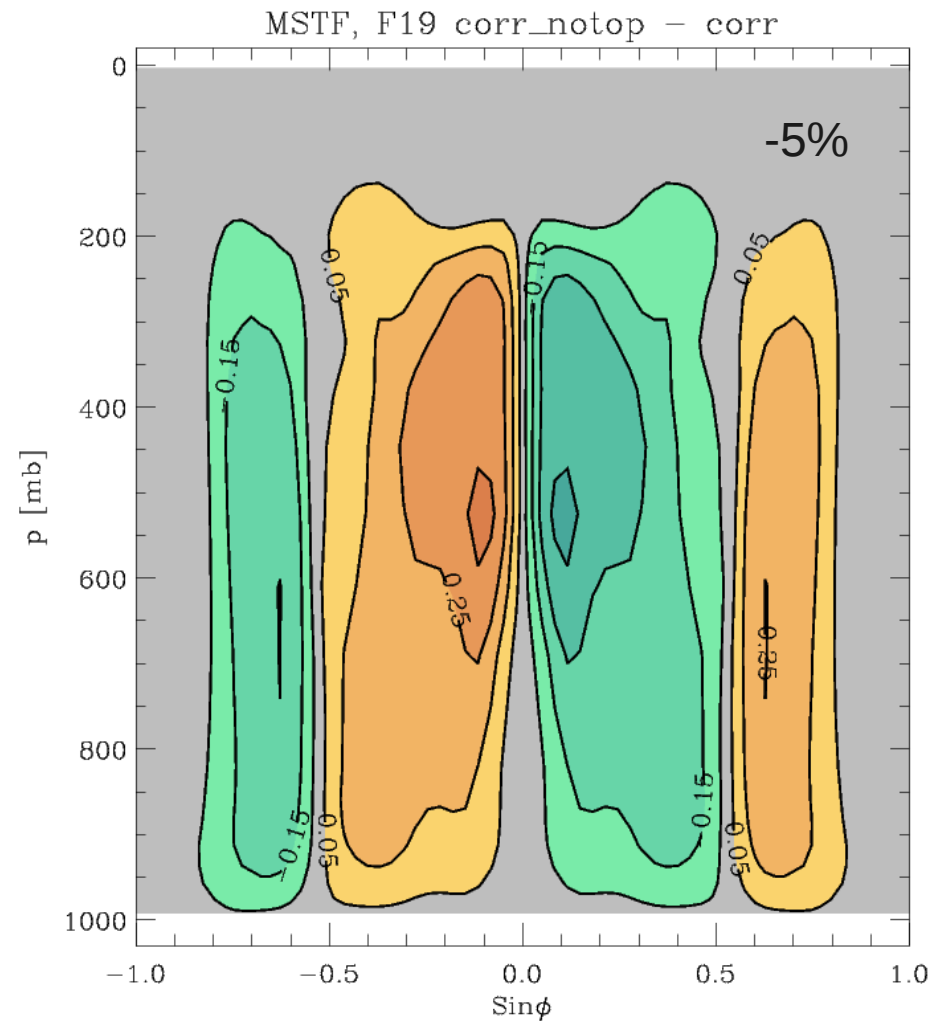
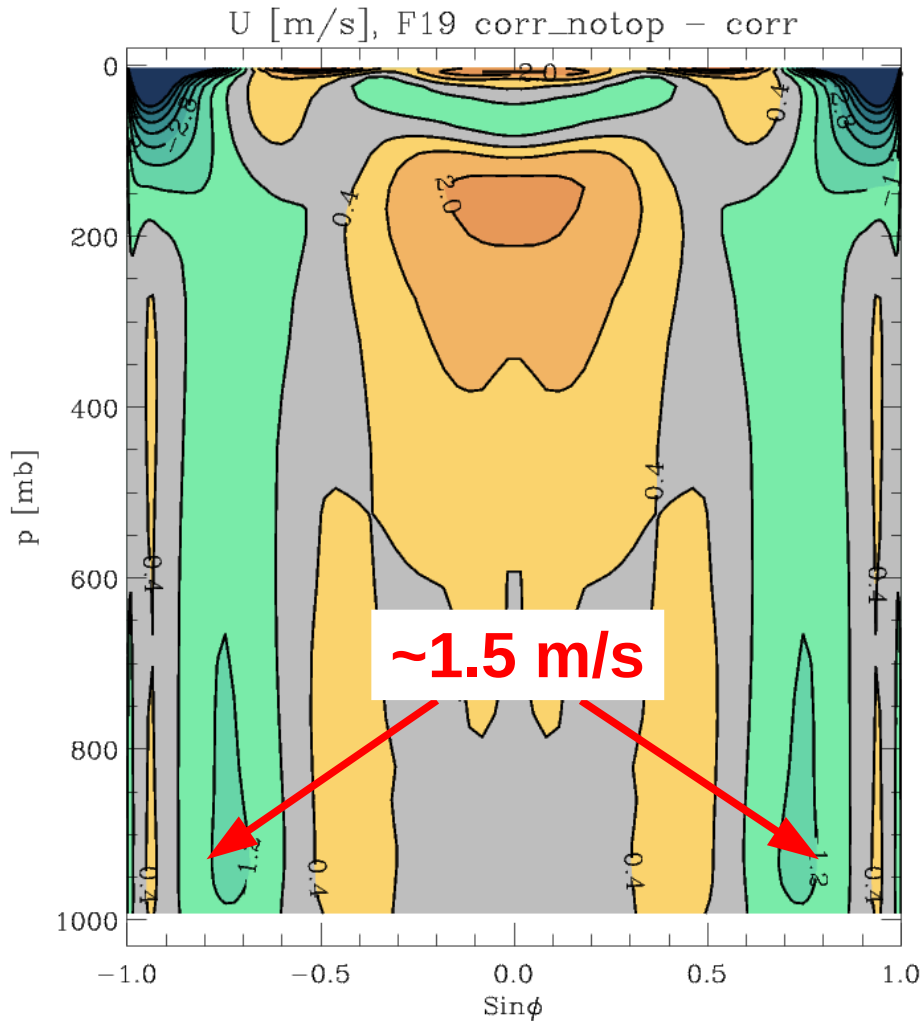
First-order upwind on two-grid vector-invariant flux formulation

Sensitive to:

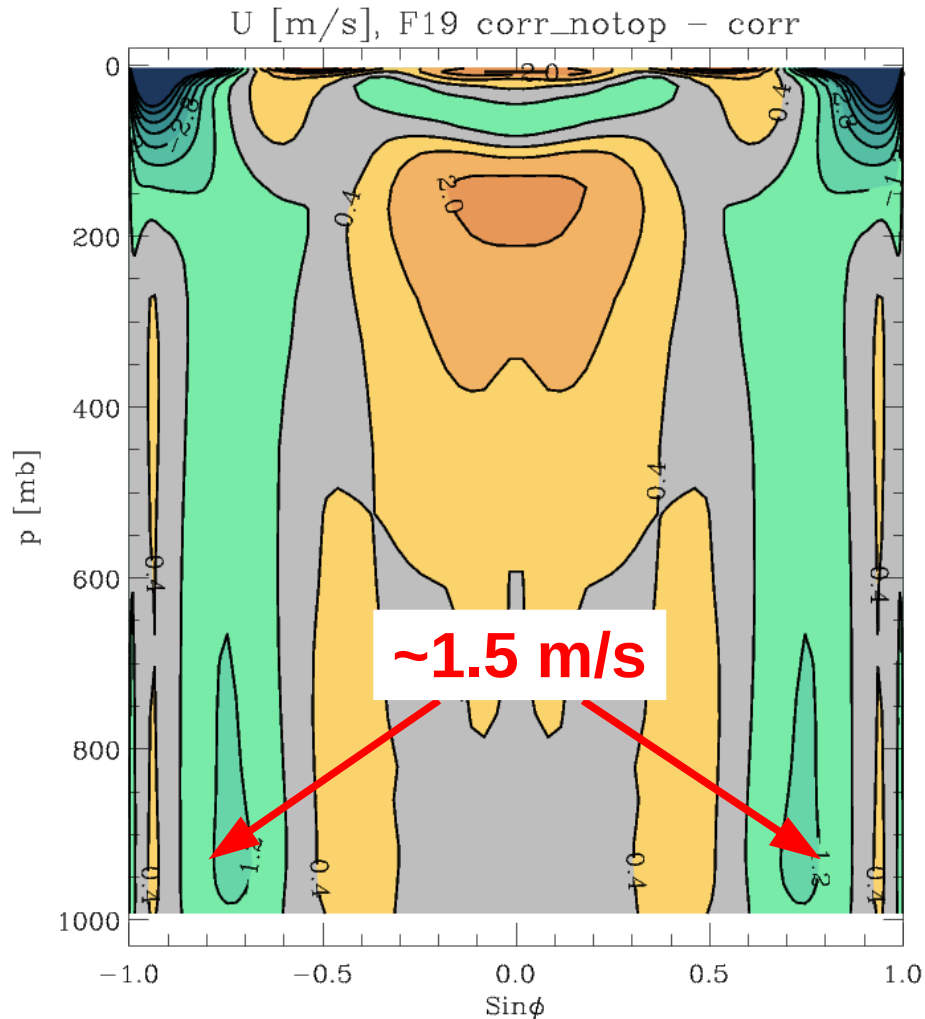
- resolution
- vertical levels
- physics
- circulation

Unpredictable and undiagnosable

# Uncontrolled dissipation from numerics at model top level



# Uncontrolled dissipation from numerics at model top level



What is actually needed?  
Dissipation?  
Sink of momentum?

# An alternative to dissipative numerics

```

gw_rdg.F90 x
! Compute the interface wind projection by averaging the midpoint winds.
! Use the top level wind at the top interface.
ubi(:,1) = 0._r8! ubm(:,1) !+tht change upper b.c. to enhance GW drag at top tht+!
ubi(:,2:pver) = midpoint_interp(ubm)
ubi(:,pver+1) = ubm(:,pver)

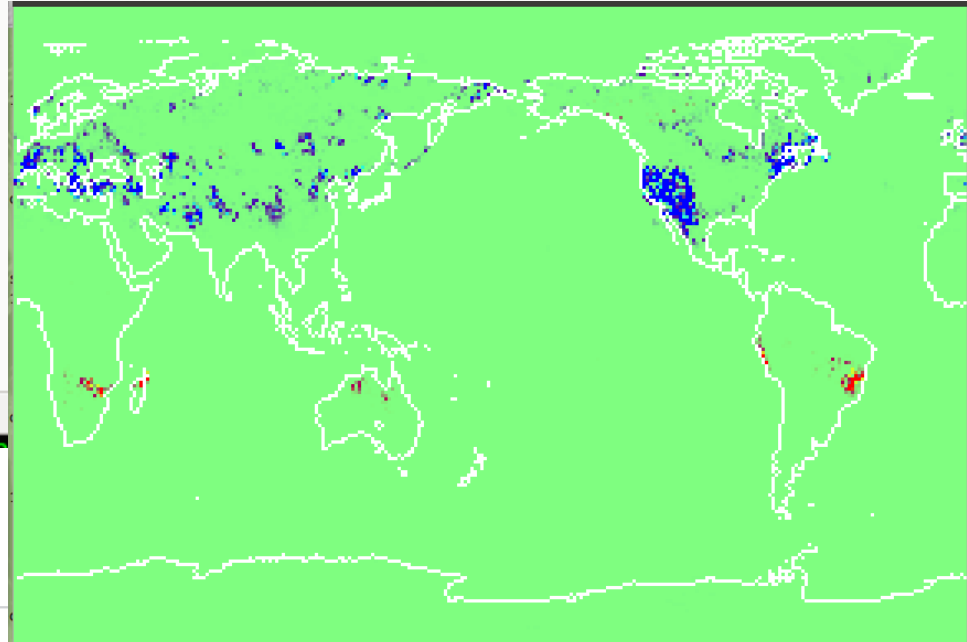
! Allow wind tendencies all the way to the model bottom.
tend_level = pver

! No spectrum; phase speed is just 0.
c = 0._r8
!lldyn = 0

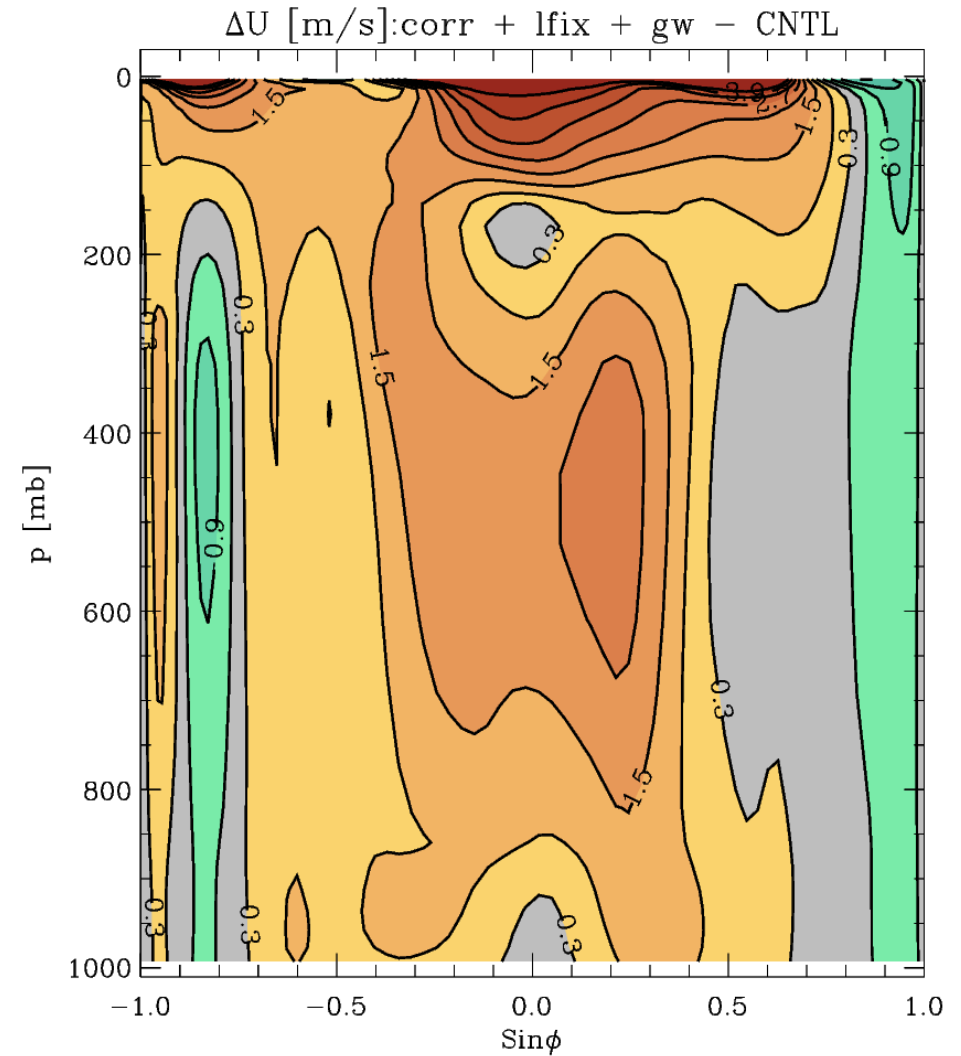
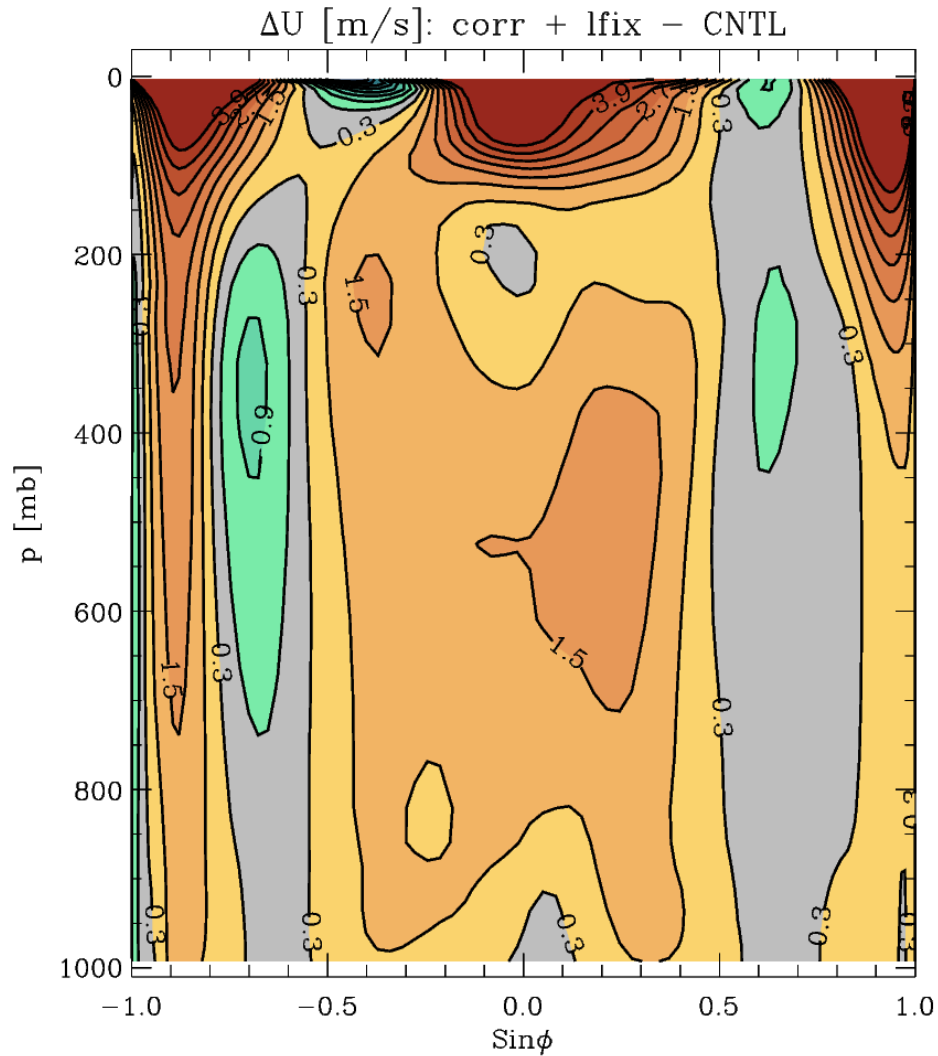
where( m2src < orom2min )
  !lldyn = 1
  tlb = mxdis
  tlb_level = src_level
endwhere

end subroutine gw_rdg_src

```



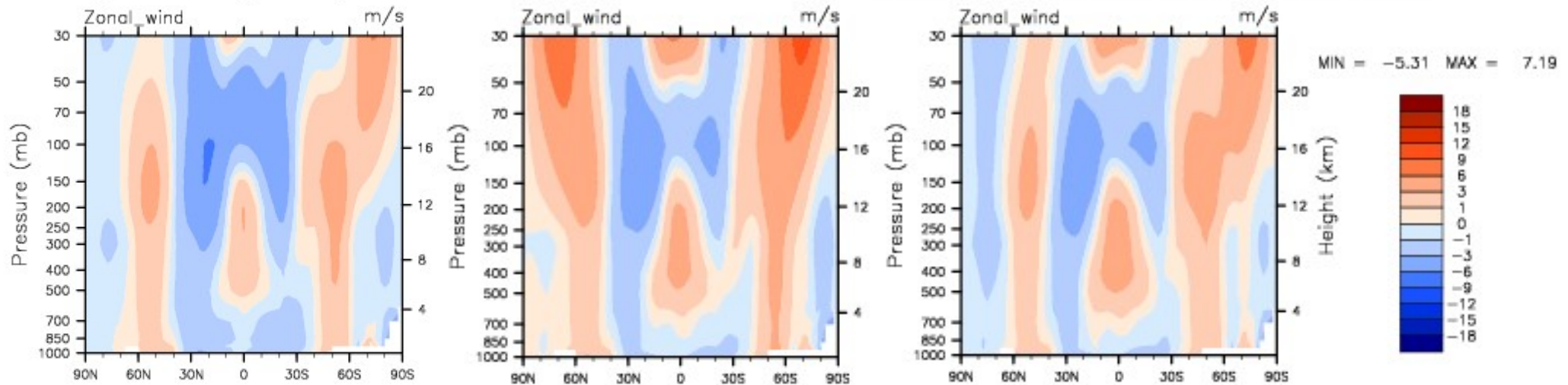
# An alternative to dissipative numerics





# An alternative to dissipative numerics

CESM2B5\_NFPTAERO60\_gamma0p238 - JPB5\_NFPTAERO60\_gamma0p238\_AMCORRall2B5\_NFPTAERO60\_gamma0p238\_AMCORRallc2 - JRA25



Dirk Jan Leo Olivier

# Conclusions

- The strength of the Hadley circulation and associated tropical water cycle is sensitive to numerical sources/sinks of momentum
- NASA's FV dycore performs worse than most in this regard
- A fix has been made available that produces impacts on CAM-FV simulations as expected from fundamental physical reasoning, with limited side effects
- such impacts generally bring the simulations to better agreement with observations, especially at lower resolution
- no free parameters and virtually no processing time involved
- There remains a question on the consistent treatment of the top model level