

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

FACULTAD DE CIENCIAS DEL MAR



TRABAJO TUTELADO DE SEGUNDO CICLO

**MODELOS DE CIRCULACIÓN GLOBAL Y
PROCESOS DE MEZCLA EN EL OCÉANO**

AUTORA: SHEILA NATALÍ ESTRADA ALLIS

TUTOR: DR. ÁNGEL RODRÍGUEZ SANTANA

Las Palmas de Gran Canaria, Septiembre de 2009

Agradecimientos

Este trabajo ha sido posible gracias a la ayuda y comprensión de las personas que han estado a mi lado durante toda su elaboración.

En especial quiero agradecer enormemente a mi tutor Ángel Rodríguez Santana, quien ha atendido con predisposición a todas mis dudas y sugerencias, sacando de su tiempo horas para tutelarme, siendo un excelente investigador y un extraordinario profesor que me ha guiado en mis primeros pasos hacia la investigación y que gracias a esto me ha animado a seguir trabajando en el camino de la ciencia.

El eterno agradecimiento para mi familia, mis padres Enrique y Susana, mi hermano Yael y mi novio Andrés, los cuales han sabido comprender una carrera de investigación, me han animado y apoyado con su afecto y cariño, no solo en este trabajo tutelado, sino a lo largo de toda la carrera. De ellos es mi éxito y en ellos encuentro mi refugio.

No podría olvidarme de la ya Licenciada en Ciencias del Mar Violant Garcia Serrats, la cual además de ser una amiga incomparable me ha ayudado a corregir y limar algunos aspectos de este trabajo, confiando en que será una brillante investigadora.

No menos importante fue el apoyo recibido por mis amigos de la vida, y por mis compañeros de clase, sin ellos no podría lograr mis objetivos.

Índice

1. Introducción	1
1.1. Difusión diapirica y circulación termohalina (THC)	5
2. Procesos de mezcla en el océano en modelos GCMs y EMICs	12
2.1. Escalado de la circulación termohalina	16
2.2. Parametrización de la mezcla vertical	18
2.3. Modelos de Circulación Global (GCMs) y de Complejidad Intermedia del Sistema Terrestre (EMICs)	20
2.3.1. Modelo CLIMBER-3- α	22
2.3.2. Modelo HadCM3	24
2.3.3. Modelo MITgcm (o MIT 2D)	26
2.3.4. Modelo GISS Model II	27
2.4. Esquemas de mezcla vertical	29
2.4.1. Parametrización de submalla	29
2.4.2. Esquemas de clausura de submalla.....	31
2.4.3. Esquemas de mezcla vertical (SGS)	36
3. Ejemplo de simulación: Modelo EdGCM	38
3.1. Características generales del modelo EdGCM	38
3.1.1. Estructura del modelo	38
3.1.2. Ecuaciones fundamentales	40
3.1.3. Diferenciación espacial	42
3.1.4. Tiempo de diferenciación	43
3.1.5. Conservación de propiedades integrales	44
3.2. Método QFlux	45
3.3. Simulaciones con EdGCM	48
3.3.1. Mapas de SST	49
3.3.2. Series temporales de SST.....	51
3.3.3. Mapas de presiones del nivel del mar	52
3.3.4. Promedio zonal de transporte oceánico	54
4. Conclusiones	57
4.1. Trabajos futuros	58
5. Referencias	61

Resumen

La difusividad diapicna en el océano es uno de los parámetros más desconocidos en los modelos climáticos actuales. Las medidas de esta difusividad son variables e insuficientes para confeccionar un mapa global con estos valores. A través de inferencias de métodos inversos y cálculos de balance de energía se sugiere una diferencia de un factor de 5 en los valores del coeficiente de difusividad diapicna. Encontrándose que el sistema climático es extremadamente sensible a la difusividad diapicna, se pone de manifiesto la necesidad de esclarecer los esquemas de mezcla y sus parametrizaciones a través de Modelos de Circulación Global (GCMs) y Modelos de Complejidad Intermedia del Sistema Terrestre (EMICs), dentro del marco de un posible cambio climático y un calentamiento global debido al aumento de las emisiones de gases de efecto invernadero como el CO₂. Así, el objetivo principal de este trabajo es comprender la sensibilidad del sistema climático a la difusividad diapicna en el océano a través de los GCMs y los EMICs. Para esto es necesario el análisis de los posibles esquemas de mezcla diapicna con la meta final de encontrar el modelo óptimo que permita predecir la evolución del sistema climático, el estudio de todas las variables que influyen en el mismo, y la correcta simulación en largos periodos de tiempo.

Como resultados principales de éste trabajo se encontró que con una potencia de 0.63, el Océano Pacífico Sur es más sensible a los cambios en el coeficiente de difusividad diapicna que el Océano Atlántico (con una potencia de 0.44). La implicación de esto es que la cantidad de agua aflorada desde el océano profundo puede ser regulada por la difusión diapicna en el Océano Indo-Pacífico. También se puso de relieve que la intensidad de la circulación termohalina o THC, aumenta conforme se incrementa el valor del coeficiente de difusividad diapicna, según diversos estudios revisados hasta el año 2009. Se destaca además la importancia de la parametrización de la mezcla vertical y su vital papel en los GCMs, exponiendo una tabla con los principales GCMs y EMICs utilizados en la bibliografía, con sus características físicas más relevantes y sus esquemas de mezcla vertical de submalla, y parametrizaciones más usadas, como la KPP (K-Profile parameterisation). Por último, se exhiben, a modo de ejemplo, los resultados de algunas simulaciones realizadas con un modelo de bajo coste computacional (EdGCM) con la finalidad de introducirse en el entendimiento del complejo mundo del modelado a gran escala global del océano.

Se ofrecen en las conclusiones, las líneas futuras de trabajo para la ampliación y contribución a este estudio, con el fin de destacar la importancia de la mezcla diapicna en el océano, para luego conseguir su correcta modelización y su posterior impacto en el sistema climático.

Abstract

The diapycnal diffusivity in the ocean is one of the least known parameters in current climate models. Measurements of this diffusivity are sparse and insufficient for compiling a global map. Inferences from inverse methods and energy budgets calculations suggest as much as a factor of 5 differences in the global mean value of the diapycnal diffusivity. Finding that the climate system is extremely sensitive to the diapycnal diffusivity evidenced the need to clarify the schemes of mixing and its parameterisations through Global Circulation Models (GCMs) and Earth Models of Intermediate Complexity (EMICs) within a context of possible climate change and global warming due to increased of emissions of greenhouse gases. Thus, the main objective of this work understands the sensitivity of the climate system to diapycnal diffusivity in the ocean through the GCMs and EMICs. This requires the analysis of possible schemes of diapycnal mixing with the ultimate goal of finding the optimal model to predict the evolution of the climate system, the study of all variables that affect it, and the correct simulation over long periods of time.

As main results of this work were found with a 0.63 power, the South Pacific Ocean is more sensitive to changes of diapycnal diffusivity coefficient to the Atlantic (with a 0.44 power). The implication is that the amount of water upwelling from the deep ocean may be regulated by the diapycnal diffusion in the Indo-Pacific Ocean. It also showed that the intensity of the Thermohaline Circulation (THC), increase with increasing the value of diapycnal diffusion coefficient, according to various studies reviewed until 2009. It further emphasizes the importance of parameterisation of vertical mixing it's a important role in the GCMs, setting a table with a most important GCMs and EMICs used in the literature, with its most important physical characteristics and subgrid parameterisations of vertical mixing most commonly used. Finally, as examples, the results of simulations with a model of low computational cost (EdGCM) have been shown in order to get into understanding the complex world of global-scale modelling of the ocean.

In order to highlight the importance of vertical mixing in the ocean, they are offered in the conclusions, future lines of works for the contribution to this study, to obtain the correct modelling and its subsequent impact on the climate system.

Modelos de Circulación Global y Procesos de Mezcla en el Océano

1. Introducción

En varias simulaciones numéricas y estudios previos se ha demostrado que el estado de equilibrio de la circulación global es sensible al valor y localización de la difusividad diapicna (por ejemplo, Bryan, 1987; Cummins *et al.*, 1990; Scott y Marotzke, 2002). El mapa global de la difusión diapicna, basado en observaciones, sigue sin estar disponible. Las medidas se distribuyen en espacio y tiempo, en rangos que van desde los $5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ por encima del valor medio, a $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ en topografías más suaves (Polzin *et al.*, 1997) y en la termoclina (Ledwell *et al.*, 2000). La consecuencia de la estructura de la densidad global del océano sugiere que el promedio mundial de la difusión diapicna sea del orden de $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (Munk, 1966; Munk and Wunsch, 1998), mientras que las estimaciones de la disipación de energía a través del océano dan un valor mundial de cerca de $0,2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (Huang, 1999). Sin embargo, los modelos de circulación general (GCMs, *Global Circulation Models*) usan valores de difusividad diapicna que están en un intervalo más grande que los dados por las mediciones y los cálculos del CMIP2 (*Coupled Model Intercomparison Project*).

La sensibilidad de la presente circulación oceánica a la difusión diapicna ha sido previamente estudiada en GCMs oceánicos. La circulación termohalina, THC, es más sensible a la difusión diapicna en los trópicos y en las fronteras este y oeste (Scott and Marotzke, 2002), mientras que en la dirección vertical la sensibilidad es alta en la parte inferior de la termoclina (Cummins *et al.*, 1990). Estos resultados han sido confirmados también por un modelo oceánico GCM (OGCM) acoplado a un modelo de balance de energía (Bugnion and Hill, 2004a,b,c).

La sensibilidad de la intensidad de la THC a la difusión diapicna ha sido examinada en un solo hemisferio OGCM con una topografía idealizada (Bryan, 1987; Marotzke, 1997; Park y Bryan, 2000; Scott, 2000). Marotzke (1999), por ejemplo, presenta teorías para predecir la intensidad del vuelco en un solo hemisferio y en cuencas (cerradas), respectivamente. Gnanadesikan (1999) deriva una ecuación cúbica referida a la profundidad de la picnoclina (y por lo tanto, a la intensidad del vuelco), que incluye el forzamiento del viento y la mezcla diapicna para una sola cuenca configurada con un canal sur.

Gregory (2000) analizó el balance térmico vertical de los flujos tanto en equilibrio como en experimentos de calentamiento global. En su trabajo combina los flujos advectivos (eurelianos y parametrizaciones de remolinos advectivos) y los flujos difusivos (diapicnos e isopicnos) cuando se analiza el balance mundial de los océanos. No obstante, la investigación del balance para diferentes bandas de latitudes y cuencas, limita el análisis a un único nivel de profundidad (160 m). Por otro lado, el balance térmico en todos los niveles de profundidad es presentado por Huang et al. (2003).

El océano es el posible estado de equilibrio en el cual se estudian los experimentos de histéresis donde el flujo de agua dulce en el océano Atlántico incrementa (o decrece) hasta el cese (o recuperación) de la THC. La magnitud del incremento del flujo de agua dulce y fría es lo suficientemente pequeño para que el estado del modelo esté siempre cerca del equilibrio. Los experimentos de histéresis nos dicen en que medida el equilibrio de un modelo climático de colapso de la THC es debido a un mayor flujo de agua dulce en el Atlántico Norte.

Uno de los estudios más relevantes en cuanto a la sensibilidad de la intensidad de la THC a la difusividad diapicna es el de Dalan *et al.* (2004), en el cual se realizaron experimentos de sensibilidad de la curva de histéresis a la difusividad diapicna, a través de un modelo del tipo EMIC (Modelos del sistema terráqueo de complejidad intermedia), denominado MITgcm (*Massachusetts Institute of Technology; Global circulation model*). El resultado se muestra en la **Figura 1**. Como en estudios anteriores de la sensibilidad de la curva de histéresis (Ganopolsky *et al.*, 2001; Schmittner y Weaver, 2001; Prange *et al.*, 2003), la circulación es más inestable con un valor más bajo de la difusión diapicna. Con el fin de inducir a la THC al borde del colapso, se

encontró que se necesita una entrada de agua dulce de 0,52 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) con una difusividad diapícnica de $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, mientras que para una entrada de 0,37 Sv se necesitan $0.2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ de difusividad diapícnica.

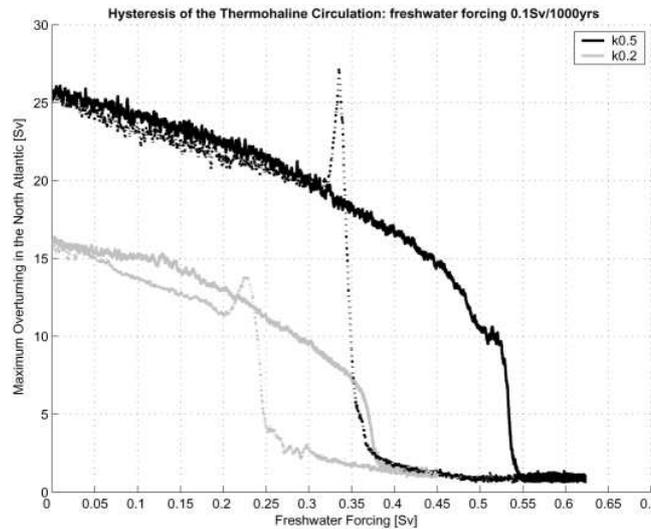


Figura 1: Ciclo de histéresis de la THC para una difusividad diapícnica de $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ y $0.2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (del informe, Dalan *et al.*, 2004).

Ganopolsky *et al.* (2001) y Schmittner y Weaver (2001) sugieren que la estabilidad del sistema climático se reduce con una disminución de la difusividad vertical, es decir, el colapso de la circulación se logra con una menor perturbación de agua dulce para pequeños valores de la difusividad vertical. Schmittner y Weaver (2001) observaron también un umbral común en el que puede dar el mínimo de intensidad de la THC, por debajo del cual la circulación se colapsa. Estos resultados pueden estar sesgados por el uso de modelos bidimensionales en las cuencas oceánicas. Estos modelos difieren sustancialmente de los modelos de océano tridimensionales en varios aspectos, entre los que se encuentra la necesidad de parametrizar el efecto de la rotación y el abandono de las variaciones zonales en el Atlántico Norte. En los modelos bidimensionales del océano, procesos importantes como la convección y la baja advección se producen en el mismo lugar, mientras que, en los modelos tridimensionales con topografía idealizada, puede ocurrir en lados opuestos de la cuenca del Atlántico (Marotzke y Scott, 1999). Recientemente un estudio de un OGCM en tres dimensiones (Prange *et al.*, 2003, su figura 6) con dinámica linealizada confirmó el pronto colapso de la THC con la disminución de la mezcla vertical, pero no se observó un umbral común.

La **Tabla 1** resume los parámetros de mezcla de un modelo oceánico en su configuración estándar (Dalan *et al.*, 2004).

Tabla 1: Parámetros de submalla escala de modelos oceánicos en su configuración estándar.

<i>Parámetro</i>	<i>Valor</i>	<i>Unidades</i>
Difusión Isopicna	1000	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Difusión Diapicna	0.5	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
Espesor de Difusión	1000	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Viscosidad Lateral	50000	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Viscosidad Vertical	100	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$

El colapso de la THC en el modelo de difusividad estándar se produce a los 10 Sv ($0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) y alrededor de 6 Sv en el modelo de baja difusividad ($0.2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$). Por lo tanto, no existe un umbral común de colapso en este modelo particular como en el 3D OGCM de Prange *et al.* (2003). En los modelos 2.5D, el umbral para el colapso de la THC es relativamente insensible a la difusividad diapicna, lo que sugiere que el exceso de la simplificación dinámica de los modelos bidimensionales afectan a la estabilidad característica de la THC.

La circulación de los océanos se vuelve más sensible a las perturbaciones de agua dulce si la difusión diapicna decrece, es decir, una pequeña perturbación de agua dulce causará el colapso de la circulación termohalina. Los experimentos de calentamiento global conducen a un aumento de agua dulce en el Atlántico Norte (Manabe y Stouffer, 1994), esta última declaración podría extender los experimentos del calentamiento global.

El documento se organiza de la siguiente manera; la Sección 1, anteriormente expuesta, corresponde a la bibliografía existente sobre el tema. La Sección 2 se refiere a los procesos de mezcla en el océano, su modelado a través de modelos GCM y EMIC, las parametrizaciones y los esquemas de clausura necesarios para tal fin. En la Sección 3 se pretende exponer las simulaciones realizadas con el modelo escogido para el

trabajo y analizar los resultados obtenidos, exponiendo los pros y contra de la elección. Seguidamente, la Sección 4 presenta las principales conclusiones del trabajo, así como las líneas futuras de investigación en el tema. Por último, la Sección 5 exhibe la variada y larga bibliografía utilizada para la realización del trabajo.

1.1. Difusión diapicna y circulación termohalina (THC)

La mezcla diapicna se produce entre las capas isopícnas del océano profundo y medio dentro de latitudes medias y bajas (Marotzke y Scott, 1999), está causada principalmente por la ruptura de las ondas internas dentro de la termoclina (Garrett y Laurent, 2002; Wunsch y Ferrari, 2004), aunque también puede estar causada debido a la interacción de la energética de las ondas de marea con la batimetría de fondo en el océano abisal (Punk y Wunsch, 1998). Unos de los aspectos más importantes de la difusión diapicna es que conduce la mezcla de calor hacia capas más profundas del océano la cual es compensada por un gran movimiento de afloramiento de densa masa de agua profunda, en estado de equilibrio, conectando el flujo hacia el norte con las aguas superficiales. Aunque la mezcla diapicna es parametrizada por una constante en espacio o tiempo en la mayoría de los OGCMs, está en realidad muy influenciada por la estratificación (inversamente proporcional a la estratificación de la densidad) (Garrett, 1984). La mezcla vertical o diapicna en un modelo OGCMs, en general, no está explícitamente modelada, pero se encuentra parametrizada. Como mínimo se identifican cuatro clases de esquemas de mezcla vertical:

- (a) La mezcla es constante en tiempo y espacio.
- (b) La mezcla es constante en tiempo pero varía en espacio.
- (c) La mezcla es deducida, en general, de simples dependencias o combinaciones de variables pronóstico a escalas locales o a gran escala.
- (d) La mezcla se determina explícitamente, o pronósticos, por el modelaje de procesos físicos actuales que gobiernan la mezcla.

Los dos últimos esquemas (c y d) conducen a la variación de la mezcla en tiempo y espacio. La mayoría de los GCMs utilizan los esquemas (a) y (b), unos pocos hacen uso del (c).

El efecto del forzamiento del agua dulce y la fuerza de la mezcla vertical en la estabilidad de la THC ha sido estudiada usando GCMs climáticos (Manabe y Stouffer, 1999), GCMs oceánicos (por ejemplo, Park y Bryan, 2000; Klinger *et al.*, 2003; Prange *et al.*, 2003), y modelos de caja (por ejemplo, Tziperman *et al.*, 1994; Griffies y Tziperman, 1995; Park, 1999). Sin embargo, pocos estudios exploran explícitamente la sensibilidad de los modelos a la estratificación de la densidad que depende del coeficiente de mezcla vertical. Por otro lado, algunos estudios enfatizan la potencial importancia de la mezcla diapicna. El decrecimiento de la estratificación debido a la reducción de la formación de NADW (*North Atlantic Deep Water*) puede incrementar la mezcla diapicna en bajas latitudes y en el océano sur, lo que da lugar, según el balance advección-difusión (ver descripción de éste balance en Munk, 1966), al afloramiento que transporta aguas profundas más densas hacia la superficie, resultando en la recuperación de la AMOC (*Atlántic Meridional Overturning Circulation*), (por ejemplo, Munk y Wunsch, 1998; Huang, 1999; Oliver *et al.*, 2005). Como es posible intuir, detrás de esto está implicado el rol de la estratificación vertical del océano ya que todas esas respuestas al forzamiento de agua dulce están ligadas a los cambios en la estratificación vertical (Yu *et al.*, 2008).

Para analizar la sensibilidad del clima a los cambios en el valor del coeficiente de difusividad diapicna, en Dalan *et al.* (2004) se llevaron a cabo cuatro experimentos control, a través de un modelo MITgcm 2D EMIC, otorgando cuatro valores diferentes del coeficiente de difusividad diapicna: 0.1, 0.2, 0.5 y 1.0 $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. A pesar de que las estimaciones actuales de la media global para la difusión diapicna son de 0.2 $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ (Huang, 1999) y 1.0 $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ (Munk y Wunsch, 1998), en el estudio se comparó en detalle las diferencias entre la ejecución control con difusión diapicna de 0.1 y 0.5 $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, refiriéndose al primer caso como “modelo de baja difusividad” y al segundo caso como “modelo de difusividad estándar”. Las conclusiones extraídas para el modelo de pequeña difusividad pueden ser aplicadas a partir de las simulaciones usando una difusión diapicna de 0.2 $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, mientras que en el caso del modelo de una difusión estándar el caso es similar, en su comportamiento, a la simulación con difusividad

diapicna de $1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. La razón de la elección de una difusividad diapicna de 0.1 a $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ en lugar de 0.2 a $1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, es que la primera pareja da una gama más representativa de la intensidad que podemos encontrar en un océano real de la THC. La fuerza de la THC en experimentos con difusividad diapicna de 0.1 a $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ es de 12 y 26 Sv , respectivamente, mientras que las últimas estimaciones para la misma cantidad es de 16 Sv (Ganachaud y Wunsch, 2003).

En su modelo, Dalan *et al.* (2004) encontraron que la circulación termohalina disminuye como consecuencia del aumento del CO_2 en la atmósfera (**Figura 2**), como lo hace en la mayoría de los modelos CMIP2 (*Coupled Model Intercomparison Project-2*). Para cada simulación del calentamiento global con diferentes difusividades diapicnas, la intensidad de la circulación del Océano Atlántico decrece para un periodo de 100 años, 25 años después de la estabilización del CO_2 , y se recupera nuevamente. Por lo tanto, el comportamiento del sistema a cambios en la difusión diapicna es auto-similar. Ganopolsky *et al.* (2001) encontró un fuerte comportamiento no lineal de las variaciones de la THC para la difusión vertical y la sensibilidad hidrológica. Para pequeñas difusiones verticales y grandes sensibilidades hidrológicas la THC cesa en un 1% de incremento de CO_2 para un periodo de 140 años, mientras que para todas las demás combinaciones de los dos parámetros la THC se ralentiza, y a continuación, se recupera parcialmente. El modelo MIT-EMIC es muy estable a las perturbaciones de agua dulce, como se infiere de las curvas de histéresis presentadas en Dalan *et al.* (2004). Además, no se registran cambios importantes en el flujo de agua dulce del Atlántico Norte debido al calentamiento global (Kamenkovich *et al.*, 2003).

En los experimentos con baja difusividad, el flujo neto sigue siendo muy pequeño en el océano, incluso mucho tiempo después de la integración del tiempo (12.000 años para en el caso de una difusividad de $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$). Las principales diferencias entre los dos modelos se encuentran en las regiones tropicales. El flujo diapicno se reduce significativamente en el modelo de baja difusividad, y no es la principal fuente de calor para el océano profundo, como lo es para el modelo de difusividad estándar.

La intensidad de la THC disminuye con la disminución de la difusividad diapicna (**Fig. 2**), pero la compensación entre la disminución del calentamiento en altas latitudes y la disminución del enfriamiento en los trópicos conduce a un pequeño aumento en el flujo advectivo global.

Por otro lado, en el estudio se encontró que la tasa y la cantidad de recuperación de la intensidad de la circulación termohalina varían para cada experimento en una forma impredecible. Por ejemplo, la simulación con difusividad de $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ presenta la recuperación más rápida, sin embargo es con la difusividad de $0.2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ con la que la circulación recupera completamente su fuerza (**Fig. 2**). Además, la variabilidad natural de la THC en el control aumenta con la difusión diapirica, su valor va de 0.2 Sv para $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ a 1 Sv para una difusividad de $1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. El comportamiento de la circulación que se muestra en la **Figura 2** plantea la cuestión de la previsibilidad de la THC en los experimentos del calentamiento global (Knutti y Stocker, 2002). A pesar de la ruta seguida en la recuperación, el nuevo equilibrio logrado después de la estabilización del CO_2 , presenta un menor retorno de la circulación, tal como señaló Huang *et al.* (2003c). Como consecuencia de la desaceleración de la THC, el fondo del océano se llena de agua fría, que representa un obstáculo para el hundimiento de la masa de agua NADW en el Atlántico Norte, cuando la circulación se recupera.

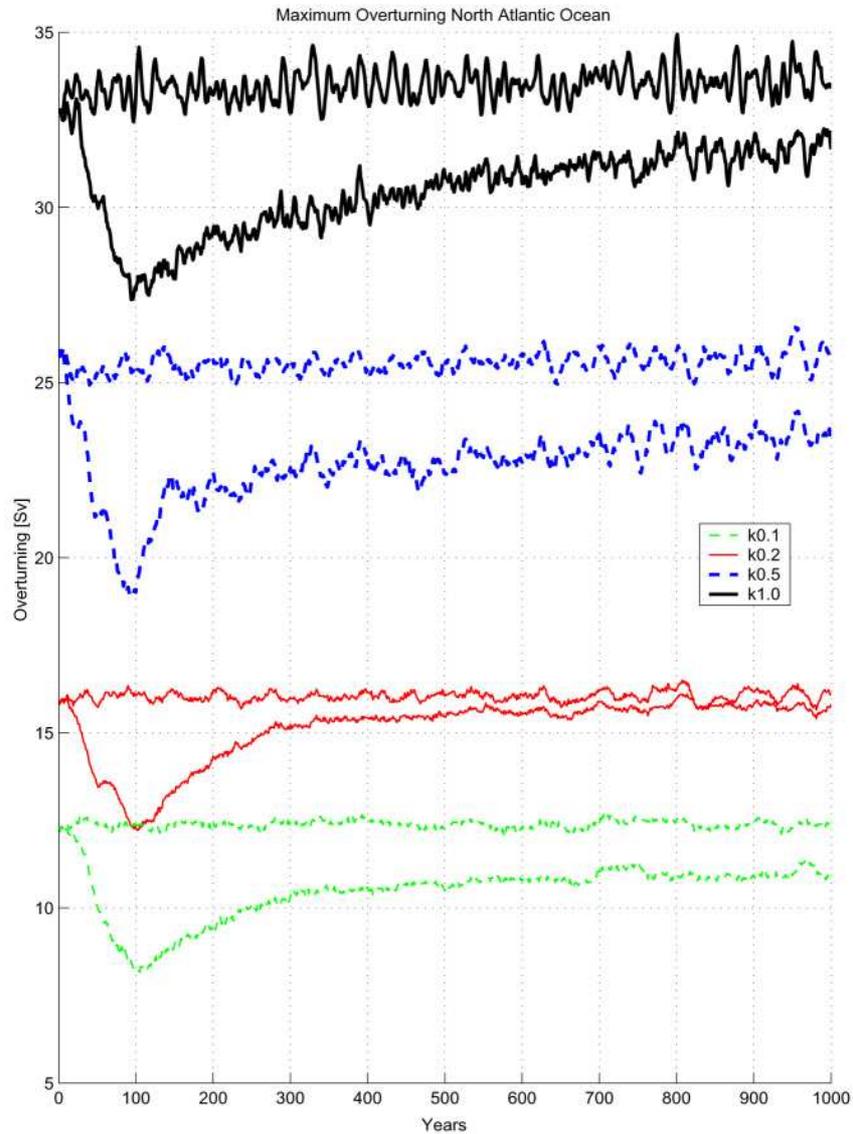


Figura 2: Máximo de la función de la corriente meridional en el Océano Atlántico Norte. Para cada valor de la difusividad diapícnica, se muestra la intensidad del vuelco de la THC en experimentos de calentamiento global. La intensidad del vuelco de la THC en el experimento control fluctúa alrededor de un valor medio que depende de la difusividad diapícnica. En los experimentos de calentamiento global, la intensidad de la THC disminuye en 100 años y se recupera parcial o totalmente de su valor original. La difusividad de $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ es la línea discontinua, $0.2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ es la línea sólida, $0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ es la línea gruesa discontinua y el valor de $1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ es la línea sólida gruesa (de Dalan *et al.*, 2004b).

Dado que la circulación es más fuerte al aumentar la difusividad diapícnica, la Corriente del Golfo se extiende a latitudes más altas para modelos con 0.5 y $1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ de difusión diapícnica.

Como la difusión vertical (k_v) incrementa, la termoclina se profundiza y aumenta la intensidad de la THC, tal y como se muestra en la **Figura 3** para el Océano Atlántico (Dalan *et al.*, 2004). En medias y altas latitudes del Océano Pacífico, es poco el cambio en el vuelco meridional, ya que solo hay debilidad de circulación en esta región. Sin embargo, hay un aumento considerable del afloramiento en las zonas tropicales y subtropicales del Pacífico para mayores k_v (ver Figura 3 de Dalan *et al.*, 2004).

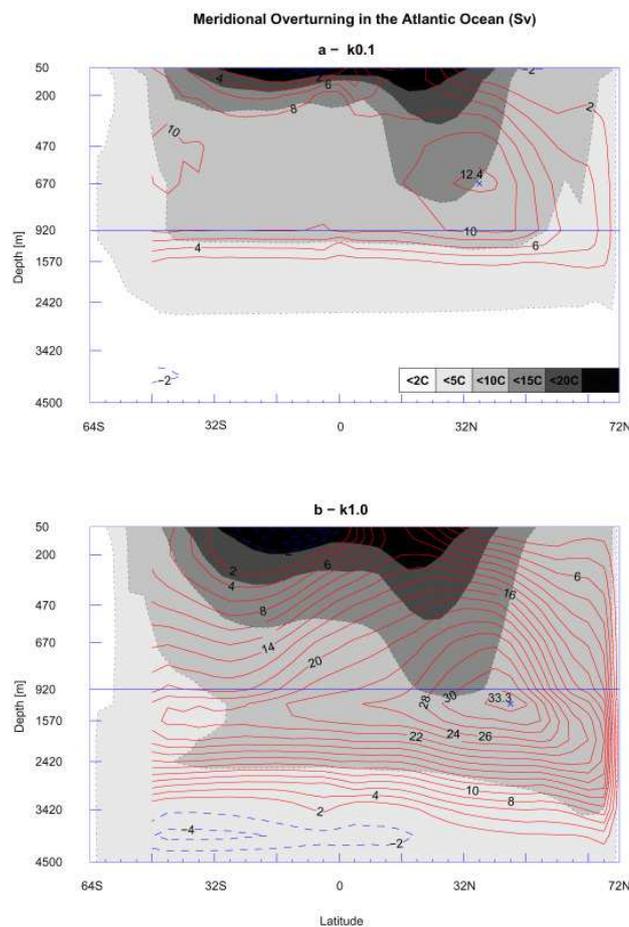


Figura 3: Función de corriente meridional del Océano Atlántico en equilibrio para una difusividad diapícnica de (a) $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ y (b) $1.0 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. La línea sólida indica el vuelco en sentido horario y la línea punteada indica el vuelco antihorario. El sombreado muestra la temperatura de acuerdo a la escala del panel a (de Dalan *et al.*, 2004).

La difusividad diapícnica es el principal contribuyente del flujo de calor para el océano global, que se concentra en la región tropical, aunque el considerable flujo diapícnico también se produce en altas latitudes. Sin embargo, mientras que el flujo diapícnico tropical se debe a la presencia de fuertes gradientes de temperaturas verticales, en altas latitudes el flujo diapícnico surge en parte para compensar el fuerte y opuesto flujo isopícnico (ver Fig. 8 en Dalan *et al.*, 2005). Los flujos del Océano Norte son los flujos representantes de la región del Atlántico Norte, donde se lleva a cabo la mayor parte de la dinámica del modelo MITgcm, mientras que los flujos en el Pacífico tropical son aproximadamente dos veces más grandes que en el Atlántico tropical, debido a que el área de formación es el doble de la superficie de éste último (Dalan *et al.*, 2005).

En un modelo MIT OGCM es posible variar la absorción de calor mediante los distintos coeficientes de difusión diapícnica. Las observaciones basadas en las estimaciones de este coeficiente varían desde 0.1 a $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (Munk y Wunsch, 1998).

Por otro lado, la incertidumbre en el valor global de la difusividad diapícnica hace reflexionar sobre la incertidumbre en la absorción de calor del océano bajo escenarios de calentamiento global, que a su vez regula el aumento de la temperatura del aire en la superficie (SAT) y la elevación del nivel del mar (SLR).

2. Procesos de mezcla en el océano en modelos GCM y EMIC

En el apartado anterior se enfatizó la importancia de la mezcla diapicna en el sistema climático, más concretamente, en la sensibilidad de los experimentos de calentamiento global a diferentes valores del coeficiente de difusividad diapicna. En este apartado se pretende dar las principales características de cómo esos procesos de mezcla en el océano pueden ser modelizados.

Como se destacó anteriormente, el mejor estudio sobre este tema fue descrito por Dalan *et al.* (2004) en el Report; *Sensitivity of Climate to Diapycnal Diffusivity in the Ocean*, (Parte I y II), estudios posteriores a este utilizan la sensibilidad del modelo de Kamenkovich *et al.* (2002) al coeficiente de difusión diapicna como referencia. Scott *et al.* (2008), por ejemplo, examinan la respuesta de la MOC (*Meridional Overturning Circulation*) al incremento de los gases invernadero como forzamiento principal, utilizando un modelo EMIC, incluyendo una componente de océano dinámico tridimensional. La mezcla diapicna en el modelo oceánico, basado en un MIT OGCM, se representa usando una difusividad vertical uniforme de $3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

La estratificación vertical de la densidad es una propiedad crucial del océano interior que juega un importante papel en las respuestas transitorias de la MOC del Océano Atlántico (AMOC), debido a la regulación de la mezcla convectiva y diapicna bajo el aumento de agua dulce que entra por el norte de altas latitudes, en el cual la mezcla oceánica depende de la estratificación. A través del examen de los efectos de la estratificación vertical de la densidad y la mezcla oceánica en la respuesta transitoria de la AMOC, mediante la simulación de la perturbación de agua dulce, y usando el Modelo Climático de Bergen (BCM; *Bergen Climate Model*), Yu *et al.* (2008) encontraron que la respuesta transitoria de la AMOC exhibe un decrecimiento inicial de aproximadamente 6 Sv sobre los primeros 50 años de integración del modelo, además encontraron una recuperación gradual durante los siguientes 100 años de integración.

Algunos estudios enfatizan la potencial importancia de la mezcla diapicna, donde la disminución de la estratificación debido a la reducción de la formación de NADW puede incrementar la mezcla diapicna en bajas latitudes y en el océano sur,

desencadenando el afloramiento que transporta densa masa de agua profunda hacia arriba, ocasionando una recuperación de la AMOC (por ejemplo, Munk y Wunsch, 1998; Huang, 1999; Oliver *et al.*, 2005). Detrás de esto está implicado el rol de la estratificación vertical del océano; dado que todas esas respuestas al forzamiento de agua dulce están ligadas a los cambios en la estratificación vertical (Yu *et al.*, 2008).

En los modelos oceánicos el coeficiente de mezcla vertical a escala de cuenca es generalmente constante o solo depende de la profundidad, como en el modelo clásico de Stommel (Stommel, 1960) y en otros modelos oceánicos (por ejemplo, Bryan, 1987; Zhang *et al.*, 1999; Park y Bryan, 2000), la AMOC, en las simulaciones, no se puede recuperar con el continuo añadido de la perturbación de agua dulce en latitudes altas del norte. Si se aplica a los modelos una mezcla diapirica que dependa de la estratificación, la transformación vertical de la masa podría estar regulada por la estratificación vertical dentro del océano intermedio y profundo en bajas latitudes (Huang, 1999; Yu *et al.*, 2008). Es decir, la mezcla diapirica parametrizada en función de la estratificación permitiría regular la intensidad del afloramiento a medias y bajas latitudes en el brazo noratlántico (NA) de la AMOC.

Recientemente, Mignot *et al.* (2006) estudiaron la sensibilidad de la AMOC a diferentes valores del coeficiente de difusión vertical en un modelo global acoplado (atmósfera, océano y hielo marino) CLIMBER-3- α , del cual se hablará más adelante. Su estudio se basó principalmente en el análisis de 10 experimentos que diferían solo en el valor del coeficiente de difusión vertical de fondo, k_v , los cuales fueron: 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.75, 1 y 1.5 $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. Mignot *et al.* (2006) demostraron que tanto la forma (**Figura 4**) como la magnitud (**Figura 5**) de la AMOC son sensibles al valor de fondo del coeficiente de difusividad k_v .

La **Figura 4** muestra que el amplio afloramiento en el interior del Atlántico aumenta con k_v , de acuerdo con el balance vertical de advección-difusión.

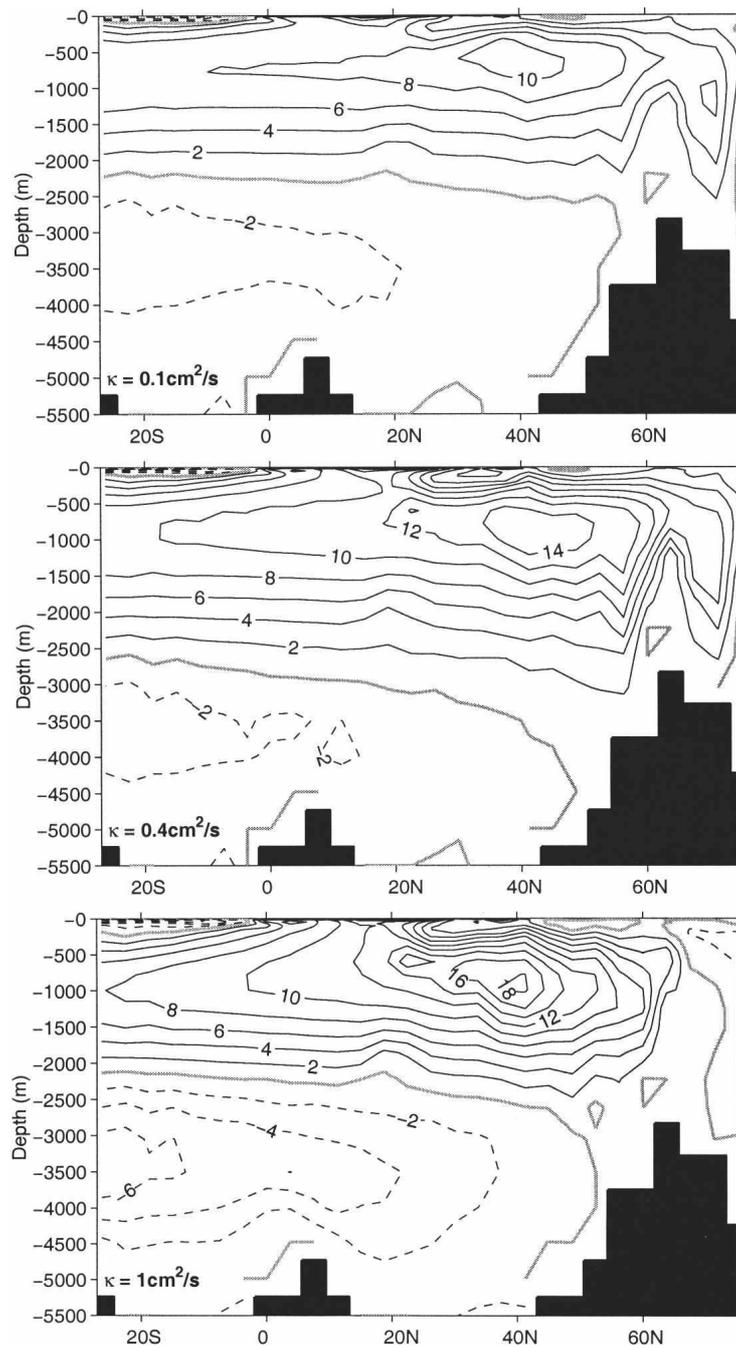


Figura 4: MOC media en la ejecución usando $k_v =$ (arriba) 0.1, (medio) 0.4 y (fondo) $1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. El intervalo del intervalo es de 2 Sv. Los contornos continuos son para valores positivos y los contornos discontinuos para valores negativos. La línea gruesa es para el valor 0. Figura de Mignot *et al.* (2006).

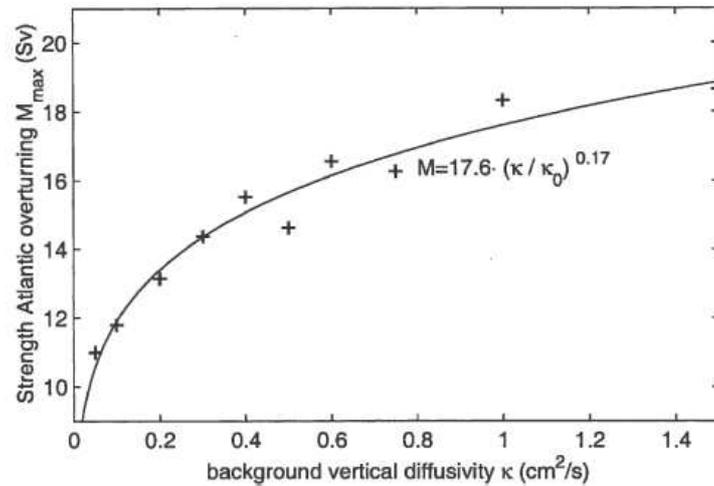


Figura 5: Máximo del vuelco de la circulación en el Atlántico contra la difusividad vertical de fondo en la configuración estándar. La línea muestra el ajuste por mínimos cuadrados una ley de potencia ($k_0 = 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$). Figura de Mignot *et al.* (2006).

El desbordamiento sobre el pico de Groenlandia-Escocia, aumenta con k_v , así como la profundidad de la NADW (ver **Fig. 4**, panel superior y medio), mientras que a altas difusividades verticales, el desbordamiento se desvanece y la profundidad alcanzada por NADW decrece nuevamente (**Fig. 4**, panel inferior). En la **Figura 4**, se ha esquematizado el máximo de la función de corriente (M_{max}), computada en coordenadas de profundidad en el dominio ($25^\circ - 70^\circ \text{ N}$; $500\text{-}5000 \text{ m}$), la cual aumenta con la difusividad vertical, en concordancia con numeroso estudios de modelos (por ejemplo, Bryan, 1987; Colin de Verdière, 1988; Marotzke, 1997). Para difusividades menores a $k_v = 0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, el aumento parece ser lineal, y también parece producirse un cambio de régimen $k_v \geq 0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (Mignot *et al.*, 2006).

La posible conversión de aguas densas a aguas más ligeras en la cuenca Indo-Pacífica podría tener un importante efecto en la circulación de la NADW (Furue y Endoh, 2005). Es decir, la difusividad diapícnica k_v , en los Océanos Pacífico e Índico afectan no solo a la circulación dentro de los océanos, sino también al transporte global de la circulación. Estos autores realizan experimentos de sensibilidad para las difusividades verticales a media y alta profundidad. En su modelo, la difusividad vertical a media profundidad del Pacífico se encuentra manteniendo la fuerte circulación de capas profundas del Pacífico; cuando esta difusividad se reduce a un valor de fondo

(a lo largo de una profundidad de 1200 m se reduce a $\sim 0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), la circulación de las capas se debilita (ver Fig. 5b y d en Furue y Endoh, 2005). La producción de NADW y AABW (*Antarctic Bottom Water*) es también significativamente reducida. Por otro lado, la difusividad vertical profunda en el Pacífico tiene un pequeño impacto en la producción de NADW pero contribuye al aumento de la producción de AABW en el modelo OGCM denominado COCO utilizado por Furue y Endoh (2005).

2.1. Escalado de la circulación termohalina

La dependencia de la intensidad de la MOC (y AMOC) con las condiciones de forzamiento y las representaciones de procesos internos tales como la mezcla vertical, ha sido bastante discutido en la literatura (Gnanadesikan, 1999; Park y Bryan, 2000, 2001; Klinger *et al.*, 2003; Levermann y Griesel, 2004; Dalan *et al.*, 2005; Lucas *et al.*, 2006; Dijkstra, 2008). Es importante una adecuada respuesta ya que esta conduce al entendimiento de los procesos que controlan la AMOC y la sensibilidad del transporte de calor asociado a los cambios en condiciones de forzamiento externo.

La vista clásica del comportamiento del escalado entre la MOC y la difusividad vertical comienza con el trabajo sobre el impulso de los flujos de flotabilidad en una cuenca de un único hemisferio, representando el Atlántico Norte (Lineikin, 1955; Robinson y Stommel, 1959; Bryan y Cox, 1967). Asumiendo que el flujo es hidrostático y que el balance difusión-afloramiento controla la profundidad de la termoclina, la clásica relación de escalado es:

$$V = \frac{g\alpha_T\Delta T\delta_T}{fL}; \quad (1)$$

$$\delta_T = \left(\frac{k_v L^2 f}{g\alpha_T\Delta T} \right)^{1/3} \quad (2)$$

$$\psi_A = V\delta_T L = \left(\frac{k_v^2 L^4 g\alpha_T\Delta T}{f} \right)^{1/3} \quad (3)$$

donde ψ_A es la intensidad de la MOC, f es el valor característico del parámetro de Coriolis, k_v es la difusividad vertical, L es la longitud de escala horizontal característica,

V es la escala de la velocidad característica, α_T es la compresibilidad termal, g la aceleración debida a la gravedad y ΔT la diferencia de temperatura del Ecuador al polo. La cantidad δ_T es una medida de la profundidad de la termoclina, computada a menudo como la profundidad donde la temperatura decrece por algún factor de la diferencia de la temperatura total vertical. El elemento crucial del escalado en la ecuación es que un cambio en k_v varía la profundidad de la termoclina δ_T .

El comportamiento de escalado de la MOC ha sido estudiado en configuraciones de dos cuencas por Dalan *et al.* (2005) usando un modelo idealizado de atmósfera-océano. Ellos encontraron que la escala de la AMOC tiene una potencia de k_v de 0.44 y una potencia de k_v de 0.63 en la escala de la MOC del Pacífico Sur, poniendo de manifiesto que el Océano Pacífico Sur sería más sensible, al menos cuantitativamente, a las variaciones en el coeficiente de difusividad diapícnica. Este resultado en Dalan *et al.* (2005) está basado en solo cuatro soluciones de equilibrio, mostradas anteriormente. Hay que destacar que tales cálculos son costosos ya que se ocupa un gran tiempo en integrar un modelo global al equilibrio para pequeños valores de k_v .

Bajo condiciones restauradas, está claro que la dependencia de la ley de potencia es de $k_v^{1/3}$ para la intensidad de la AMOC ψ_A y la dependencia de la ley de potencia es de $k_v^{2/3}$ para la intensidad de la MOC del Pacífico ψ_P . Estos resultados están de acuerdo con los resultados de otros modelos en la literatura (Dalan *et al.*, 2005; Furue y Endoh, 2005); donde k_v decrece localmente en la picnoclina del Pacífico, la velocidad horizontal disminuye y por lo tanto también lo hace la AMOC.

Furue y Endoh (2005) notaron que la MOC profunda parece ser lineal con el k_v del Pacífico. Esto contradeciría la afirmación de que la intensidad del vuelco de la THC tiene una escala de $k_v^{2/3}$ (Bryan 1987; Marotzke, 1997). Mientras el escalado de $2/3$ tiene en cuenta el cambio en la estratificación cuando el k_v de todo el dominio cambia, los resultados de Furue y Endoh (2005) sugieren que sus resultados pueden ser explicados como una perturbación de un estado básico. Cuando el cambio en k_v es muy pequeño o la región de cambio es tan estrecha que el cambio global en la estratificación es bajo, la ecuación de la densidad puede ser linealizada como:

$$w' \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \approx \frac{\partial}{\partial z} k'_v \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} \quad (4)$$

donde $\bar{\rho}$ es la estratificación básica, w' es la velocidad vertical perturbada, y k'_v es la perturbación en k_v desde un valor de fondo. Esta cuasi-linealidad de la MOC en k_v puede ser útil, ya que podría indicar, al menos semi-cuantitativamente, cuánta difusividad (k'_v) apoya a la MOC (w') en una región particular.

2.2. Parametrización de la mezcla vertical

La mezcla en el océano es un proceso crítico que determina la circulación y las propiedades del océano. Se produce a pequeñas escalas espaciales y es el resultado final de una serie de diferentes procesos dinámicos. Dado que este proceso está sin resolver en los modelos OGCMs, debe ser correctamente parametrizado, siendo uno de los mayores retos de la oceanografía física actual. En el océano abisal, donde el campo de velocidad es generalmente pequeño, la correcta parametrización de la mezcla dinámica es crítica a la hora de modelar correctamente el estado del océano. Existen numerosas revisiones recientes de varios aspectos de la mezcla abisal en el océano (Munk y Wunsch, 1998; Garret y St. Laurent, 2002; Huang, 2004; Jayne *et al.*, 2004; Wunsch y Ferrari, 2004; Garrett y Kunze, 2007). Por ejemplo, Jayne (2009) implementó una parametrización de la difusividad vertical en la componente oceánica del modelo GCM, CCSM (*Community Climate System Model*). La parametrización representa la dinámica de mezcla en el océano abisal derivada de la ruptura de las ondas internas sobre una batimetría rugosa. La mayoría de los OGCMs utilizan una parametrización para las difusividades verticales sobre la base de la originalmente usada por Bryan y Lewis (1979) en uno de los primeros experimento globales OGCM, Bryan y Lewis (1979) formularon su parametrización en concordancia con Gregg (1977), quien observó que la mezcla vertical era baja en la termoclina permanente e incrementaba generalmente debajo de la misma, y con Munk (1966), quien estimó, basándose en las observaciones de trazadores, que el promedio espacial de la difusividad en el océano interior (excluyendo la parte superior e inferior a 1 km) era de aproximadamente $1.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Bryan y Lewis (1979) eligieron, por lo tanto, la difusividad vertical k_v en función de la profundidad, dando un valor de $0.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para la difusividad en el océano

superior, y un valor de $1.3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para el océano profundo, con una suave transición a una profundidad de 2500 m. Más recientemente, los OGCMs han modificado los perfiles de Bryan y Lewis (1979), generalmente con cambios en los parámetros, pero manteniendo la misma forma funcional.

La conclusión general del estudio de Jayne (2009) es que la transición del esquema de mezcla vertical de Bryan y Lewis (1979) a una parametrización basada en la energética mareal generando ondas internas, ha creado un notable impacto en la MOC de los OGCM. Sin embargo, el transporte de calor del océano hacia los polos no parece estar fuertemente afectado por el valor de la mezcla en el océano superficial y en la termoclina. Aunque hay que destacar que existen algunos cambios en el estado del océano dependiendo de la parametrización usada para la mezcla vertical en el océano profundo. Jayne (2009) propone que en futuros modelos sería necesario incluir un modelo de onda interna dentro del OGCM que incluya la generación de energía de ondas internas debidas al viento y las mareas, interacciones onda-onda, su energía de propagación, su interacción con la topografía y su disipación para comprender plenamente la difusividad en el océano. Más adelante se discutirán los diferentes esquemas de mezcla vertical que se utilizan normalmente en los modelos OGCM.

Por otro lado, la influencia en la dinámica a gran escala de la circulación oceánica a las diferentes parametrizaciones de la mezcla diapicna han sido estudiadas por Marzeio y Drange (2005) a través de un modelo de tres cajas en el Océano Atlántico. En este estudio la difusividad vertical (k_v) viene dada por: $k_v \sim N^\alpha$; donde N es la frecuencia de flotabilidad y exploran el parámetro espacial α ($0 \leq \alpha \leq 3$). Encuentran, así, cuatro soluciones de estado diferentes, separadas por tres valores críticos de α . Demuestran de esta forma que dependiendo de la parametrización de la mezcla diapicna, la respuesta del forzamiento de agua dulce en el Océano Atlántico puede encontrar cuatro soluciones de regimenes diferentes. Aún así, los cuatro regimenes identificados necesitan ser verificados por un modelo OGCM para confirmar las soluciones y los resultados obtenidos.

2.3. Modelos de Circulación Global (GCMs) y de Complejidad Intermedia del Sistema Terrestre (EMICs)

En general los modelos de circulación global o GCMs son modelos climáticos tridimensionales, los cuales utilizan las mismas ecuaciones dinámicas que los modelos meteorológicos, pero para variables promediadas espacial y temporalmente. Suelen extenderse espacialmente al menos a un hemisferio terrestre. Una de las características de los GCMs es que están estructurados en componentes del propio modelo, una para cada característica que se estime conveniente incluir, como por ejemplo: componente atmosférica, componente oceánica o componente de casquetes polares, etc. Así, en función de cómo se consideren las partes atmosféricas y oceánicas, las tres grandes divisiones son:

1. Modelo combinado de *circulación general atmosférica* (AGCM) con un modelo más sencillo de océano, por lo general de orden cero (sin derivadas).
2. Modelo de *doble circulación general*, tanto atmosférica como oceánica (AGCM + OGCM).
3. Modelo de *circulación general oceánico* (OGCM), donde la atmósfera es un simple *sistema esclavo* del océano.

Los estudios sistemáticos del posible cambio climático llevan a cabo un gran número de simulaciones a largo plazo, que a su vez requieren el uso de modelos informáticos eficientes que incluyan al mismo tiempo un suficiente número de procesos físicos. Los modelos de circulación general (GCMs) utilizan valores de difusividad diapirna que están en un rango mayor a los dados por las mediciones y los cálculos (según la documentación del CMIP2). En la **Tabla 2** se exponen resumidamente los modelos climáticos más importantes para éste trabajo. Más adelante se encuentran detalladas las características principales de estos modelos.

Tabla 2: Tabla comparativa de los diferentes modelos GCM y EMIC utilizados para modelizar diversos aspectos del sistema climático global. CA se refiere a la componente atmosférica de aquellos modelos que la tienen, y CO a la componente oceánica.

<i>MODELO</i>	<i>Institución</i>	<i>Dirección Web de descarga</i>	<i>Esquema de sus fundamentos físicos</i>
CLIMBER-3-α CA: POSTDAM-2 CO: MOM 3	Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) in Princeton	https://fms.gfdl.noaa.gov/gf/ Montoya <i>et al.</i> (2005) Pakanowski y Griffies (1999)	<p>[MOM]</p> <ul style="list-style-type: none"> Modelo 3D de ecuaciones primitivas. Hidrostático. Condiciones de contorno: Fondo con flujo no normal y superficie mediante ecuación de movimiento de la altura de la superficie del mar. Discretización con coordenadas espaciales eulerianas y a través de diferencias finitas. Coordenada vertical z (profundidad). <p>[POSTDAM-2]</p> <ul style="list-style-type: none"> Modelo estadístico-dinámico 2.5 dimensional. Asume una estructura universal vertical de temperatura y humedad en la atmósfera.
HadCM3 CA: HadAM3 CO: Had OM-3	Hadley Centre, Bracknell, UK.	http://cera-www.dkrz.de/IPC/DDC/IS92a/HadleyCM3/hadcm3.html Gordon <i>et al.</i> (2000) Pope <i>et al.</i> (2000) Gregory (2000)	<ul style="list-style-type: none"> Modelo acoplado océano-atmósfera AOGCM. Basado en ecuaciones primitivas de Bryan-Cox. Hidrostático. Advección Euleriana No necesita corrección del flujo.
MIT gcm ó MIT 2D	Earth, Atmospheric and Planetary Sciences, Massachusetts Institute of Technology	http://mitgcm.org/sea/ion/online_documents/node85.html Sokolov y Stone (1998) Prinn <i>et al.</i> (1999)	<ul style="list-style-type: none"> Modelo de ecuaciones primitivas Técnica de volúmenes finitos. Coordenadas verticales, r, interpretadas como presión (p) para el modelado de la atmósfera y como profundidad (z) para el del océano. Coordenadas horizontales ortogonales curvilíneas. No hidrostático (también habla de términos hidrostáticos y cuasi-hidrostáticos) Aplicación de fluidos isomórficos (puede usarse un núcleo hidrodinámico para simular el flujo en la atmósfera y el océano)
GISS Model II	Goddard Institute for Space Studies NASA, in New York.	http://edgcm.columbia.edu/ModelII/ Hansen <i>et al.</i> (1983)	<ul style="list-style-type: none"> Modelo climático global tridimensional AOGCM. Asume balance hidrostático Ecuaciones primitivas dinámicas expresadas en términos de vorticidad, divergencia, presión superficial, humedad específica y temperatura.
EdGCM*	Universidad de Columbia	http://edgcm.columbia.edu/ Hansen <i>et al.</i> (1983)	<ul style="list-style-type: none"> Posee las mismas características principales que el GISS Model II

*Versión educacional del Goddard Institute for Space Studies (GISS) Model II de la NASA.

2.3.1. Modelo CLIMBER-3- α

CLIMBER es un modelo del tipo *Earth System Models of Intermediate Complexity*, (EMIC) es decir, un modelo del sistema terrestre de complejidad intermedia. Estos modelos intentan superar la brecha entre los modelos simples y comprensivos (ver Claussen *et al.*, 2002). Describen un número considerable de procesos y reacciones del sistema climático y generalmente incluyen más componentes (**Fig. 6**) que los modelos acoplados océano-atmósfera AOGCMs.

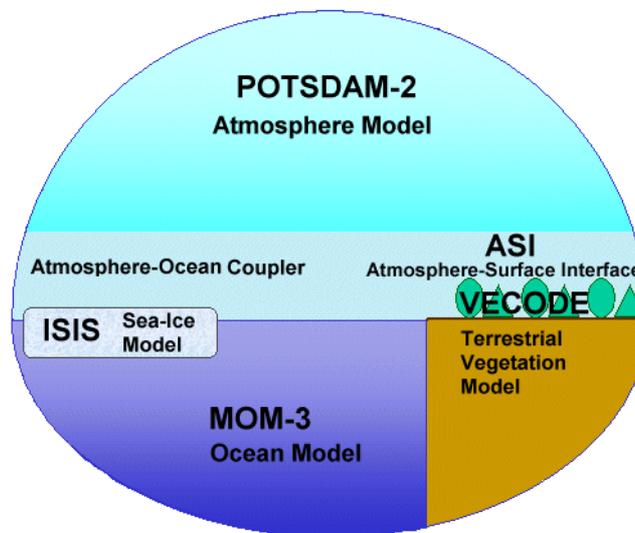


Figura 6: Esquema del modelo CLIMBER-3- α donde se observan las componentes; oceánica, atmosférica, de casquetes polares y de vegetación terrestre. Obtenido de la página Web principal del modelo.

Debido a su baja resolución espacial y la simplificación de las ecuaciones que lo rigen, el coste computacional es menos elevado. Su relativamente simple componente atmosférica es de aproximadamente dos órdenes de magnitud más rápida que los AOGCMs acoplados, permitiendo la integración de un número mayor de integraciones y estudios de sensibilidad, así como mayor cantidad de simulaciones. Al mismo tiempo, su componente oceánica le confiere un mayor grado de realismo en comparación con los EMICs que incluyen un promedio zonal de la componente oceánica. El modelo se adapta así a una gran escala dinámica del clima, con especial énfasis en la dinámica de los océanos.

Por otro lado, el acoplamiento no incluye las correcciones de flujo de calor y de flujos de agua dulce. El impulso de los flujos de intercambio entre océano y atmósfera es semi-interactivo (Montoya *et al.*, 2005).

Componente Oceánica: MOM-3

La componente oceánica del CLIMBER-3- α es el modelo oceánico MOM-3 desarrollado por el Laboratorio de Fluidos Geofísicos Dinámicos (GFDL) en Princeton (Pacanowski y Griffies, 1999). Es el modelo más utilizado para simulaciones de cambio climático global en las que el océano juega un importante papel como componente del sistema climático. Se trata de un modelo de ecuaciones primitivas tridimensional de circulación general oceánica (OGCM) mediante diferenciación finita. Cuenta con la ecuación de Navier-Stokes sujeta a las aproximaciones de Boussinesq y de la hidrostática.

Emplea el B-grid de Arakawa (Arakawa, 1966; Bryan, 1969) con una resolución horizontal de $3.75^\circ \times 3.75^\circ$, y una discretización vertical en coordenadas z con 24 niveles, con rangos desde los 25 m de espesor a la superficie de aproximadamente 500 de profundidad, permitiendo celdas parciales.

La ecuación de estado relativas a la densidad de la temperatura, salinidad y presión, pueden ser no-lineales (podrá representar importantes aspectos termodinámicos). En cuanto a las condiciones de frontera, el fondo del mar se define especificando una superficie con flujo no normal y la superficie del mar se define por medio de una ecuación de movimiento de la altura de la superficie del mar. Las condiciones dinámicas de frontera prescriben el flujo de varias cantidades tales como el momento, calor, y trazadores pasivos a través de las fronteras del océano. El fondo oceánico cuenta con condiciones de aislamiento para el calor, la sal y los trazadores pasivos, es decir, los flujos trazadores no normales a través del fondo del océano. MOM asume que el volumen de una parcela de fluido se conserva. La conservación de la masa es más fundamental que la conservación del volumen. En general, implementa la advección del trazador y el momento como la divergencia del flujo, en lugar de forma advectiva. Por último, MOM-3 aplica un sistema de mezcla vertical KPP (Large *et al.*, 1994) que se

detallará más adelante. Más información sobre el funcionamiento del modelo se encuentra en Pacanowski 1996.

Componente atmosférica: POSTDAM-2

La componente atmosférica de CLIMBER-3- α es el modelo POSTDAM-2 (*Potsdam Statistical Dynamical Atmospheric Model 2*) (Petoukhov *et al.*, 2000). Es un modelo 2.5-dimensional estadístico-dinámico que incluye varios procesos descritos en los GCMs más sofisticados, basado en la premisa de que el promedio básico de la evolución a largo plazo de la atmósfera puede ser expresada en términos de campos a gran escala de las principales variables atmosféricas, cuyas ecuaciones se derivan de un conjunto de ecuaciones primitivas hidrotérmicas. En contraste con los AGCMs, no resuelve individualmente sistemas de escala sinóptica, sino que predice las características estadísticas relacionadas con conjuntos de estos sistemas. Las escalas espacio-temporales (desde 1000-3000 km y desde 10 días a varios meses) distingue procesos convectivos, turbulentos, lentos y rápidos. POSTDAM supone que el perfil vertical de temperatura es lineal en la troposfera, mientras que en la estratosfera es constante con la altura. El modelo se basa en el supuesto de una estructura vertical universal de la temperatura y la humedad en la atmósfera.

2.3.2. Modelo Had CM3

Este es un modelo atmósfera-océano creado en el *Hadley Center* de Inglaterra en el año 2000 por Gordon *et al.* (2000) y Pope *et al.* (2000). Para la resolución atmosférica dispone de 19 niveles (una malla de 96 x 73 celdas) y para el océano 20 niveles, también cuenta con un total de 14 bandas espectrales y dispone de un nuevo esquema para el tratamiento del agua sobre la superficie terrestre (nieve y hielo). Podríamos decir que se trata de un modelo muy reciente y con unas características muy aceptables. Este modelo puede utilizarse para los escenarios A2, B2, A2b y A2c del IPCC. No necesita ningún tipo de ajuste de flujo para realizar una buena simulación.

Componente atmosférica Had ACM3

La componente atmosférica permite la emisión, el transporte, la oxidación y el vertido de los componentes sulfúricos de manera opcional. La resolución atmosférica del modelo dispone de 19 niveles con una resolución de $2,5 \times 3,5^\circ$ que corresponden a un total de 96×73 celdas de la malla, que equivalen a unos 417×278 km en el ecuador y unos 295×278 km a 45° de latitud aproximadamente.

Los efectos de los gases como el CO_2 , el vapor de agua y el ozono están representados explícitamente y también incluye una simple parametrización para los aerosoles.

Componente oceánica Had OCM3

La componente oceánica del HadCM3 dispone de 20 niveles con una resolución de $1,25 \times 1,25^\circ$, lo que hace posible la representación de importantes detalles de corrientes oceánicas y sus estructuras. También muestra un esquema de difusión adiabática y no aparecen direcciones de difusión explícitas. La viscosidad del momento varía entre unos 3000 y $6000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ entre polos y el ecuador.

Cerca de la superficie la mezcla vertical está parametrizada a partir de los esquemas de Kraus-Turner y de la K-theory, que son esquemas para las direcciones de la capa de mezcla y el momento respectivamente. Bajo las capas altas la difusividad es función de la profundidad. Se han modificado algunos ajustes convectivos con el fin de obtener una mejor representación del vertido de aguas en las islas escocesas y en la costa de Dinamarca, esto permite acercarse a los niveles de masa de agua ascendentes y que se mezclan verticalmente, el esquema se basa en Roether (1994).

El modelo usa un simple modelo termodinámico para el mar congelado donde se incluye la cobertura de nieve. El hielo se desplaza con las corrientes y lo hace de diferente forma si la profundidad supera los cuatro metros.

El modelo se inicia a partir del estado del océano observado desde Levitus (1994-1995) junto con un estado de la atmósfera y de las masas de agua congelada

adecuada. El intercambio de información entre los océanos y la atmósfera tiene lugar una vez al día, y los flujos de calor y agua transferidos a través de la malla se conservan.

2.3.3. Modelo MIT gcm (o MIT 2D)

El modelo MIT gcm o MIT 2D puede ser utilizado para estudiar tanto los fenómenos atmosféricos como oceánicos; el núcleo hidrodinámico se utiliza para conducir los modelos atmosféricos y oceánicos (**Fig. 7**).

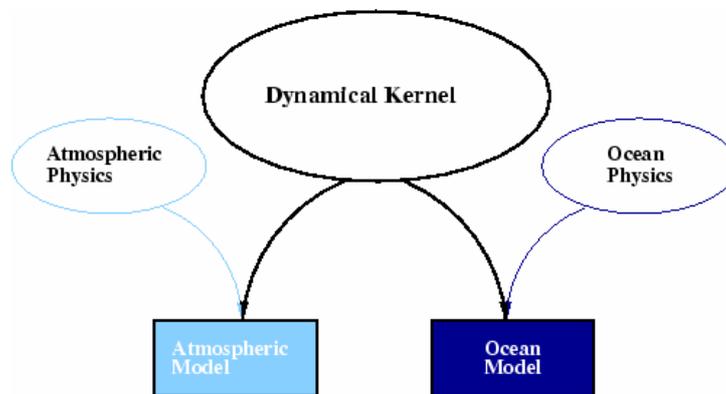


Figura 7: El MITgcm es un núcleo dinámico que puede llevar a cabo tanto simulaciones atmosféricas como oceánicas.

Tiene una capacidad no hidrostática, por lo que puede ser utilizado en procesos de pequeña y gran escala (**Fig 8**). La técnica de volúmenes finitos es empleada produciendo una intuitiva discretización y se ve reforzada por el tratamiento de la geometría irregular usando celdas ortogonales curvilíneas y celdas lisas. El modelo se desarrolla para llevarse a cabo eficientemente en una amplia variedad de plataformas computacionales.

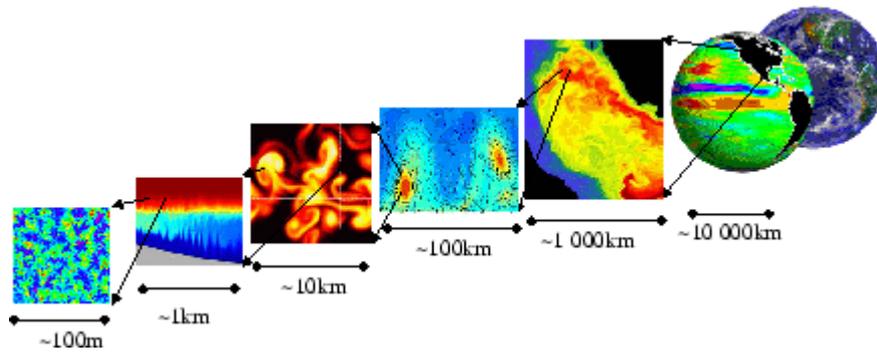


Figura 8: El MITgcm al tener una capacidad no hidrostática permite que el modelo aborde una amplia variedad de fenómenos, desde convección a la izquierda, hasta los patrones de la circulación global a la derecha.

Tal y como se presenta en la **Tabla 2**, la componente 3D oceánica del modelo acoplado climático del MIT IGSM-2 utiliza coordenadas z desarrolladas por el MIY *Climate Modeling Initiative*. Se basa en las aproximaciones de la hidrostática y de Boussinesq. Las condiciones de no-deslizamiento para la velocidad horizontal son aplicadas en los muros laterales mientras que las condiciones de libre deslizamiento son usadas en el fondo. Las condiciones de frontera para los trazadores son de aislamiento para las fronteras laterales y de fondo. Así mismo, se emplea el esquema de Gent McWilliams para parametrizar el transporte de remolinos mediante los trazadores (al igual que todos los modelos expuestos en este trabajo). Los coeficientes de mezcla en la versión de referencia son de 1×10^4 y de $0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para la viscosidad horizontal y vertical, y de $3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para la difusividad vertical del trazador. La difusividad isopícnica y los coeficientes de difusión isopícnica son ambos de $10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Se produce un sencillo procedimiento de ajuste difusivo convectivo si está presente la inestabilidad estática.

2.3.4. Modelo GISS Model II

El modelo de Circulación General, Model II del *Goddard Institute for Space Studies*, descrito completamente en Hansen et al. (1983), es un modelo climático global tridimensional que resuelve numéricamente las ecuaciones físicas de conservación de la energía, masa, momento y la humedad, así como la ecuación de

estado. La versión estándar de este modelo tiene una resolución horizontal de 8° de latitud por 10° de longitud, nueve capas en la atmósfera extendidas a 10 mb, y dos capas de terreno hidrológico. El modelo representa los ciclos estacionales y diurnos en sus cálculos de temperatura. Las partículas de las nubes, los aerosoles y los relativamente importante gases trazadores (dióxido de carbono, metano, óxido nítrico y clorofluorocarbonados) son explícitamente incorporados dentro del esquema de radiación. Predice grandes escalas y la convección de la cobertura nubosa de nubes, la precipitación se genera cuando se producen condiciones de supersaturación. El albedo de la nieve es función de la profundidad y la edad. La parametrización del hielo es termodinámica sin relación con el estrés del viento o las corrientes oceánicas. Los flujos superficiales cambian el agua del océano y la temperatura del hielo del mar en proporción al área de una celda de la red que cubren.

La vegetación en el modelo juega un importante papel en determinar varias características hidrológicas superficiales y subterráneas. Probablemente lo más importante de esto es el albedo superficial, que está dividido dentro de las componentes del visible y del infrarrojo cercano y está ajustado estacionalmente basándose en los tipos de vegetación. Dado que el GISS GCM es un modelo de red fraccional, se puede asignar más de un tipo de vegetación a cada caja de la red.

Las temperaturas superficiales del mar (SST) son especificadas desde archivos de entrada climatológicos o pueden ser calculados usando modelos derivados de flujos de energía superficial y transporte de calor en el océano. El transporte de calor en el océano varía estacional y regionalmente, pero no obligan a ajustarse a los cambios. Este modelo de capa de mezcla oceánica ha sido desarrollado para su uso a través del modelo GISS GCM y con frecuencia se conoce como parametrización “Qflux” (Russell *et al.*, 1985 y apéndice A de Hansen *et al.*, 1997; ver sección 3.1.3 de este trabajo). En poco tiempo, la convergencia (o divergencia) de cada celda de la malla se calcula en base a la capacidad de almacenamiento de calor de la superficie del océano.

La resolución del Model II (latitud × longitud) usualmente empleada es de 12° × 14°, 8° × 10° (**Fig. 9**) y 4° × 5°.

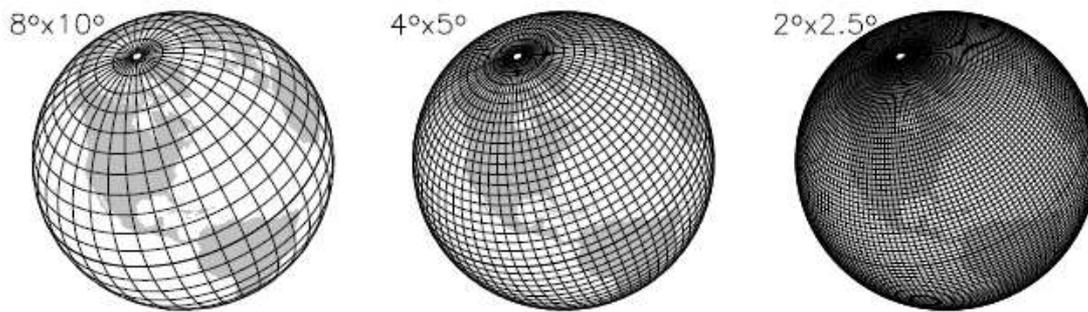


Figura 9: Diferentes resoluciones de la redes empleadas en el modelo GISS Model II. La resolución de 8° de latitud por 10° de longitud es la más utilizada en Model II y la única disponible en EdGCM.

Las principales características del GISS Model II son las empleadas para desarrollar el modelo OGCM EdGCM de la Universidad de Columbia. Más adelante se describirá con detalle las características de este modelo, así como sus inconvenientes a la hora de modelizar el océano.

2.4. Esquemas de mezcla vertical

La mezcla en los modelos está controlada por varias parametrizaciones; la capa de mezcla (KPP; Large *et al.*, 1994), mezcla convectiva, parametrización de mezcla de remolinos (Gent y McWilliams, 1990), etc. Todas estas se combinan para regir la difusión de los flujos de trazadores en los modelos (Jayne, 2009).

2.4.1. Parametrización de submalla

La necesidad de resolver las ecuaciones de movimiento en redes espaciales y temporales requiere la existencia de procesos de “submalla”, es decir, aquellos procesos que no son resueltos por la malla de discretización y que por tanto se encuentran excluidos de cualquier simulación explícita. Procesos que necesitan parametrizaciones de submalla para modelos numéricos de baja resolución incluyen la difusión y viscosidad molecular, turbulencia tridimensional, ruptura de ondas internas, convección y la porción sin resolver del espectro de remolinos cuasi-2D. Desafortunadamente, la

exclusión de procesos con pequeña escala espacial puede contribuir significativamente a la dinámica de sistemas a gran escala (Haidvogel y Beckmann, capítulo 5).

Los términos friccionales pueden ser ignorados en las derivaciones analíticas de las ecuaciones primitivas, debido a que la fricción molecular raramente afecta al balance dominante (geostrófico o hidrostático) en el océano. Con la viscosidad cinemática de $\nu = O(10^{-4})\text{cm}^2\text{s}^{-1}$, el número de Ekman (término viscoso molecular relativo al término de Coriolis) viene dado como:

$$\text{Número de Ekman} = \frac{\text{viscoso}}{\text{Coriolis}} \cong \frac{\nu}{f L^2}, \quad (5)$$

y es varios órdenes de magnitud más pequeño que la unidad; por lo tanto, el forzamiento de la fricción molecular es ciertamente insignificante para movimientos oceánicos a gran escala. Argumentos similares se aplican para las ecuaciones de los trazadores, donde la difusividad termo-molecular [$k_T = O(10^{-5})\text{m}^2\text{s}^{-1}$] y la difusividad de la sal [$k_S = O(10^{-7})\text{cm}^2\text{s}^{-1}$] conducen al número de Reynolds (difusión molecular relativa a la advección)

$$(\text{Número de Reynolds})^{-1} = \frac{\text{difusivo}}{\text{advectivo}} \cong \frac{k}{UL}, \quad (6)$$

de insignificante magnitud: las escalas temporales de la difusión molecular son mucho más grandes que las escalas de tiempo del término advectivo.

Por lo tanto, podemos concluir con seguridad que los efectos directos de los procesos moleculares son insignificantes para grandes escalas, movimientos hidrostáticos, influencias viscosas y difusivas, pero no pudiendo ser ignorados porque:

- Las entradas globales de momento, calor, vorticidad, etc, requieren un sumidero
- Las fuerzas motrices en el océano son a menudo en su origen de fricción
- La fricción puede no despreciarse en algunas localizadas, pero importantes, regiones.

2.4.2. Esquemas de clausura de submalla

En el modelado del océano se utilizan varios esquemas de clausura diferentes. En la **Figura 10** se muestran algunos de los esquemas de mezcla vertical de submalla (SGS). Aunque existe un considerable grado de solapamiento e interrelación entre la enorme variedad de esquemas que se usan, se pueden definir varios puntos de las diferentes ramas. Lo que es más importante, los criterios para la vertical y la lateral submalla de clausura varía considerablemente. Con la excepción de una simple clausura de primer orden basada en argumentos de longitud de la mezcla, las estrategias para la mezcla vertical y horizontal han participado por separado, en gran parte debido a que las escalas espaciales y los procesos que intervienen en cada uno son muy diferentes.

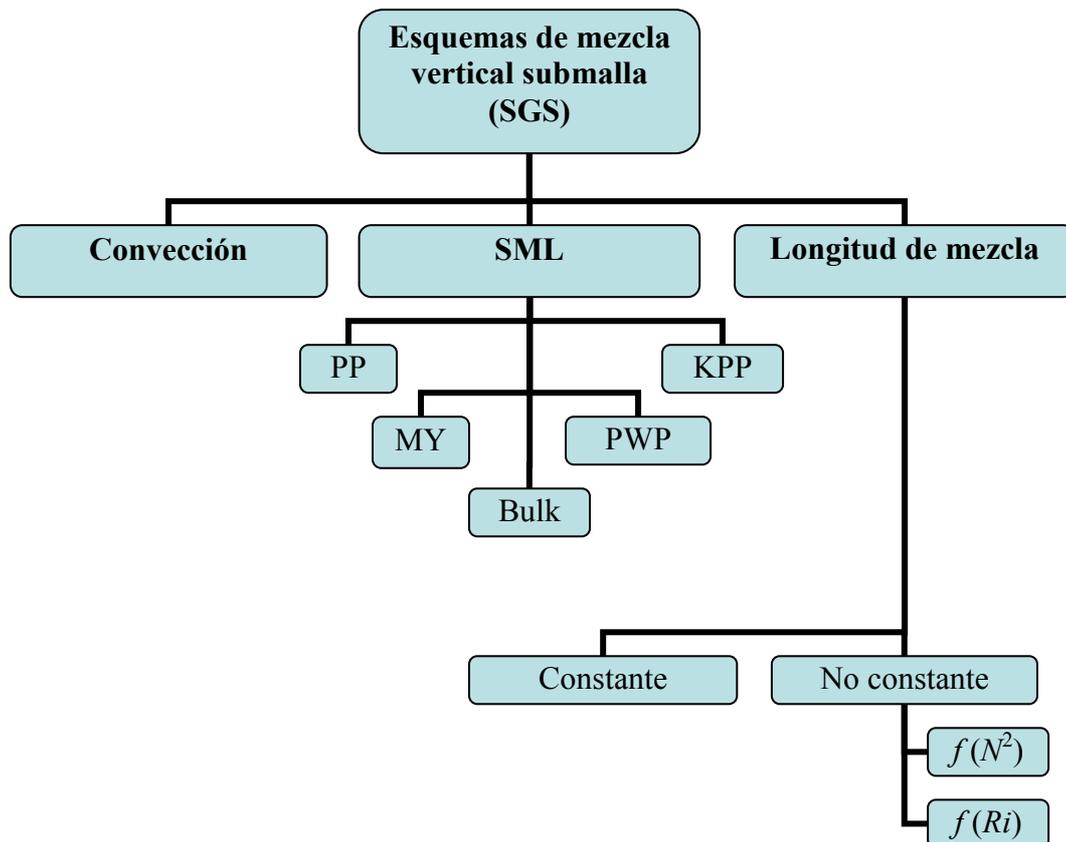


Figura 10: Esquema representativo de los procesos de mezcla vertical de submalla. Algunos de ellos son utilizados por los modelos nombrados en la Tabla 2 y son brevemente explicados más adelante en el texto.

En la vertical, la capa de mezcla superficial (SML) ha recibido históricamente una atención especial debido a su importante papel en el intercambio gaseoso atmósfera-océano. El modelador del océano puede seleccionar los esquemas de Price-Weller-Pinkel (PWP; Price *et al.*, 1986), Pacanowksi y Philander (PP), Bulk (Kraus-Turner type), Mellor-Yamada (MY) y KPP (k-profile parametrization).

Los esquemas de longitud de mezcla adaptables (no constantes) son ampliamente usados para parametrizar la mezcla vertical y lateral. En la horizontal, la parametrización depende de las tasas de estrés (Smagorinsky), de la escala espacial de la malla (Δx) y del número de Reynolds (Re) definidos. En la vertical, la mezcla es una función de la frecuencia de estabilidad (N^2) y/o del número de Richardson (Ri). Debido a que la mezcla en realidad depende de algunos de estos (u otros) complejos parámetros, estos esquemas de adaptación pueden considerarse como intentos de incorporar simplificadas dependencias físicas.

A continuación se resumen los métodos de clausura de submalla más ampliamente usados y algunas de sus propiedades, utilizados por los modelos expuestos en la **Tabla 2**. Hay que destacar que la elección de la clausura más apropiada no es *a priori* una tarea obvia. Algunas clausuras son bastantes *ad hoc*, y la única justificación para su uso es la preservación del “suavizado” del resultado numérico.

En contraste a las estrategias de mezcla lateral, la mezcla vertical es mas empleada usando clausuras de alto orden. La razón de esto deriva de la importancia de la capa de mezcla superficial oceánica y de la amplia variedad de procesos de mezcla vertical.

Modelo MITgcm

El modelo MITgcm utiliza una parametrización KPP no local (K-profile nonlocal) para la mezcla vertical. Este esquema de parametrización (KPP) de Large *et al.* (1994) unifica el tratamiento de una variedad de procesos sin resolver implicados en la mezcla vertical.

Para considerarlo como un esquema de mezcla es, a juicio de los autores, un tanto engañosa, ya que se compone de varias entidades para hacer frente a distintos procesos en la capa límite superficial, y en el interior:

1. La mezcla en el interior está gobernada por la inestabilidad de cizalla (modelada como función del número de Richardson del gradiente local), la actividad de la onda interna (asumida constante), y la doble difusión (no implementada aquí).
2. En cada punto de la red se determina una profundidad de la capa límite h , basada en un valor crítico de procesos turbulentos parametrizados por un número de Richardson.
3. La mezcla es fuertemente incrementada en la capa límite bajo la influencia de la estabilización o desestabilización del forzamiento superficial (flotabilidad y momento) que permite que las propiedades de la capa límite penetren en la termoclina; la mezcla se representa a través de un perfil polinomial cuyos coeficientes están sujetos a varias limitaciones.
4. El perfil de la capa límite se realiza de acuerdo con teorías de turbulencia y se corresponde, en sentido asintótico (la función derivada está de acuerdo con la frontera), con el interior, de este modo se fijan los coeficientes del polinomio; permitiendo que alguna fracción de la capa de mezcla pueda afectar al interior y viceversa.
5. Un término “no local” $\hat{\gamma}$, que es independiente del gradiente de la propiedad vertical, aumenta más la mezcla donde la columna de agua es inestable.

Este esquema ha sido ampliamente comparado con observaciones y es el más usado en varios modelos oceánicos.

Modelo Had CM3

El modelo oceánico en HadCM3 (HadOCM3) usa un gran número de parametrizaciones de submalla.

Mezcla vertical de momento

El momento es mezclado verticalmente usando una parametrización del gradiente del flujo K-Theory. En la capa de mezcla del océano se utiliza una simplificada versión de la parametrización KPP no local de Large *et al.* (1994). Basándose en los resultados de simulaciones de remolinos, K_m , es simplemente representado como la función cuadrática de la profundidad z (ver Large *et al.*, 1994 para más detalles). La escala de la profundidad de la capa límite h es determinada como la profundidad donde el número de Richardson del gradiente Ri excede un valor crítico de 0.3, y el coeficiente de difusión K_m es especificado por:

$$K_m(z/h) = a_0 + a_1(z/h) + a_2(z/h)^2 \quad (7)$$

Los coeficientes a_0 , a_1 y a_2 son determinados por el requisito de que cerca de la superficie $z \rightarrow 0$, $K_m(z) \approx ku^* z$ (k es la constante de von Karman, u^* es la velocidad de fricción en el océano) y que K_m sea continua en la profundidad h . Para evitar grandes valores de K_m en las capas profundas convectivas se impone un valor máximo de 80 m en h . El uso de esta formulación conduce a realísticas simulaciones de la dirección de la corriente superficial. Esto es particularmente importante en áreas de hielo marino ya que en el modelo la dirección de la deriva del hielo está determinada por las corrientes oceánicas.

En la región $z > h$, debajo de la capa superficial, se utiliza la parametrización K-Theory de Pacanowski y Philander (1981). El coeficiente de mezcla K_m es la suma de un término que depende del número de Richardson del gradiente local y de una profundidad independiente del valor de fondo $1.0 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Mezcla vertical de los trazadores

La mezcla es llevada a cabo por la difusión de K-Theory descripta usando el simplificado esquema de Large et al. (1994) en la capa de mezcla y debajo de ésta se utiliza el esquema de Pacanowski y Philander (1981). El coeficiente de difusión del trazador es ahora función de la profundidad. Esta profundidad depende de la difusividad. Este perfil es apropiado para una estrecha estimación teórica/observacional de Kraus (1990), y cerca de la superficie los valores están en concordancia con las medidas directas realizadas en los primeros 1000 m del océano (Ledwell *et al.*, 1994).

En la capa límite superior del océano se utiliza un esquema de mezcla de trazadores híbridos. Con el fin de simular mejor la estructura de la capa de mezcla superior del océano, además de la mezcla difusiva, también se usa una parametrización energética de Kraus-Turner (1967). La aportación de energía del viento que está disponible para la mezcla se parametriza por $\lambda\rho_0u^*$ (la energía del viento para la mezcla), ρ_0 es una densidad de referencia del agua de mar y λ es una constante adimensional del orden de la unidad. Para una columna de agua de densidad uniforme, la energía turbulenta disponible para la mezcla a una profundidad z también decae exponencialmente a través de $\exp(-z/\delta)$. Esto se incluye para limitar los efectos inducidos por la mezcla de las aguas superficiales como la profundización de la capa de mezcla (ver Kraus 1977 para su discusión). Esta energía turbulenta se utiliza para la mezcla vertical de los perfiles de temperatura y salinidad, para que el trabajo realizado contra la gravedad en la mezcla de agua equilibre el aporte de energía.

Modelo MOM-3

MOM posee un gran número de parametrizaciones SGS. Fundamentalmente, ese gran número refleja el amplio espectro de los procesos presentes en el océano que requieren de parametrizaciones en un modelo oceánico de tamaño finito. Adicionalmente, esto manifiesta que diversos requerimientos dentro de la comunidad del modelado oceánico poseen objetivos que están lejos de ser uniformes.

2.4.3. Esquemas de mezcla vertical SGS

Las siguientes opciones parametrizan la forma en la cual el momento y los trazadores son mezclados verticalmente a través de parametrizaciones de procesos subgridscales. En MOM-3, una y solo una de estas opciones podrá ser activada. Aquí, solo se expondrán aquellos esquemas más relevantes y ampliamente utilizados en modelos de circulación global oceánicos.

- **Constvmix**

Este es un básico esquema de mezcla que usa valores constantes para los coeficientes de mezcla vertical k_m y k_h en las ecuaciones primitivas para mezclar los coeficientes de la parte inferior de las celdas U y T (para más detalles ver Pacanowski y Griffies, 1999). Los coeficientes de mezcla k_m y k_h son independientes del tiempo.

- **Bryan lewis vertical**

Este es un esquema de mezcla híbrido en el sentido de que solo afecta a los trazadores. Se introdujo por Bryan y Lewis (1979) y es usado por varios modelos climáticos como una difusividad de fondo (background). Especifica la difusividad vertical del trazador k_h como una función independiente del tiempo y dependiente de la profundidad.

- **kppvmix (esquema KPP)**

Esta opción permite que el Esquema de Capa de Mezcla Límite KPP de Large *et al.* (1994), que está basado en una adaptación de la parametrización K-profile de Troen y Mahrt (1986), sea usada como un modelo de capa límite oceánico. En esta aplicación, la capa límite es capaz de penetrar en la estratificación interior y el transporte turbulento desaparece en la superficie.

En la práctica el forzamiento externo es primeramente prescripto, entonces se determina la profundidad de la capa límite, h , para finalmente computar los perfiles de la difusividad y el transporte no local. Una completa descripción de este modelo se

encuentra en Large et al. (1994). El esquema KPP se active en MOM especificando la opción *kppvmix* de ifdef. La opción *implicitvmix* también debe ser especificada, dado que la mezcla vertical se realiza implícitamente. Con esta opción también se elimina el esquema explícito de ajuste convectivo.

- **ppvmix (esquema PP)**

Este un básico esquema de mezcla vertical que calcula el numero de Richardson dependiendo de los valores del coeficiente de mezcla k_m y k_h basados en la formulación dada en Pacanowski y Philander (1981). Aunque esto sea una de las muchas maneras de discretizar el esquema.

- **tcvmix (esquema MY)**

Este es un esquema básico que sustituye los valores de los coeficiente de mezcla vertical k_m y k_h basados en el esquema de clausura de segundo orden turbulento de Mellor y Yamada nivel 2.5 como el dado en Rosati y Miyakoda (1988). El esquema aún no está disponible.

3. Ejemplo de Simulación: Modelo EdGCM

A modo de ejemplo se presentan algunas simulaciones realizadas con el modelo AOGCM de la Universidad de Columbia, el EdGCM (*Educational Global Circulation Model*). Si bien no es el mejor ejemplo de modelado oceánico global para representar la sensibilidad del clima a los valores de la difusividad diapicna, es un modelo que permite ser ejecutado y simulado en un ordenador convencional, sin requerir un excesivo coste computacional. Como apreciación general se sugiere la idea de incorporar al modelo EdGCM un modelo acoplado de océano dinámico tridimensional que permita parametrizar la mezcla vertical en el océano, para modelar su influencia en la circulación general y por tanto en el clima global (para más detalles del modelo ver Hansen *et al.*, 1983 y la página web de EdGCM, www.edgcm.columbia.edu).

3.1. Características generales del modelo EdGCM

Los modelos de clima global requieren de capacidades de supercomputo para analizar las decenas de variables que están implicadas en el funcionamiento del clima. Este problema es solucionado por el modelo EdGCM, puesto que no requiere de capacidades muy altas de cómputo, puede ser ejecutado en computadores personales de características variables. El centro de este modelo climático EdGCM ha sido desarrollado por el GISS (*Goddard Institute for Space Studies*) de la NASA y es una versión actualizada del modelo GISS Model II descrito en Hansen *et al.*, 1983. Por lo tanto, las principales características del modelo EdGCM se obtendrán del documento que sienta las bases del GISS Model II.

3.1.1. Estructura del modelo

El modelo se extiende globalmente en la horizontal. EdGCM contiene 7776 celdas en la red atmosférica, donde cada columna horizontal corresponde a 8° latitud por 10° de longitud, y cuenta con nueve capas verticales (**Fig. 11**). El tiempo de paso en esta resolución para la dinámica es de 15 minutos y el tiempo de paso para los términos

fuente es de 30 minutos. El software permite el diseño del experimento, la ejecución de las simulaciones, el post-procesamiento y análisis de datos utilizando una visualización científica de datos (EVA).

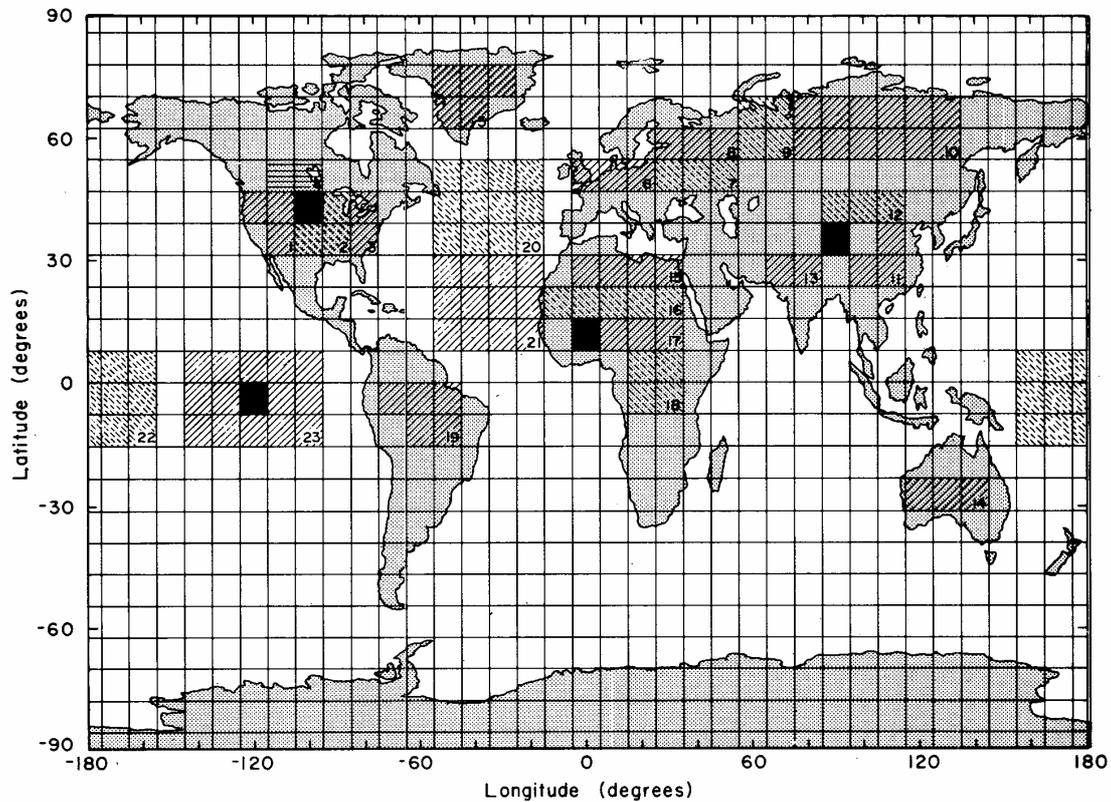


Figura 11: Red espacial para una resolución de $8^\circ \times 10^\circ$ del modelo GISS Model II y por tanto del modelo EdGCM. El sombreado indica una de las regiones elegidas para diagnóstico de meses especiales. Las cuatro regiones en negro son elegidas particularmente de las cajas de la red para diagnósticos cada hora.

La resolución vertical es algo variable. Se ha empleado sigma (σ) como coordenada vertical, por lo que el terreno es una coordenada superficial.

La estructura de la caja de malla del modelo se muestra esquemáticamente en la **Figura 12**. Cada caja de la malla es una apropiada fracción de tierra y océano basada en una topografía Scripps. Parte de la fracción del océano puede estar cubierta por hielo oceánico. La cobertura de hielo y la temperatura superficial están especificadas climatológicamente basadas en valores de medias mensuales, que se utilizan para la mitad de cada mes y son interpolados linealmente una vez por día.

El modelo produce un diagnóstico en línea, incluyendo mapas globales y medias zonales de cantidades superficiales y atmosféricas, secciones transversales zonales y longitudinales y análisis espectrales de energética atmosférica y transferencia de energía. Son seleccionados varios puntos de la malla para el diagnóstico de salida cada hora de simulación.

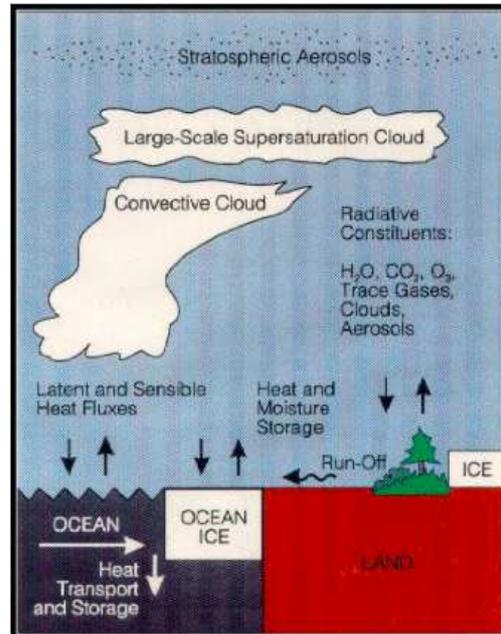


Figura 12: Ilustración esquemática de la estructura del modelo EdGCM. Adaptado de Hansen *et al.* (1983).

El tiempo de cómputo para el GISS Model II de 9 capas $8^\circ \times 10^\circ$ es de 5 minutos por día simulado.

3.1.2. Ecuaciones fundamentales

La **Tabla 3** lista las ecuaciones fundamentales describiendo el estado de la atmósfera. Se observa que la ecuación de movimiento (T1) es escrita para un marco de referencia rotativo con una velocidad angular Ω ; el segundo término en (T1) es el forzamiento del gradiente de presión. Los dos términos en la ecuación de la

termodinámica (T3) son el trabajo realizado por una unidad de masa en la compresión y velocidad de calentamiento de todos los procesos.

Tabla 3: Ecuaciones fundamentales utilizadas en el modelo GISS Model II y por lo tanto en el EdGCM.

Nombre ecuación fundamental	Ecuación fundamental
Conservación de momento: (segunda Ley de Newton de movimiento)	$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} - \rho^{-1} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (\text{T1})$
Conservación de la masa: (ecuación de continuidad)	$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{V} + C - D \quad (\text{T2})$
Conservación de energía: (primera ley de la termodinámica)	$\frac{dI}{dt} = -\rho \frac{d\rho^{-1}}{dt} + Q \quad (\text{T3})$
Ley ideal de los gases: (aproximación de la ecuación de estado)	$p = \rho RT \quad (\text{T4})$
Notación	
V	velocidad relativa a la rotación de la tierra
t	tiempo
$\frac{d}{dt}$	derivada total del tiempo $\left[= \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right]$
$\boldsymbol{\Omega}$	vector de rotación angular planetaria
ρ	densidad atmosférica
\mathbf{g}	gravedad aparente $\left[= \text{true gravity} - \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times r) \right]$
\mathbf{r}	posición relativa al centro del planeta
\mathbf{F}	fuerza por unidad de masa
C	tasa de creación de la atmósfera (gaseosa)
D	tasa de destrucción de la atmósfera
I	energía interna por unidad de masa $\left[= c_v T \right]$
Q	tasa de calentamiento por unidad de masa
R	contenido gaseoso
c_v	calor específico a volumen constante

Las ecuaciones (T1)-(T4) son transformadas por computaciones numéricas como sigue: el planeta, a excepción de la topografía, se trata como una esfera con una delgada atmósfera relativa al radio planetario y con la g perpendicular a una superficie radial e

independiente de la altura. La componente vertical de la ecuación de movimiento se sustituye con la suposición

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g\rho \quad (8)$$

Esto filtra ondas verticales de sonido, permitiendo grandes tiempos de paso, y cambio en la velocidad vertical w desde una variable pronóstico para un diagnóstico cuantitativo.

La distribución del vapor de agua es computada mediante la ecuación para la conservación de agua, y la condensación están incluidas en la tasa total de calentamiento.

3.1.3. Diferenciación espacial

El esquema de diferenciación vertical emplea el sistema de coordenadas sigma (σ); donde σ es una función linear de presión en cada punto horizontal de la malla, variando desde $\sigma = 1$ en el terreno a $\sigma = 0$ en $p = p_t$. La atmósfera está dividida dentro de un número fijo de capas que están, por lo tanto, comprimidas en las regiones de alta topografía. La temperatura potencial y el viento son computados en los puntos interiores de cada capa, con flujos computados en los bordes de la capa.

Las coordenadas σ simplifican la condición de frontera inferior, correctamente dada por:

$$\sigma = 0 \text{ a } \sigma = 1 \quad (9)$$

Se usa una similar condición de frontera superior:

$$\sigma = 0 \text{ a } \sigma = 0 \quad (10)$$

que, de hecho, pone una tapa rígida en p_t . Esta rígida tapa puede (irrealmente) reflejar la propagación de la energía de la onda desde abajo, por lo tanto, distorsiona las soluciones en todos los niveles, especialmente en las capas superiores.

Se ha introducido un coeficiente de dragado de momento en la capa superior del modelo para minimizar las distorsiones debidas al rígido modelo superior, siendo

$$\tau = -\rho C_{DN} UU \quad (11)$$

donde C_{DN} es el coeficiente de dragado neutral sobre el océano (Garratt, 1977; Sección 2h), representando un valor lejos de los efectos topográficos. El dragado reduce la cizalla del viento en la estratosfera y así reduce el gradiente latitudinal de la temperatura. El bajo calentamiento de la estratosfera aumenta la estabilidad estática de la troposfera no muy sensible al valor del dragado, siempre que sea lo suficientemente grande como para prevenir la energía cinética estratosférica de crecimiento.

3.1.4. Tiempo de diferenciación

El término fuente (“físico”, compuesto de la fricción, calentamiento y evaporación/condensación) para las ecuaciones pronóstico, son explícitamente integradas cada 30 min. (**Fig. 13**). Los términos no-fuente (“dinámicos”) son integrados usando el esquema de leap-frog iniciado cada hora con un paso hacia atrás de Euler:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Euler-backward} \\ \text{Leap-frog} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \text{Leap-frog} \\ \text{Leap-frog} \\ \text{Integración del término fuente} \end{array} \right\} \quad (12)$$

Suavizado

Se emplea un pequeño suavizado en las computaciones del Model II que consisten en 1) promedios longitudinales cerca de los polos de términos seleccionados en las ecuaciones pronóstico, y 2) un débil filtro de la presión del nivel del mar.

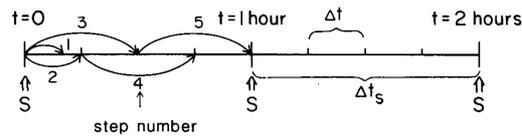


Figura 13: Representación esquemática del tiempo de diferenciación para una resolución de $8^\circ \times 10^\circ$. Donde S indica cuando debe ser integrado el término fuente.

El suavizado cerca de los polos permite el uso de una larga diferenciación del tiempo de paso finita que de otro modo no sería posible. Se aplica solo a los términos que causan una inestabilidad computacional como resultado de la convergencia de los meridianos hacia los polos, es decir, el forzamiento del gradiente longitudinal de presión en la ecuación de momento y en la divergencia longitudinal de energía, masa y ecuaciones de momento. El suavizado se realiza con un filtro de Fourier, el cual reduce las variaciones longitudinales para escalas más pequeñas que la red espacial latitudinal, $a\Delta\sigma$ (Arakawa y Lamb, 1977, p. 248).

3.1.5. Conservación de propiedades integrales

Es conveniente que la diferenciación finita conserve las propiedades integrales fundamentales que se sabe que son invariantes durante los procesos físicos simulados. Se han empleado diferentes esquemas de Arakawa que aproximadamente conservan las propiedades globales integradas en el tiempo. Se ha concluido que el esquema de diferenciación de Arakawa con la malla B permite el uso de una baja resolución sin difusión numérica y la pérdida de energía de remolinos que supondría.

3.2. Método *QFlux*

EdGCM no contiene, desgraciadamente, un modelo tridimensional dinámico del océano, por lo tanto, los valores del coeficiente de difusión diapirna no pueden ser modificados en un modelo bidimensional oceánico. El simple modelo oceánico usado para predecir la temperatura superficial del mar (SST) en las simulaciones del GISS GCM se denomina modelo de capa de mezcla oceánico, debido a que simula solo la porción superior del océano que se encuentra bien mezclada con respecto a la temperatura y la salinidad.

Los modelos de capa de mezcla oceánicos permiten que los GCMs tengan en cuenta la capacidad calorífica de un gran volumen de agua. Para ejecuciones modernas, el espesor de la capa de mezcla depende de la ubicación geográfica y la estación. Mediante el uso del modelo de capa de mezcla oceánica, la SST se puede ajustar a cambios en los forzamientos del clima, permitiendo una retroalimentación entre la atmósfera y los océanos. El modelo oceánico de capa de mezcla GISS emplea una técnica “QFlux” que explícitamente altera el calor en cada celda del grid para imitar el transporte horizontal de calor en el océano (corrientes oceánicas). La técnica QFlux se describe con más detalle en varias publicaciones (Miller *et al.*, 1983; Hansen *et al.*, 1984, 1988, y 1997).

EdGCM incluye tres modelos de océano:

1. *Specified SST (SST)*
2. *Prescribed SST (QFlux)*
3. *Prescribed SST + deep ocean (QFlux+deep ocean)*

Estos modelos de océano forman una jerarquía del total de condiciones de frontera fijadas a través de un simple modelo oceánico, pero el esquema de QFlux utilizado puede imitar muchas características de un océano “real”.

1. *Specified SST*

Es una serie mensual de temperaturas oceánicas para cada celda de la malla, dado como una hoja de cálculo de Excel. El océano especificado no puede cambiar, ya que es un conjunto de temperaturas de la superficie del océano. El problema con este modo de océano es que los cambios en la atmósfera se ven limitados por el océano. Incluso si hay el doble de concentración de CO₂, las temperaturas del océano *specified* evitarán que se produzca la mayor parte del calentamiento. Es evidente que se necesita algún tipo de solución ya que no se puede realizar un calentamiento global con *SST specified*.

2. *Prescribed SST*

El modo de océano *prescribed SST* o QFlux permite ajustar el océano a la temperatura del aire superficial. Para cada celda de la malla da una temperatura y una profundidad para la capa de mezcla. La capa de mezcla es la parte superior del océano que se mezcla por las corrientes y el viento por lo que interactúa con la atmósfera diariamente. Las celdas de la malla del QFlux oceánico tienen temperatura y espesor, por lo tanto, tienen capacidad calorífica. No hay dinámica en el océano por lo que la capa de mezcla de las celdas no mueven masa, si no solo energía.

3. *Prescribed SST + deep ocean*

En QFlux ocean, la energía se mueve de una celda a otra para imitar las corrientes oceánicas. Dado que QFlux no puede mover masa, mueve la energía para realizar el mismo efecto, cada celda de la malla tiene energía añadida o liberada para simular el efecto de las corrientes oceánicas. El resultado de esas manipulaciones de los océanos por QFlux está implícito en el transporte oceánico.

El resultado de QFlux es una superficie del océano que reacciona con la atmósfera como un verdadero océano (**Fig. 14**). Si el océano es más cálido que el aire, la energía es transferida de océano a atmósfera, y la capa de mezcla del océano se enfría. Si el aire es más cálido que el océano, la capa de mezcla se calienta. La energía añadida o liberada de la capa de mezcla implica el transporte de energía en el océano. La capacidad de almacenamiento del océano en QFlux es suficiente para frenar el

calentamiento durante décadas, pero con el tiempo, toda la capa de mezcla se calienta y la simulación alcanza el equilibrio.

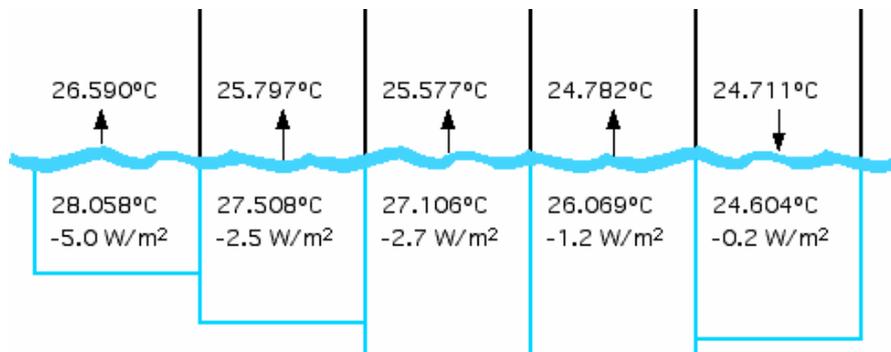


Figura 14: Ajustes del QFlux oceánico para EdGCM. Obtenido del foro de EdGCM (sección QFlux en www.forums.edgcm.columbia.edu).

El océano profundo (*deep ocean*) añade un sumidero de calor por debajo de la capa de mezcla del océano QFlux. El sumidero de calor permite que el océano se caliente más lentamente ya que la energía se difunde hacia abajo dentro del océano profundo. Pueden pasar miles de años para que las profundidades del océano alcancen el equilibrio.

La profundidad de la capa de mezcla altera la capacidad de almacenamiento de calor de QFlux. Cada celda de la malla en el océano tiene una profundidad de la capa de mezcla mensual y un porcentaje oceánico. La profundidad de la capa de mezcla cambia sobre una base mensual a fin de reflejar la mezcla observada de la superficie del océano en corrientes y vientos. Lamentablemente un efecto secundario de la capa de mezcla mensual es que cuando la capa de mezcla diluye el hielo marino y congela todo el camino hasta el fondo, provoca el estallido del modelo.

3.3. Simulaciones con EdGCM

En el informe del IPCC (Houghton *et al.*, 2001), se presentan los resultados de los modelos de los principales grupos de investigación. Entre otras variables los modelos son comúnmente comparados en términos de temperatura superficial del mar (SST), y aumento del nivel del mar (SLR). Todos los modelos de simulación muestran un incremento de SST y SLR, como consecuencia del aumento del dióxido de carbono (CO_2) en la atmósfera, pero la magnitud del incremento varía como mucho en un factor de tres. Debido a la expansión térmica, tanto la SST como la SLR dependen de la tasa de absorción de calor del océano, el cual presenta una capacidad calorífica mayor que el sistema atmósfera-tierra.

A pesar de que EdGCM no posee un modelo de océano dinámico, incluye una componente muy simple de océano, explicada previamente en el apartado de QFlux. No es posible, por lo tanto, emplear diferentes coeficientes de difusividad diapicna al océano y observar la sensibilidad del sistema climático a estos cambios. Aún así, se ejecutaron varias simulaciones con el modelo EdGCM para, a modo de ejemplo, observar el funcionamiento del mismo aplicando diferentes tendencias temporales a los diversos gases invernadero. De esta forma se eligieron dos simulaciones; una con una tendencia exponencial de CO_2 denominada como RunID141_ *sample_5* y otra con un valor fijo de CO_2 en toda la simulación denominada como RunID150_ *sample_6*.

La simulación *sample_5* posee un valor inicial de CO_2 de 315.4 ppm. La tendencia del CO_2 aumenta linealmente en 0.5 ppm por año hasta el año 2000, y luego incrementa exponencialmente en un 1.0% adicional por año desde el año 2000 hasta el 2100. Todas las simulaciones comienzan en el año 1958 y finalizan en el 2100. Estos aumentos producen una condición de duplicación de CO_2 (es decir, el doble del valor de 1958 = 629.8 ppm) hacia el año 2062. Los demás valores de los distintos gases invernadero se mantienen fijos en 1958 para que coincidan con la ejecución control de Modern_Predicted SST. Esta ejecución también usa predicted SSTs con una difusión de océano profundo.

Por otro lado, *sample_6* es una ejecución control del proyecto EdGCM de clima moderno (*Modern*), contra la cual cualquier modificación del escenario que usa *predicted SST* debe ser comparada. Todos los forzamientos en *sample_6* se mantienen fijos a lo largo de la simulación; en concreto el valor de CO₂ es de 314,9 ppm. La SST es predicha (*predicted*, es decir, se le permite cambiar en respuesta a los forzamientos) a través del método QFlux.

3.3.1. Mapa de SST

Atendiendo a la variada bibliografía sobre el cambio climático, el CO₂, considerado un potente gas invernadero, es intercambiado en la interfase atmósfera-océano a través de la capa de mezcla, por lo que un aumento de los niveles de CO₂ en la atmósfera global interacciona activamente con la capa superficial del océano. La profundidad de la capa de mezcla altera la capacidad de almacenamiento de calor en QFlux. EdGCM. A través de su interfase gráfica EVA, permite (y es recomendado) un promediado de 10 años con cada simulación. Para no presentar todos los promedios se han incluido en el trabajo aquellos en los que se observan cambios más significativos. Así, a partir de los primeros 10 años de ejecución del modelo, aproximadamente (1958-1969), en las **Figuras 15 a y d**, se aprecian cambios entre las dos simulaciones.

El incremento de CO₂ en la primera simulación provoca un claro aumento de la temperatura superficial del mar (SST) de forma global, lo que concuerda con estudios anteriores sobre el calentamiento global del IPCC y modelado a través de CMIP2. La evolución de la SST a través del tiempo presenta un aumento de su valor absoluto y un cambio significativo espacial en las zonas de afloramiento oceánico correspondientes al Pacífico y el Atlántico para la simulación, donde el CO₂ cambia significativamente (**Fig. 15 b y c**). En cambio, se puede observar en las **Figura 15 e, f** como los valores y la morfología espacial de la SST sufre ligeros cambios si se mantiene el CO₂ constante en el tiempo.

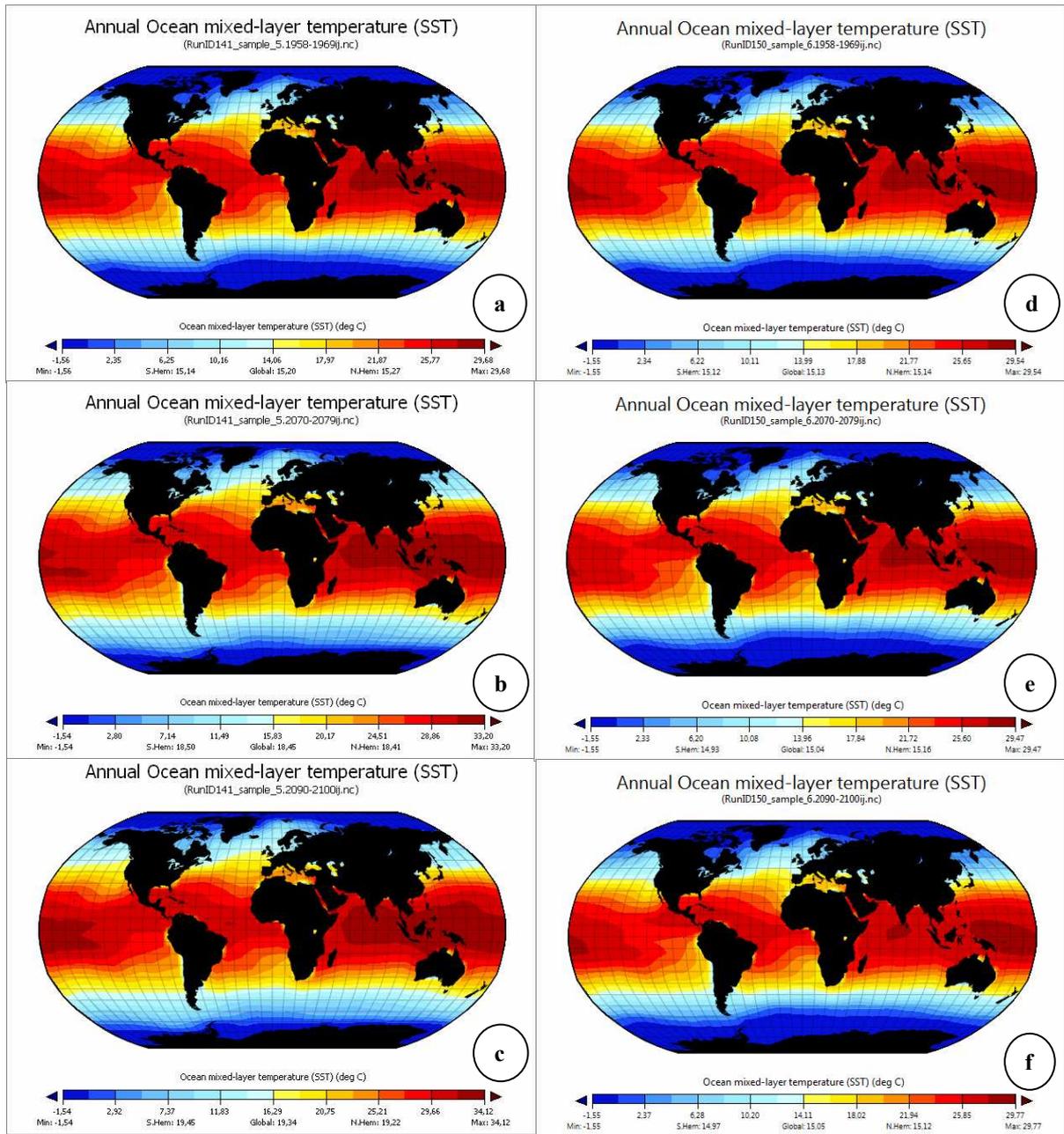


Figura 15: Mapas de SST medida anualmente para la capa de mezcla oceánica, obtenidas a través del modelo EdGCM, donde (a), (b) y (c), representan la SST de la capa de mezcla del océano de la simulación RunID141_sample_5, con tendencia creciente de CO₂, y (d), (e) y (f), representan la SST de la simulación RunID150_sample_6, sin una tendencia activa de CO₂. Los promedios de años son para los dos simulaciones: (a y d) para 1958-1969; (b y e) para 2070-2079 y (c y f) para 2090-2100.

A modo más regional, los Océanos Pacífico e Índico en bajas y medias latitudes son especialmente vulnerables al aumento de SST en la capa de mezcla, según se aprecia en la **Figura 15** (sobre todo la **Fig. c y f**).

Debido a que la difusión diapirica es el principal contribuyente del flujo de calor hacia las profundidades del océano y se concentra en las regiones tropicales, el aumento de las temperaturas en el mar podrían variar los coeficientes de mezcla vertical, repercutiendo en la intensidad de la MOC en estas zonas, donde según Dalan *et al.* (2005a y b) el vuelco meridional en el Pacífico es débil en comparación con el del Atlántico.

3.3.2. Series temporales de SST

Así mismo, también se realizaron gráficos de series temporales de la temperatura superficial del mar, para visualizar y remarcar la comparación entre las dos simulaciones.

En estos gráficos se puede observar que la primera serie temporal corresponde a la simulación con tendencia exponencial positiva de CO₂. Esta tendencia es notable cuando la comparamos con el análisis sin un forzamiento de crecimiento de CO₂ a lo largo de los años simulados, donde no observa una tendencia significativa.

En este aspecto hubiera sido satisfactorio realizar, y luego comparar, series temporales de simulaciones a largo plazo con diferentes tendencias de los distintos gases invernadero, así como comparar también simulaciones realizadas con distintos escenarios climáticos. Dichas simulaciones no pudieron ser realizadas debido al corto tiempo de disponibilidad del modelo EdGCM, ya que si bien posee una simple interfaz fácil de usar, se disponía de un demo de 30 días para realizarlo, limitando el análisis, destacando que cada simulación tardaba aproximadamente dos días en completarse. No se descartar, así mismo, completar el estudio de esta forma, incluyendo, además, modelos más complejos de circulación global.

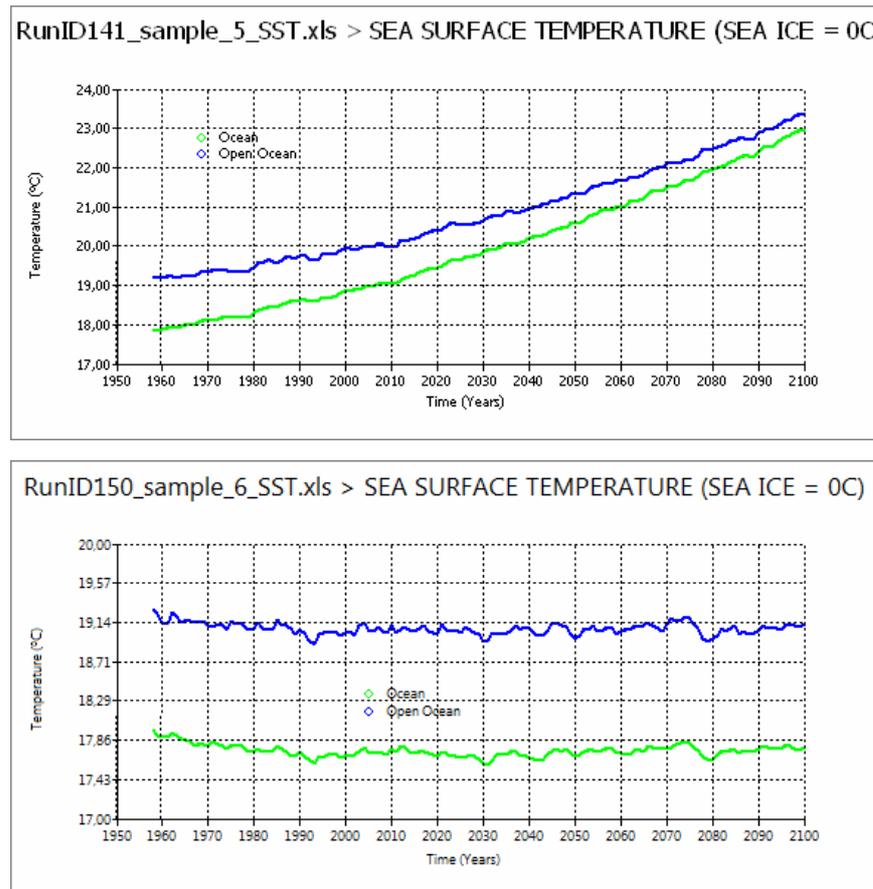


Figura 18: Serie temporal de la SST obtenida a partir del modelo EdGCM para ambas simulaciones, donde el panel superior corresponde a RunID141_sample_5 (con tendencia de CO₂) y el panel inferior a RunID150_sample_6 (sin tendencia de CO₂). La serie temporal abarca todo el rango de años simulados, desde 1958 hasta 2100. La línea azul da la variación con el tiempo de la SST para océano abierto y la línea verde para el océano en global.

3.3.3. Mapas de presión del nivel del mar

Los cambios entre las simulaciones con o sin la aplicación de una tendencia exponencial creciente de CO₂ también se hacen especialmente visibles en los mapas de presión del nivel del mar (**Fig. 16**), los cuales nos dan idea del aumento del nivel del mar (SRL) y de su altura estática (debida a la expansión por el aumento de la temperatura en el océano). En los primeros diez años de integración del modelo, tanto la **Figura 16a** como la **Figura 16c**, experimentan diferencias observables de la presión, pero en los últimos diez años de integración del modelo (**Fig. b y d**), esas diferencias se tornan mas intensas.

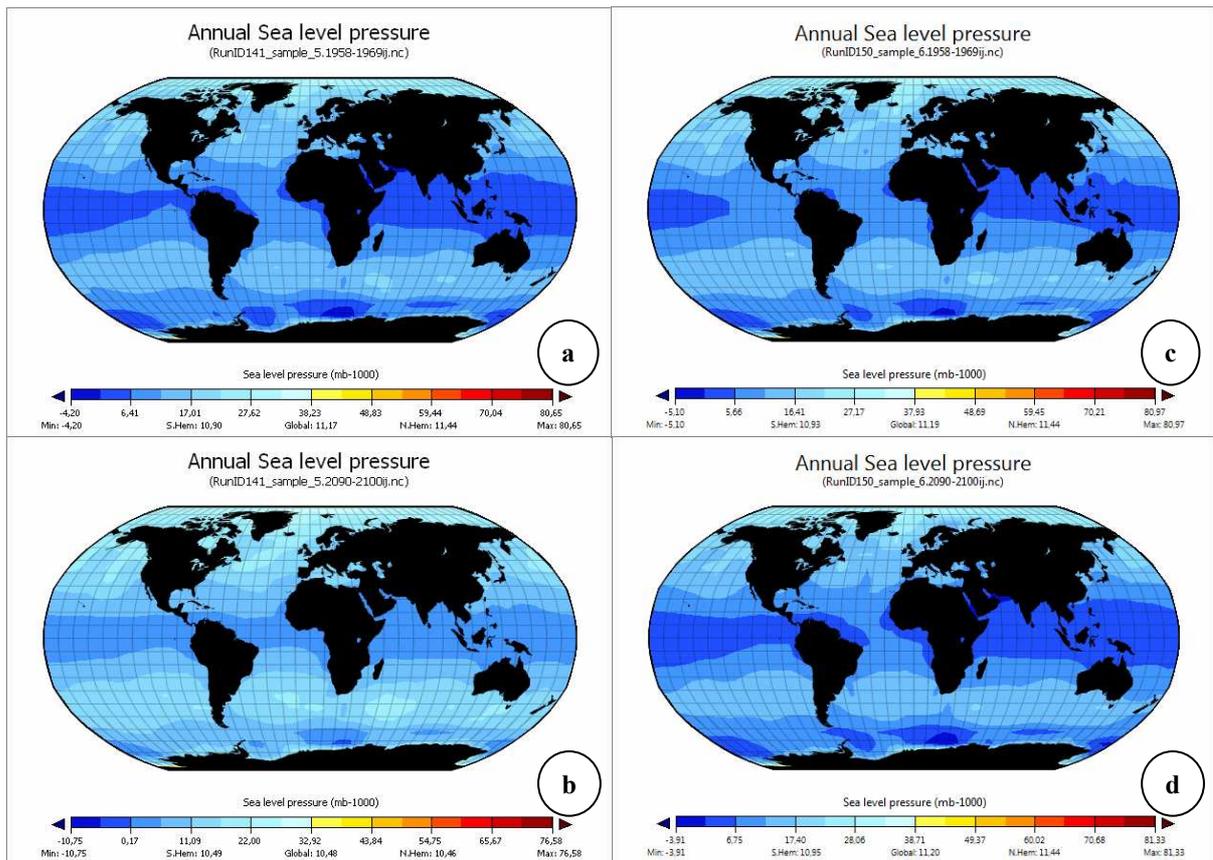


Figura 16: Mapas de la presión del nivel del mar medida anualmente, obtenidas a través del modelo EdGCM, donde (a) y (b), representan la presión del nivel del mar para la simulación RunID141_sample_5, con tendencia creciente de CO₂, y (c) y (d), representan la presión del nivel del mar pero para la simulación RunID150_sample_6, sin una tendencia de CO₂. Los promedios de años para los dos simulaciones son: (a y c) para 1958-1969 y (b y d) para 2090-2100.

Si se relaciona estas gráficas con lo expuesto a lo largo del trabajo se obtiene que existen lagunas sobre cuáles son los factores que determinan el clima. Especificar qué parámetros son los que participan activamente en la absorción de calor del océano, en determinados escenarios de calentamiento global. Dado que esta absorción de calor por parte del océano es la que regula la SST y el SRL. Así, los cálculos de Dalan *et al.* (2005b) sugieren que un aumento de la difusividad diapicna por un factor 10 (de 0,1 cm² s⁻¹ a 1,0 cm² s⁻¹) conduce, en el momento de duplicación de CO₂, a una disminución de la SAT de 0,4 K y un aumento de SLR debido a la expansión térmica de 4 cm. En futuros trabajos se podría introducir en el modelo EdGCM una componente de océano dinámico tridimensional, en la cual se pudieran variar los coeficientes de difusividad

diapicna y ver así que sensibilidad tiene la SST y el SRL a estos cambios, entre otras cosas.

3.3.4. Promedio zonal del transporte oceánico

El modelo EdGCM permite simular también el transporte de radiación solar a través del océano. En la **Figura 17**, se exponen solo los últimos 10 años de simulación (2090-2100), dado que no se han observado grandes cambios en el transporte oceánico para las demás integraciones.

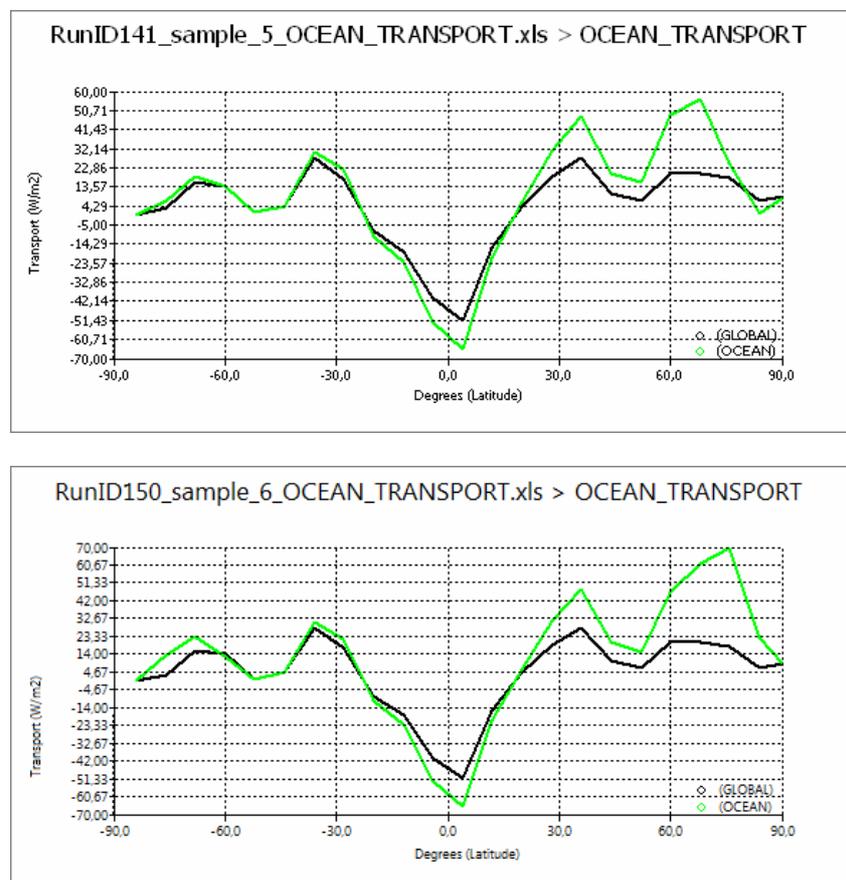


Figura 17: Promedio zonal del transporte de radiación solar medida en W/m^2 , para los dos últimos promedios de años (2090-2100) de ambas simulaciones. El panel superior corresponde a RunID141_sample_5 (con tendencia de CO_2) y el panel inferior a RunID150_sample_6 (sin tendencia de CO_2). Se representa el promedio de transporte zonal global (línea negra) y oceánico (línea verde), aunque también interfiere el transporte de hielo oceánico.

Las diferencias más apreciables de ésta magnitud se aprecian en altas y medias latitudes, donde hay un claro incremento del transporte en la simulación con tendencia exponencial de CO₂, en lo que se refiere a transporte del océano (línea verde). El promedio global (línea negra) tiene en cuenta también el transporte por hielo oceánico que aumenta considerablemente hasta los 240 W/m² entre los 30 y 60 grados de latitud para ambas simulaciones (no se muestra), de ahí las principales diferencias entre transporte del océano y global.

En la **Tabla 4** se puede ver que el aumento del transporte de radiación solar en la simulación de *sample_5*, que posee una tendencia de CO₂ positiva.

Tabla 4: Promedio del transporte de radiación solar en el océano, obtenido a través del análisis de promedio zonal con EdGCM para ambas simulaciones de RunID150_ *sample_6* (sin tendencia de CO₂) y RunID141_ *sample_5* (con tendencia de CO₂). Las unidades se dan en W/m².

RunID150: <i>sample_6</i>			
	Global	Océano	Hielo Oceánico
Global	1.124·10 ⁻⁶	-1.382	18.61
Hemisferio Norte	1.488	1.308	17.91
Hemisferio Sur	-1.488	-3.436	19.10
RunID141: <i>sample_5</i>			
	Global	Océano	Hielo Oceánico
Global	1.328·10 ⁻⁶	-0.3848	20.75
Hemisferio Norte	1.488	2.116	15.09
Hemisferio Sur	-1.488	-2.269	27.36

El transporte en el Hemisferio Norte en la simulación con tendencia exponencial de CO₂ es mayor tanto para el océano como para el hielo oceánico si se compara con la

simulación *sample_6* donde el CO₂ permanece constante en la ejecución del modelo. Lo mismo ocurre con el Hemisferio Sur. A pesar de que el promedio global de transporte en los hemisferios de ambas simulaciones es el mismo, el total del promedio global difiere parcialmente.

4. Conclusiones

El sistema climático global debido a los diversos forzamientos internos y externos va cambiando en diferentes escalas temporales. El clima actual está experimentando un posible cambio climático que lo está llevando a un calentamiento global, el cual puede retroalimentarse a través de una ralentización de la circulación termohalina (THC).

Un factor significativamente importante en el balance vertical del transporte de calor hacia los polos por el océano es la mezcla oceánica, donde la mezcla diapicna juega un papel destacado. En el presente se estudio se analizaron las respuestas y la sensibilidad del sistema climático a los diferentes valores de la difusividad diapicna. Para ello se realizó una exhaustiva revisión de los documentos más recientes desde el informe publicado por Dalan *et al.* (2004), en los cuales se pone de manifiesto la necesidad de confeccionar un mapa global de las difusividades verticales (k_v).

Se encuentra que, en equilibrio, el balance vertical de calor del océano global es sensible a la difusividad vertical. Además, tanto la forma como la magnitud de la THC serían sensibles al valor de este coeficiente de difusividad. Así mismo, también ha sido estudiado el escalado de la MOC, donde la dependencia de la ley de potencia es de $k_v^{1/3}$ para la intensidad de la AMOC y de $k_v^{2/3}$ para la intensidad de la MOC del Pacífico.

Se pone de relieve, por otro lado, que la parametrización de la mezcla diapicna es a través de una constante en espacio o tiempo en la mayoría de los modelos OGCMs, y que está influenciada por la estratificación. La disminución de la estratificación, debida a la reducción de la formación de NADW podría incrementar la difusión diapicna en bajas latitudes, ocasionando una recuperación de la AMOC. Además, todas las respuestas al forzamiento de agua dulce están ligadas a los cambios en la estratificación vertical. Por lo tanto, parametrizando la mezcla diapicna en función de la estratificación se regularía la intensidad del afloramiento de la AMOC en medias y bajas latitudes.

La mayoría de los OGCMs utilizan una parametrización para las difusividades verticales sobre la base de la originalmente usada por Bryan y Lewis (1979). Se resumen los principales modelos GCMs y EMICs utilizados para modelizar el sistema

climático a través de la confección de una tabla con los esquemas de cada modelo. En base a esta tabla (**Tabla 2**) se explican los esquemas de mezcla, las clausuras utilizadas en cada uno de ellos y las parametrizaciones de submalla, concluyendo que el sistema más utilizado es el KPP de Large *et al.* (1994), aunque está claro que la tarea de elegir un sistema de parametrización de la mezcla vertical no es una fácil tarea.

Finalmente y a modo de ejemplo, se exponen las simulaciones realizadas con el modelo EdGCM, elegido debido a su simplicidad de uso y al poco coste computacional que requiere. Debido a esta simplicidad, este modelo no posee un océano dinámico 3D sino un simple modelo de capa de mezcla oceánica que no permite hacer demasiados cambios en el sistema de mezcla vertical utilizado.

En los resultados de las dos simulaciones llevadas a cabo a través de EdGCM se observa como el modelo reproduce variables oceánicas como la SST, presión del nivel del mar y el transporte de radiación solar. La SST y la presión del nivel del mar aumentan notablemente cuando se aplica una tendencia de CO₂, lo mismo ocurre con el transporte de la radiación solar.

4.1. Trabajos futuros

A modo esquemático se proponen algunas ideas en ésta línea que merecen ser investigados, con el fin de ampliar este trabajo, dentro del contexto de sensibilidad del sistema climático a la mezcla diapirica en los océanos a través de los modelos GCMs.

En resumen:

- Se propone seguir confeccionando el mapa global de las difusividades diapiricas oceánicas a partir de observaciones realizadas tanto por el grupo de investigación como por otras fuentes.
- Es fundamental seguir trabajando en los esquemas de mezcla, y en su parametrización, tratando de aliviar la ardua tarea a la hora de elegir un

esquema SGS en concreto, dado que la mayoría de los GCMs poseen varias configuraciones de esquemas, a elección del usuario según su estudio.

- Incluir en el Modelo EdGCM una componente oceánica de carácter dinámico y tridimensional, en la que puedan simularse más aspectos del esquema de mezcla diapicna y analizar su sensibilidad a tales esquemas.
- Realizar varias simulaciones a través de EdGCM, variando las tendencias de los distintos gases de efectos invernadero y los escenarios climáticos, así como también realizar simulaciones comparativas con modelos más complejos tipo GCMs o EMICs.
- Se propone también, que en futuros modelos sería necesario incluir el efecto de las ondas internas dentro de los OGCMs, que incluyan tanto su generación como disipación donde los procesos de mezcla juegan un papel importante.

Con este trabajo y con los futuros que se proponen se pretende destacar la importancia de la mezcla diapicna en el océano, para luego intentar modelizarla correctamente y poder evaluar su impacto en la evolución del sistema climático. Para esto es necesario seguir trabajando y mejorando los modelos GCMs y los nuevos EMICs en lo que se refiere a la parametrización de los procesos de mezcla diapicna.

5. Referencias

- Arakawa, A., 1966: Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion: Two-dimensional incompressible flow. Part 1. *Journal of Computational Physics*, **1**, 119–143.
- Arakawa, A., and V. R. Lamb, 1977: Computational design of the basic dynamical process of the UCLA general circulation model. *Methods in Computational Physics*, **17**, Academic Press, 173-265.
- Bryan, K., 1969: A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *Journal of Computational Physics*, **4**, 347–376.
- Bryan, F., 1987: Parameter Sensitivity of Primitive Equation Ocean General Circulation Models. *Journal of Physical Oceanography*, **17**, 970-985.
- Bryan, K. and Cox, M. D. 1967. A numerical investigation of the oceanic general circulation. *Tellus* **19**, 54–80.
- Bryan, K., and L. J. Lewis, 1979: A water mass model of the world ocean. *Journal Geophysical Research*. **84**, 2503–2517.
- Bugnion, V., and C. Hill, 2004a: Far field regulation of meridional overturning - the role of surface boundary conditions. *Jornal Climate*, in review.
- Bugnion, V., and C. Hill, 2004b: An adjoint analysis of meridional overturning. *Journal Climate*, in review.
- Bugnion, V., and C. Hill, 2004c: Equilibration mechanisms in an adjoint ocean general circulation model. *Ocean Modeling*, in review.
- Claussen, M., Mysak, L. A., Weaver, A. J., Crucifix, M., *et al.*, 2002 : Earth system models of intermediate complexity : closing the gan in the spectrum of climate system models. *Climate Dynamics*, **18**, 579-586.
- Colin de Verdière, A., 1988: Buoyancy driven planetary flows. *J. of Marine Research*, **46**, 215-265.
- Cummins, P. F., G. Holloway and A.E. Gargett, 1990: Sensitivity of the GFDL Ocean General Circulation Model to a Parameterization of Vertical Diffusion. *J. Phys. Ocean.*, **20**, 817-830.
- Dalan, F., Stone, P. H., Kamenkovich, I. and J. Scott (Part I); Dalan, F., Stone, P. H., and A. Sokolov (Part II), 2004: Sensitivity of Climate to Diapycnal Diffusivity in the Ocean Part I: *Equilibrium State*. Part II: *Global Warming Scenario*. MIT Joint Program on the Science and Policy of Global Change. Report No. **109**, May.

- Dalan, F., Stone P. H., Kamenkovich I. V., and J. R. Scott, (2005a): Sensitivity of the ocean's climate to diapycnal diffusivity in an EMIC. Part I: equilibrium state. *Journal Climate.*, **18**, 2460–2481.
- Dalan, F., Stone, P. H., and A. Sokolov, (2005b): Sensitivity of the ocean's climate to diapycnal diffusivity in an EMIC. Part II: global warming scenario. *Journal Climate.*, **18**, 2482–2496.
- Dijkstra, H. A., 2008: Scaling of the Atlantic meridional overturning circulation in a global ocean model. *Tellus*, **60A**, 749–760.
- Furue, R. and M. Endoh, 2005: Effects of the Pacific diapycnal mixing and wind stress on the global and Pacific meridional overturning. *J.Phys. Oceanogr.* **35**, 1876–1890.
- Ganachaud, A., and C. Wunsch, 2003: Large-scale Ocean Heat and Freshwater Transports During the World Ocean Circulation Experiment. *Journal of Climate*, **16**, 696-705.
- Ganopolsky, A., Petoukhov, V., Rahmstorf, S., Brovkin, V., Claussen, M., Eliseev, A. and C. Kubatzki, 2001: CLIMBER-2: a climate system model of intermediate complexity. Part II: model sensitivity. *Climate Dynamics*, **17**, 735-751.
- Garratt, J. R., 1978: Transfer characteristics for a heterogeneous surface of large aerodynamic roughness. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **104**, 491-502,
- Garrett, C., and E. Kunze, 2007: Internal tide generation in the deep ocean. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **39**, 57–87.
- Garrett, C., and L. St. Laurent, 2002: Aspects of deep ocean mixing. *J. Oceanogr.*, **58**, 11–24.
- Gargett, A. E., 1984: Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *J. Mar. Res.*, **42**, 359–393.
- Gent, P. R., and J.C. McWilliams, 1990: Isopycnal Mixing in Ocean Circulation Models. *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 150-155.
- Gnanadesikan, A., 1999: A simple predictive model for the structure of the ocean pycnocline. *Science*, **283**, 2077-2079.
- Gregg, M. C., 1977: Variations in the intensity of small-scale mixing in the main thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 436–454.
- Gregory, J. M., 2000: Vertical heat transports in the ocean and their effect on time-dependent climate change. *Climate Dynamics*, **16**, 501-515.
- Griffies, S.M., and E. Tziperman., 1995: A linear thermohaline oscillator driven by stochastic atmosphere forcing. *Journal of Climate*, **8**, 2440–2453.
- Gordon, C., Cooper, C., Senior, C. A., Banks, H., Gregory, J. M., *et al.*, 2000: The simulation of SST, sea ice extents and ocean heat transports in a version of the Hadley Centre coupled model without flux adjustments. *Climate Dynamics*, **16**, 147-168.
- Haidvogel, D. B., and A. Beckmann, 1999: Numerical ocean circulation modeling. *Series on environmental science and management*, Vol. **2**, Imperial College Press.

- Hansen, J., Sato, M., *et al.*, 1997: Forcings and chaos in interannual to decadal climate change. *Journal of Geophysical Research*, **102**(D22), 25679-25720.
- Hansen, J.E., Fung, I., *et al.*, 1988: Global climate changes as forecast by Goddard Institute for Space Studies three-dimensional model. *Journal of Geophysical Research*, **93**(D8), 9341-9364.
- Hansen, J.E., Lacis, A., *et al.*, 1984: Climate sensitivity: Analysis of feedback mechanisms. In J. E. Hansen and T. Takahashi (Eds.), *Climate Processes and Climate Sensitivity*. *AGU Geophysical Monograph*, **29**, 130-163. American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Hansen, J., G. Russel, D. Rind, P. Stone, A. Lacis, S. Lebedeff, R. Ruedy and L. Travis, 1983: Efficient 3D global models for climate studies: Model I and II. *Monthly Weather Review*, **111**, 609-662.
- Huang, R.X., 1999: Mixing and energetics of the oceanic thermohaline circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 727-746.
- Huang, R. X., 2004: Ocean, energy flows in *Encyclopedia of Energy*. *Elsevier Inc.*, **4**, 497-509.
- Huang, B., P. H. Stone and C. Hill, 2003: Sensitivities of deep-ocean heat uptake and heat content to surface fluxes and subgrid-scale parameters in an ocean general circulation model with idealized geometry. *Journal of Geophysical Research*, **108**, 3015.
- Jayne, S. R., St. Laurent, L. C., and S. T. Gille, 2004: Connections between ocean bottom topography and Earth's climate. *Journal of Physical Oceanography*, **17**, 65-74.
- Jayne, S. R., 2008: The Impact of Abyssal Mixing Parameterizations in an Ocean General Circulation Model. *Journal of Physical Oceanography*, **39**, 1756-1775.
- Kamenkovich, I.V., Sokolov A.P., and P.H. Stone, 2002: An efficient climate model with a 3D ocean and a statistical-dynamical atmosphere. *Climate Dynamics*, **19**, 585-598.
- Kamenkovich, I. V., Sokolov, A. P., and P. H. Stone, 2003: Feedbacks affecting the response of the thermohaline circulation to increasing CO₂: a study with a model of intermediate complexity. *Climate Dynamics*, **21**, 119-130.
- Klinger, B. A., Drijfhout, S., Marotzke, J., and J. R. Scott, 2003: Sensitivity of basinwide meridional overturning to diapycnal diffusion and remote wind forcing in an idealized Atlantic-Southern Ocean geometry. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 249-266.
- Knutti, R., Stocker T. F., and D. Wright, 2000: The Effects of Subgrid-Scale Parameterizations in a Zonally Averaged Ocean Model. *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 2738-2752.
- Kraus EB (ed), 1977: *Modelling and prediction of the upper layers of the ocean*. *Pergamon, Oxford*.
- Kraus, E. B., and J. S. Turner, 1967: A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II. The general theory and its consequences. *Tellus*, **19**, 98-106.

- Large, W. G., McWilliams, J. C., and S. C. Doney, 1994: Oceanic Vertical Mixing: A Review and a Model with a Nonlocal Boundary Layer Parameterization. *Reviews of Geophysics*, **32**, 363-403.
- Ledwell, J. R., Watson, A. J., and C. S. Law, 1993: Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer release experiment. *Nature*, **364**, 701–703.
- Ledwell, J. R., Montgomery, E. T., Polzin, K. L., St. Laurent, L. C., Schmitt, R. W. and J. M. Toole, 2000: Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, **403**, 179-182.
- Levermann, A. and Griesel, A. 2004. Solution of a model for the oceanic pycnocline depth: scaling of overturning strength and pressure difference. *Geophys. Res. Lett.* **31**, L17302.
- Lineikin, P. S., 1955: On the determination of the thickness of the baroclinic layer in the sea. *Dokl. Akad. Nauk USSR*, **101**, 461–464.
- Lucas, M. A., Hirschi, J. and Marotzke, J., 2006: The scaling of the meridional overturning with the meridional temperature gradient in idealised general circulation models. *Ocean Modelling*, **13**, 306– 318.
- Manabe, S., and R. J. Stouffer, 1994: Multiple-Century Response of a Coupled Ocean-Atmosphere Model to an Increase of Atmospheric Carbon Dioxide. *Journal of Climate*, **7**, 5-23.
- Marotzke, J., Giering, R., Zhang, K. Q., Stammer, D., Hill, C., and T. Lee., 1999: Construction of the adjoint mit ocean general circulation model and application to atlantic heat transport v variability. *J. Geophys. Res.*, **104**.
- Marotzke, J., 1997: Boundary Mixing and the Dynamics of Three-Dimensional Thermohaline Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **27**, 1713-1728.
- Marotzke, J., and F. Scott, 1999: Convective mixing and the thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 2962–2970.
- Marzeion, B., and Drange, H., 2005: Diapycnal mixing in a conceptual model of the Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Deep-Sea Research II*, **53**, 226–238.
- Mignot, J., Leverman, A., and A., Griesel, 2005: A Decomposition of the Atlantic Meridional Overturning Circulation into Physical Components Using Its Sensitivity to Vertical Diffusivity. *Journal of Physical Oceanography*, **36**, 636-650.
- Miller, J.R., Russell, G.L., and Tsang, L. C., 1983: Annual oceanic heat transports computed from an atmospheric model. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **7**, 95-109.
- Montoya, M., A., Griesel, A., Levermann, J., Mignot, M., Hofmann, A., Ganopolski, and S. Rahmstorf, 2005: The Earth system model of intermediate complexity CLIMBER-3. Part I: Description and performance for present day conditions. *Climate Dyn.*, **25**, 237–263.
- Munk, W., 1966: Abyssal recipes. *Deep Sea Research*, **13**, 707-730.

- Munk, W., and C. Wunsch, 1998: Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Research*, **45**, 1977-2010.
- Oliver, K. I. C., Watson, A. J. and D. P. Stevens, 2005: Can limited ocean mixing buffer rapid climate change? *Tellus*, **57A**, 676–690.
- Pacanowski, R. C., and S. G. H. Philander, 1981: Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1443-1451.
- Pacanowski, R. C., and S. M. Griffies, 1999: The MOM3 Manual. *NOAA/Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*.
- Park, Y. G., 1999: The stability of the thermocline circulation in a two-box model. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 3101–3110.
- Park, Y. G., and K. Bryan, 2000: Comparison of Thermally Driven Circulations from a Depth-Coordinate Model and an Isopycnal-Layer Model. Part I: Scaling-Law Sensitivity to Vertical Diffusivity. *Journal of Physical Oceanography*, **30**, 590-605.
- Park, Y. G. and, Bryan, K. 2001. Comparison of thermally driven circulations from a depth-coordinate model and an isopycnal-layer model. Part II: The difference and structure of the circulations. *J. Phys. Oceanogr.* **31**, 2612–2624.
- Petoukhov, V., Ganopolski, A., Brovkin, V., Claussen, V., Eliseev, A., Kubatzki, C. and S. Rahmstorf, 2000: CLIMBER 2: A climate system model of intermediate complexity. Part I: Model description and performance for present climate. *Climate Dyn.*, **16**, 1–17.
- Polzin, K. L., Toole, J. M., Ledwell, J. R. and R. W. Schmitt, 1997: Spatial Variability of Turbulent Mixing in the Abyssal Ocean. *Science*, **276**, 93-96.
- Pope, V. D., Gallani, M. L., Rowntree, P. R. and R. A. Stratton., 2000: The impact of new physical parametrizations in the Hadley Centre climate model: HadAM3. *Climate Dynamics*, **16**, 123-146.
- Prange, M., Lohmann, G. and A. Paul, 2003: Influence of Vertical Mixing on the Thermohaline Hysteresis: Analyses of an OGCM. *Journal of Physical Oceanography*, **33**, 1707-1721.
- Price, J. F., Weller, R. A., and R. Pinkel, 1986: Diurnal cycling: Observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling, and wind mixing. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8411-8427.
- Robinson, A. and H. Stommel, 1959: The oceanic thermocline and the associated thermohaline circulation. *Tellus* **3**, 295–308.
- Rosati, A. and K. Miyakoda, 1988: A general circulation model for upper ocean simulation. *Journal of Physical Oceanography*, **18**, 1601–1626.
- Russell, G.L., Miller, J.R. and L. C. Tsang, 1985: Seasonal oceanic heat transports computed from an atmospheric model. *Dynam. Atmos. Oceans*, **9**, 253-271.
- Schmittner, A., and A. J. Weaver, 2001: Dependence of multiple climate states on ocean mixing parameters. *Geophysical Research Letters*, **28**, 1027-1030.

- Scott, J. R., 2000: *The Role of Mixing and Geothermal Heating and Surface Buoyancy Forcing in Ocean Meridional Overturning Dynamics*. Ph.D. thesis, Department of Earth, Atmospheric and Planetary Sciences, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA.
- Scott, J. R., and J. Marotzke, 2002: The Location of Diapycnal Mixing and the Meridional Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **32**, 3578-3595.
- Scott, J. R., Sokolov, A. P., Stone, P. H., and M. D. Wesbter, 2008: Relative roles of climate sensitivity and forcing in defining the ocean circulation response to climate change. *Climate Dynamic*, **30**, 441-454.
- Stommel, H., and A. B. Arons, 1960: On the abyssal circulation of the world ocean I. Stationary planetary flow patterns on a sphere. *Deep-Sea Res.*, **6**, 140-154.
- Troen, I. B., and L. Mahrt, 1986: A simple model of the atmospheric boundary layer; sensitivity to surface evaporation. *Boundary-Layer Meteor.*, **37**, 129-148.
- Tziperman, E., Toggweiler, J.R., Feliks, Y., and K. Bryan., 1994: Instability of the thermohaline circulation with respect to mixed boundary conditions: is it really a problem for realistic models?. *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 217-232.
- Wunsch, C., and R. Ferrari, 2004: Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **36**, 281-314.
- Yu, L., Gao, Y., Wang, H., and H. Drange, 2008: Revisiting Effect of Ocean Diapycnal Mixing on Atlantic Meridional Overturning Circulation Recovery in a Freshwater Perturbation Simulation. *Advances in Atmospheric Sciences*, **25** (4), 597-609.
- Zhang, J., Schmitt, R. W. and R. X. Huang, 1999: The Relative Influence of Diapycnal Mixing and Hydrologic Forcing on the Stability of the Thermohaline Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 1096-1108.
-