

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA

ESCOLA POLITECNICA SUPERIOR DE GANDIA

Master en Eval. Amb. Ecosistemas marinos y Cost.



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



ESCOLA POLITÈCNICA
SUPERIOR DE GANDIA

“Simulación Numérica de Corrientes Oceánicas a Gran Escala”

TRABAJO FINAL DE MASTER

Autor/a:

María Gabriela Escobar Franco

Tutor/a:

Victor Sánchez Morcillo

GANDIA, 2018

Resumen

La circulación oceánica es el resultado del equilibrio de distintas fuerzas tales como el forzamiento atmosférico, fricción y la rotación planetaria. Este trabajo muestra la base teórica de la circulación oceánica a gran escala, aplicando la solución de Stommel para un modelo de vorticidad barotrópica.

Para efecto de las simulaciones se estimaron diferentes parámetros de fricción y dos conjuntos de datos de vientos. En vista de que se conoce poco sobre los términos de fricción de fondo, se eligieron distintos casos de estudio: a) en función del ancho de las corrientes (100km, 200km y 380km) y b) ancho de la cuenca oceánica (4000km). Así mismo, se eligieron vientos de tipo: a) simplificado y b) con datos de reanálisis.

El efecto más importante en la configuración del giro oceánico es la intensificación de las corrientes en el borde oeste.

En cuanto, al coeficiente de fricción de fondo, cuando este es cercano a cero indica un desbalance de las fuerzas y se aprecia un apilamiento del flujo hacia el borde oeste de la cuenca; mientras que, si el término de fricción es mucho mayor, el giro puede tender a una simetría. Un valor típico y adimensional para el presente trabajo es 0.3.

Palabras clave: Circulación oceánica, giros, coriolis, fricción, esfuerzo de vientos

Abstract

The ocean circulation is a balance of the atmospheric forcing, the friction forces and the planetary vorticity. The objective is to describe the principal theories of the circulation and the representation of oceanic gyres using the Stommel's solution for solving the barotropic vorticity equation.

For the simulations, it has been established four cases of study on which it has been used different parameters of friction: a) based on the width of currents (100km, 200km and 380km) and b) based on width of the ocean basin (4000km). Furthermore, it has been used different wind data sets: a) simplified winds and b) reanalysis wind data of January 1980.

The most relevant in ocean gyres is the intensification of currents over the western boundary of the basin. Where the bottom friction coefficient contributes in the balance of the other forces, if it is close to zero, the gyre is concentrated in the western boundary, and while if the bottom friction coefficient is close to 1, the gyre tends to be symmetrical. A typical and dimensionless value for bottom friction coefficient is 0.3.

Key words: Ocean circulation, gyres, coriolis, friction, wind stress

Agradecimientos

A Dios y a la Virgen María.

A mi familia por brindarme su apoyo incondicional y cuidar de mi pequeña Génesis durante mi ausencia. Mi niña, tú eres el motor de mi vida, sin tí no habría podido llegar tan lejos.

A mi profesor Víctor, por motivarme en cada momento, por todas sus enseñanzas y predisposición a guiarme sin importar las distancias.

A dos profesores, Luc y Boris, por su interés en mi formación académica.

Contenido

Introducción	1
Capítulo 1	4
1.1. Modelos de Circulación Oceánica	4
1.1.1. Vientos	4
1.1.2. Propiedades de las Corrientes Geostróficas y de Ekman	5
1.1.3. Ecuación de movimiento con término de fricción	5
1.1.4. Argumentativos cualitativos de Nansen	6
1.1.5. Modelo y solución de Ekman	7
1.1.6. Ecuación de Sverdrup	9
1.1.7. Solución de Stommel.....	11
1.1.8. Solución de Munk	12
1.1.9. Fricción de Fondo.....	13
Capítulo 2	14
2.1 Modelo propuesto	14
2.1.1 Vientos	14
2.1.2 Vorticidad	16
2.1.3 Parámetros del Modelo.....	16
2.1.4 Ecuaciones del Modelo.....	17
2.2 Spin up.....	19
Capítulo 3	21
3.1 Resultados del Modelo.....	21
3.1.1 Caso 1.- Coeficiente de fricción $E_b=0.3$	22
Modelo Simplificado.....	22
Modelo con datos SODA	23
3.1.2 Caso 2.1.- Coeficiente de fricción $E_b=0.015$,	24
Modelo Simplificado.....	24
Modelo con datos SODA	25
3.1.3 Coeficiente de fricción $E_b=0.15$	26
Modelo Simplificado.....	26
Modelo con datos SODA	27
3.1.4 Coeficiente de fricción $E_b=0.58$	28
Modelo Simplificado.....	28

Modelo con datos SODA	29
3.1. Conclusiones.....	30
3.2. Recomendaciones	31
Referencias	32
Anexos	

Lista de Tablas

Tabla 1.- Condiciones de contorno.....11

Tabla 2.- Coeficientes cuadráticos de fricción.....13

Tabla 3.- Parámetros del modelo propuesto.....16

Lista de Figuras

Figura 1.- Esquema de los giros oceánicos..... 1

Figura 2.- Sistema de vientos.....5

Figura 3.- Esquema del balance de fuerzas sobre un iceberg..... 7

Figura 4.- Esquema del espiral y capa de Ekman.....8

Figura 5.- Transporte de masa en el Pacífico Este, según la teoría de Sverdrup, en donde la línea continua representa el transporte calculado a partir de vientos observados; mientras que los puntos representan las observaciones de cruceros..... 10

Figura 6.- Esquema de la función corriente para el caso 1 (izquierda) y 3 (derecha) calculados por Stommel.....12

Figura 7.- Perfil latitudinal del esfuerzo del viento $\tau_{(wind_sen)}$14

Figura 8.- Perfil latitudinal del esfuerzo del viento $\tau_{(wind_SODA)}$ 15

Figura 9.- Esfuerzo de viento $\tau_{(wind_SODA)}$ y campo de vientos de Enero 1980.....15

Figura 10.- Estabilización del modelo.....20

Figura 11.- Esquema de los casos de estudio21

Figura 12.- Caso 1.1.- Modelo simplificado con $E_b=0.3$ 22

Figura 13.- Caso 1.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.3$23

Figura 14.- Caso 2.1.- Modelo simplificado con $E_b=0.015$24

Figura 15.- Caso 2.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.015$25

Figura 16.- Caso 3.1.- Modelo simplificado con $E_b=0.15$26

Figura 17.- Caso 3.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.15$27

Figura 18.- Caso 4.2.- Modelo simplificado con $E_b=0.58$28

Figura 19.- Caso 4.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.58$29

Como se observa en la Figura 1, los giros son asimétricos debido a la rotación de la tierra y su esfericidad provocando mayor concentración de las líneas de corrientes hacia la parte occidental (oeste) cuyas corrientes son más intensas y angostas; muy distinto a lo que ocurre en el borde oriental (este) en donde las corrientes son más anchas y menos rápidas. Este efecto de intensificación se discutirá más adelante

Las velocidades típicas al interior de los giros son del orden de 10 cm/s, mientras que los contornos occidentales pueden alcanzar velocidades de 100 cm/s, como las corrientes de Kuroshio en el Pacífico Norte y del Golfo en el Atlántico Norte [3].

Por otro lado, para comprender estos procesos oceánicos, se recurre al uso de modelos analíticos, numéricos y métodos de observación. De este modo, a lo largo de la historia de la oceanografía reciente se han producido hitos importantes, haciendo una breve descripción temporal [4] entre los que podemos destacar los siguientes:

1898 – Frithof Nansen explicó cualitativamente la razón por la cual las corrientes oceánicas no fluyen en la misma dirección que el viento, pero si de 20° a 40° hacia la derecha respecto a su dirección (en el hemisferio norte).

1902 – Walfrid Ekman expone cuantitativamente para un océano idealizado como la rotación de la tierra produce la deflexión de las corrientes que Nansen ya había observado.

1947 – Harald Sverdrup demuestra como un flujo casi geostrófico sobre la mayor parte del océano puede estar balanceado localmente por el esfuerzo del viento; sin embargo, esta teoría no alcanzó mostrar los patrones de circulación cerrada como los giros oceánicos.

1948 – Henry Stommel [5] muestra como la variación latitudinal de la componente vertical de la rotación de la tierra es necesaria para completar la circulación del giro mediante la reproducción de las corrientes de borde oeste de los océanos, cuyas áreas locales son de alta vorticidad relativa.

1950 – Walter Munk [6] combina las teorías anteriores y obtiene expresiones analíticas para describir la circulación oceánica forzada por los vientos, pero con datos más reales, incluyendo la fuerza de fricción lateral en una forma newtoniana.

El objetivo de este trabajo es estudiar las principales características de la circulación oceánica a gran escala, predicha por los modelos de Sverdrup, Stommel y Munk, y su dependencia con los diferentes parámetros, resolviendo numéricamente las ecuaciones dinámicas para el flujo de fluidos en rotación.

La herramienta que utilizaremos para el estudio es un modelo numérico, de código libre basado en MatLab, de flujo barotrópico para una cuenca cuadrada forzado por una distribución prescrita del esfuerzo de los vientos. Por lo tanto, el modelo resuelve la ecuación de vorticidad potencial, en condiciones barotrópicas.

Las cuestiones particulares que se abordan en el trabajo son las siguientes:

- Se plantearán los modelos teóricos y sus soluciones, que servirán de referencia para el análisis de los casos particulares estudiados numéricamente en este trabajo. Se dedicará

especial atención a la deducción de la ecuación de vorticidad barotrópica y los límites de aplicación de la misma.

- Se analizará, bajo determinados valores de los parámetros, el spin-up (tiempo necesario para alcanzar el régimen estacionario) del modelo.
- Se analizará el papel de los diferentes términos de fricción en la forma final (estacionaria) de la corriente.
- Se realizará una comparativa entre el resultado de usar diferentes patrones de forzamiento de viento en las corrientes. Se consideran patrones de vientos simplificados (como los usados en la teoría de Stommel) y otros realistas, tomados de datos de vientos medidos (conocidos como reanálisis).
- Se realizará una ejecución del modelo para estudiar el comportamiento de los giros en el Pacífico Tropical (representado por una cuenca cuadrada) y luego forzado por vientos de reanálisis (SODA – Simple Ocean Data Assimilation).

Capítulo 1

1.1. Modelos de Circulación Oceánica

1.1.1. Vientos

Los vientos se generan por el forzamiento radiativo, es decir por el intercambio de calor que se da en la atmósfera. Dado que la superficie del océano no es una capa sólida y que existen diferentes densidades entre ambos fluidos, el momento de los vientos puede ser transferido al agua, propiciando así a las corrientes oceánicas.

Se define al esfuerzo (o tensión) del viento como el esfuerzo de corte o de arrastre ejercido por el viento sobre la superficie de un cuerpo de agua [7]:

$$\tau = C_D \rho u_{10}^2 \quad (1.1)$$

Donde, C_D es un coeficiente adimensional llamado coeficiente de arrastre, que en condiciones neutrales se aproxima a 0.001; ρ es la densidad del aire y u_{10} es la velocidad del viento a 10 m de la superficie, siendo u en la dirección x y v para la dirección y .

El sistema de vientos en la tierra, está definido por los siguientes vientos como se observa en la Figura 2:

- Alisios del Norte o Northeast trades (0-30°N)
- Alisios del Sur o Southeast trades (0-30°S)
- Vientos del Oeste o Westerlies (30°N-60°N) y (30°S-60°S)
- Vientos Polares del Este o Polar Easterlies (60°N-90°N) y (60°S-90°S)

En la realidad, se observa una distribución asimétrica de los vientos respecto al ecuador, esto mismo se refleja en el sistema de corrientes. Por otro lado, el sistema de vientos alisios presenta ligeras variaciones estacionales, como por ejemplo [4]:

En febrero, los alisios del noreste disminuyen sus velocidades hasta llegar a la calma en 5°N en el lado este del Pacífico, no ocurriendo esto en la parte oeste; mientras que los vientos alisios del sureste cruzan la línea ecuatorial en el este.

En agosto, los alisios del noreste llegan hasta los 10°N y los alisios del sureste cruzan el ecuador hasta los 5°N en todo el Pacífico.

Entre los vientos alisios de ambos hemisferios, se encuentran las zonas de calmas ecuatoriales o doldrums.

Los vientos del oeste son los de mayor velocidad y forman parte de los jets, siendo más intensos en niveles altos de la atmósfera [8].

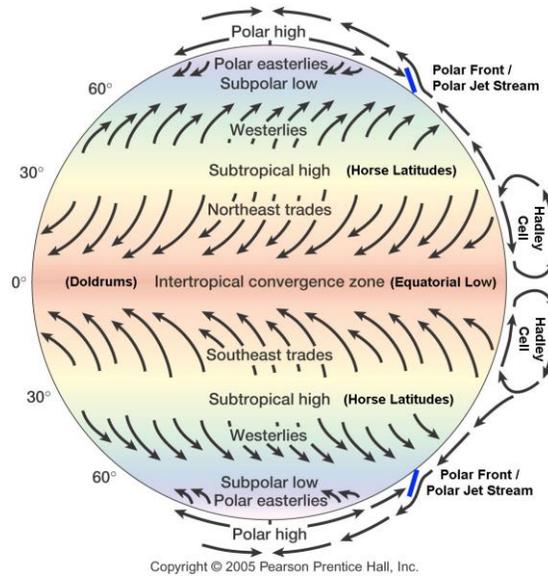


Figura 2.- Sistema de vientos [9]

1.1.2. Propiedades de las Corrientes Geostróficas y de Ekman

Las corrientes geostróficas se forman por el equilibrio entre la fuerza de coriolis y del gradiente de presión horizontal. La fuerza de coriolis es una fuerza aparente sobre un cuerpo en movimiento relativo a la rotación de la tierra, equivalente al doble del componente vertical local de la rotación de la tierra (véase Ec. 1.2). Por otro lado, el gradiente de presión es generado por la pendiente de la superficie del mar (componente barotrópica) y la distribución interna de la masa (componente baroclínica) [10]. El parámetro de coriolis se define como:

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (1.2)$$

Donde, Ω es la rotación angular del sistema, y ϕ es la latitud.

Las corrientes por deriva de viento de Ekman, son el resultado del equilibrio entre las fuerzas de fricción y la fuerza de coriolis, cuya profundidad de influencia es de 20 a 100m. Su transporte neto es a 90° a la derecha de la dirección del viento [10].

Además, es importante referirse al Número de Ekman (E_z) como un número adimensional que relaciona los términos de fricción vertical (por viscosidad turbulenta, A_z) con la fuerza de coriolis, y llega a ser del orden de 1 cerca de la superficie.

$$E_z = \frac{A_z}{f_0 H^2} \quad (1.3)$$

1.1.3. Ecuación de movimiento con término de fricción

La ecuación de movimiento está dada por los términos de la fuerza de coriolis (f), fuerza de fricción ($F_{x,y}$) y el gradiente de presión ($\frac{\partial P}{\partial x}$). En el caso estacionario:

$$fv + F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0$$

$$fu + F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (1.4)$$

Se conoce que la fuerza de fricción, en un fluido compuesto por dos capas en movimiento puede darse en flujos con dirección opuesta o con la misma dirección, pero a diferentes velocidades. El esfuerzo de fricción $\tau_{x,y}$ es la fuerza por unidad de área sobre un plano paralelo o un flujo de agua de dos capas.

En el océano, el movimiento es turbulento y la viscosidad cinemática es sustituida por la viscosidad turbulenta $A_{x,y,z}$, en donde A_x y A_y tienen valores próximos a $10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para el corte horizontal y a $10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ para el corte vertical A_z . Incluyendo estos términos en la fuerza de fricción, la ecuación horizontal de movimiento es:

$$fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} = fv + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}$$

$$-fu + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} = -fu + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (1.5)$$

Por otra parte, los términos de fricción son tan pequeños que pueden despreciarse en el interior del océano, pero no cerca de la superficie ni en el fondo. Por tanto, para que el término $A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ sea significativo en las ecuaciones de movimiento, debería su magnitud ser comparable con el término de coriolis. Por ejemplo, una estimación sencilla, usando órdenes de magnitudes típicas, resulta:

$$A_z \left(\frac{u}{H^2} \right) = fU \quad (1.6)$$

$$H^2 = \frac{A_z}{f} = \frac{10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}}{10^{-4} \text{ s}^{-1}} \cong 10^3 \text{ m}^2$$

$$H \cong 30 \text{ m}$$

H es una profundidad típica en la que el efecto de fricción del viento sobre la capa de agua tiene efectos sobre las corrientes.

1.1.4. Argumentos cualitativos de Nansen

Nansen, durante uno de sus viajes exploratorios por el Ártico a bordo del Fram, observó el hecho de que los icebergs se desplazaban entre 20° y 40° con respecto a la dirección del viento [11], y nunca en la misma dirección. Identificando las siguientes fuerzas:

- El esfuerzo del viento, τ .
- La fricción (si no existiese, los icebergs se desplazarían a la misma velocidad del viento) F_x .
- La fuerza de coriolis f

En la Figura 3 se observa un esquema del equilibrio de fuerzas.

$$\tau + F_x + f = 0 \quad (1.7)$$

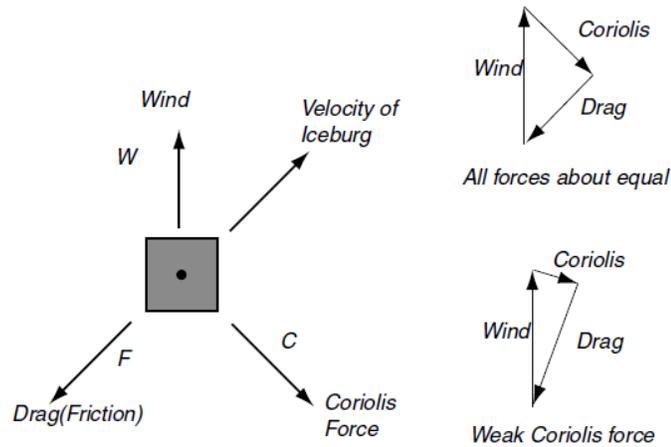


Figura 3.- Esquema del equilibrio de fuerzas sobre un iceberg [11].

1.1.5. Modelo y solución de Ekman

La teoría de Ekman, explica la circulación de la capa superficial del mar, si los únicos forzantes fueran el viento y la fuerza de coriolis. Está claro que no son las únicas fuerzas, ya que los gradientes de presión y de densidad juegan un papel importante en la circulación oceánica.

Con los antecedentes de Nansen, Ekman [12] asumió un cuerpo de agua homogéneo, sin pendientes en la superficie del mar, de manera que los gradientes de presión fueran nulos. Además, supuso un océano infinito para evitar incluir los términos de fricción lateral y de fondo (no por viscosidad); condiciones estables del viento y de viscosidad turbulenta; y parámetro de coriolis constante.

Con ello, las ecuaciones de Ekman (Coriolis + Fricción=0) son:

$$\begin{aligned} f v_E + A_z \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} &= 0 \\ -f u_E + A_z \frac{\partial^2 v_E}{\partial z^2} &= 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

Las interpretaciones fueron las siguientes:

En sus resultados muestra que las corrientes por efecto del viento se debilitan conforme aumenta la profundidad, de modo que la velocidad decrece hacia el interior. Así mismo, concluyó que la dirección de la corriente se desvía 45° de la dirección del viento en superficie, y que este ángulo se incrementa conforme aumenta la profundidad [13]. Si V_0 es la velocidad del viento, en la superficie se tiene:

$$u = \pm V_0 \cos 45^\circ, v = V_0 \sin 45^\circ; \quad (1.9)$$

(+ Hemisferio norte y – para Hemisferio sur)

Estas velocidades giran hacia el interior, formando la denominada espiral de Ekman, como se observa en la Figura 4.

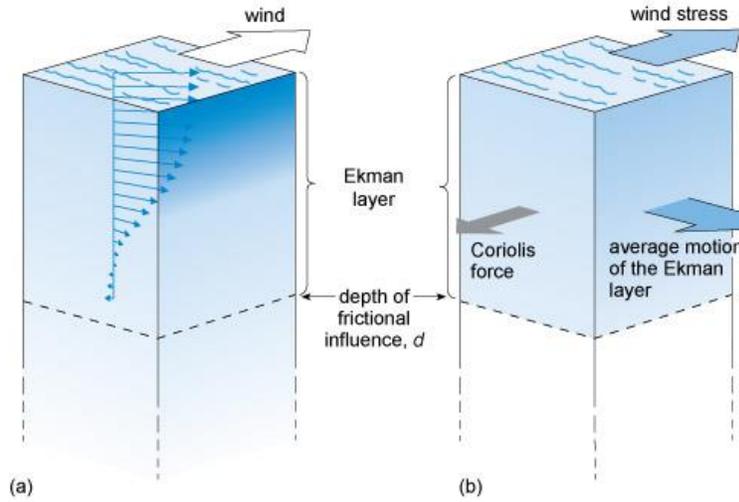


Figura 4.- Esquema del espiral y capa de Ekman. [13]

De la teoría de Ekman se obtienen otras magnitudes importantes como:

- *Distancia de Ekman* (D_E) o la profundidad hasta la cual la fricción por el viento en superficie deja de generar movimiento, definiendo a la capa Ekman.

$$D_E = \frac{4.3W}{(\sin|\phi|)^{1/2}} \quad (2.0)$$

- *Velocidad superficial de Ekman* (V_o) que es la máxima velocidad de superficie en términos del esfuerzo del viento (τ_{windyn}).

$$V_o = \frac{\sqrt{2}\pi\tau}{D_E\rho|f|} \quad (2.1)$$

Donde W es la velocidad del viento en la latitud ϕ y ρ es la densidad del agua de mar.

- *Transporte de masa* (M) y *volumen* (Q) *de Ekman*. Bajo la superficie, a mayor profundidad la velocidad de la corriente disminuye y su dirección va cambiando a favor (en contra) de las manecillas del reloj en el hemisferio norte (sur). Por lo tanto, su transporte neto (definido como la integral en profundidad de la velocidad) es hacia la derecha (izquierda) de la dirección del viento. Dicho transporte se puede expresar a partir de la ecuación (1.8).

$$\rho f v_E + \frac{\partial \tau_x}{\partial z} = 0 \quad \text{y} \quad -\rho f u_E + \frac{\partial \tau_y}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$

Donde ρv_E es el flujo de la masa por segundo y su integral en profundidad $\int_z^0 \rho v_E dz$ es el transporte total de masa (M) por unidad de ancho (1m).

$$f M_{xE} = \tau_y \quad \text{y} \quad f M_{yE} = \tau_x \quad (2.3)$$

En términos del transporte de volumen, expresado por $Q_y = \int_z^0 v_E dz$, las ecuaciones de Ekman resultan:

$$\rho f Q_{xE} = \tau_y \quad \text{y} \quad \rho f Q_{yE} = \tau_x \quad (2.4)$$

El transporte de Ekman representa un elemento esencial en la formación de los principales giros oceánicos, donde los cinturones de vientos (alisios y del oeste) forzan el agua superficial para la formación del giro, creando un transporte de Ekman hacia el interior o exterior del giro, que a su vez produce elevaciones de la superficie del mar, generándose así las corrientes geostróficas [14].

Además, un resultado de estos movimientos de convergencia o divergencia en la capa de Ekman en el centro del giro, o en las costas, son los afloramientos. Este proceso permite el reemplazo de agua superficial con agua más profunda (200 a 300 m). Resaltando que el agua aflorada, se produce en zonas ricas en nutrientes y plancton; representando el 90% de la pesca mundial y correspondiendo a tan solo del 2% al 3% del área del océano.

1.1.6. Ecuación de Sverdrup

Como se ha podido observar, en la solución de Ekman se ignora la existencia de gradientes de presión horizontal, asumiendo un océano homogéneo e ignorando componentes de la corriente geostrófica. Sverdrup propone un nuevo modelo más completo, incluyendo los gradientes de presión, de manera que el equilibrio de las fuerzas corresponde a las ecuaciones [15] siguientes: Presión = Coriolis + Fricción

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} &= fv + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} &= -fu + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.5)$$

La solución de estas ecuaciones, se expresa en términos del transporte de masa M_x y M_y , a la integral de la columna de agua desde $z=0$ hasta $z=-h$ (profundidad donde el movimiento forzado por vientos es nulo). En donde, h puede ser mayor a la profundidad de Ekman, permitiendo la existencia de corrientes (geostróficas) que alcanzan incluso hasta el fondo del océano. Al integrar en profundidad tenemos:

$$\begin{aligned} \int_{-h}^0 \frac{\partial P}{\partial x} dz &= \int_{-h}^0 \rho f v dx + \tau_x = f M_y + \tau_{x0} \\ \int_{-h}^0 \frac{\partial P}{\partial y} dz &= - \int_{-h}^0 \rho f u dz + \tau_y = -f M_x + \tau_{y0} \end{aligned} \quad (2.6)$$

τ_{x0} y τ_{y0} representan el esfuerzo de fricción del viento en la superficie del mar; sin embargo, en $z=0$ el esfuerzo de fricción es igual al esfuerzo del viento, por lo tanto, se hará uso directamente de las componentes superficiales del esfuerzo τ_x y τ_y , dependientes de la velocidad del viento, que introdujimos anteriormente.

Si realizamos una diferenciación cruzada (respecto a x e y , respectivamente) de las ecuaciones (2.5), los términos de presión toman la misma forma, y pueden eliminarse

sustrayendo las ecuaciones. Además, la fuerza de coriolis responde a la rotación de la tierra, de modo que la variación es latitudinal y no meridional (solo depende de y). Con esto expuesto, al restar las ecuaciones (2.5) tenemos:

$$\frac{\partial f}{\partial y} M_y = \frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \quad (2.7)$$

Conocida como la ecuación de Sverdrup (2.7).

Por otro lado, si definimos el parámetro $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ (que define el denominado "plano β ", en el que la fuerza de coriolis varía con la latitud) obtenemos la expresión habitual:

$$\beta M_y = \nabla_z \times \tau = \text{curl } \tau \quad (2.8)$$

Donde $\nabla_z \times \tau$ es el curl $\left(\frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y}\right)$ del esfuerzo del viento. Finalmente, el transporte total de masa está dado por dos componentes, la forzante por vientos M_E y el transporte geostrófico M_g . De la ecuación (2.6) se obtiene:

$$M_x = M_{xE} + M_{xg}; \quad M_y = M_{yE} + M_{yg}$$

$$fM_{yE} = f \int_{-h}^0 \rho v_E dz = -\tau_x; \quad fM_{yg} = f \int_{-h}^0 \rho v_{gp} dz = \int_{-h}^0 \frac{\partial p}{\partial x} dz$$

$$fM_{xE} = f \int_{-h}^0 \rho u_E dz = -\tau_y; \quad fM_{xg} = f \int_{-h}^0 \rho u_{gp} dz = \int_{-h}^0 \frac{\partial p}{\partial y} dz \quad (2.9)$$

En efecto, la solución de Sverdrup explicó la existencia del sistema de corrientes ecuatoriales, los flujos hacia el oeste (corrientes norecuatorial y surecuatorial) y hacia el este (la contra corriente norecuatorial).

De la Figura 7, se puede observar que el mayor transporte se da longitudinalmente (zonal) que latitudinalmente.

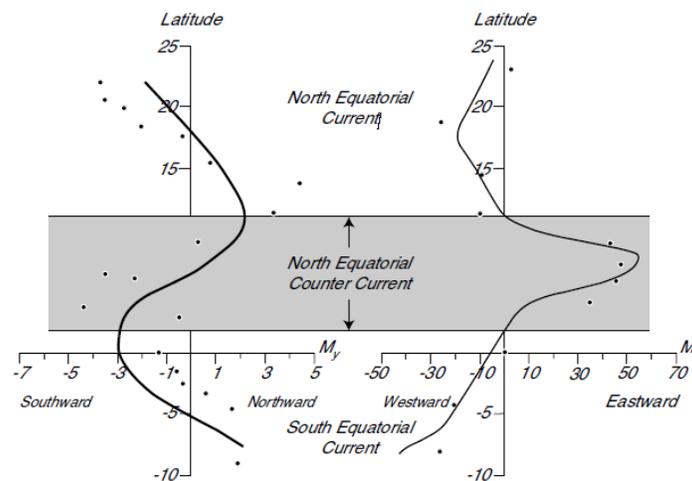


Figura 5.- Transporte de masa en el Pacífico Este, según la teoría de Sverdrup, en donde la línea continua representa el transporte calculado a partir de vientos observados; mientras que los puntos representan las observaciones de cruceros [16].

En resumen, la teoría de Sverdrup asumió que el flujo interno en el océano es geostrófico, que a determinada profundidad no hay movimiento de masas de agua y que el transporte de Ekman es correcto. No obstante, esta solución limita la reproducción de la circulación del lado oeste del océano, puesto que no se consigue cerrar el giro; debido que no se considera el término de fricción, el cual ejerce un balance sobre la circulación oceánica por vientos [17].

Con la finalidad de reducir términos, es útil expresar a los campos de velocidades y el transporte de masa, en términos de la función corriente Ψ .

$$u \equiv \frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad v \equiv -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

$$M_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad M_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (3.0)$$

En otras palabras, el flujo es paralelo a las líneas de corrientes Ψ , siendo tangentes al vector de la velocidad del flujo. La función corriente es un operador escalar que permite calcular el campo vectorial de la velocidad y de este modo simplificar las ecuaciones. Así mismo su utilidad radica en el hecho que las componentes de la velocidad del flujo en las direcciones x e y en un punto están dadas por las derivadas parciales de la función corriente en ese punto.

1.1.7. Solución de Stommel

Simultáneamente a Sverdrup, Stommel [5] estudiaba la intensificación de las corrientes en el borde oeste del océano. En esta teoría se asumió igualmente, un océano rectangular con una sola capa homogénea y de profundidad constante. Además, consideró al estrés del viento en la forma $-F \cos(\pi y/b)$, en donde b es el ancho de la cuenca.

En la Tabla 1 se muestran las condiciones de contorno para las soluciones de Sverdrup y Stommel, para las secciones siguientes tomése a $z=-h=-D$:

Tabla 1.- Condiciones de contorno

Condiciones de Superficie T_0	Condiciones de contorno en fondo T_D	
$T_{xz}(0) = \tau_{windx}; T_{yz}(0) = \tau_{windy}$	$T_{xz}(-D) = 0;$ $T_{yz}(-D) = 0$	Solución Sverdrup
$T_{xz}(0) = -\tau_{windx} = -F \cos(\pi y/b);$ $T_{yz}(0) = -\tau_{windy} = 0$	$T_{xz}(-D) = \left(A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_D = -Ru;$ $T_{yz}(-D) = \left(A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right)_D = -Rv$	Solución Stommel

Stommel se basó en las mismas ecuaciones de Sverdrup (2.6, 2.8 y 3.0) y agregó el término de fricción $-Ru$ y $-Rv$; en donde R es el coeficiente de fricción de fondo. Más adelante, Munk incluiría las condiciones de contorno lateral.

$$\int_{-h}^0 \frac{\partial P}{\partial x} dz = \int_{-h}^0 \rho f v dx + \tau_{xn} - Ru = f M_y + \tau_x - Ru$$

$$\int_{-h}^0 \frac{\partial p}{\partial y} dz = - \int_{-h}^0 \rho f u dz + \tau_{yn} - Rv = -fM_x + \tau_y - Rv \quad (3.1)$$

Obteniéndose la siguiente ecuación:

Fricción de fondo – vorticidad planetaria – curl del viento = 0

$$-Rv - \beta M_y - \nabla \times \tau = 0 \quad (3.2)$$

Y en términos de la función de corriente, tenemos:

$$\nabla^2 \psi - \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\nabla \times \tau \quad (3.3)$$

Su experimento fue para tres condiciones (Figura 6):

- 1) Caso de un océano sin rotación de la tierra, resultando líneas de corrientes simétricas norte-sur y oeste-este.
- 2) Con rotación, pero con el parámetro de coriolis constante 0.25×10^{-4} (plano-f), el resultado es igual al caso anterior.
- 3) Con rotación y variación latitudinal del parámetro de coriolis (plano-Beta), observándose un estrechamiento entre las líneas de corrientes del lado oeste de la cuenca, representando así la intensificación de las corrientes oceánicas en este borde.

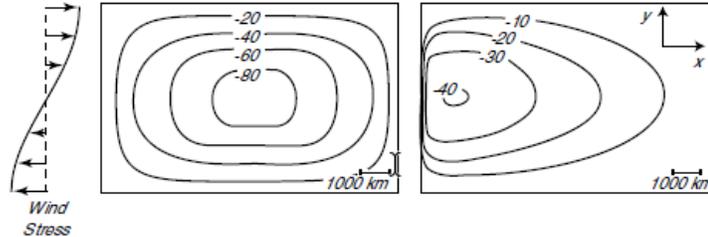


Figura 6.- Esquema de la función corriente para el caso 1 (izquierda) y 3 (derecha) calculados por Stommel [5].

1.1.8. Solución de Munk

Munk [6] contribuyó a las soluciones de Sverdrup y Stommel agregando el término de viscosidad turbulenta lateral ($A=A_x=A_y$) y reproduciendo los giros con un campo real de datos de vientos.

$$A \nabla^4 \psi - \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} - \nabla \times \tau = 0$$

$$\beta M_y = -\beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = \nabla \times \tau - A \nabla^4 \psi \quad (3.4)$$

Vorticidad planetaria = curl del viento – Fricción

En donde, ∇^4 es el operador armónico bidimensional $= \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}$.

Estudios posteriores, llevaron la solución de Munk a la representación de un océano triangular, cuya circulación es más cercana a la realidad, pero en este trabajo no se tiene el alcance de su discusión.

1.1.9. Fricción de Fondo

La fricción de fondo es un término que se ha tratado de identificar a través del tiempo, sin embargo, es en superficie donde se conoce más a la fricción por vientos y no la capa béntica del océano. A pesar de ello, existe literatura referente que aplica términos lineales de arrastre en el fondo para representar el proceso turbulento de fricción. Este término permite balancear las corrientes geostroficas del océano, y pueden ser de tipo lineal o no lineal.

El término lineal ha sido investigado por Nowlin [18]; quien supuso un flujo sobre el cual está soplando el viento, luego de un momento este deja de soplar generando una desaceleración del flujo. En este caso la única fuerza que podría mantener en movimiento hasta llegar al reposo es la fricción de fondo, llegando a la conclusión que R es del orden $5 \times 10^{-7} \text{s}^{-1}$. Otro investigador, Creegan [19] empleó en la modelación de la circulación por viento el valor de $R = 10^{-7} \text{s}^{-1}$; mientras que Apel [20] se refiere al coeficiente $R = 10^{-6} \text{s}^{-1}$ (éste último será el que utilizemos para las simulaciones).

Por otro lado, los términos no lineales, por ejemplo, cuadráticos responden a la forma $\tau_B = \rho C_b \cdot |u|u$; en donde la tensión en el fondo es proporcional a la velocidad del viento, y cuyo coeficiente de arrastre C_b puede ser:

Tabla 2.- Coeficientes cuadráticos de fricción

Coeficientes cuadráticos de Fricción	Área
0.0015	Mar Este de China, Golfo Bohai [21].
0.0025	Mar Este de China [22]
0.0030	Golfo de Suez [23]
0.0200	Sureste de Alaska [24]

Capítulo 2

2.1 Modelo propuesto

El modelo propuesto en el presente trabajo tiene como objetivo reproducir el principal giro oceánico en el océano Pacífico Sur, por medio de la resolución de las ecuaciones de vorticidad barotrópicas de manera adimensional o normalizada. En las siguientes secciones, se describen los conjuntos de datos de vientos para los casos de estudio, coeficientes de fricción y las ecuaciones del modelo.

2.1.1 Vientos

Como se ha explicado anteriormente, el presente trabajo se ha realizado para reproducir cualitativamente giros oceánicos para dos tipos de conjuntos de datos de vientos: el primero es un modelo simplificado que se base en la función seno para representar a los vientos alisios y el segundo corresponde a un modelo “más realista” empleando datos de reanálisis de vientos. Cabe mencionar que tanto la función seno como coseno, son capaces de reproducir los perfiles de viento.

En el caso del modelo simplificado, los vientos obtenidos de una función senoidal, el esfuerzo del viento es calculado para la matriz J (jm x im). En la Tabla 3 se muestran los parámetros del modelo.

$$\begin{cases} \tau_x = -\tau \cos\left(n \frac{\pi y}{L}\right) \\ \tau_y = 0 \end{cases}$$

$$\tau_{wind_sen} = -\sin\left(\frac{2*\pi}{j_{m-1}} * 0.5 * J\right); \quad (3.5)$$

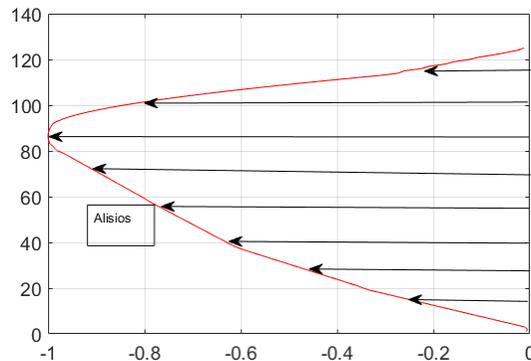


Figura 7.- Perfil latitudinal del esfuerzo del viento τ_{wind_sen}

La segunda corrida del modelo se la realizó con datos de reanálisis. Este tipo de datos es una aproximación de las observaciones de vientos de diferentes fuentes. El objetivo principal de los datos de reanálisis es la recopilación de todos los esfuerzos de monitoreo para la generación de una base de datos unificada y consistente con el clima. Para ello, se aplican métodos de control de calidad, asimilación de datos, y modelación océano

atmósfera de un período largo para reproducir las condiciones océano-atmosféricas [25]. En tanto que, la asimilación de datos se basa en el análisis objetivo, a la interpolación de las observaciones y homogenización, a fin de obtener una interpolación óptima de datos que finalmente son incorporados a un sistema de modelos de estado y numéricos.

Los datos de τ_{wind} fueron descargados de la base de datos Simple Ocean Data Assimilation (SODA [26]) versión 2.1.6. El dominio espacial del esfuerzo del viento es $140.25^{\circ}W-80.75^{\circ}W$, $7.25^{\circ}S-69.75^{\circ}S$, con resolución de 0.5° , en total una matriz J de 126×120 (valores correspondientes a i_m y j_m). En vista que el objetivo del trabajo es la reproducción del giro oceánico con diferentes parámetros, se eligió el esfuerzo del viento de enero de 1980.

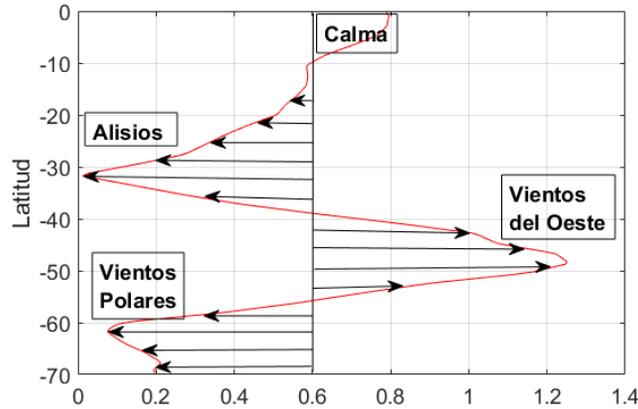


Figura 8.- Perfil latitudinal del esfuerzo del viento τ_{wind_SODA}

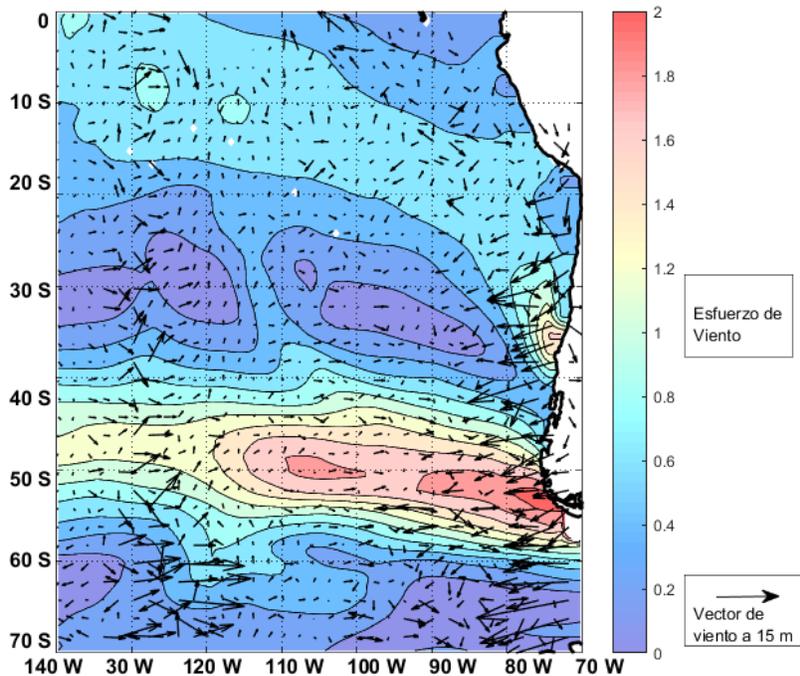


Figura 9.- Esfuerzo de viento τ_{wind_SODA} y campo de vientos para Enero 1980 (vectores)

En las Figuras 8 y 9 se representa el perfil del estrés del viento (datos de reanálisis SODA v2.1.6) para enero de 1980 y su distribución espacial junto con los vectores de la velocidad del viento, respectivamente.

En donde se observa que el mayor esfuerzo del viento se produce entre los 45°S y 60°S (color rojo), característicos de los westerlies o vientos del oeste, mientras que de 15°S a 30°S están presente los alisios (color azul). Es importante notar que ésta es la distribución de los vientos en enero de 1980 (invierno del hemisferio sur) y que las variaciones que puedan encontrarse respecto a su climatología no son significativas para el fin que tiene este trabajo.

2.1.2 Vorticidad

La Vorticidad es la tendencia de un fluido a rotar y se relaciona con el corte horizontal en el flujo. Existen varios tipos de vorticidad: relativa, planetaria, absoluta y potencial.

La vorticidad relativa está dada por $\zeta = \nabla_z \times \mathbf{v} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$. (3.6)

La vorticidad planetaria f , para un objeto sólido en rotación, es 2 veces la velocidad angular. En el caso de la tierra, la vorticidad planetaria es la fuerza de coriolis.

La vorticidad absoluta es la suma de las vorticidades anteriores $\zeta + f$.

2.1.3 Parámetros del Modelo

En el modelo se incorporan condiciones de bordes parciales, en la Tabla 3, se describen los parámetros del modelo y los valores que se han elegido para las simulaciones. En el Anexo 1 se encuentran los códigos del modelo.

Tabla 3.- Parámetros del modelo propuesto

Parámetro	Descripción
Jm	número de puntos en la dirección y, 126.
Im	número de puntos en la dirección x, 120.
Ds	grid step, intervalo en la grilla, 0.05
Dt	time step, intervalo de tiempo, 0.05
Ro	número de Rossby, 0
E _b	coeficiente adimensional de la fricción de fondo
Ah	coeficiente adimensional de la mezcla laplaciana horizontal, 0
Bh	coeficiente adimensional de mezcla biarmónica horizontal, 0
Gamma	coeficiente de deslizamiento como condición de contorno, 0
Nts	paso de inicio de tiempo, 1
Nend	paso final del tiempo, 2000 iteraciones
Nplt	frecuencia para guardar datos, 100
Gyr	número de giros a simular, 1 Giro
Hem	-1 si es hemisferio sur
Bfp	1 para plano beta

2.1.4 Ecuaciones del Modelo

En esta sección se plantea la deducción del modelo que usaremos en la simulación: la ecuación de vorticidad barotrópica.

Se considera como punto de partida las ecuaciones de movimiento de un fluido en un sistema rotante, en presencia de gradientes de presión, y sometido al forzamiento del viento y a la disipación, tanto en el fondo como en el seno del fluido. Las ecuaciones del momento (3.7) y de continuidad (3.8) o conservación del volumen (fluidos incompresibles) son las siguientes:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau} + \mathbf{F} \quad (3.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.8)$$

En donde, $\mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle = \frac{1}{D} \int_{-D}^0 \mathbf{v} dz = \frac{V}{D}$; es la velocidad promediada en la vertical (se conoce que en condiciones barotrópicas, la componente geostrofica de la velocidad es independiente de la profundidad), y V es el transporte (de volumen) de Sverdrup.

En lugar de resolver las ecuaciones de evolución para las velocidades, (3.7) y (3.8), vamos a transformarlas para reescribirlas en función de dos nuevas variables, vorticidad relativa ζ definida en la ecuación (3.6) y en función de corriente.

Tomando las derivadas cruzadas de la ecuación (3.7) y restando para las componentes x e y , encontramos que la vorticidad (3.0) obedece a la siguiente ecuación dinámica:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \zeta + \beta v = \frac{1}{\rho D} \left(\frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \right) + F \quad (3.9)$$

Donde F será el término relacionado con los efectos de fricción. Entonces, la función corriente se relaciona con la vorticidad relativa de la siguiente manera:

$$\zeta = \nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (4.0)$$

Con todo ello, la ecuación dinámica de la vorticidad resulta:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + J(\psi, \zeta) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{D} \nabla \times \boldsymbol{\tau} + F \quad (4.1)$$

Los efectos no lineales vienen representados por el término Jacobiano, el cual permite calcular una matriz de derivadas parciales de primer orden de múltiples variables, en este caso de la vorticidad relativa y de la función corriente.

$$J(\psi, \zeta) = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (4.2)$$

En cuanto a los términos de fricción, F puede contener tanto la fricción de fondo como lateral, $F = -F_B + F_L$, cada uno tiene una representación funcional diferente.

Se supone que la fuerza de fricción viscosa contra el fondo es lineal y proporcional a la velocidad, esto implica:

$$F_B = -R \cdot \zeta \quad (4.3)$$

En la ecuación (4.1) se sustituye el término de fricción, nótese que la unidad del coeficiente de fricción R es s^{-1} (frecuencia), para todos los casos de estudios se eligió el coeficiente propuesto por Apel $R=10^{-6} s^{-1}$ [20], llegándose a la ecuación de Stommel.

Por otro lado, los términos de fricción lateral, de acuerdo con Munk, se pueden considerar como armónico ∇^2 o biarmónico ∇^4 (en este trabajo usaremos solo el armónico):

$$\begin{aligned} F_L &= F_{Lh} = A \nabla^2 \zeta \\ F_L &= F_{Lbh} = -A_4 \nabla^4 \zeta \end{aligned} \quad (4.4)$$

El forzamiento del viento para el modelo simplificado se basa en ecuación (3.5); mientras que para los datos reales se trabajó con la base SODA, anteriormente mencionada, ambos conjuntos de datos intentan reproducir la distribución de vientos a gran escala (sistema alisios y vientos del oeste).

La ecuación (4.1) es la ecuación de la vorticidad, equivalente a las ecuaciones de movimiento del fluido, pero su resolución numérica es más sencilla. Una vez determinadas la función corriente y la vorticidad, es inmediato calcular las velocidades y otras magnitudes. Por lo tanto, es habitual representar la ecuación en forma **adimensional**, pues esto reduce el número de parámetros y simplifica la resolución. Para ello, definimos las siguientes **escalas típicas**:

L: una distancia típica en el problema considerado (por ejemplo, la anchura de la corriente de la cuenca). Entonces, se definen unas nuevas coordenadas adimensionales (x', y') de manera que $(x,y)=(Lx',Ly')$, esto significa que las nuevas coordenadas son como máximo del orden de la unidad ($x_{\max}=L$)

U: Se escoge una velocidad y tiempos característicos

$$\begin{aligned} U &= \frac{\tau_{wind}}{\rho D \beta L}, \\ T &= 1/\beta_0 L, \end{aligned} \quad (4.5)$$

Cabe mencionar que U se obtiene de considerar que se cumple el equilibrio de Sverdrup: si se considera la ecuación $\beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = \beta v = \frac{1}{D} \nabla \times \tau$, usando las escalas típicas, se obtiene esa velocidad. Igualmente, T es la escala temporal típica que viene de $\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$, y que se asocia a la onda de Rossby.

Las velocidades adimensionales se definen como (u', v') , en donde:

$$(u, v) = (Uu', Uv')$$

$$t = Tt'$$

$$\psi = UL\psi'$$

$$\tau = \tau_{wind}\tau'$$

Por lo tanto, ψ será:

$$\psi = \psi' * \frac{\tau_0}{\rho D \beta} \quad (4.6)$$

Finalmente, la ecuación en función de todos los términos y nuevas variables resulta:

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t'} + R_o J(\zeta', \omega') + \frac{\partial \psi'}{\partial x'} = \nabla \times \tau' - E_B \nabla^2 \psi' + E_{L1} \nabla^4 \psi' - E_{L2} \nabla^6 \psi' \quad (4.7)$$

Las constantes adimensionales en (4.7) son los números de Rossby y de Ekman, y dan información sobre la magnitud de los efectos no lineales y de los efectos de fricción, respectivamente. A continuación, se describen sus ecuaciones:

- Número de Rossby	$R_o = \frac{U}{\beta L^2} = \frac{\pi \tau_0}{\rho D \beta^2 L^3}$
- Número de Ekman vertical	$E_B = \frac{K}{\beta L}$
- Número de Ekman horizontal armónico	$E_{L1} = \frac{A}{\beta L^3}$
- Número de Ekman horizontal biarmónico	$E_{L2} = \frac{A_4}{\beta L^5}$

(4.8)

Por lo tanto, el coeficiente de fricción será adimensional y estará relacionado con el número de Ekman vertical.

La ecuación (4.7) es la base de este trabajo y es el modelo que resolvemos numéricamente para calcular las corrientes. El programa de simulación, es un código libre en Matlab, que se incluye en el anexo.

Nótese que la ecuación (4.7), se reduce cuando se alcanza el régimen estacionario:

$$\frac{\partial \psi'}{\partial x'} = \nabla \times \tau' - F(\psi') \quad (4.9)$$

En donde no hay evolución temporal, ni término no lineal y donde F representa el tipo de fricción, que puede ser de fondo (Stommel) o lateral (Munk) o ambos.

2.2 Spin up

El spin up es el tiempo necesario que toma el modelo en alcanzar el equilibrio bajo las condiciones de forzamiento que se definen. En el caso del presente trabajo, es el tiempo en el cual las ecuaciones de vorticidad barotrópica pueden reproducir el fenómeno completo

a partir de los datos iniciales como coeficiente de fondo y longitud de la cuenca oceánica a simular.

Los tiempos del spin up dependerán del tipo de situación a simular, de la complejidad de las ecuaciones y de las condiciones iniciales.

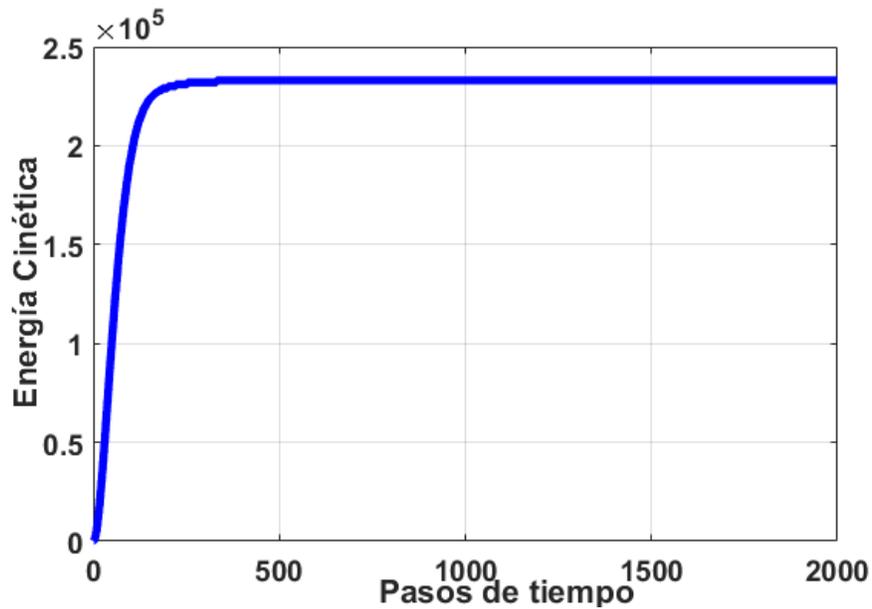


Figura 10.- Estabilización del modelo

Para las simulaciones del modelo simplificado y aquellos con los datos de reanálisis, luego de 250 pasos de tiempo se consigue la estabilización del modelo como se observa en la Figura 10. Para representar gráficamente las simulaciones estables y evitar errores en las velocidades de las corrientes (por ejemplo, valores extremos), se eligieron las simulaciones en el paso 2000.

Capítulo 3

2.3 Resultados del Modelo

En esta sección se muestran los cambios de la circulación oceánica (giros) para diferentes parámetros de longitud de cuenca, anchura de la corriente y coeficiente de fricción, definiéndose cuatro casos de estudios generales. De este modo, se realizarán comparaciones cualitativas.

Para efecto de la modelación, se eligió el Pacífico Sur desde 80°W hasta 140°W y de 7°S hasta 70°S, con la finalidad de contar con un área cuadrada que tenga continuidad en las variables forzantes como el viento, puesto que el modelo es sensible a datos faltantes. Además, se eligió esta región conociendo que es donde se produce el giro principal en el Pacífico Sur, ya que hacia el oeste se encuentra el continente australiano y algunas islas en medio del océano.

Como se explicó en la sección anterior, para resolver la ecuación de vorticidad barotrópica se expresa a las corrientes por medio de la función corriente ψ , este escalar permite identificar la intensificación del flujo. Por ende, los resultados para cada caso se muestran adimensionalmente.

Los casos responden a dos cambios principales de los parámetros (fricción y perfil de esfuerzo de vientos) como se muestra en el siguiente esquema:

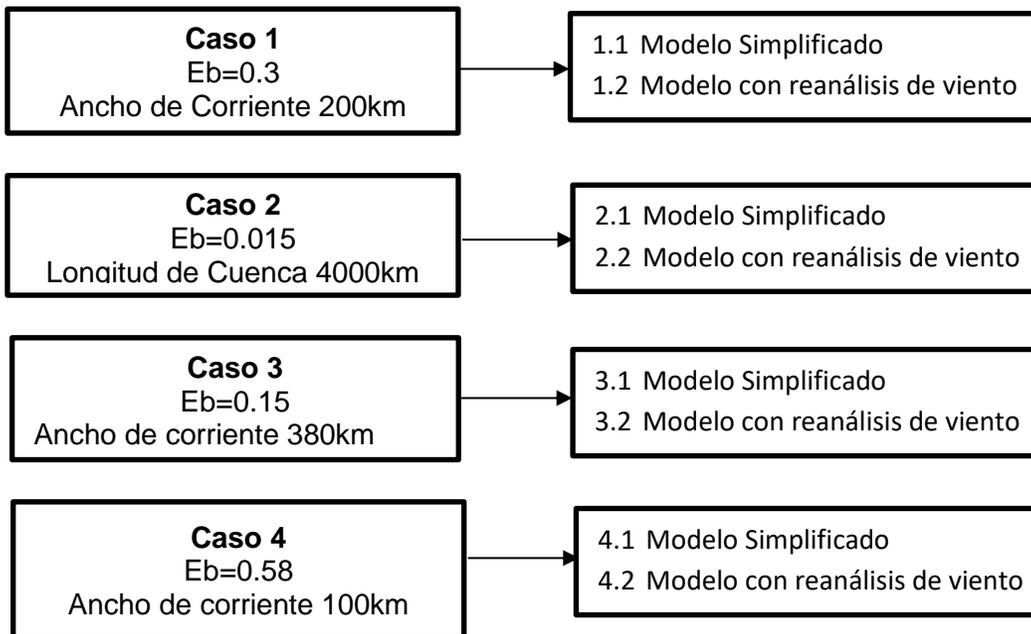


Figura 11.- Esquema de los casos de estudio

Para efecto de comprender mejor las características de las líneas de corrientes de los giros, se muestra conjuntamente el perfil de vientos empleado en cada simulación de los casos de estudios.

Para el cálculo del coeficiente de fricción, se han estimado las siguientes magnitudes:

Gradiente meridional de la vorticidad planetaria $\beta=1.7 \times 10^{-11} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$.

Coefficiente de arrastre lineal de fondo para el coeficiente de fricción $R=10^{-6} \text{s}^{-1}$.

L será tomado como la longitud de cuenca o ancho de la corriente.

2.3.1 Caso 1.- Coeficiente de fricción $E_b=0.3$

Modelo Simplificado

Para el caso 1, se ha calculado el coeficiente de fricción, considerando el ancho de la corriente del Golfo que va de 100 a 200 km, es decir se asume que el término de fricción en esta área del océano es representativo para toda la cuenca.

El coeficiente de fricción que equivale al número de Ekman vertical, es un valor adimensional:

$$E_b = \frac{R}{fL} = \frac{10^{-6} \text{s}^{-1}}{(1.7 \times 10^{-11} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1})(2 \times 10^5 \text{m})} = 0.29 \approx 0.3$$

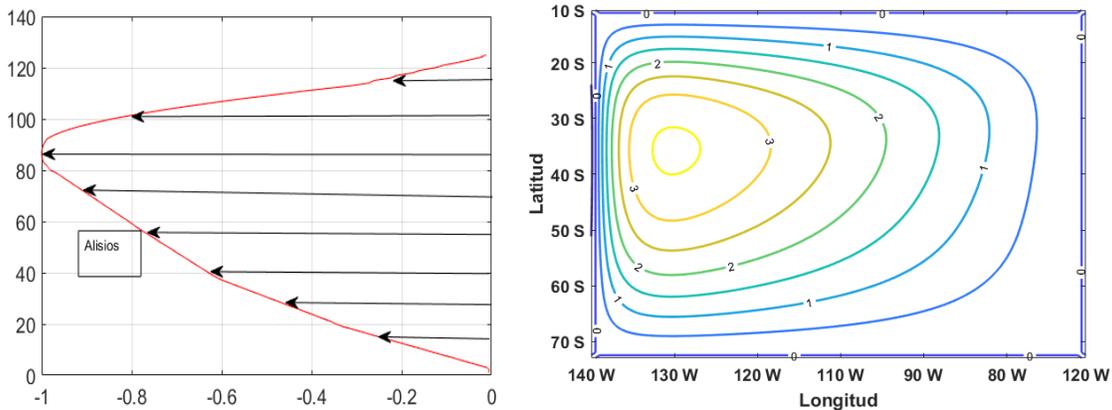


Figura 12.- Caso 1.1.- Modelo $E_b=0.3$. Perfil de viento simplificado (gráfico de la izquierda) y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

En el caso 1, el modelo simplificado reproduce el giro oceánico con la intensificación de la corriente en el oeste de la cuenca oceánica, ubicándose el núcleo del giro en 130°W con valores absolutos de $\psi = 3.5$. El estrechamiento del flujo en la parte occidental se encuentra desde los 140°W hasta los 130°W ; mientras que hacia la parte oriental de la cuenca las líneas de corrientes son más distantes entre sí y con $\psi = 1$ a 0.5 . Representándose así, las corrientes cálidas del oeste, y las frías del este.

Así mismo, latitudinalmente no se observa una simetría, puesto que el núcleo del giro se localiza en 37°S, coincidiendo con el máximo del esfuerzo de los vientos alisios del sur.

Modelo con datos SODA

El caso 1 fue simulado también con datos de reanálisis de vientos SODA, en donde puede apreciarse que el núcleo del giro presenta la misma ubicación espacial y magnitud de $\psi = -3.5$, así como también la intensificación del flujo hacia el borde oeste de la cuenca.

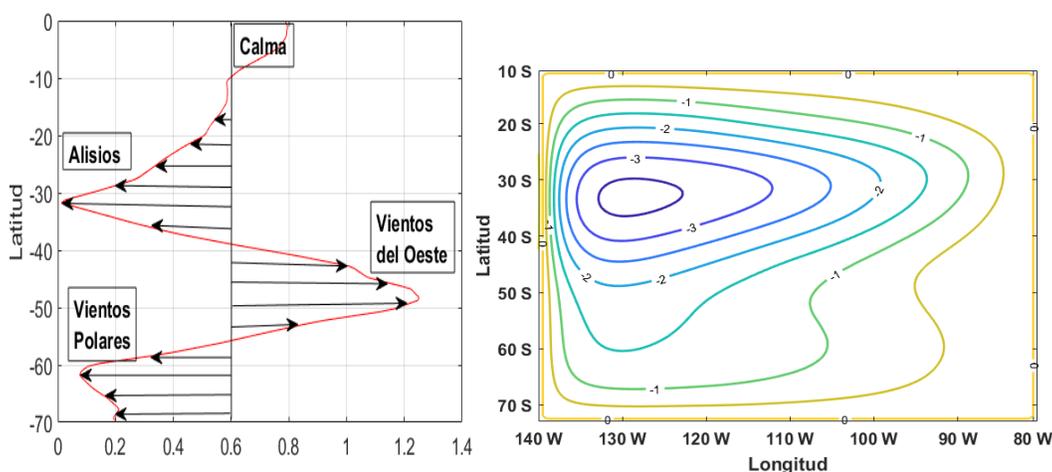


Figura 13.- Caso 1.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.3$. Perfil de viento de reanálisis SODA (gráfico de la izquierda) y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

Al comparar las Figuras 13 y 14, en la simulación con datos de reanálisis, se puede observar mayor transporte zonal reflejado en un “estiramiento” de las líneas de corrientes hacia el borde este, por ejemplo, en 37°S. Además, se nota una elongación hacia la derecha (en 60°S) de las líneas de corrientes causado por la inversión de los vientos alisios del sur a vientos del oeste. Estos resultados son consistentes con el forzante de vientos reales y con la circulación oceánica existente.

Se debe agregar para todos los casos de estudio, que existe una inversión en los signos de las líneas de corrientes entre los modelos simplificados y con datos de reanálisis, esto radica en la diferencia del signo entre los datos del esfuerzo de vientos reales y simplificados; no obstante, el significado físico es el mismo. En otras palabras, la intensidad de las líneas de corrientes está dada por el absoluto de la magnitud, por ejemplo: $\psi=3.5$ y $\psi=-3.5$, explican la mayor intensidad del flujo.

2.3.2 Caso 2.1.- Coeficiente de fricción $E_b=0.015$

Modelo Simplificado

En el segundo caso de estudio, se ha calculado el coeficiente de fricción, asumiendo una longitud de cuenca igual a 4000 km.

$$E_b = \frac{R}{fL} = \frac{10^{-6} s^{-1}}{(1.7 \times 10^{-11} m^{-1} s^{-1})(4 \times 10^6 m)} = 0.0147 \approx 0.015$$

Como se explicó en las secciones anteriores se conoce poco sobre valores exactos de fricción de fondo en el océano, por lo tanto, en este caso se busca dar un ejemplo de como serían los giros si el coeficiente de fricción se acercara a cero.

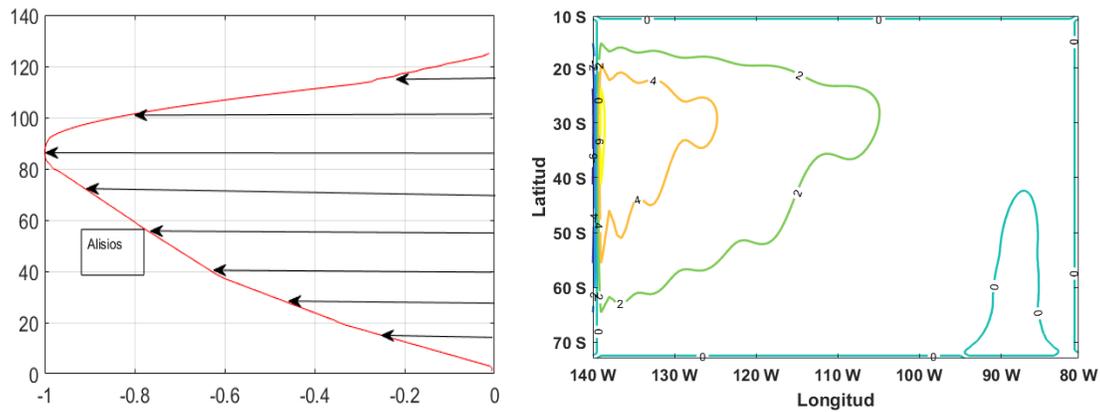


Figura 14.- Caso 2.1.- Modelo simplificado con $E_b=0.015$. Perfil de viento simplificado (gráfico de la izquierda) y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

Se nota que, al reducir el coeficiente de fricción, el giro se concentra básicamente en el límite oeste de la cuenca a los $140^\circ W$, presentando en su núcleo, valores máximos de ψ que van de 6 a 8. En esta simulación, se observa un apilamiento de las masas de agua hacia el lado occidental del océano.

Igual que en los casos 1.1 y 1.2, la intensificación se da en el borde oeste de la cuenca, sin embargo, en el caso 2, el resultado no es coherente para la circulación oceánica existente. A causa del desbalance de las fuerzas, en donde el forzante de fricción es mucho menor respecto a los generados por el viento y la rotación de la tierra, favoreciéndose un mayor transporte zonal.

Modelo con datos SODA

En la segunda parte del caso 2 se reproduce nuevamente el giro, pero con los datos de reanálisis de viento, observándose nuevamente al núcleo del giro apilado en el borde oeste de la cuenca, con intensidades similares a las del caso 2.1.

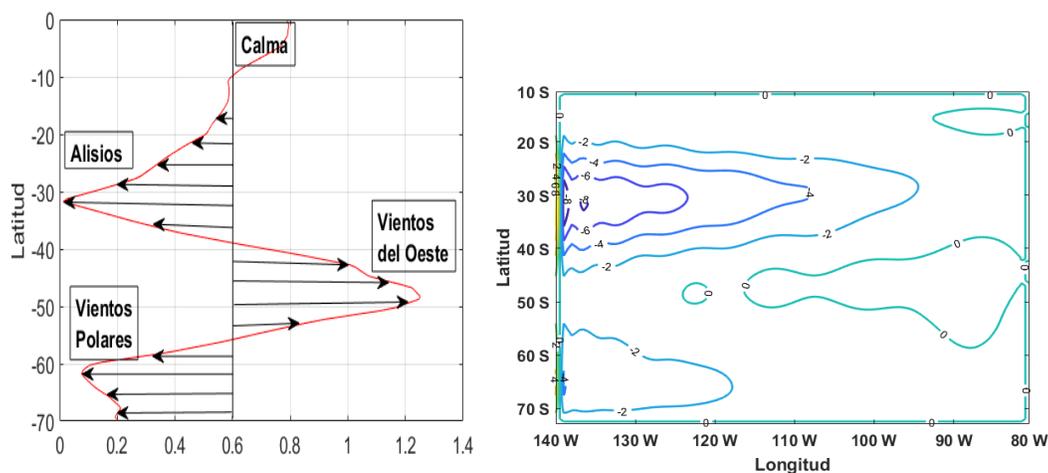


Figura 15.- Caso 2.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.015$. Perfil de viento de reanálisis SODA (gráfico de la izquierda) y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

Podría decirse en el caso 2.2, que las líneas de corrientes más intensas se concentran entorno a los 140°W y que el efecto de los vientos produce una elongación mayor de las líneas de corrientes hacia el este, además de la presencia de pequeños giros de poca intensidad al sur de la cuenca. Así mismo, se observa el transporte zonal al sur del giro, producto de la inversión de los vientos entre los alisios del sur y los vientos del este.

En el caso 2, los términos forzantes del movimiento que definen la circulación simulada son la fuerza de coriolis y el curl del viento; siendo mínimo el aporte del término de fricción de fondo. Este caso de estudio es irreal para la circulación oceánica existente.

En esta configuración hipotética, la corriente del oeste sería mucho más angosta y más intensa y que el flujo del este. Uno de sus impactos podría ser el desbalance de la distribución del calor a lo largo de la cuenca, en especial hacia la parte oriental, en donde la corriente del Perú modula el clima en Sudamérica.

2.3.3 Coeficiente de fricción $E_b=0.15$

Modelo Simplificado

En el tercer caso de estudio, se ha calculado el coeficiente de fricción, asumiendo un ancho de corriente igual a 380 km, como se conoce las corrientes cálidas o del oeste tienen un ancho típico de 100 a 200km; mientras que las corrientes frías o del este son de mayor anchura pudiendo alcanzar los 900km como es el caso de la Corriente del Perú.

$$E_b = \frac{R}{fL} = \frac{10^{-6} s^{-1}}{(1.7 \times 10^{-11} m^{-1} s^{-1})(3.8 \times 10^5 m)} = 0.15$$

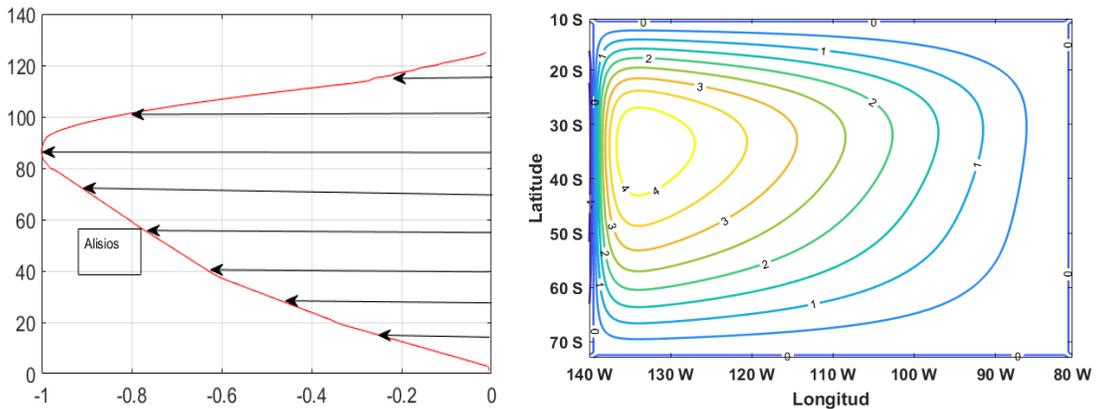


Figura 16.- Caso 3.1.- Modelo simplificado con $E_b=0.15$. Perfil de viento simplificado (gráfico de la izquierda) y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

Al calcular el giro para un coeficiente de fricción similar al del caso 1, se observa un giro ligeramente más intenso en el borde oeste, con un núcleo de $\psi = 4$ y ubicado en la misma posición latitudinal ($37^\circ S$).

Es importante notar, que, con coeficientes de esta magnitud, el giro se reproduce en toda la cuenca y no se limita hacia un borde como en el caso 2. Además, al reducir ligeramente el coeficiente de fricción (de 0.3 a 0.15), el núcleo del giro se desplaza ligeramente hacia el oeste y el giro se alarga latitudinalmente en comparación con el caso 1. Esta simulación del giro es coherente con la circulación oceánica existente.

Modelo con datos SODA

Al reproducir el tercer caso de estudio, pero con datos de reanálisis de vientos, el giro mantiene las mismas intensidades del caso 3.1, es decir la magnitud de las líneas de corrientes no se ven afectadas por el cambio del conjunto de datos de vientos. De modo que tanto los vientos simplificados como los de reanálisis son capaces de simular las características principales de los giros oceánicos.

La única diferencia a notar entre ambos conjuntos de datos de vientos, es el transporte zonal al sur de la cuenca debido a la presencia de los vientos del oeste como se observa en la Figura 17.

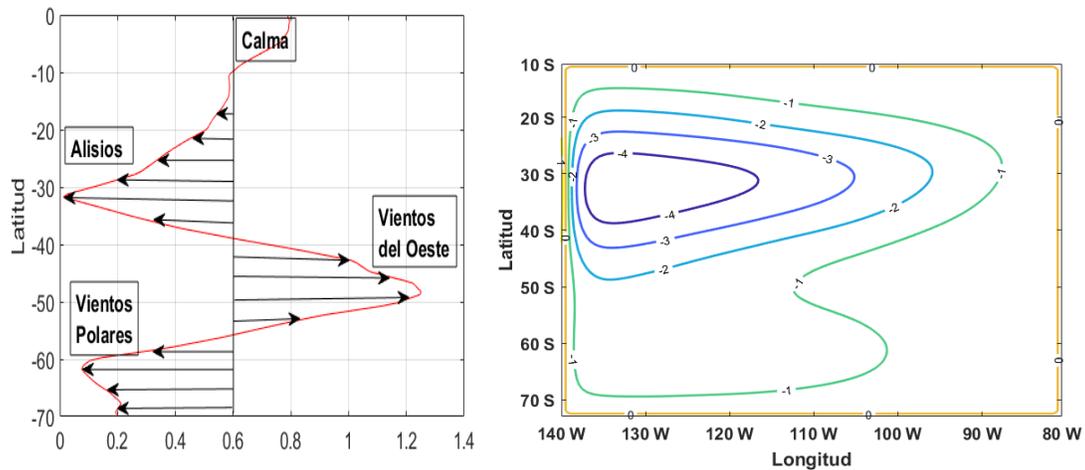


Figura 17.- Caso 3.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.15$. Perfil de viento de reanálisis SODA (gráfico de la izquierda) y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

Así mismo, al disminuir ligeramente el coeficiente de fricción, el núcleo del giro se desplaza hacia el oeste. En conclusión, el caso 2 y 3 son aproximaciones consistentes a la circulación real del océano.

2.3.4 Coeficiente de fricción $E_b=0.58$

Modelo Simplificado

En este último caso de estudio, se ha calculado el coeficiente de fricción, asumiendo una corriente cálida de 100 km, es decir menos ancha que la utilizada para el caso 1. Como se conoce la Corriente del Golfo puede ir de 100 a 200km. En este caso, el coeficiente de fricción es mayor.

$$E_b = \frac{R}{fL} = \frac{10^{-6} s^{-1}}{(1.7 \times 10^{-11} m^{-1} s^{-1})(1 \times 10^5 m)} = 0.58$$

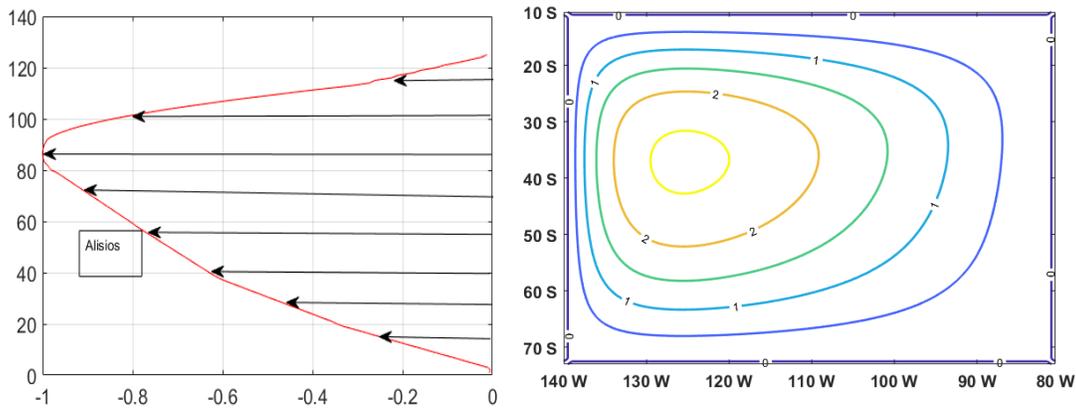


Figura 18.- Caso 4.2.- Modelo simplificado con $E_b=0.58$. Perfil de viento simplificado y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

Con un coeficiente $E_b=0.58$, se puede observar una reducción en el estrechamiento de las líneas de corrientes en comparación con los casos 1 y 3, además, el giro tiende a mostrar algo de simetría meridional y latitudinal.

Modelo con datos SODA

Al reproducir el mismo giro, pero con datos de vientos de reanálisis, se observa mayor transporte zonal respecto al caso 4.1; sin embargo, el efecto no es tan significativo como en los casos 1 y 3.

De este modo, se puede concluir que, con mayores coeficientes de fricción los giros tienen a buscar simetría; es por ello, que la elongación en el sur de la cuenca no es tan marcada como en los casos anteriores.

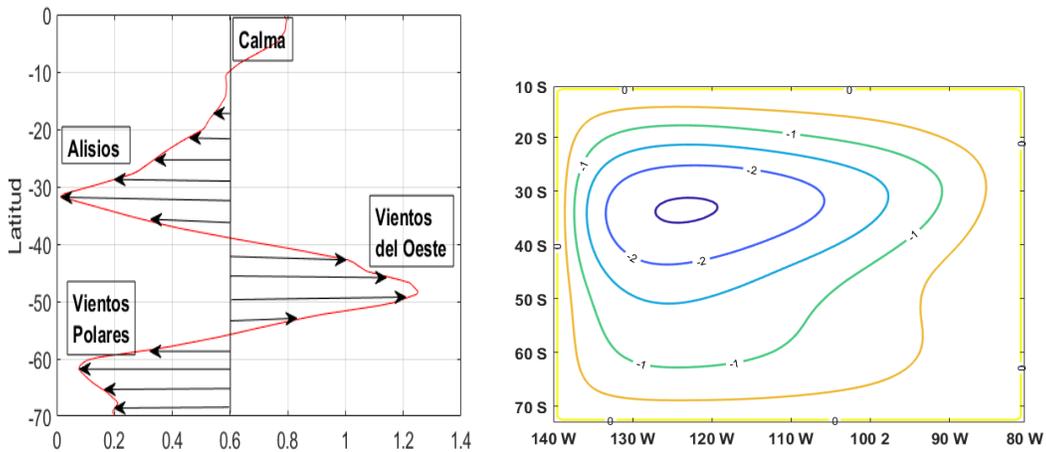


Figura 19.- Caso 4.2.- Modelo con datos de Reanálisis de vientos, con $E_b=0.58$. Perfil de viento de reanálisis SODA (gráfico de la izquierda) y líneas de corrientes del giro (gráfico de la derecha), en donde los máximos contornos reflejan el flujo de mayor velocidad.

En otras palabras, al aumentar el coeficiente de fricción a 0.58 o incluso mayor, la forzante de fricción contribuye más al sistema, disminuyendo así, el aporte de coriolis y del viento. Cabe mencionar, que en condiciones reales el término de fricción intenta balancear al efecto de coriolis y el esfuerzo del viento, más no, superar la contribución de estas dos forzantes.

Recapitulando, en todos los casos estudiados, se reprodujo el giro subtropical del Pacífico Sur tomando en consideración un dominio más pequeño (una cuenca cuadrada), diferentes parámetros de fricción (por ancho de corriente y de cuenca) y esfuerzo de vientos (simplificados y de reanálisis de enero de 1980). Los giros mostrados corresponden al flujo anticiclónico (antihorario) que se forma en el Pacífico Sur.

2.4 Conclusiones

Como se ha explicado en las secciones anteriores, la circulación oceánica es un balance de fuerzas, resultado de la rotación de la tierra, esfuerzo del viento y condiciones de fricción de fondo, representada por el modelo de Stommel.

En este trabajo se intentó simular la circulación oceánica asumiendo un océano homogéneo de igual profundidad, y considerando tanto la vorticidad planetaria, esfuerzo del viento y fricción de fondo para dos conjuntos de datos de vientos uno simplificado y otro realista. A continuación, se comentan los puntos más relevantes de las simulaciones:

El **término de fricción** es importante para balancear la ecuación de la circulación oceánica, es por ello que, para valores cercanos a cero, reduce el tamaño del giro y lo desplaza hacia el borde oeste de la cuenca, siendo un esquema irreal de la circulación oceánica existente.

Por otro lado, cuando el coeficiente de fricción es mayor (por ejemplo 0.3) el giro reproduce coherentemente la intensificación de las corrientes en la parte occidental de la cuenta y muestra mayor dispersión de las líneas de corrientes en el lado oriental. Estos resultados son consistentes con las características de las corrientes cálidas del oeste como la corriente del Golfo y la corriente Australiana del Este (ambas angostas e intensas) y con las corrientes frías del este como la Corriente del Perú (más ancha y de menor velocidad).

Otro efecto de la contribución del término de la fricción, es que, si es cercano a cero, las velocidades del borde oeste de la cuenca se intensifican producto de la mayoritaria contribución por vorticidad planetaria y el esfuerzo del viento; mientras que, si es cercano a 1, la fricción juega un papel mayor en el balance de la ecuación, tendiendo a formar giros simétricos meridionalmente.

Por consiguiente, un valor típico y adimensional del coeficiente lineal de fricción de fondo podría considerarse de 0.15 a 0.3.

El **efecto de los vientos** es necesario para transferir momento desde la atmósfera hasta la capa superficial del océano. Stommel representó el perfil de los vientos de manera simplificada, en este trabajo se realizó lo mismo, tratando de reproducir a los vientos alisios del sur mediante una función senoidal, consiguiendo el mismo sentido físico en la distribución de la circulación oceánica encontrada por Stommel.

La configuración del giro no se vio afectada al utilizar vientos realistas como los de reanálisis SODA para enero de 1980, en este caso, se observaron ligeros cambios como un achatamiento de las líneas de corrientes, producto de los vientos alisios del sur y elongaciones de las líneas de corrientes al sur de la cuenca favoreciendo al transporte longitudinal (zonal), las cuales responden a una inversión en la dirección de los vientos (alisios del sur y vientos del oeste). Acorde con el modelo de Stommel, ambos conjuntos de datos reproducen la intensificación de las líneas de corrientes en el borde oeste de la cuenca.

El **spin up** o la estabilización del modelo se alcanzó en la iteración 250.

Finalmente, el trabajo cumplió con los objetivos propuestos, además de ser una herramienta académica para interiorizar los conceptos principales de la circulación oceánica.

2.5 Recomendaciones

A futuro, podría pensarse en replicar el mismo análisis para diferentes épocas del año y estudiar los cambios estacionales de los giros, a pesar de que el sistema de vientos en el Pacífico no varía significativamente, si hay cambios en la magnitud del viento. Bajo esta misma idea, el estudio de variabilidad climática de los giros es importante, más aún cuando esta puede verse afectada por el cambio climático. En concreto, una predominancia de vientos o inversión de los mismos puede modificar ligeramente la intensificación de los flujos, afectando así a la distribución de energía en el lado oeste (corrientes cálidas) y este (corrientes frías).

En vista que el presente trabajó utilizó una región determinada del Pacífico Sur a fin de contar con un área cuadrada y sin datos faltantes (como la presencia de islas), se recomienda ampliar el área de estudio e incluso reproducir los giros mediante la aplicación de modelos oceánicos regionales.

Referencias

- [1] C. Oviatt, L. Smith, M. C. Hyde and K. McManus, "Decadal Patterns of Westerly Winds, Temperatures, Ocean Gyre Circulations and Fish Abundance: A Review," *Climate*, vol. 3, no. 846, 2015.
- [2] American Meteorological Society, "Oceanmotion," Datastream Ocean, 2005. [Online]. Available: <http://oceanmotion.org/html/background/wind-driven-surface.htm>. [Accessed 31 Enero 2018].
- [3] J. Marshall and A. Plumb, Atmosphere, Ocean and Climate Dynamics. An Introductory Text., California: INTERNATIONAL GEOPHYSICS SERIES, 2008, pp. 176-181.
- [4] S. Pond and G. Pickard, Introductory Dynamical Oceanography, Pergamon Press, 1983.
- [5] H. Stommel, "The Westward Intensification of Wind-Driven Ocean Currents," *American Geophysical Union*, vol. 29, no. 2, pp. 202-206, 1948.
- [6] W. H. Munk, "On The Wind-Driven Ocean Circulation," *Journal of Meteorology*, vol. 7, no. 2, pp. 79-93, 1950.
- [7] A. E. Gill, Atmospheric Ocean Dynamics, Florida: Academic Press, INC., 1982, pp. 29, 329.
- [8] J. Wallace and P. Hobbs, Atmospheric Science, Chicago: Elseiver, 2006.
- [9] L. Newman, "CURSO ONLINE EN CIENCIAS DE LA TIERRA," [Online]. Available: http://web.gccaz.edu/~lnewman/gph111/topic_units/Pressure_winds/pressure/. [Accessed 11 febrero 2018].
- [10] J. J. v. Schwind, Geophysical Fluid Dynamics for Oceanographers, California: Prentice Hall Inc., 1980.
- [11] R. Stewart, Introduction to Physical Oceanography, Texas: Book Pdf Files. https://www.colorado.edu/oclab/sites/default/files/attached-files/stewart_textbook.pdf, 1997.
- [12] V. W. Ekman, "On the influence of the earth's rotation on ocean-currents," *Arkiv for Matematik, Astronomi Och Fysik*, vol. 2, no. 11, pp. 1-52, 1905.
- [13] A. Colling, E. Brown, D. Park, J. Phillips, D. Rothery and J. Wright, Ocean Circulation, Milton Keynes: The Open University, 2004.

- [14] J. Apel, *Principles of Ocean Physics*, New York: Academic Press, 1988, p. 38.
- [15] H. Sverdrup, "Wind-driven currents in a baroclinic ocean: with application to the equatorial currents of the eastern Pacific.," *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 33, no. 11, pp. 318-326, 1947.
- [16] R. Reid, "The equatorial currents of the eastern Pacific as maintained by the stress," *Journal of Marine Research*, vol. 7, no. 2, pp. 75-99.
- [17] R. Stewart, *Introduction to Physical Oceanography*, Texas: version online, 2004.
- [18] W. Nowlin, "A steady, wind-driven, frictional model of two moving layers in a rectangular ocean basin," *Deep-Sea Res.*, vol. 14, p. 89, 1967.
- [19] A. Creegan, "A numerical investigation of the circulation in the Norwegian Sea," *Tellus*, vol. 28, p. 451, 1976.
- [20] J. Apel, *Principles of Ocean Physics*, New York: Academic Press, 1988, p. 300.
- [21] D. Wang, L. Qinag and X. Lv, "A Study on Bottom Friction Coefficient in the Bohai Yellow, and East China Sea," *Hindawi Publishing Corporation, Mathematical Problems in Engineering*, 2014.
- [22] R. Tang, B. Ho Choi and W. Il Moon, "A Study on Ocean Bottom Coupling Coefficient in East China Sea (a SEASAT-ALT Data Application)," *Korean Coast, Institute of Marine Engineers*, vol. 2, no. 2, pp. 162-181, 1990.
- [23] S. F. Grace, "The influence of friction on the tidal motion of the Gulf of Suez.," *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., Geophys.*, vol. 7, pp. 309-3018, 1930-.
- [24] Inazu et Al, "Accurate Ocean Tide Modeling in Southeast Alaska and Large Tidal Dissipation around Glacier Bay," *Journal of Oceanography.*, vol. 55, pp. 335-347., 2009.
- [25] E. Kalnay, M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, A. Leetmaa, B. Reynolds, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K. C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, R. Jenne and D. Joseph, "The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project," *Bulletin of the American Meteorology Society*, pp. 437-439, 1996.
- [26] J. Carton and B. S. Giese, "A Reanalysis of Ocean Climate Using Simple Ocean Data Assimilation (SODA)," *Mon. Weath. Rev.*, 2007.