Universidad de Concepción
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas
Departamento de Geofísica

Impacto de los remolinos de mesoescala en la variabilidad interanual del nivel del mar en la costa oeste de Sudamérica

Marcela Contreras Contreras

Habilitación Profesional
para optar por el Título de Geofísico

Noviembre 2015

Universidad de Concepción
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas
Departamento de Geofísica

Impacto de los remolinos de mesoescala en la variabilidad interanual del nivel del mar en la costa oeste de Sudamérica

Marcela Contreras Contreras

Habilitación Profesional
para optar por el Título de Geofísico

Profesor Guía:
Dr. Oscar Pizarro

Comisión:
Dr. Ali Belmadani, Dr. Aldo Montecinos

Noviembre 2015

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer al Dr. Boris Dewitte, por facilitar el modelo numérico que fue fundamental para el desarrollo de esta Habilitación Profesional. También al Instituto Milenio de Oceanografía (IMO) por el financiamiento de esta HP, a través de las becas de pregrado.

También debo agradecer, a todas y todos quienes fueron parte en mi formación académica durante pregrado, en especial, a mi profesor guía, Oscar Pizarro, no solo por sus ideas, comentarios y apoyo durante el desarrollo del HP, sino que también como profesor durantes los años previos. También quisiera agradecer a Ali Belmadani, con quien trabajé parte del año pasado, quien siempre tuvo una buena disposición y paciencia .

En general, agradezco al Departamento de Geofísica, ya que a pesar de que no tuve la oportunidad de conocer a todos y todas, durante estos años siempre ha existido un grato ambiente, por parte de quienes lo conforman. Por otra parte, no puedo y no quiero dejar de mencionar a todas y todos con los que compartí desde el comienzo de mis días de pregrado hasta los últimos.

Por último, pero no menos importante, a mis padres. Las razones del porque agradecer son muchas, pero en resumen, ellos han sido un apoyo fundamental no solo en el desarrollo de esta carrera, sino a lo largo de mi vida.

Resumen

Observaciones de estaciones del nivel del mar, datos de altimetría y resultados de modelos muestran que las fluctuaciones interanuales del nivel del mar presentan un decaimiento de su amplitud a lo largo de la costa oeste de Sudamérica. Se ha planteado que este decaimiento se debe a la disipación de momentum generada por los remolinos de mesoescala, asociados a las corrientes costeras del Sistema de Corrientes de Perú-Chile. Para probar esta hipótesis, se utilizó una simulación numérica realizada con ROMS para el periodo 1958-2008. Los resultados mostraron que a baja frecuencia, la divergencia del flujo de momentum generada por los remolinos (D') está relacionada con el decaimiento de la amplitud del nivel del mar a lo largo de la costa. Sin embargo, al norte de 25°S, D' no presenta la magnitud necesaria para explicar la disminución a lo largo de la costa de la variabilidad de baja frecuencia del nivel del mar. Al sur de dicha latitud, D' podría contribuir a esta disminución del nivel del mar, aunque no da cuenta de todo el decaimiento observado.

En el presente trabajo se observó que el decaimiento estudiado está estrechamente relacionado con el flujo interanual a lo largo de la costa (producido por las variaciones interanuales del nivel del mar en la costa debido a forzantes ecuatoriales). Además, se muestra que este flujo también está asociado a D' y a la energía cinética turbulenta superficial de baja frecuencia.

Índice general

Índice de figuras

Índice de Tablas

1. Introducción

A escala interanual (periodos de 2 a 5 años), las variaciones del nivel del mar en el Pacífico Tropical muestran una alta correlación con El Niño - Oscilación del Sur (ENOS) (Wyrtki, 1977). Este fenómeno está asociado a perturbaciones en el sistema océano-atmósfera que se originan en Pacífico Tropical, y que impactan a amplias regiones del Planeta. El ENOS se caracteriza por una fase cálida, conocida como El Niño, y otra fase fría, denominada La Niña. Cuando ocurren eventos El Niño (La Niña), se debilitan (intensifican) los vientos alisios, provocando un incremento del nivel del mar en la costa este (oeste) del Pacífico ecuatorial, y una disminución del nivel del mar en la costa oeste (este).

Estudios señalan que la variabilidad interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica se debe principalmente a forzantes ecuatoriales (Enfield y Allen, 1980; Pizarro et al., 2001). Esto significa que las fluctuaciones del nivel del mar interanual en la costa de oeste de Sudamérica están directamente relacionadas con las variaciones de los vientos alisios en el Pacífico ecuatorial.

Para la región entre la costa y la plataforma continental (región que no supera los 200 metros de profundidad, Figura 1.1) se esperaría que la fuerza del gradiente de presión asociada a las variaciones interanuales del nivel del mar se encuentra en balance geostrófico. Esto implicaría que la amplitud del nivel del mar interanual debería ser aproximadamente constante a lo largo de la costa, ya que en caso contrario debería existir un flujo hacia la costa, lo cual no es posible porque es bloqueada por la costa (Clarke y Van Gorder, 1994). Sin embargo, las observaciones del nivel del mar muestran que las fluctuaciones de bajas frecuencias presentan un decaimiento de su amplitud a lo largo de la costa oeste de Sudamérica (Li y Clarke, 2007; Giunipero y Clarke, 2013).

Esta característica de las fluctuaciones interanuales del nivel del mar también ha sido observada en la costa oeste de Australia (Li y Clarke, 2004 ; Clarke y Li, 2004).

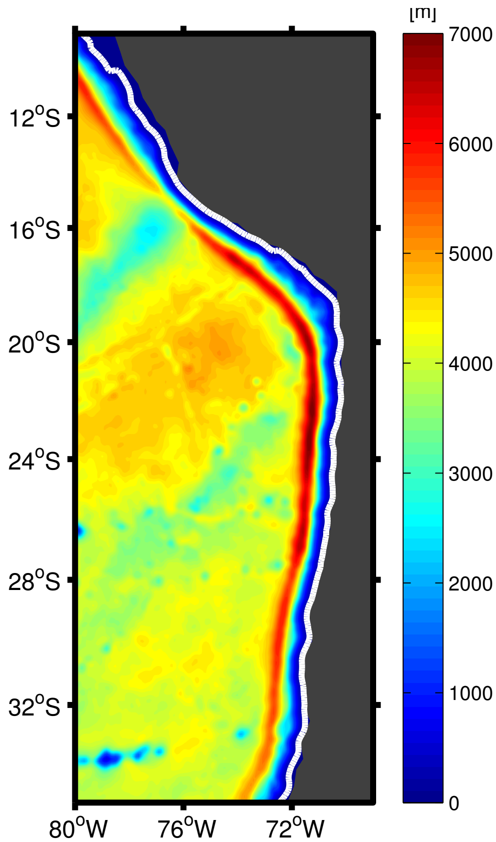

Figura 1.1: Batimetría (metros) de la costa oeste de Sudamérica. Línea blanca muestra la posición de la plataforma continental (isóbata de $\sim$ 200 metros de profundidad).

El decaimiento de las variaciones interanuales del nivel del mar, ha sido analizado en la costa oeste de Australia en el trabajo de Giunipero y Clarke (2013). Estos autores mencionan cuatro posibles causas que podrían explicar este decaimiento, y que también se pueden aplicar para la región de Sudamérica. La primera estaría relacionada con los efectos del esfuerzo del viento sobre el nivel del mar interanual. Sin embargo en el trabajo de Pizarro et al. (2001), los autores señalan que en la costa oeste de Sudamérica, la influencia del estrés del viento sobre el nivel del mar interanual es pequeña en comparación a los efectos de forzantes ecuatoriales.

Una segunda hipótesis plantea que el decaimiento resultaría de los efectos de la topografía y la fricción de fondo. En el estudio de Clarke y Van Gorder (1994) se analizaron estos efectos, a través de un modelo lineal para un borde oriental. Los resultados mostraron que la fricción de fondo no reproduce la disminución de la amplitud del nivel del mar observada en la costa oeste de Australia y Sudamérica (ejemplo, Figuras 3 y 9, Giunipero y Clarke, 2013). Por lo tanto, posiblemente los efectos de la fricción de fondo no producen el decaimiento de la amplitud del nivel del mar (Giunipero y Clarke, 2013).

Otra posible explicación está relacionada con la corriente interanual paralela a la costa y plataforma continental, la cual es producida por balance geostrófico, debido las variaciones interanuales del nivel del mar a lo largo de la costa oeste de Sudamérica (Li y Clarke, 2007; Giunipero y Clarke, 2013). Esta corriente podría estar asociada a la variabilidad del nivel del mar internanual por el principio de Bernoulli. Es decir, un aumento del corriente hacia el sur implicaría una disminución del nivel del mar. Para explicar este mecanismo, nos enfocamos en los eventos El Niño, donde se observa en la costa oeste de Sudamérica un aumento en el nivel de mar. Esto significaría que en latitudes bajas, estas anomalías del nivel del mar estarían asociadas a una alta energía potencial que gradualmente se convertiría hacia latitudes altas, en energía cinética, y por ende aumentaría la corriente a lo largo de la costa, lo que implicaría, a su vez, una disminución de las anomalías del nivel del mar. Para eventos de La Niña, se esperaría anomalías contrarias. A pesar de que la teoría es consistente, las observaciones sugieren que este mecanismo no explicaría el decaimiento de la variabilidad del nivel del mar, ya que contribuiría a solo un porcentaje insignificante de la variabilidad del nivel del mar interanual (Anexo A).

Una última hipótesis planteada por Giunipero y Clarke (2013), se basa en que la región del decaimiento de la amplitud del nivel del mar interanual en la costa oeste de Australia, coincide aproximadamente con la región de la Corriente de Leeuwin. Esta corriente ubicada en el Océano Índico, entre 23° y 34°S, se caracteriza por ser una corriente cálida con dirección hacia el polo (Tomzack y Godfrey, 2003), y presenta importantes variaciones interanuales (Feng et al., 2003; Clarke y Li, 2004). En el trabajo de Giunipero y Clarke (2013) se destaca que esta corriente estaría asociada a la presencia de remolinos de mesoescala (Andrews, 1977; Pearce y Griffiths, 1991), por lo tanto, sugieren que la causa de la reducción de las fluctuaciones del nivel del mar interanual se debe a la disipación de momentum generada por los remolinos, asociados a la Corriente de Leeuwin.

Para comprobar esta hipótesis, Giunipero y Clarke (2013) utilizaron observaciones del nivel del mar en la costa, obtenidas de estaciones y datos de altimetría de los satélites TOPEX/POSEIDON, Jason-1 y OSTM/Jason-2, para una zona ubicada entre la costa y 100 kilómetros del borde de la plataforma continental, y entre 26° y 30°S. Los resultados obtenidos en este estudio fueron significativos para la costa oeste de Australia, por lo cual, podría ser aplicado para la costa oeste de Sudamérica. Esta última región se caracteriza por la presencia del Sistema de Corrientes de Perú - Chile y semejante a lo que ocurre con la Corriente Leeuwin, también está asociada a la generación de remolinos de mesoescala (Chaigneau y Pizarro, 2005a; Hormazabal et al., 2004).

Remolinos de mesoescala han sido observados en la costa oeste de Sudamérica a través de datos satelitales de la temperatura superficial del mar (Cáceres, 1992), la altura del nivel del mar (Hormazabal et al. ,2004; Chaigneau y Pizarro, 2005a), derivadores superficiales (Chaigneau y Pizarro, 2005b), datos hidrográficos (Blanco et al. 2001) y modelos numéricos (Leth y Shaffer, 2001; Hormazabal et al., 2013; Combes et al., 2015). Leth y Shaffer (2001) señalan que la variabilidad del campo de remolinos estaría asociada a inestabilidades baroclínicas, siendo el resultado de la interacción de las corrientes costeras del Sistema de Corrientes Perú-Chile. La intensificación de la Corriente Subsuperficial de Perú-Chile, también se ha asociado al paso de ondas atrapadas a la costa de origen ecuatorial, las que podrían desastabilizar las circulación cerca de la costa (Shaffer et al, 1997) y genera remolinos (Zamudio et al, 2001), aunque otros estudios encuentran resultados contradictorios (Belmadani et al., 2012).

En el trabajo de Giunipero y Clarke (2013), los autores no logran demostrar que la disipación de momentum debido a remolinos de mesoescala es la causa del decaimiento de la amplitud del nivel del mar interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica, debido a las características de los remolinos en esta región, puesto que presentan un diámetro promedio menor (∼30 km) y se propagan a una velocidad mayor (3 a 6 cm/s) (Chaigneau y Pizarro, 2005a), en comparación a los remolinos observados en la costa oeste de Australia, por lo tanto, los datos satelitales no presentarían una resolución espacial adecuada para realizar este estudio.

En el presente trabajo se analizó el decaimiento de la amplitud del nivel del mar interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica, y su relación con la disipación de momentum generada por los remolinos de mesoescala, para lo cual se utilizó una simulación numérica interanual realizada con ROMS (Regional Ocean Modeling System; ver sección 4). Los fundamentos teóricos que sustentan la hipótesis que guió el presente estudio son presentados en la sección 2, los cuales están basado en el trabajo de Giunipero y Clarke (2013). En base al marco teórico, se presenta en la sección 3, los objetivos y la hipótesis del estudio. En la sección 4 se describen las características del modelo ROMS y el procesamiento de los datos. Las variaciones anual e interanual del nivel del mar, como también las variaciones de mesoescala, fueron validadas. Los procedimientos y resultados son descritos en la sección 5. En la sección 6 se presentan e interpretan los resultados. La sección 7 contiene las conclusiones más relevantes de este estudio.

2. Marco Teórico

La hipótesis planteada por Giunipero y Clarke (2013), podría explicar el decaimiento de la amplitud del nivel del mar interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica. Con el propósito de explicar cuantitativamente en qué consiste esta hipótesis, consideremos la ecuación de momentum en un sistema de coordenadas cartesianas donde los ejes x e y son perpendicular y paralelo a la costa respectivamente, con valores positivos hacia la costa y al norte a lo largo de la costa. Debido a que el decaimiento es a lo largo de la costa, se considera la ecuación de momentum de superficie en la dirección del eje y

$$v_t + \mathbf{u_H} \cdot \nabla v = -g\eta_y - fu + \frac{Y_z}{\rho_0}, \tag{2.1}$$

donde v es el flujo en dirección y, u es el flujo en dirección x, $\mathbf{u_H}$ es el vector de velocidades horizontales, η es desplazamiento del nivel del mar, f es el parámetro de Coriolis, g es la aceleración de gravedad, Y es el estrés turbulento, igual al esfuerzo del viento en superficie, en dirección y, ρ_0 es la densidad promedio del agua y ∇ es el operador gradiente horizontal. Los subíndices representan la derivada parcial respecto a la variable, donde t es tiempo y x, y y z son las coordenadas horizontales y vertical respectivamente. Note que el primer término a la derecha de la igualdad ($g\eta_y$) corresponde a una aproximación del gradiente de presión a lo largo de la costa dividido por la densidad promedio (p_y/ρ_0), ya que el análisis siguiente es realizado cercano a la superficie, donde las fluctuaciones de presión son $\rho_0 g\eta$.

Analizando la ecuación 2.1 a escala interanual ($'$), en el Anexo A se muestra que el primer término de dicha ecuación es dos orden de magnitud menor que el término asociado al gradiente de presión ($v'_t \sim 10^{-9}\ ms^{-2}$ y $g\eta'_y \sim 10^{-7}\ ms^{-2}$). Por otra parte, como ya se mencionó en la Introducción (sección 1), no debe haber flujos zonales, lo que implicaría $fu' \sim 0$ para la región de estudio (correspondiente a la costa y plataforma continental). En dicha sección también se destacó que estudios previos señalan que los efectos del viento son muy pequeños a escala interanual (Pizarro et al., 2001), por lo tanto Y'_z/ρ_o es despreciable.

Por lo tanto, de la ecuación 2.1, el único que posiblemente podría balancear $g\eta'_y$ corresponde al término asociado a las variaciones de advección (segundo término de 2.1). Este último término, a escala interanual puede ser escrito como

$$(\mathbf{u_H} \cdot \nabla v)' = (\nabla \cdot \mathbf{u_H} v)' - (v \nabla \cdot \mathbf{u_H})'. \tag{2.2}$$

Si se calcula a escala interanual la divergencia de las velocidades geostróficas $(\nabla \cdot \mathbf{u_H}')$, donde las velocidades geostróficas corresponden a

$$u = -\frac{g}{f}\eta_y \quad , \quad v = \frac{g}{f}\eta_x, \tag{2.3}$$

y se considera un flujo cuasigeostrófico, utilizando la aproximación del plano β (es decir $f = f_o + \beta y$, donde f_o es la vorticidad planetaria para un punto de referencia y $\beta = df/dy$) tenemos que

$$\nabla \cdot \mathbf{u_H}' = -\frac{\beta v'}{f},$$

donde sabemos que $\beta \sim 10^{-11}$ $(ms)^{-1}$, $f \sim 10^{-4}$ s^{-1} y a escala interanual $v' \sim 10^{-2}$ ms^{-1}, entonces $\nabla \cdot \mathbf{u'_H} \sim 10^{-9}$ s^{-1}. Por lo tanto el segundo término de la ecuación 2.2 es $(v \nabla \cdot \mathbf{u_H})' \sim 10^{-11}$ $ms^{-1} \ll g\eta'_y$. Esto implica que dicha ecuación se reduce a

$$(\mathbf{u_H} \cdot \nabla v)' = (\nabla \cdot \mathbf{u_H} v)'. \tag{2.4}$$

Para el análisis subsiguiente consideraremos que nuestras variables se pueden descomponer en tres partes, cada una de las cuales representan fenómenos que tienen escalas temporales diferentes. De este modo, por ejemplo

$$\mathbf{u_H} = \overline{\mathbf{u_H}} + \mathbf{u'_H} + \mathbf{u''_H}, \tag{2.5}$$

donde $\overline{\mathbf{u_H}}$ son las fluctuaciones estacionales, el promedio y la tendencia de la velocidad, $\mathbf{u'_H}$ son las fluctuaciones interanuales y decadales de la velocidad, y $\mathbf{u''_H}$ es la velocidad residual. Por lo tanto, si remplazamos 2.5 en 2.4, se tiene se tiene

$$\begin{aligned}(\mathbf{u_H}\cdot\nabla v)' &= (\nabla\cdot[(\overline{\mathbf{u_H}}+\mathbf{u'_H}+\mathbf{u''_H})(\overline{v}+v'+v'')])' \\ &= (\nabla\cdot[\overline{\mathbf{u_H}}\overline{v}+v'\overline{\mathbf{u_H}}+\mathbf{u'_H}\overline{v}+\mathbf{u'_H}v'+v''\overline{\mathbf{u_H}}+\mathbf{u'_H}v''+\mathbf{u''_H}\overline{v}+\mathbf{u''_H}v'+\mathbf{u''_H}v''])'.\end{aligned} \tag{2.6}$$

De la ecuación 2.6 podemos despreciar los primeros cuatro términos, ya que involucran el producto entre variables de baja frecuencia como $\overline{\mathbf{u_H}}$, $\mathbf{u'_H}$, $\overline{v}$ y v', las cuales presentan magnitudes relativamente pequeñas en comparación a $g\eta'_y$, tal como se mostró en el Anexo A. Con respecto a los términos que son el producto entre una componente anual o interanual y una componente residual (es decir los términos quinto al octavo de 2.6), al aplicar filtro interanual el resultado es aproximadamente cero, dado que el resultado entre el producto de dichas componente es una señal de alta frecuencia. Sin embargo, dado que puede haber correlaciones entre las fluctuaciones de las velocidades de alta frecuencia, se tiene que

$$\nabla\cdot(\mathbf{u_H}v)' = \nabla\cdot(\mathbf{u''_H}v'')' = D', \tag{2.7}$$

es diferente de cero. El término $\nabla\cdot(\mathbf{u''_H}v'')'$ representa los cambios interanuales de la divergencia del flujo de momentum (a lo largo de la costa) que generan las fluctuaciones de alta frecuencia (D'). Por lo tanto, la ecuación 2.1 se reduce a

$$D' = \nabla\cdot(\mathbf{u''_H}v'')' = -g\eta'_y. \tag{2.8}$$

Esta expresión sugiere que a escala interanual, a lo largo de la costa existe un balance entre la componente a lo largo de la costa de la fuerza del gradiente de presión (expresada en términos del gradiente del nivel del mar $(\partial\eta'/\partial y)$) y la divergencia del flujo de momentum (por unidad de masa), la cual sería producida por las fluctuaciones de alta frecuencia. Debido a que la región de estudio destaca por la presencia de remolinos de mesoescala y meandros, se puede suponer que el término D' es en gran parte generada por los remolinos. La validez de esta relación (ecuación 2.8) constituye la principal hipótesis que será puesta a prueba en este trabajo.

Existen trabajos que han relacionado los cambios interanuales de la corriente (v') a lo largo de la costa de Chile con la variación interanual de los remolinos de mesoescala (Hormazabal et al., 2004). Aunque no hay evidencias claras, esta hipótesis también es contrastada en este trabajo, usando los resultados del modelo. Si esta relación es correcta, entonces se podría conocer el tiempo en que la corriente es disipada por los remolinos (R^{-1}), es decir

$$R^{-1} = \frac{v'}{D'}. \tag{2.9}$$

Note que R^{-1} tiene magnitud de tiempo. Además, si es válida la ecuación 2.8, entonces se podría estimar el tiempo en que la corriente es disipada por los remolinos mediante la relación

$$R^{-1} = \frac{v'}{-g\eta'_y}. \tag{2.10}$$

3. Objetivos y Hipótesis

3.1. Objetivos

Giunipero y Clarke (2013) sugieren que el decaimiento de la variabilidad del nivel del mar interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica estaría asociado a un balance entre la fuerza del gradiente de presión interanual (expresada en términos del gradiente del nivel del mar corresponde a $-g\eta'_y$) y la divergencia interanual de flujo de momentum asociada a remolinos de mesoescala (D'). El objetivo del presente trabajo es poner a prueba esta hipótesis en la costa oeste de Sudamérica (9°S a 35° S), analizando la estructura espacial y temporal de D' y $-g\eta'_y$, estimada a partir de una simulación numérica interanual del Pacifíco Sur Oriental.

Los objetivos específicos son la validación de las variaciones del nivel del mar simulado por el modelo a escalas interanual y anual, y la variabilidad de mesoescala de las corrientes y el nivel del mar. Además, considerando que la causa del decaimiento del nivel del mar estaría asociada a la corriente interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica (la cual provocaría cambios en el campo de los remolinos), se estudiará la estructura espacial y temporal de la corriente interanual a lo largo de la costa y las variaciones interanuales del campo de remolinos.

3.2. Hipótesis

La divergencia interanual del flujo de momentum, generada por los remolinos de mesoescala a lo largo de la costa contribuye a la disminución hacia el sur de la amplitud de las fluctuaciones del nivel del mar a lo largo de la costa oeste de Sudámerica.

4. Metodología

4.1. Modelo

El presente estudio está basado en la información de nivel del mar obtenida de una simulación numérica realizada con ROMS (Regional Ocean Modeling System). ROMS es un modelo numérico, usado por una amplia comunidad alrededor del mundo, que permite simular la circulación de los océanos a escala regional. Este modelo resuelve las ecuaciones primitivas considerando un océano de superficie libre, en un fluido incompresible, en balance hidrostático y utilizando la aproximación de Boussinesq. En la vertical presenta coordenadas sigma y en la horizontal coordenadas curvilíneas, utilizando una grilla tridimensional Arakawa-C (Shchepetkin y McWilliams, 2005).

Las características de la simulación, incluyendo la parametrización para la mezcla vertical usadas en el modelo son mencionadas en el trabajo de Dewitte et al. (2012). La simulación fue realizada para el periodo 1958-2008 y presenta una resolución espacial de 1/12° en el ecuador. El dominio espacial se extiende desde 12°N a 40°S y 95°W hasta la costa oeste de Sudamérica ($\sim$ 69°W). Las condiciones de borde son abierta en los lados norte, oeste y sur. Se utilizaron 37 niveles verticales.

Las condiciones de borde de la temperatura, salinidad, velocidad horizontal y nivel del mar, se obtuvieron de los productos de SODA para el periodo 1958-2008. SODA (Simple Ocean Data Assimilation), es un proyecto de reanálisis, que tiene por objetivo la reconstrucción histórica de la variabilidad océanica global, donde se utilizan datos obtenidos del World Ocean Data Base y adicionalmente estaciones hidrográficas y datos de altimetría del nivel del mar. Para mayores detalles, ver las referencias de Carton et al. (2000) y Carton y Giese (2008).

La topografía fue obtenida de GEBCO (General Bathymetric Chart of the Oceans). Este producto presenta una resolución de arco de 30 segundos, la cual fue interpolada en la grilla del modelo y suavizada para reducir los errores de los gradientes de presión, tal como es mencionado en Penven et al. (2005).

Los datos de vientos utilizados en el modelo regional corresponden a los productos de reanálisis NCEP/NCAR (National Centers for Environmental Prediction/National Center for Atmospheric Research; Kalnay et al., 1996). Estos datos presentan una resolución espacial de 2,5° × 2,5°, la cual es ineficiente para la región de estudio debido a la baja resolución y la presencia de la costa (incluyendo la Cordillera de la costa y de los Andes) lo que provoca que el rotor del esfuerzo del viento no sea calculado adecuadamente cerca de la costa. Para solucionar este problema Goubanova et al. (2011), propuso utilizar una reducción de escala mediante un método estadístico, con el objetivo de aumentar la escala espacial a 0,5° × 0,5° para las costas de Perú-Chile. Este modelo estadístico está basado en la regresión lineal múltiple entre los datos de vientos de NCEP y los productos de vientos de QuikSCAT, el cual es construido para promedios diarios de los vientos zonales y meridionales a 10 metros de altura, en el periodo 2000-2008.

Por otra parte, la base de datos COADS (Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set; daSilva et al., 1994), es una de las más extensas colección de datos de la climatología en superficies marinas, las cuales fueron obtenidas de cruceros, boyas y otro tipo de plataformas (para más información `http://icoads.noaa.gov/`). De este conjuntos de datos se obtuvieron datos mensuales de la temperatura del aire, con 1° de resolución, de los cuales se derivaron los flujos atmosféricos. Además de este producto es posible obtener la radiación de onda corta y larga, a través de la humedad relativa (Dewitte et al., 2012).

4.2. Procesamiento de los datos

Para probar la hipótesis planteada en el presente estudio, se utilizaron las series de tiempo del nivel del mar de la simulación (η), desde 1958 al 2008, con datos a cada seis días, a excepción de febrero de años no bisiesto, donde los datos eran a cada 5 días. De estas series de tiempo se calcularon las componentes anual ($\overline{\eta}$), interanual (η', la cual también incluye la componente decadal) y residual (η''). Antes de descomponer el nivel del mar se removió el promedio y la tendencia lineal. La componente anual o ciclo anual del nivel del mar fue estimada promediando las series de tiempo anuales de los distintos años. A los datos del nivel del mar se les removió el ciclo anual y se les aplicó un filtro pasa-bajo triangular de 13 meses, donde el resultado es la componente interanual. La componente residual se obtuvo sustrayendo la componente anual e interanual de los datos del nivel del mar. Se debe mencionar que el procedimiento descrito anteriormente, también fue aplicado para: (i) la descomposición del nivel del mar de los datos de altimetría de AVISO utilizados para la validación de las variaciones de mesoescala del nivel de mar (sección 5.3); (ii) la estimación del ciclo anual de las observaciones del nivel del mar usadas en la validación anual del nivel del mar (sección 5.1); (iii) la estimación de la componente interanual de D' y la energía cinética interanual de los remolinos (E', definida en la sección 4.3).

Una vez extraídas las componentes anual, interanual y residual del nivel del mar, se calculó las componentes interanual y residual de las velocidades geostróficas en coordenadas (e, n), donde los ejes e y n son en dirección este y norte respectivamente (Figura 4.2). Estas velocidades geostróficas son definidas como

$$v^e = -\frac{g}{f}\eta_n \quad , \quad v^n = \frac{g}{f}\eta_e, \tag{4.11}$$

donde g es la aceleración de gravedad, $f = 2\Omega \sin\phi_o$ es el parámetro de Coriolis, Ω la velocidad angular terrestre, ϕ_o es la latitud de punto referencia, v^e y v^n son las velocidades geostróficas en dirección e y n respectivamente. Para estimar numéricamente estas velocidades se utilizó la ecuación 4.11 pero en coordenadas esféricas, es decir

$$v^e = -\frac{g}{R_T f}\eta_\phi \quad , \quad v^n = \frac{g}{f R_T \cos\phi}\eta_\theta \tag{4.12}$$

donde R_T es el radio de la Tierra, θ es la longitud y ϕ es la latitud (Vallis, 2006).

Dado que para calcular las velocidades geostróficas es necesario evaluar derivadas parciales, se puede discretizar dichas ecuaciones a través del método de diferencias finitas. Este método permite estimar una aproximación de la primera derivada de una variable $f(x)$ ($f_x(x)$), a partir de la siguiente expresión.

$$f_x(x_i) \approx \frac{f(x_{i+1}) - f(x_{i-1})}{x_{i+1} - x_{i-1}}. \tag{4.13}$$

Note que en este caso f representa una función cualquiera de x. En particular, la ecuación 4.13 corresponde al método de diferencias finitas centradas. Debido a que no es posible ocupar dicha ecuación para los bordes de la grilla de datos, y para no perder información en esos puntos, se utilizó el método de diferencias finitas regresiva (ecuación 4.14) y progresiva (ecuación 4.15).

$$f_x(x_i) \approx \frac{f(x_i) - f(x_{i-1})}{x_i - x_{i-1}}, \tag{4.14}$$

$$f_x(x_i) \approx \frac{f(x_{i+1}) - f(x_i)}{x_{i+1} - x_i}. \tag{4.15}$$

Cabe mencionar que estás ecuaciones son válidas para $\triangle x$ pequeños. Dado que las ecuaciones 4.13, 4.14, y 4.15, son aproximaciones, el orden de error es $O([x_i - x_{i-1}]^2)$, $O(x_i - x_{i-1})$ y $O(x_i - x_{i-1})$, respectivamente (Kowalik y Murty, 1993).

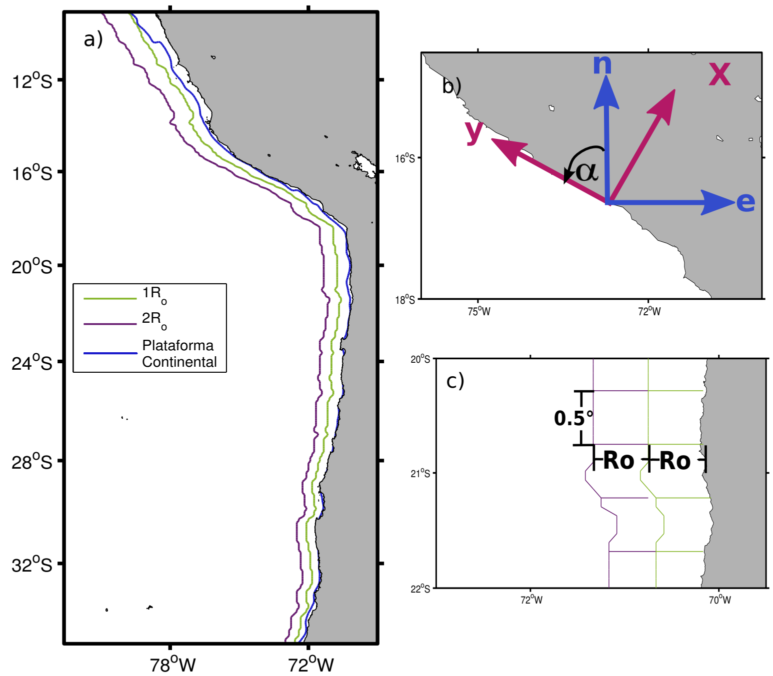

Figura 4.2: (a) Mapa de la costa oeste de Sudamérica. La distancia entre la costa (línea verde) y la línea verde (línea purpúra) es un radio de deformación de Rossby, y corresponde a la región de estudio de D', $-g\eta'_y$ y v' (E'). Línea azul indica la posición de la plataforma continental. (b) Ejemplo del sistema de coordenadas (x, y) y (e, n) para un segmento de la costa oeste de Sudamérica. x y y son los ejes perpendicular y paralelo a la costa, e y n son los ejes en dirección este y norte. α es el ángulo de la línea de la costa, formado por el eje y y n. (c) Ejemplo del área promedio calculado para cada variable. Las dimensiones de estos áreas son $\sim 0{,}5°$ de latitud y un radio de Rossby de longitud

4.3. Cálculo de las variables de estudio

Las variables más relevantes analizadas en este trabajo son la divergencia interanual del flujo de momentum a lo largo de la costa generada por los remolinos (D') y el gradiente del nivel del mar interanual a lo largo de la costa (η'_y). Otras variables estudiadas son la corriente interanual a lo largo de la costa (v') y la energía cinética interanual de remolinos (E'). A continuación se describe el procedimiento realizado para estimar estas variables.

Gradiente a lo largo de la costa del nivel del mar interanual (η'_y)

Con el propósito de reducir el ruido de las variaciones del nivel del mar a lo largo de la costa, los datos del nivel del mar interanual fueron filtrados a lo largo de la costa con un filtro pasa-bajo triangular de 49 pesos, equivalente a 4° de latitud. Considerando el sistema de coordenadas (x, y) (Figura 4.2), se calculó el gradiente del nivel del mar interanual a lo largo de la costa (η'_y), utilizando el método de diferencias finitas (ecuaciones 4.13, 4.14 y 4.15). Note que x y y son los ejes perpendicular y paralelo a la costa respectivamente. Al utilizar este método, se necesita estimar la distancia entre dos puntos de la línea de la costa, la cual fue calculada a través la fórmula de Haversine, descrita en el Anexo B.1.

Divergencia interanual del flujo de momentum a lo largo de la costa, generada por los remolinos (D')

Asumiendo que los remolinos son cuasigeostróficos (Cushman-Roisin, 1994), es posible calcular sus velocidades a partir de las anomalías del nivel del mar residual a través de las ecuaciones 4.11. Estas velocidades están en coordenadas (e, n), y dado que estamos interesados en estimar D', pero considerando el momentum a lo largo de la costa, es necesario rotar los ejes de las coordenadas (e, n) a (x, y) (donde el eje y es paralelo a la costa), lo cual dependerá del ángulo de la línea de costa (α) (Figura 4.2). La ecuación que nos permite estimar D' en coordenadas (x, y), a partir de velocidades residuales en coordenadas (e, n) es

$$\nabla \cdot (\mathbf{u_h}''v'') = -\,\nabla \cdot (\mathbf{u_h}''v^{e''} \sin \alpha) + \nabla \cdot (\mathbf{u_h}''v^{n''} \cos \alpha) \tag{4.16}$$

La demostración de la ecuación 4.16, como también el procedimiento realizado para estimar el ángulo de la línea de costa se presenta en el Anexo B.

De la ecuación 4.16, los dos términos a la derecha de la igualdad, fueron calculados utilizando la ecuación de la divergencia en coordenadas esféricas (ecuaciones 4.17; Jacobson, 2005), donde las derivadas parciales fueron estimadas por el método de diferencias finitas.

$$\begin{aligned}\nabla\cdot(\mathbf{u_h''}v^{e''}\sin\alpha) &= \frac{1}{R_T\cos\phi}\left[(v^{e''}v^{e''}\sin\alpha)_\theta + (v^{n''}v^{e''}\sin\alpha\cos\phi)_\phi\right],\\ \nabla\cdot(\mathbf{u_h''}v^{n''}\cos\alpha) &= \frac{1}{R_T\cos\phi}\left[(v^{e''}v^{n''}\cos\alpha)_\theta + (v^{n''}v^{n''}\cos\alpha\cos\phi)_\phi\right].\end{aligned} \tag{4.17}$$

Finalmente se obtiene D' al calcular la componente interanual de la ecuación 4.16.

Corriente interanual a lo largo de la costa (v')

La corriente interanual a lo largo de la costa es considerada como un flujo cuasi-geostrófico (Li y Clarke, 2007), por lo tanto, las velocidades pueden ser calculadas según las ecuaciones 4.11, a partir de las anomalías del nivel del mar interanual. Ya que las velocidades geostróficas calculadas no representan el flujo a lo largo de la costa, es necesario rotar el sistema de coordenadas en el ángulo α, a través de

$$v = -v^e\sin\alpha + v^n\cos\alpha. \tag{4.18}$$

Para mayor detalle sobre la rotación de los ejes de coordenadas, como también la estimación del ángulo de la costa, ver Anexo B.

Energía cinética turbulenta superficial

Otra variable estudiada en el presente trabajo, es la energía cinética turbulenta superficial, que es calculada a través de la ecuación 4.19. Esta variable fue estimada, por una parte, para validar la variabilidad de mesoescala del nivel del mar en general, como también, para estudiar la variabilidad del campo de remolinos a escalas interanual (E'). Para realizar esto último, se calculó la energía cinética, utilizando las velocidades geostrófica residuales (ecuación 4.11), las cuales fueron estimadas a partir de las anomalías del nivel del mar residual. Posteriormente se obtuvo la componente interanual.

$$EKE = \frac{1}{2}\left(u^2+v^2\right). \tag{4.19}$$

4.4. Región de estudio.

Luego de haber calculado las variables mencionadas anteriormente, se escogió una región de estudio al sur de 5°S, con el propósito de evitar las ondas de Rossby ecuatoriales (Kessler y McPhaden, 1995). Dado que en el post-procesamiento se aplican filtros espaciales (sección 4.5), la región de estudio se reduce a un área entre 9° y 35°S. Es importante mencionar que para el cálculo de las variables D', η'_y y v', se consideró una región cercana a la costa y la plataforma continental, cuyo ancho puede ser determinado por el radio de deformación de Rossby (para el primer modo baroclínico) (Figura 4.2) . Este radio nos indica la longitud de la escala horizontal en que un fluido está fuertemente influenciado por los efectos de la rotación terrestre. El radio de deformación de Rossby (R_o), está definido como

$$R_o = \frac{c}{f}, \tag{4.20}$$

donde c es la velocidad de propagación del primer modo baroclínico de una onda larga de gravedad, correspondiente a $\sim 3\ m/s$ para la región de estudio (Chelton et al., 1998). Los valores de R_o para cada 0,5° son presentados en la Tabla 4.1. Finalmente, se calculó el promedio de las tres variables a lo largo de la costa usando cajas de $\sim$ 0,5° de latitud y ancho R_o (Figura 4.2).

En el caso de E', al igual que las otras variables, se calculó el promedio en cada área de 0,5° en el eje meridional y un R_o en el eje zonal, pero con la diferencia de que no fue calculado con los datos costeros, sino que a una distancia de la costa entre uno y dos R_o (Figura 4.2). No se utilizaron los datos más cercanos a la costa para evitar incluir la variabilidad asociada a ondas atrapadas a la costa en la EKE.

Latitud (°S)	Ro (km)	Latitud (°S)	Ro (km)	Latitud (°S)	Ro (km)
9.0	131.9	18.7	64.3	27.8	44.1
9.5	125.1	19.1	62.7	28.3	43.4
10.0	119.0	19.6	61.3	28.7	42.8
10.5	113.4	20.1	59.9	29.2	42.2
10.9	108.4	20.6	58.6	29.6	41.7
11.4	103.8	21.0	57.4	30.0	41.1
11.9	99.6	21.5	56.2	30.5	40.6
12.4	95.7	22.0	55.0	30.9	40.1
12.9	92.2	22.4	54.0	31.3	39.6
13.4	88.9	22.9	52.9	31.7	39.1
13.9	85.8	23.3	51.9	32.2	38.6
14.4	83.0	23.8	51.0	32.6	38.2
14.8	80.3	24.3	50.1	33.0	37.8
15.3	77.9	24.7	49.2	33.4	37.3
15.8	75.5	25.2	48.4	33.8	36.9
16.3	73.4	25.6	47.6	34.3	36.6
16.8	71.3	26.1	46.8	34.7	36.2
17.2	69.4	26.5	46.1	35.1	35.8
17.7	67.6	27.0	45.4		
18.2	65.9	27.4	44.7		

Tabla 4.1: Radios de deformación de Rossby (para el primer modo baroclínico) calculados cada $\sim$ 0,5° de latitud para la costa oeste de Sudamérica, entre los 9° y 35°S. Para estimar R_o, se utilizó una velocidad de propagación de $c = 3\ m/s$ (Chelton et al., 1998) .

4.5. Post-procesamiento de las variables de estudio.

Análisis de Funciones Empíricas Ortogonales

Para analizar las variabilidades de D' y $-g\eta'_y$, v' y E', se aplicó en dichas variables el método estadístico Funciones Empíricas Ortogonales (EOF por su siglas en inglés, Empirical Orthogonal Functions). Este método particiona la varianza de un conjunto de series de tiempo distribuidas espacialmente, con el objetivo de obtener una descripción compacta de las variaciones a través de nuevas variables denominadas funciones ortogonales o modos estadísticos. Estos modos son combinaciones lineales que son elegidos para representar la fracción máxima posible de la varianza contenida en los datos originales. Cada modo entregaría una descripción de las variaciones espaciales y temporales, también denominadas patrón espacial y componente principal respectivamente (Venegas, 2001; ver Anexo C).

Previo al análisis de EOF, se debe remover el promedio y la tendencia de las series de tiempo al conjunto de datos y opcionalmente pueden ser estandarizados, lo cual no fue realizado en el presente trabajo. Se debe tener en cuenta que al aplicar el método EOF a un conjunto de datos no estandarizados, los resultados del patrón espacial permiten conocer las regiones que presentan mayores variaciones, pero a la vez, estas regiones contribuirán en mayor medida en la componente principal. Cabe mencionar, que previo al cálculo del método EOF para D', esta variable (que ya fue promediada para la región descrita) fue filtrada a lo largo de la costa con un filtro pasa-bajo triangular de 7 pesos correspondiente a 3° de latitud (similar a η'_y).

Análisis Espectral

Con el propósito de estudiar la relación entre D', $-g\eta'_y$, v' y E', se utilizó análisis espectral para las componentes principales del primer modo EOF (CP1) de las variables mencionadas (donde cada CP1 tiene la unidad de medida correspondiente a la variable). Este análisis incluye la estimación de la densidad espectral de potencia de la serie de tiempo, definida como la transformada de Fourier de la función de autocovarianza y nos permite particionar la potencia en el dominio de la frecuencia. En el presente estudio, las densidades espectrales fueron calculadas utilizando el método de Welch. A grandes rasgos, este método consiste en dividir la serie de tiempo en segmentos, donde dos segmentos sucesivos pueden ser traslapado. Posteriormente se calcula la transformada rápida de Fourier (FFT) de cada segmento. El resultado final corresponde al promedio de las FFT estimadas para los distintos segmentos (Bendat y Piersol, 2011). En nuestro caso las series de tiempo contenían 3621 datos (con datos a cada seis días, a excepción de febrero de años no bisiesto, donde los datos eran a cada 5 días), las cuales fueron divididas en 5 segmentos y traslapado en 30 datos. Cada segmento original fue tratado con una ventana hanning (la cual tiene el ancho del segmento) antes de calcular la FFT, para eliminar los efectos de bordes.

De las densidades espectrales es posible estimar la coherencia cuadrada y la fase entre dos series de tiempo. La coherencia cuadrada cuantifica (a distintas frecuencias) la relación de dos señales entregando resultados entre 0 y 1. Por otra parte, la fase indica la existencia de un desplazamiento temporal de una serie con respecto a otra.

Si los resultados para una frecuencia en particular son de coherencia cercana a uno y fase cero, entonces ambas señales son altamente coherentes y en fase. Para estimar la significancia de la coherencia cuadrada se utilizó el procedimiento descrito en Emery y Thomson (2001). El intervalo de confianza de la fase fue calculada según Bloomfield (2004).

Raiz media cuadrática (Root Mean Square, RMS)

Otro aspecto a estudiar para comprobar el balance estudiado, son las magnitudes de D' y $-g\eta'_y$, para lo cual se calculó la raiz media cuadrática (RMS). Considerando una serie de tiempo x que contiene N valores, el RMS puede ser calculado como:

$$x_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} x_i^2}. \tag{4.21}$$

5. Validación del Modelo

5.1. Variabilidad anual del nivel del mar en la costa.

Para la validación de la variabilidad anual del nivel del mar, se usaron observaciones diarias de las estaciones en La Libertad (2.20°S, 80.90°W), Arica (18.46°S, 70.33°W), Antofagasta (23.65°S, 70.41°W), Caldera (27.05°S, 70.83°W), Valparaíso (33.03°S, 71.61°W) y observaciones mensuales de la estación de Talcahuano (36.70°S, 73.10°W). Estas estaciones forman parte del Programa del Nivel del Mar en el Pacífico, y los datos se pueden obtener de la página web del Centro del Nivel del Mar de la Universidad de Hawaii (http://uhslc.soest.hawaii.edu/data/download/rq). El periodo de tiempo que comprenden los datos utilizados se presentan en la Tabla 5.2.

	La Libertad	Arica	Antofagasta	Caldera	Valparaíso	Talcahuano
Periodo (años)	1979 - 2008	1984 - 1998	1981 - 2006	1980 - 1998	1981 - 2008	1980 - 1992
Correlación	0.67	0.96	0.88	0.92	0.86	0.86
σ_o (cm)	1.94	2.14	1.90	1.61	1.47	4.69
σ_m (cm)	2.24	2.09	1.88	2.14	2.16	2.28
$\Delta\sigma$ (cm)	-0.30	0.05	0.02	-0.53	-0.69	2.41

Tabla 5.2: Periodos (años) de las series de tiempo del ciclo anual del nivel del mar y sus correlaciones entre las observaciones y el modelo. σ_o y σ_m son la desviación estándar de las observaciones y el modelo respectivamente. $\Delta\sigma$ es la diferencia entre las desviaciones estándar de las observaciones y el modelo.

A partir de los datos diarios del nivel de mar, se calcularon promedios mensuales y se aplicó la corrección por efectos de barómetro invertido, con el objetivo de eliminar los efectos asociados a los cambios de la presión atmosférica (Chelton y Davis, 1982). El procedimiento consistió en sumar un centímetro a los datos del nivel de mar, por cada hectopascal que aumenta la presión atmosférica con respecto a un valor promedio (1000 hectopascales). Los datos de presión se obtuvieron del producto de reanálisis atmosférico CFSR (Climate Forecast System Reanalysis) y son distribuidos por NCDC (National Climatic Data Center) y NCAR. CFSR son datos globales del estado de la atmósfera, diseñados en un sistema acoplado entre atmósfera, océano, tierra y hielo marino. Estos datos globales comprenden el periodo 1979-2010, y presentan una resolución espacial de $0{,}5° \times 0{,}5°$ (Saha et al., 2010). Para la estación en La Libertad, no se realizó esta correción, ya que estudios previos han mencionado que las fluctuaciones de presión atmosférica están escasamente correlacionas con las variaciones del nivel del mar (Spillane et al. 1987; Huyer et al. 1991). Realizada la correción atmosférica, se calculó el ciclo anual del nivel del mar, tanto para las observaciones como para las series simuladas por el modelo (sección 4.2). Para los periodos de tiempo menores a dos meses donde los datos no presentaban observaciones, se interpoló linealmente. Además entre 1975 y 1983 se observa en los datos de La Libertad una tendencia lineal, la cual corresponde a un error en las mediciones y por lo tanto fue removida.

Se calcularon las correlaciones entre el ciclo anual del nivel del mar de las observaciones y del modelo, las cuales son presentadas en la Tabla 5.2. Las correlaciones muestran que en Arica el modelo se ajusta muy bien a las observaciones, mientras que La Libertad presenta el mayor desajuste, el cual es moderado. Para todas las otras estaciones, las correlaciones presentan valores mayores a 0.85.

Las variaciones anuales del nivel del mar de las estaciones a lo largo de la costa oeste de Sudamérica, se presentan en la Figura 5.3. En La Libertad se observa entre los meses de junio y agosto, que el modelo tiende a sobreestimar el nivel del mar. Por otra parte, en Talcahuano, el modelo presenta un ciclo anual de menor amplitud. Con respecto a Antofagasta, Caldera y Valparaíso, el modelo reproduce tanto la amplitud como la fase que muestran las observaciones.

Cabe señalar que para el ciclo anual, los cambio del nivel del mar en la costa son sensible a las variaciones del viento local. Sin embargo, dada la falta de información y la dificultad para los modelos de reproducir la topografía de los Andes, los productos de viento grillados para la región no reproducen adecuadamente el viento costero, lo que podría afectar a las salidas del nivel del mar del modelo. Como los vientos tienden a ser más importante al sur de la zona de estudio (Shaffer et al., 1999), el desajuste entre el modelo y las observaciones podria estar influenciado por la calidad de los vientos costeros, en la parte sur de la zona de estudio.

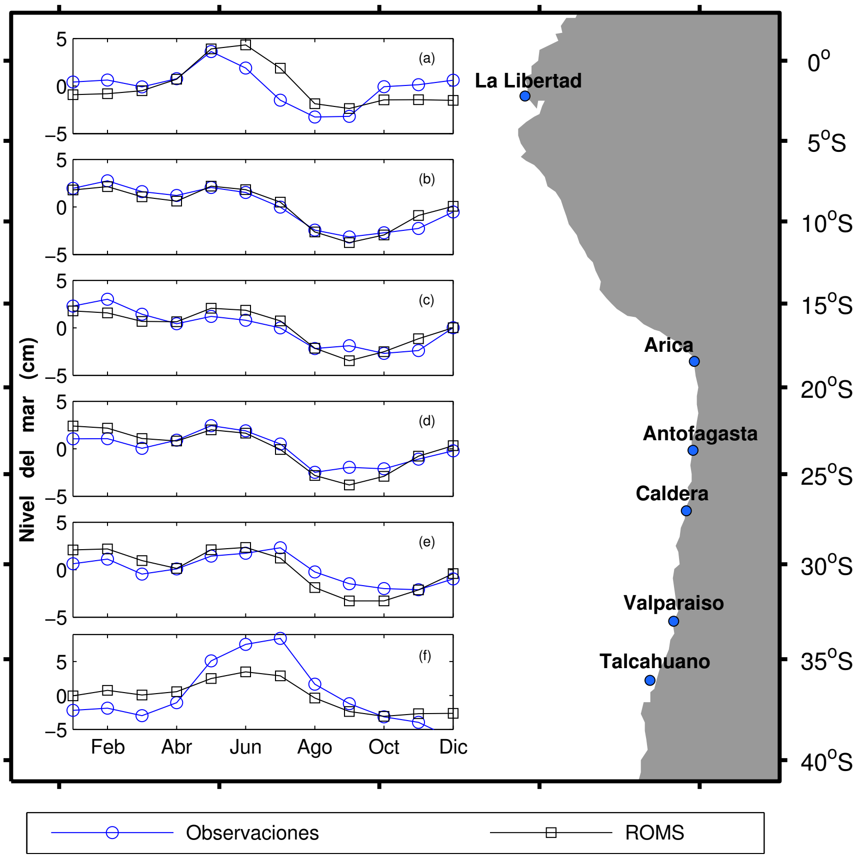

Figura 5.3: Series de tiempo del nivel del mar anual en (a) La Libertad, (b) Arica, (c) Antofagasta, (d) Caldera, (e) Valparaíso y (f) Talcahuano, obtenidas de las observaciones (azul) y del modelo (negro). Note que la escala del nivel del mar de la estación de Talcahuano es diferente a las otras estaciones.

5.2. Variabilidad interanual del nivel del mar en la costa.

La variabilidad interanual del nivel del mar del modelo fue comparada con observaciones mensuales de las estaciones en La Libertad, Callao (12.07°S, 77.17°W), Antofagasta, Caldera, Valparaíso y Talcahuano. Estos datos fueron obtenidos del Centro del

Nivel del Mar de la Universidad de Hawaii, y a diferencia de las series de tiempo utilizadas en la validación de la variabilidad anual del nivel del mar, las series interanuales corresponden a anomalías (es decir, series a las que se removió la variabilidad o ciclo anual más el promedio) procesadas previamente, incluyendo la corrección del efecto de barométro invertido (en el cual se utilizaron campos de presión atmosférica para los años 1975 al 2003, procesados por Centro de Meteorología de Estados Unidos). Las series de tiempo de las distintas estaciones contienen datos para los años señalados en la Tabla 5.3. Con respecto a la serie de tiempo de La Libertad, se removió la tendencia lineal que fue mencionada en la sección anterior. Además se interpoló linealmente los periodos de tiempo menores a 12 meses, donde no habían observaciones en las series de tiempo.

	La Libertad	Callao	Antofagasta	Caldera	Valparaíso	Talcahuano
Periodo (años)	1975 - 2003	1976 - 2006	1975 - 2008	1979 - 2008	1983 - 2008	1980 - 2008
Correlación	0.84	0.83	0.38	0.54	0.15	0.22
σ_o (cm)	5.65	4.91	4.14	4.16	5.25	4.37
σ_m (cm)	5.03	3.76	2.41	2.28	2.22	2.13
$\Delta\sigma_m$ (cm)	0.62	1.15	1.73	1.88	3.03	2.24

Tabla 5.3: Periodos (años) de las series de tiempo de las variaciones interanuales del nivel del mar y sus correlaciones entre las observaciones y el modelo. σ_o y σ_m son la desviación estándar de las observaciones y el modelo respectivamente. $\Delta\sigma$ es la diferencia entre las desviaciones estándar de las observaciones y el modelo.

En la Figura 5.4 se presentan las series de anomalías interanuales del nivel del mar de las observaciones y del modelo. Las máximas amplitudes se observan en los eventos El Niño de 1982/1983 y 1997/1998. Note que la magnitud de las fluctuaciones disminuye hacia latitudes altas, la cual varía entre 20 y 5 cm. Para eventos El Niño extremos, el modelo muestra variaciones del nivel del mar similares a las observadas. Durante 2002 y 2003, se observó un evento El Niño (Tabla D.1), pero de menor intensidad que los periodos mencionados anteriormente. Este evento no está bien representado en el nivel del mar del modelo, ya que éste muestra anomalías negativas, típicas de eventos La Niña.

En la Tabla 5.3 se presentan las correlaciones entre las series de anomalías interanuales del nivel del mar de las observaciones y del modelo. Los resultados indican que las observaciones de latitudes bajas presentan una mejor relación con las series de tiempo del modelo. Es decir, las series del nivel del mar de las estaciones de La Libertad y Callao muestran una mejor relación con las series modeladas que las estaciones de Valparaíso y Talcahuano. Cabe destacar que a escala interanual, cambios en el nivel de referencia debido a la actividad tectónica de la región, podría afectar a la calidad de mediciones de las estaciones, lo que podría contribuir a las diferencias entre las observaciones y el modelo.

Como se indicó, los modelos tienden a ser menos exactos en la costa, especialmente en la región de Chile, posiblemente por la falta de observaciones adecuadas de vientos. Para aminorar esta dificultad, se utilizaron los productos de Goubanova et al., (2011), los cuales fueron descrito en la sección 4.1. Sin embargo, a escalas interanuales, el viento no debería afectar significativamente en la zona norte y central de Chile (Pizarro et al., 2001), sugiriendo otras fuentes de error.

5.3. Variabilidad de mesoescala

Para comparar la variabilidad de mesoescala entre el modelo y las observaciones, se evaluó el promedio de la energía cinética turbulenta superficial (EKE), calculada a partir de las anomalías de las velocidades geostróficas estimadas de las anomalías del nivel del mar. Las observaciones de las anomalías del nivel del mar fueron obtenidas del producto de altimetría AVISO, SSALTO/DUACS versión 2014. Estos datos presentan observaciones para el periodo 1993-2012, y son el resultado del procesamiento de las observaciones de las siguientes misiones de altimetría: Saral/AltiKa, Cryosat-2, OSTM/Jason-2, Jason-1, Topex/Poseidon, Envisat, GFO, ERS-1&2 y Geosat. A diferencia de otras versiones, la versión 2014 presenta una resolución espacial y temporal de 1/4° y un día, respectivamente (CLS, 2014).

Dado que la resolución espacial de los datos de altimetría es menor que la resolución del modelo (1/12°), se redujo la resolución de este último a 1/4°, para así hacer

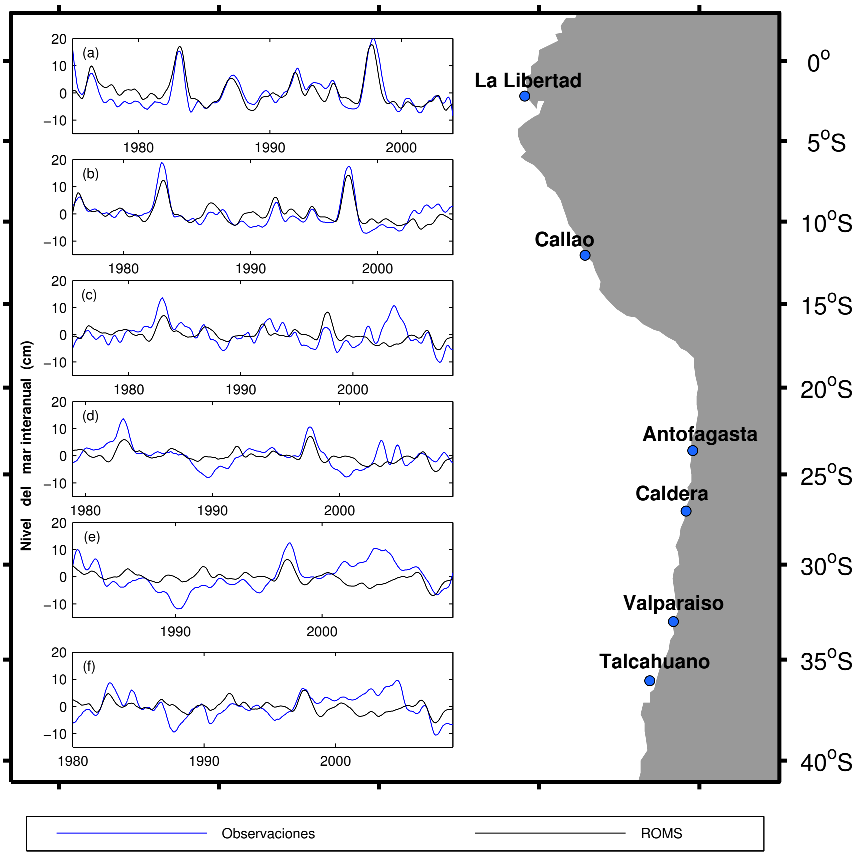

Figura 5.4: Series de tiempo del nivel del mar interanual en (a) La Libertad, (b) Callao, (c) Antofagasta, (d) Caldera, (e) Valparaíso y (f) Talcahuano, obtenidas de las observaciones (azul) y del modelo (negro).

comparables ambos conjuntos de información. Para reducir la resolución, los datos del nivel del mar del modelo fueron remuestreados usando interpolación lineal de datos dispersos (Franke y Nielson, 1991). Considerando que la grilla de datos del modelo utiliza coordenadas curvilíneas, esta interpolación es la más adecuada, ya que está diseñada para un conjunto de puntos (x) con sus respectivos valores (y), que están ordenados en una cuadrícula irregular, y por lo tanto la interpolación requiere una triangulación del conjunto de los puntos.

Luego, se calculó las componentes interanual y residual de las anomalías del nivel del mar del modelo y de las observaciones. Posteriormente, se evaluaron las anomalías de las velocidades geostróficas (ecuación 4.11): total ($\mathbf{u_h}$=$\overline{\mathbf{u_h}} + \mathbf{u_h}' + \mathbf{u_h}''$), interanual ($\mathbf{u_h}'$) y residual ($\mathbf{u_h}''$), para finalmente estimar el promedio de la energía cinética turbulenta de las componentes total (EKE), interanual (EKE') y residual (EKE''). Los detalles sobre la descomposición y el cálculo de las velocidades geostróficas y EKE se mencionaron en las secciones 4.2 y 4.3.

Las Figuras 5.5, 5.6 y 5.7, muestran los campos de EKE, EKE'' y EKE', respectivamente. En dichas figuras las líneas púrpura y gris representan la distancia de un y dos radio de deformación de Rossby (R_o) desde la costa, respectivamente. Podemos observar en dichas figuras, que la región desde la costa a un R_o, presenta variaciones espaciales distintas a la región entre un y dos R_o de distancia desde la costa, tanto en los resultados del modelos como los datos satelitales. Estas diferencias en las variaciones espaciales deben ser consideradas en el análisis de la variable de la energía cinética turbulenta interanual estimada a partir de las velocidades residuales (E', sección 3) y su relación con la corriente interanual a lo largo de la costa (v') (sección 5), ya que E' es calculada en el área entre un y dos R_o de distancia desde la costa, región que no representaría adecuadamente la dinámica costera.

Las magnitudes máximas observadas en EKE del modelo son $\sim 200\ cm^2/s^2$ (Figura 5.5b), en cambio, para los datos de altimetría son $\sim 160\ cm^2/s^2$ (Figura 5.5a). Estos valores son característicos para la región del Pacífico Sur Oriental. Valores similares han sido reportados en estudios previos, donde las magnitudes no superan los 180 cm^2/s^2 (Colas et al., 2012; Chaigneau et al., 2008; Hormazabal et al., 2004; Dewitte et al., 2012; Belmadani et al., 2012).

Con respecto a EKE'', las magnitudes máximas son $\sim 160\ cm^2/s^2$ para los datos de altimetría (Figura 5.6a) y $\sim 120\ cm^2/s^2$ para el modelo (Figura 5.6b). Es importante notar que más del 75 % del EKE se debe al campo de EKE'', es decir, que la energía cinética turbulenta presente en el océano está asociada principalmente a procesos de relativamente de alta frecuencia como por ejemplo, remolinos de mesoescala u ondas de Rossby (note que en todo momento nos referimos a velocidades geostróficas, derivadas de datos del nivel del mar). El porcentaje restante, se debería a procesos de escala anual e interanual.

Para los campos de EKE y EKE'' (Figuras 5.5 y 5.6 respectivamente), se observó que al norte de 18°S, el modelo presentó magnitudes menores que los datos de altimetría. Una característica observada en los campos de energía total y residual, estimadas a partir de los datos de altimetría, es un núcleo de alta energía centrado en

17°S y 76°W, y que no es reproducido adecuadamente por el modelo. Cabe señalar que en estudios previos, este núcleo no ha sido reproducido por ROMS (Chaigneau et al., 2008; Colas et al., 2012). Al sur de 20°S, los campos de EKE y EKE'' del modelo presentan magnitudes típicamente mayores (120 y 90 cm^2/s^2 respectivamente) que los datos de altimetría (80 y 60 cm^2/s^2 respectivamente).

Por otra parte, se debe destacar que la EKE' (Figura 5.7) es aproximadamente un orden de magnitud menor que la componente residual, alcanzando magnitudes máximas de 20-25 cm^2/s^2, ya sea en los datos del modelo y de altimetría. En la Figura 5.7 se muestra que a escala interanual, el campo de energía presenta mayores variaciones al sur de 22°S.

En resumen, el modelo reproduce aspectos relevantes para el estudio, como son una variabilidad interanual del nivel del mar en la costa, la cual decae hacia el sur a lo largo de la costa oeste de Sudamérica (este aspecto es retomado en la sección 6). Además presenta energía cinética comparable a la observada, tanto a escalas interanual, como también a altas frecuencias.

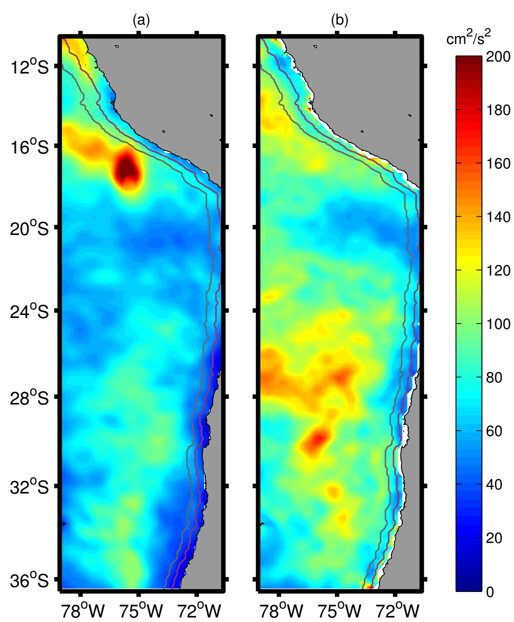

Figura 5.5: Energía cinética turbulenta total promedio, estimada a partir de las anomalías de lasvelocidades geostróficas (a) de AVISO y (b) del modelo, para el periodo 1993 - 2008. Se redujo la resolución del modelo a 1/4°, para hacer la información comparable a las observaciones de altimetría. Líneas púrpura y gris representan la distancia de un y dos radio de deformación de Rossby (R_o) desde la costa, respectivamente.

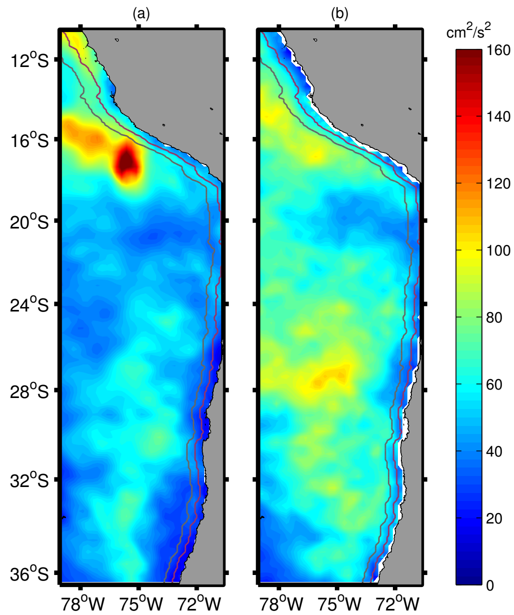

Figura 5.6: Similar a 5.4, pero para la energía cinética turbulenta residual.

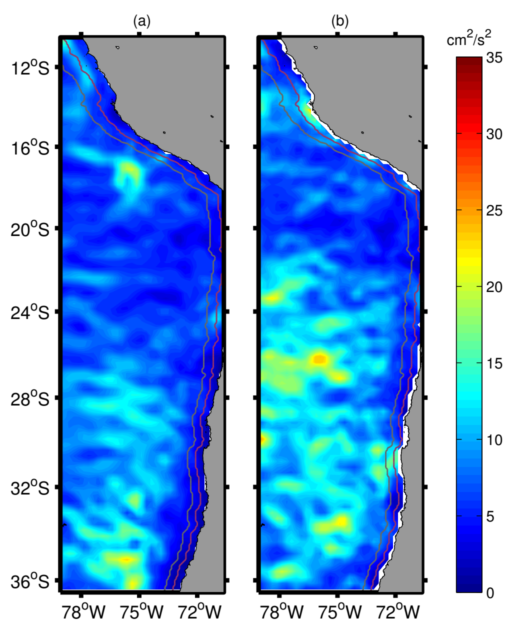

Figura 5.7: Similar a 5.4, pero para la energía cinética turbulenta interanual.

6. Resultados y Discusión

6.1. Variabilidad interanual del nivel del mar

A escala interanual, se espera que el nivel del mar se encuentre en balance geostrófico, lo que significa que el nivel del mar a lo largo de la costa es aproximadamente constante, ya que no puede existir un flujo perpendicular a la costa (Clarke y Van Gorder, 1994). Sin embargo, estudios previos (Li y Clarke, 2007; Giunipero y Clarke, 2013) han observado un decaimiento de la variabilidad del nivel de mar interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica (esto implica que existe una inclinación del nivel del mar a escala interanual). Este rasgo puede ser observado en la componente interanual de los datos de altimetría (Figura 6.8). A estos datos se les aplicó el método EOF (Figura 6.9), donde la varianza explicada por el primer modo es 91.4 %. Las Figuras 6.8a y 6.9a, muestran el decaimiento de la amplitud del nivel de mar interanual entre 9° y 20°S. Note que al sur de 20°S la amplitud se mantiene aproximadamente constante. En las Figura 6.8b y 6.9b se observa una amplitud extrema durante 1997 y 1998, la cual decae hacia latitudes altas.

Este decaimiento también se puede observar al aplicar el método EOF a los datos de las variaciones interanuales del nivel del mar obtenidas de las estaciones en La Libertad, Callao, Antofagasta, Caldera y Talcahuano. El porcentaje de la varianza explicada por el primer modo EOF es 66.4 %. La Figura 6.10a muestra el patrón espacial del primer modo de las variaciones interanuales del nivel del mar, el cual presenta un decaimento entre 12° y 37°S. La componente principal del primer modo (Figura 6.10b), muestra que los periodos de 1982/1983 y 1997/1998 tienen una variabilidad extrema.

Las series de tiempo del nivel del mar interanual del modelo son presentadas en la Figura 6.11b, donde se muestra que las máximas variaciones ocurren en los años 1972/1973, 1982/1983 y 1997/1998, años conocidos por la presencia de eventos El Niño extremos. De las desviaciones estándar de estas series de tiempo (Figura 6.11a), se observa que el modelo reproduce el decaimiento entre 10°y 37°S descrito previamente.

Por otra parte, de los datos del modelo se examinó la variabilidad interanual del nivel de mar en: la costa, a 50 km y a 140 km de distancia de la costa, a través del método EOF. El primer modo de las EOF, describe gran parte de la varianza total, ya que el porcentaje de varianza explicada por este modo, para los datos de: la costa, a 50 y a 140 km de ella, son 93.7 %, 84.7 % y 62.9 %, respectivamente. Del patrón espacial del primer modo (Figura 6.12a) se observa que el decaimiento en la variabilidad interanual del nivel del mar se presenta a distintas distancias de la costa. También se muestra una disminución de la amplitud del nivel del mar interanual hacia afuera de la costa, lo que significaría por geostrofia, que existe un flujo interanual paralelo a la costa con dirección hacia el polo (ecuador) durante eventos El Niño (La Niña). Las componentes principales del primer modo (Figura 6.12b) para las distintas distancias desde la costa, no presentan diferencias significativas.

Un aspecto a considerar es que eventos El Niño extremos pueden afectar significativamente al resultado del análisis EOF. Es decir que el decaimiento estudiado, podría ser observado principalmente durante eventos El Niño extremos y debido a su intensidad, posiblemente predominará en el análisis EOF. Para verificar que este decaimiento también se produce durante eventos El Niño normales, se aplicó este método al conjunto de datos de altimetría, de la simulación y de las estaciones del nivel del mar, pero sin considerar eventos El Niño extremos. Los resultados mostraron que este decaimiento se sigue observando en datos de altimetría y de la simulación, y donde el porcentaje de varianza explicada por el primer modo disminuye (77.9 % para los datos satelitales y 91.4 %, 81.2 % y 55.5 % para los datos de la simulación en la costa, a 50 km y a 140 km de distancia de la costa, respectivamente). Con respecto a la EOF de los datos de las estaciones del nivel del mar, donde el porcentaje de varianza explicada por el primer modo es 46.3 %, no se observa el decaimiento, aunque posiblemente se debe a las pocas estaciones utilizadas en el análisis EOF.

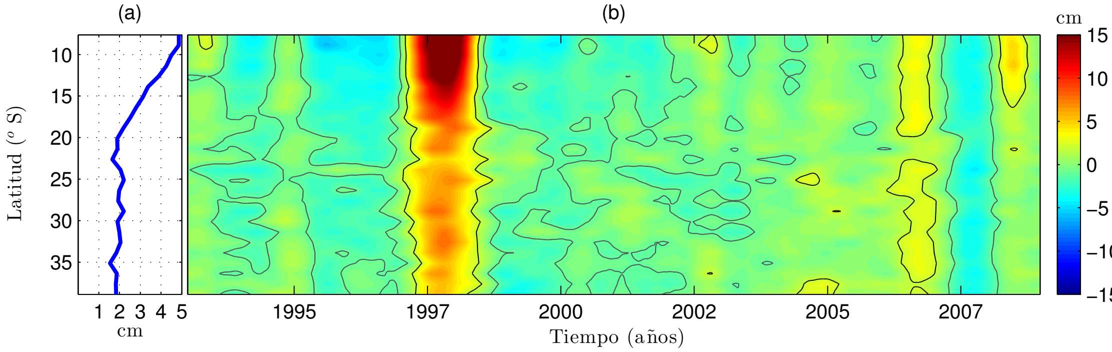

Figura 6.8: (a) Desviación estándar del nivel del mar interanual (cm). (b) Gráfico tiempo-latitud del nivel del mar interanual (cm). Los datos fueron obtenidos del producto de AVISO. Contornos negros y gris representan isolíneas de 1 y -1 cm, respectivamente

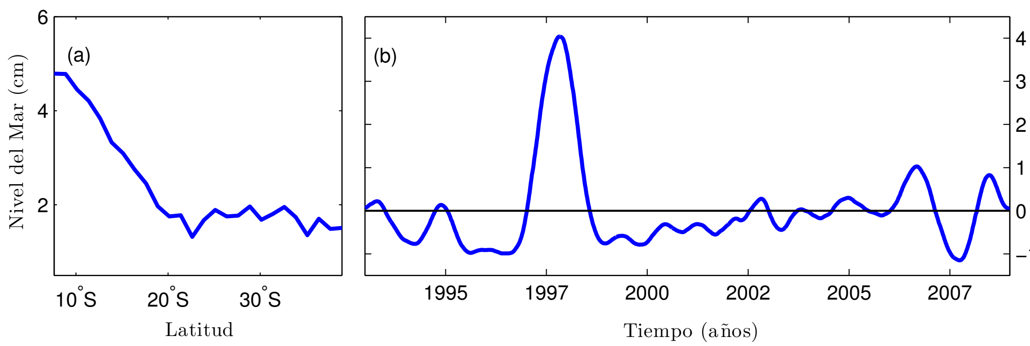

Figura 6.9: (a) Patrón espacial y (b) componente principal del primer modo EOF del nivel del mar interanual (cm), obtenidos del producto de AVISO. La varianza explicada por el primer modo es 91.4 %.

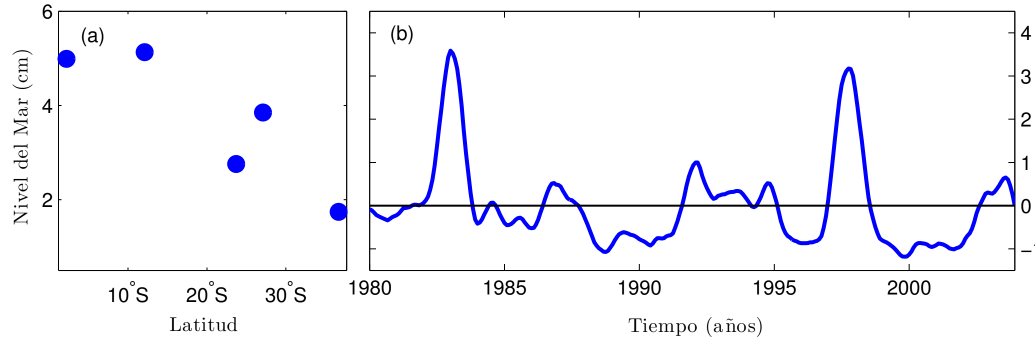

Figura 6.10: (a) Patrón espacial y (b) componente principal del primer modo EOF del nivel del mar interanual (cm) de las observaciones en La Libertad, Callao, Antofagasta, Caldera y Talcahuano. La varianza explicada por el primer modo es 66.4 %

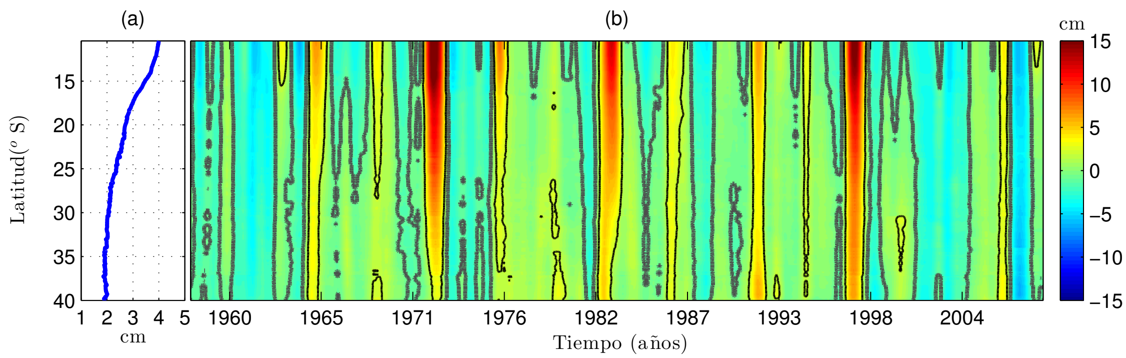

Figura 6.11: (a) Desviación estándar del nivel del mar interanual (cm). (b) Gráfico tiempo-latitud del nivel del mar interanual (cm). Los datos fueron obtenidos del modelo. Contornos negros y gris representan isolíneas de 1 y -1 cm, respectivamente

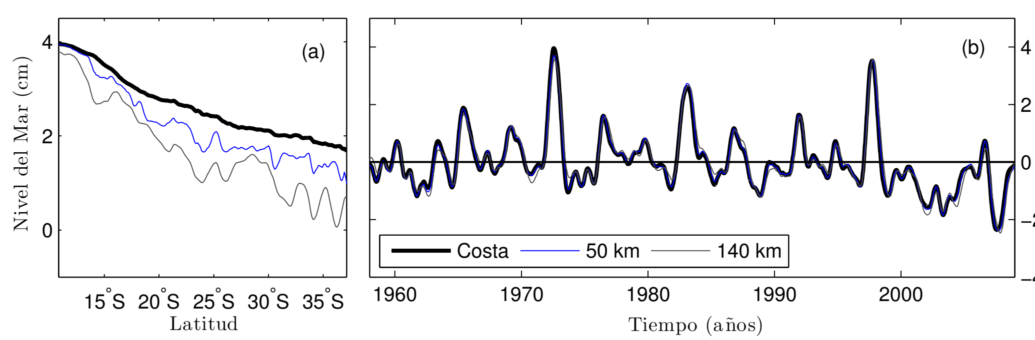

Figura 6.12: (a) Patrón espacial y (b) componente principal del primer modo EOF del nivel del mar interanual (cm) del modelo en la costa, a 50 km y a 140 km de distancia de la costa oeste de Sudamérica. Las varianzas explicadas por el primer modo en la costa, a 50 km y a 140 km de distancia de la costa son 93.7 %, 85.7 % y 62.9 %, respectivamente.

6.2. Balance entre la fuerza del gradiente de presión y la divergencia del flujo de momentum generada por los remolinos

Con el propósito de verificar el balance entre D' y $-g\eta'_y$, se analizó el primer modo de las EOF de estas variables (Figura 6.13). La varianza explicada por el primer modo de ambas variables, fue aproximadamente un tercio de la varianza total (Tabla 6.4). Las componentes principales del primer modo (CP1) (Figura 6.13b) presentan variaciones semejantes y las mayores amplitudes son observadas en 1972/1973, 1982/1983 y 1997/1998, excepto para D' en 1982/1983.

La relación entre D' y $-g\eta'_y$, se analizó a partir de sus CP1 usando análisis espectral, centrado en la banda de frecuencias interanuales (periodos entre 2 y 5 años). Las densidades espectrales de ambas variables muestran un máximo en el periodo de 3 años (Figuras 6.14a). También se estimó la coherencia entre las CP1 de D' y $-g\eta_y$, las cuales fueron significativas a un nivel de confianza de 95 %, para las frecuencias interanuales, con valores entre 0.70 y 0.87 (Figura 6.14b). Los resultados de la fase para la banda de frecuencias interanuales muestran que las series presentan un ligero desfase (Figura 6.14c). Considerando los grados de libertad utilizados (diez grados de libertad), este desfase no es significativamente diferente de cero.

Modo	$-g\eta'_y$	D'	v'	E'
1	36.58	34.97	48.15	55.03
2	10.91	16.07	12.20	10.96

Tabla 6.4: Porcentaje de varianza explicada por el primer y segundo modo EOF de $-g\eta'_y$, D', v' y E'. Note que el segundo modo es menor significativamente que el primero en las cuatro variables, por lo tanto, no deberían acoplarse ambos modos.

Tal como se mencionó en la sección anterior, eventos El Niño extremos, podrían afectar al análisis EOF. Al aplicar este método a D' y $-g\eta'_y$, pero sin considerar los años 1972/1973, 1982/1983 y 1997/1998, los resultados del primer modo de $-g\eta'_y$ no presentó diferencias signficativas en comparación a los resultados mostrados en la Figura 6.13, tanto en el patrón espacial como también en la componente principal, y el porcentaje de varianza explicada disminuye al 26.9 %. En el caso de D' su porcentaje de varianza explicada por el primer modo es 27.1 %, y presentó variaciones con respecto a la Figura 6.13, principalmente en la componente principal del primer modo, lo cual implicaría que se sigue observando una relación entre $-g\eta'_y$ y D' pero más débil.

Por lo tanto, los resultados obtenidos con respecto a las CP1 de D' y $-g\eta'_y$, nos permiten afirmar que el primer modo de ambas variables están relacionados. Sin embargo las magnitudes de D' y $-g\eta'_y$, difieren significativamente, lo cual es observado en las densidades espectrales de ambas variables (Figura 6.14a). Además, los RMS (Figura 6.15) muestran que el promedio a lo largo de la costa oeste de Sudamérica de D' y $-g\eta'_y$ es $1{,}70 \cdot 10^{-6}$ y $1{,}57 \cdot 10^{-5}$ cms^{-2} respectivamente, es decir D' es un orden de magnitud menor que $-g\eta'_y$.

Suponiendo que el balance entre D' y $-g\eta'_y$ está explicado por el primer modo EOF, entonces posiblemente los RMS de ambas variables no representarían adecuadamente las magnitudes correspondiente al balance que estamos estudiando, dado que al calcular los RMS, estamos considerando todos los modos presentes en las variables. Por lo tanto, lo más conveniente es comparar las magnitudes observadas en el patrón espacial del primer modo de las variables involucradas en este balance (Figura 6.13a; cabe señalar que el cálculo de las EOF de las variables no fue estandarizado). De la Figura 6.13a, se puede observar que al norte de 25°S, $-g\eta'_y$ es un orden de magnitud mayor que D'. Desde 25°hasta 31°S, la diferencia de las magnitudes se reduce, presentando un orden de magnitud similar, aunque $-g\eta'_y$ es aproximadamente cinco veces mayor que D' . Al sur de los 31°S, ambas variables presentan valores de igual magnitud. Estos resultados indicarían que D' no puede balancear la fuerza del gradiente de presión al norte de los 25°S, pero al sur de esta latitud, donde el gradiente de presión es menor, D' podría dar cuenta de una parte del balance de $-g\eta'_y$.

Se puede señalar que el patrón espacial del primer modo de $-g\eta'_y$, disminuye hacia latitudes altas, en cambio, D' es aproximadamente cero al norte de 15°S. El patrón espacial del primer modo de D' podría estar relacionado con los resultados presentados por Chelton et al. (2011). Estos autores estudiaron la no linealidad de los remolinos de mesoescala. Al sur de 20°S, los remolinos son gobernados por una dinámica no lineal, en contraste, en la banda tropical (entre 20°N y 20°S) predomina una dinámica lineal. Esto implica que al sur de los 20°S, los remolinos advectan momentum más eficientemente. Este resultado podría explicar el aumento de las magnitudes de D' desde los 15°S hacia el sur.

Cabe mencionar que en la costa oeste de Australia, los resultados de la correlación entre D' y $-g\eta'_y$ fueron significantivos. Además, para dicha región, los RMS estimados para ambas variables presentaron magnitudes similares ($D = 5{,}4 \cdot 10^{-6}\ cm/s^2$ y $g\eta'_y = 5{,}5 \cdot 10^{-6}\ cm/s^2$; Giunipero y Clarke, 2013), en contraste a lo observado en el presente trabajo. Por un lado, para dicha región, D' presenta magnitudes mayores que las observadas en la región de Sudamérica ($D = 1{,}7 \cdot 10^{-6}\ cm/s^2$), debido a que en la costa oeste de Australia los remolinos son menos lineales (Chelton et al., 2011). Por otro lado, las magnitudes de $-g\eta'_y$ para la costa oeste de Australia, son menores que el RMS calculado para la región de estudio del presente trabajo ($g\eta'_y = 1{,}57 \cdot 10^{-5}\ cm/s^2$), aunque si comparamos las magnitudes del patrón espacial del primer modo de esta variable, al sur de los 25°S, las magnitudes de $-g\eta'_y$ se reducen. Cabe destacar que los resultados de Giunipero y Clarke (2013) se obtuvieron en un área de estudio comprendido entre la costa y los 100 km sobre la plataforma continental y entre los 26° y 30°S, lo que no permite conocer las variaciones espaciales de las variables de estudio a lo largo de la costa.

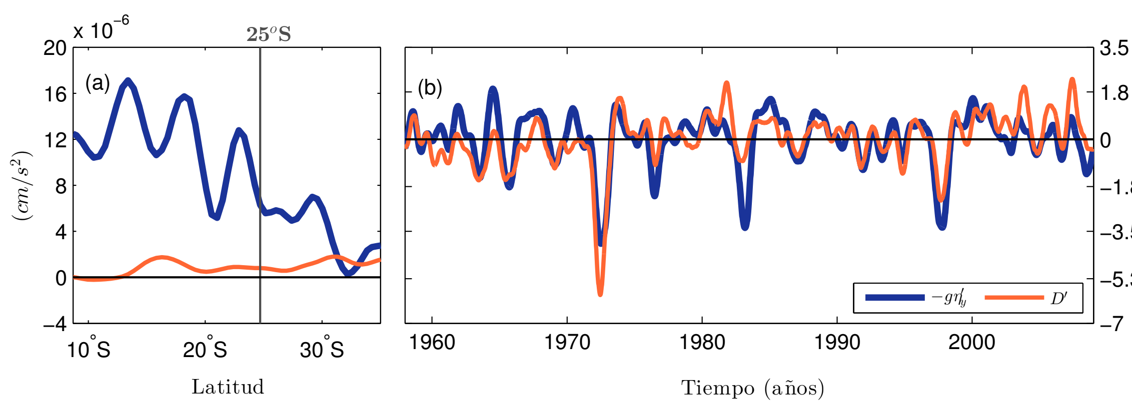

Figura 6.13: (a) Patrón espacial y (b) componente principal del primer modo EOF de $-g\eta'_y$ y D'. La varianza explicada por el primer modo de D' y $-g\eta'_y$ es 34.97 % y 36.58 %, respectivamente. Los patrones espaciales fueron suavizado usando un filtro pasa-bajo triangular de $\sim 3°$.

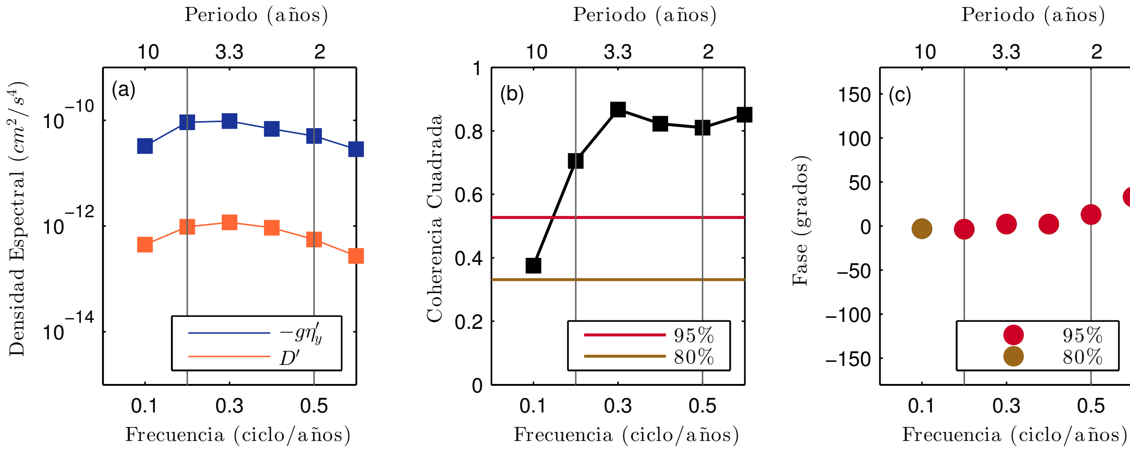

Figura 6.14: (a) Densidad espectral de la componente principal del primer modo EOF de $-g\eta'_y$ y D'. (b) Coherencia cuadrada entre $-g\eta'_y$ y D'. (c) Fase (grados) entre $-g\eta'_y$ y D'. Los cálculos fueron realizados con series tiempo de 3621 datos y usando diez grados de libertad. Colores rojo y marrón representan el 95 % y 80 % de nivel de confianza para la coherencia respectivamente. Las líneas verticales de los gráficos representan la banda de frecuencia interanual.

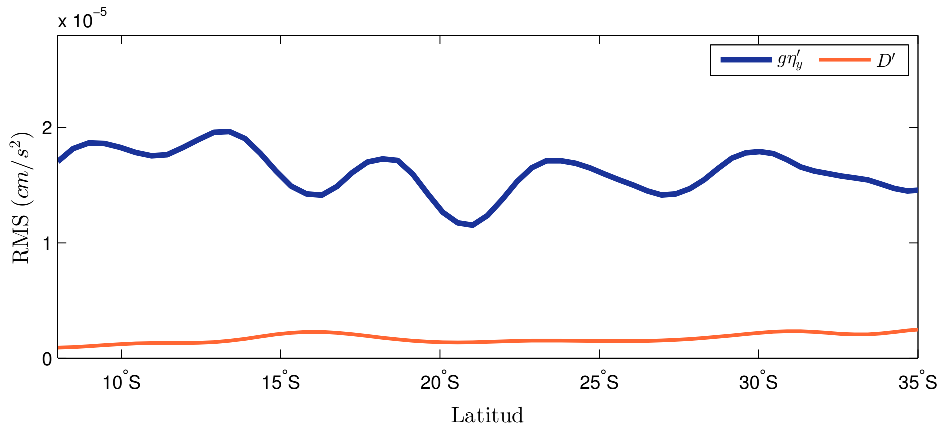

Figura 6.15: RMS de las series de tiempo de D' y $g\eta'_y$, para el periodo 1958-2008. Promedio a lo largo de la costa oeste de Sudamérica de $D' = 1{,}70 \cdot 10^{-6}$ cm/s^2 y $g\eta'_y = 1{,}57 \cdot 10^{-5}$ cm/s^2.

6.3. Efectos a escala interanual de la corriente a lo largo de la costa sobre el campo de remolinos

Una de las causas de las variaciones interanuales de las fluctuaciones de alta frecuencia estaría asociada a las variaciones interanuales de la corriente a lo largo de la costa, ya que podrían generar cambios en el campo de remolinos a escala interanual, produciendo variaciones en D'. Es decir, la corriente a lo largo de la costa, podría producir un fortalecimiento (debilitamiento) en el campo de remolinos, lo que implicaría un aumento (disminución) en la energía cinética de los remolinos. Con el propósito de verificar la relación entre las variaciones interanuales de la corriente a lo largo de la costa y el campo de remolinos, se estudió el primer modo de las EOF del flujo geostrófico interanual a lo largo de la costa (v') y de la energía cinética superficial interanual de los remolinos (E'). Los resultados son presentados en las Figuras 6.16 y 6.17, respectivamente. Para ambas variables, este modo explicaría aproximadamente la mitad de la varianza total contenida en los datos (Tabla 6.4).

La variabilidad espacial del primer modo de v' presenta máximas amplitudes entre 14°y 25°S (Figura 6.16a). Para el caso de E', se observa que la amplitud del primer modo decae hacia el sur, con amplitudes positivas al norte de 25°S. Al sur de los 25°S, las amplitudes son cercanas a cero o incluso negativas (Figura 6.17a).

Analizando las variaciones temporales de v' y E' (Figuras 6.16b y 6.17b), se observa que las CP1 de ambas variables son semejantes y, al igual que las CP1 de D' y $g\eta'_y$ (Figura 6.13b), las máximas magnitudes se presentan los años en que ocurren los eventos El Niño extremos. Con el objetivo de conocer la similitud a frecuencias interanuales entre las CP1 de v' y E', se calcularon las densidades espectrales de ambas series de tiempo (Figuras 6.18a y 6.18c). En dichas figuras, el espectro de v' presenta una magnitud máxima en periodos cercanos a 3 años, en cambio la E', un máximo se presenta en periodos de 3 y 5 años. Al calcular la coherencia entre ambas variables, los resultados fueron significativos a un 95 % de nivel de confianza, y los valores fueron superiores a 0.75 (Figura 6.18b).

Dado que las CP1 de v' y E', presentan variaciones opuestas (es decir, una corriente más intensa hacia el sur, $v' < 0$, se asocia con un aumento de E'), se estimó la fase, cambiando el signo de la CP1 de E', para evitar que estos resultados estuvieran desfasados en 180°. En la Figura 6.18d se observa un ligero desfase negativo entre ambas variables. Estos resultados indicarían que a escala interanual, la corriente a lo largo de costa y el campo de remolinos estarían estrechamente relacionados.

Se aplicó nuevamente el método EOF a v' y E', pero sin considerar eventos El Niño extremos, con el propósito de analizar si es que estos resultados presentaban variaciones importantes con respecto a las EOFs descritas anteriormente (Figuras 6.16 y 6.17). El porcentaje de la varianza explicada por el primer modo de v' y E' disminuyó a un 36.3 % y 44.4 %, respectivamente, pero no se observaron variaciones significativas en la variabilidad espacial y temporal de ambas variables, en comparación a las Figuras 6.16b y 6.17b. Por lo tanto, se esperaría que los resultados de la coherencia y fase entre ambas variables no presentarán diferencias importante con respecto a la Figura 6.18.

En la región donde el patrón espacial del primer modo de E' presenta amplitudes positivas, es decir al norte de los 25°S (Figura 6.17a), se observa que durante eventos El Niño (Tabla D.1), el modelo muestra valores negativos en v' (Figura 6.16) y positivos de E', (Figura 6.17). Es decir, a escala interanual el aumento de la corriente hacia el polo podría fortalecer el campo de remolinos. El incremento de esta corriente favorecería la formación de inestabilidades baroclínicas, las cuales son unas de las principales causas de generación de variabilidad de mesoescala (Leth y Shaffer, 2001). Cabe destacar que las inestabilidades baroclínicas pueden ser producidas por la interacción de las corrientes costeras, las cuales también pueden ser afectadas por perturbaciones de origen remoto como ondas atrapadas en la costas. Éstas pueden intensificar el jet costero, o la corriente hacia el polo, volviéndolas inestables y rompiendo en vórtices (Zamudio et al., 2001). Al sur de los 25°S, el patrón espacial del primer modo de E' presenta amplitudes negativas (Figura 6.17a), y coincide con un decaimiento de la amplitud de v' (Figura 6.16a). Tal vez en esta región, la corriente interanual no presenta condiciones que favorecen el desarrollo de inestabilidades baroclínicas. Este resultado es consistente con lo observado por Hormazabal et al. (2004) a 30°S, quienes señalan que la EKE asociada a remolinos de mesoescala se reduce durante el evento El Niño de 1997/1998, como también con el resultado de Chaigneau et al. (2008), quienes encontraron que la EKE frente a Perú aumenta durante El Niño de 1997/1998.

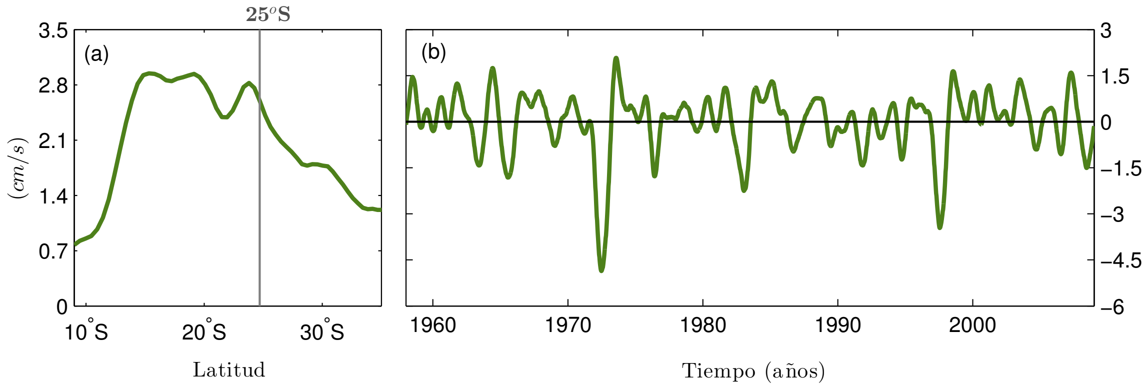

Figura 6.16: (a) Patrón espacial y (b) componente principal del primer modo EOF de v'. La varianza explicada por el primer modo es 48.15 %. El patrón espacial de v' fue suavizado usando un filtro pasa-bajo triangular de $\sim 3°$.

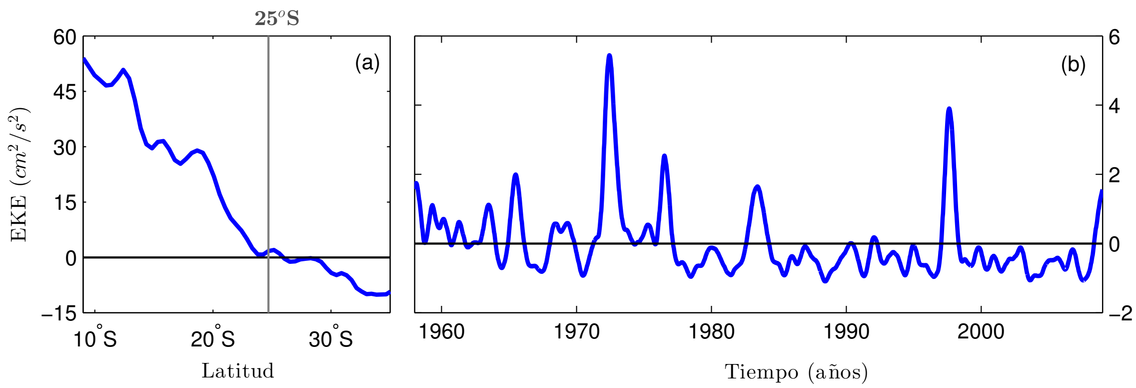

Figura 6.17: (a) Patrón espacial y (b) componente principal del primer modo EOF de E'. La varianza explicada por el primer modo es 55.03 %. El patrón espacial de E' fue suavizado usando un filtro pasa-bajo triangular de $\sim 2°$.

6.4. Relación entre las variables de estudio

Para analizar las variaciones interanuales de D' (y por la ecuación 2.8, de $-g\eta'_y$) y su relación con los cambios del campo de remolinos interanual, en la presente sección, se analizará la relación de v' y E' con las variables D' y $-g\eta'_y$. Para este fin se calcularon las coherencias y fases entre las CP1 de estas variables. La coherencia entre las CP1 de E' y D' (Figura 6.19c), indica que ambas variables están estrechamente relacionadas a escala interanual. Los valores de la coherencia fueron significativos para un nivel de confianza del 95 % y variaron entre 0.75 y 0.95. De los resultados de la fase se observó que no existe un desfase temporal significativo entre ambas CP1 (Figura 6.19g). Resultados

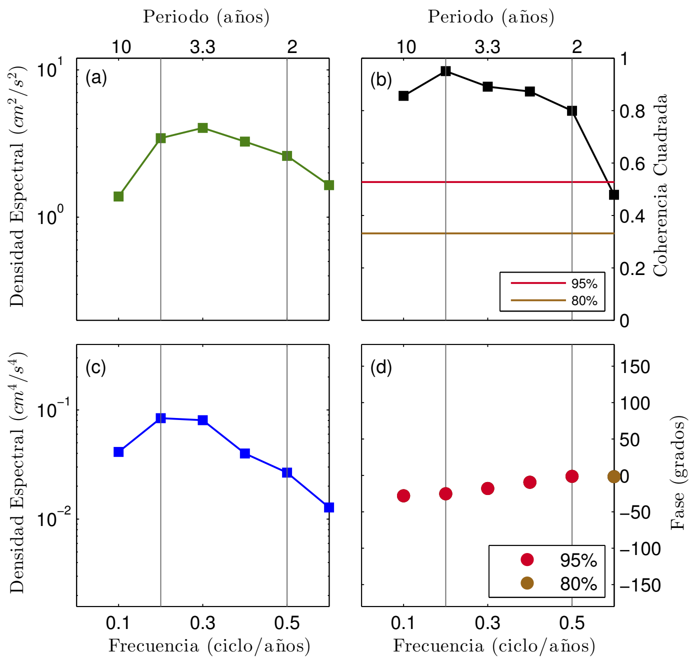

Figura 6.18: Densidad espectral de la componente principal del primer modo EOF de (a) v' y (c) E'. (b) Coherencia cuadrada entre v' y E'. (d) Fase (grados) entre v' y E'. Los cálculos fueron realizados con series tiempo de 3621 datos y usando diez grados de libertad. Colores rojo y marrón representan el 95 % y 80 % de nivel de confianza para la coherencia respectivamente. Las líneas verticales representan la banda de frecuencia interanual.

similares a los mencionados anteriormente, se obtuvieron entre las CP1 de E' y $-g\eta'_y$ (Figura 6.19d y 6.19h), con la diferencia de que la coherencia varió entre 0.8 y 0.83.

Las coherencias entre las CP1 de v' y de las variables D' y $-g\eta'_y$ se presentan en las Figuras 6.19a y 6.19b, respectivamente. En ambas figuras se observa que las coherencias varían entre 0.8 y 0.9 y son valores significativos a un 95 % de nivel de confianza para las frecuencias interanuales. Con respecto a la fase (Figuras 6.19e y 6.19f), los resultados muestran valores cercanos a cero, similar a los observados en las series presentadas anteriormente.

Por lo tanto, las CP1 de las cuatro variables estudiadas estarían relacionadas. Por una parte, esto significaría que en la costa oeste de Sudamérica un incremento de la corriente interanual hacia el polo está relacionado con un aumento de la disipación de momentum generada por los remolinos de mesoescala (Figuras 6.13 y 6.16). También, cuando el campo de remolinos se fortalece, se producirá un aumento de la disipación de momentum, pero ésto solo se aplicaría al norte de los 25°S. Al sur de esta latitud E' y D' presentan variaciones opuestas. Es importante considerar que D' (es decir, el flujo de momentum) depende de la divergencia de las fluctuaciones y no directamente de la magnitud de E'.

En el marco teórico (sección 2) se definió el tiempo de disipación de la corriente por los remolinos (R^{-1}). Como los resultados mencionados anteriormente indican que v' está asociada a D' (como también con $-g\eta'_y$), entonces, se estimó R^{-1} considerando las ecuaciones 2.9 y 2.10. Para obtener este coeficiente, se debe conocer la relación lineal entre las variables involucradas, en este caso entre v' y D' o v' y $-g\eta'_y$. Dado que se desconoce el ruido de las variables estudiada, Clarke y Van Gorder (2013) sugieren que no es adecuado evaluar el coeficiente de regresión, ya que existe una tendencia en subestimar el verdadero coeficiente, por lo tanto los autores recomienda calcular el radio de la desviación estándar de cada variable y luego evaluar las ecuaciones 2.9 y 2.10 para tener resultados más representativos. Los resultados obtenidos usando las ecuaciones 2.9 y 2.10 fueron 18.65 y 1.69 días respectivamente. La diferencia entre las dos estimación es esperable debido a que $-g\eta'_y$ es mucho mayor que D'. Sin embargo, los valores de R^{-1} son muy pequeños, en comparación con la escala de tiempo interanual, y por lo tanto la corriente interanual es rápidamente disipada por los remolinos. Cabe mencionar, que la constante estimada por Giunipero y Clarke (2013) a partir de $-g\eta'_y$, fue semejante a la calculada en nuestro trabajo. Para la costa oeste de Sudamérica los autores estimaron un $R^{-1} = 1{,}8$ días.

Con respecto a la relación entre v' y $-g\eta'_y$, una posible explicación de cómo están asociadas ambas variables, fue planteada por Li y Clarke (2007). En dicho trabajo los autores mencionan que para eventos El Niño, se cumple en la costa oeste de Sudamérica $g\eta'_y > 0$, esto implica que por geostrofia, se generaría un flujo hacia a la costa, el cual sería bloquedo por la costa y desviado en la dirección de la fuerza de gradiente de presión ($-g\eta'_y$), lo que implica que el flujo se dirigirá a lo largo de la costa hacia el sur. Para eventos La Niña, se producirán anomalías contrarias a las observadas durante los eventos El Niño, es decir $g\eta'_y < 0$, esto significa, que el flujo hacia el sur a lo largo de la costa oeste de Sudamérica se debilitará.

En la sección 6.2 se mencionó, que a pesar de que D' y $-g\eta'_y$ están relacionadas, no es posible afirmar que existe un balance entre ambas variables en la costa oeste de Sudamérica, ya que presentan diferentes ordenes de magnitud, por lo tanto es necesario considerar otro mecanismo que explique el decaimiento estudiado. Teniendo en cuenta los altos valores de la coherencia entre v' y $-g\eta'_y$, como también el mecanismo por el cual ambas variables estarían asociadas, esto nos indica que debido a la interacción de la corriente con la costa, la fricción podría estar involucrada en las variaciones interanuales del nivel del mar.

Aunque los efectos de la fricción fueron descartados inicialmente como una posible explicación al decaimento de la amplitud del nivel del mar interanual, sería conveniente conocer el coeficiente asociado a la fricción de fondo, para poder afirmar que este mecanismo no cumple un rol en el decaimiento estudiado en nuestra región. Una primera estimación del efecto de la fricción puede ser realizada a través de la ecuación de momentum a lo largo de la costa, donde se considera para un balance friccional. Con el fin de simplificar dicha ecuación de momentum, en diversos estudios (Brink, 1982; Clarke y Brink, 1985; Clarke y Van Gorder, 1994), se ha planteado que para aguas de baja profundidad, es posible simplificar esta ecuación, considerando una velocidad típica cercana al fondo (v_{RMS}), lo que permite expresar la ecuación de momentum como

$$\frac{Y'_b}{\rho_o} = \frac{\tau_b^{'y}}{h}, \qquad \text{donde} \quad \tau_b^{'y} \approx \rho_o C_D v'_{RMS} v'|_{z=h_o},$$

$$\Longrightarrow \frac{Y'_b}{\rho_o} = \frac{r}{h} v'|_{z=h_o} = -g\eta'_y, \tag{6.22}$$

donde $\tau_b^{'y}$ es la componente paralela a la costa del estrés de fondo interanual a lo largo de la costa, C_D es un coeficiente de arrastre, h es el ancho de la capa de Ekman de fondo y $r = C_D v'_{RMS}$ es un coeficiente de fricción con dimensiones de velocidad.

Si se calcula rh^{-1} con el mismo procedimiento realizado para R^{-1}, es decir, evaluando la desviación estándar de las variables involucradas, en este caso de v' y $-g\eta'_y$, se obtiene que rh^{-1} es igual a $6{,}8 \cdot 10^{-6}\ s^{-1}$, usando una profundidad $h \sim 10\ m$, entonces r es del orden de magnitud de $10^{-4}\ ms^{-1}$. La magnitud de r es semejante a los valores utilizados usualmente en modelos idealizados para la costa que consideran los efectos de la fricción de fondo (Clarke y Van Gorder, 1994; Pizarro et al, 2001). Se debe considerar que este coeficiente se estimó a partir de la velocidad superficial y no de fondo, lo que implicaría que rh^{-1} podría ser subestimado. A pesar de esto último, este resultado podría significar que la fricción juega un papel relevante sobre la plataforma a escala interanual.

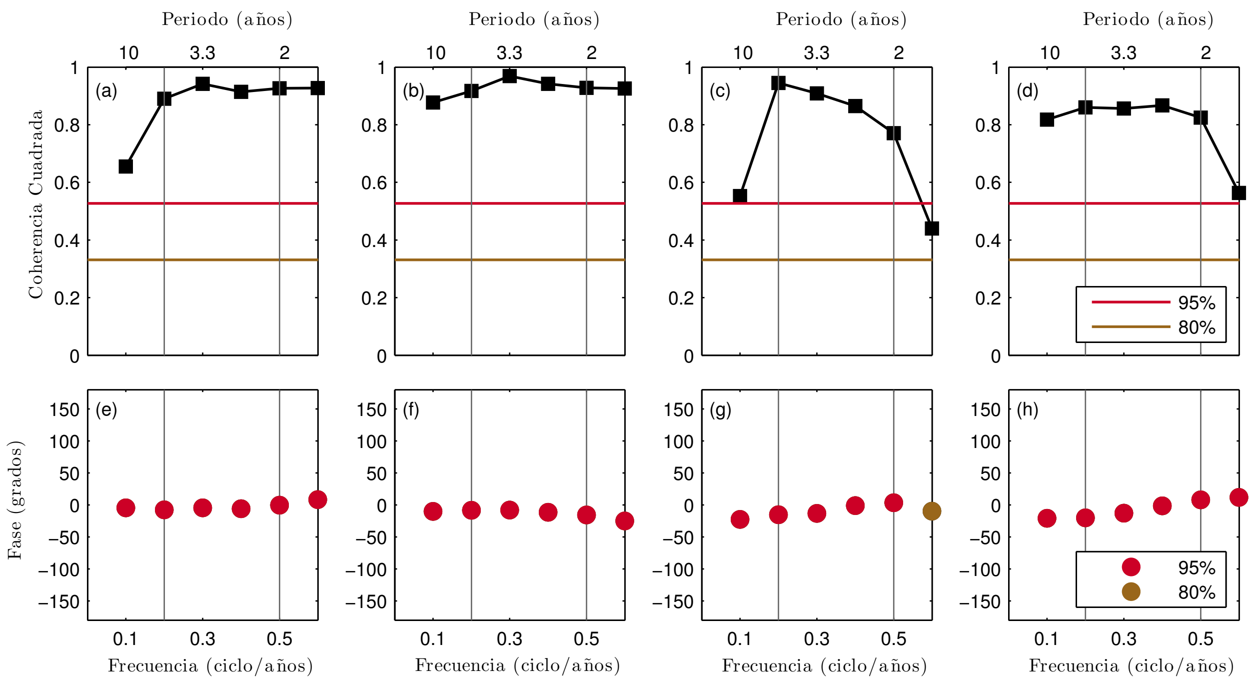

Figura 6.19: Coherencia cuadrada entre las componentes principales del primer modo de (a) v' y D', (b) v' y $-g\eta'_y$, (c) E' y D' y (d) E' y $-g\eta'_y$. Fase entre las componentes principales del primer modo de (e) v' y D', (f) v' y $-g\eta'_y$, (g) E' y D' y (h) E' y $-g\eta'_y$. Los cálculos fueron realizados con series tiempo de 3621 datos y usando diez grados de libertad. Colores rojo y marrón representan el 95 % y 80 % de nivel de confianza para la coherencia respectivamente. Las líneas verticales representan la banda de frecuencia interanual.

7. Conclusiones

En la costa oeste de Sudamérica se ha observado durante eventos El Niño que las fluctuaciones interanuales presentan un decaimiento hacia el sur de la amplitud del nivel del mar. Se ha planteado que este decaimiento se debe a un balance entre la fuerza del gradiente de presión interanual (expresada en términos del gradiente del nivel del mar corresponde a $-g\eta'_y$) y la divergencia interanual del flujo de momentum a lo largo de la costa generada por los remolinos de mesoescala (D') (Giunipero y Clarke, 2013). En el presente estudio se puso a prueba esta hipótesis para dicha región, utilizando el nivel del mar de una simulación numérica de 51 años realizada con el modelo ROMS. Las variaciones anuales e interanuales del nivel del mar en la costa, y las variaciones de mesoescala en todo el dominio de estudio simuladas por ROMS, fueron validadas usando observaciones del nivel del mar en la costa y datos de altimetría satelital. En general, el modelo reproduce las principales características de las observaciones, a excepción del evento El Niño del año 2002, donde el nivel del mar interanual del modelo presentó anomalías negativas, contrarias a las observadas.

Para estudiar el balance entre D' y $-g\eta'_y$, se analizó el primer modo EOF de ambas variables. Este modo representa una fracción significativa de dichas variables (35 % y 37 %, respectivamente). Los resultados mostraron que existe una relación entre ambas variables, pero al norte de los 25°S, la magnitud de la fuerza del gradiente de presión es un orden de magnitud mayor que D'. Esto significaría que para dicha región de la costa oeste de Sudamérica, D' no podría balancear a $-g\eta'_y$ y no se cumpliría la hipótesis planteada. Por lo tanto se necesitaría otro mecanismo que explique el decaimiento de las variaciones del nivel del mar interanual. Al sur de los 25°S, ambas variables presentan el mismo orden de magnitud, pero con una diferencia importante entre sus magnitudes.

Esto indicaría que el balance de $-g\eta'_y$ podría estar dado tanto por D' como por el otro posible mecanismo. Note que en las zonas ecuatoriales (norte de $\sim$ 15°S), los remolinos se comportarían aproximadamente como ondas lineales de Rossby (Chelton et al., 2011), y por lo tanto la advección de momentum sería relativamente pequeña.

La hipótesis mencionada anteriormente implicaría variaciones interanuales en las fluctuaciones de alta frecuencia, las cuales posiblemente están asociadas a las variaciones en la corriente interanual a lo largo de la costa (v'), ya que podría producir cambios en el campo de remolinos a escala interanual (Hormazabal et al., 2004; Zamudio et al., 2001), provocando las variaciones en D' (Giunipero y Clarke, 2013). Por una parte, en el presente trabajo se mostró que el primer modo EOF de D' y v' están relacionados. También se observó que cuando aumenta la corriente interanual hacia el polo, D' presenta un aumento negativo. Por otra parte, para estudiar las variaciones interanuales del campo de remolinos, se estimó la energía cinética interanual, calculada a partir de las velocidades geostróficas de lo remolinos (E'). Esta última variable también estaría estrechamente relacionada con la corriente interanual a lo largo de la costa. Durante eventos El Niño, los resultados mostraron un aumento de la corriente interanual hacia el polo en la costa oeste de Sudamérica, como también, un fortalecimiento en el campo de remolinos interanual, al norte de 25 °S. Al sur de dicha latitud, el campo de remolinos interanual se debilita, cuando existe un aumento en la corriente interanual hacia el polo. Además, los resultados también indicarían que el primer modo EOF de D' y E' están relacionados, sin embargo, se debe tener en cuenta que D' no depende directamente de E', sino que de la divergencia de las fluctuaciones. Se debe recordar que los datos utilizados para estimar E' corresponden a los puntos de la grilla del modelo que se encuentra a una distancia de la costa entre uno y dos radios de Rossby, lo que podría afectar al presente análisis.

Cabe destacar que eventos El Niño extremos (eventos de 1972/1973, 1982/1983 y 1997/1998), tienen una fuerte influencia sobre el resultado del primer modo EOF de D', produciendo un fortalecimiento de la relación entre dicha variable y, $-g\eta'_y$, v' y E'. Además, estos eventos extremos no tendrían un impacto significativo en el primer modo EOF de las últimas variables mencionadas.

En este trabajo también se estudió la relación de las variables v', E' con $-g\eta'_y$. Los resultados mostraron que el primer modo EOF de estas variables estaríán asociadas. En patrón espacial del primer modo de las variables $-g\eta'_y$, v' y E', se observa que a los 25°S, las variables presentan un cambio importante en su variación espacial, donde al sur de esta latitud, las variabilidades son pequeñas o disminuyen significativamente.

Considerando los argumentos presentados en la introducción, como también los resultados que muestran que v' y $-g\eta'_y$ están relacionadas, las variaciones de v' podríán estar asociadas al mecanismo que explicaría el decaimiento del nivel del mar. Un posible mecanismo por el cual estarían relacionadas dichas variables, es planteado por Li y Clarke (2007) quienes señalan que el decaimiento del nivel del mar a lo largo de la costa, afectaría a v', debido a la presencia de la costa. Esto significaría que los efectos de la fricción podríán estar asociado a $g\eta'_y$, hipótesis que debería ser probada en futuros trabajos.

Anexo

Anexo A

Conservación de energía en la costa oeste de Sudamérica.

A escala interanual se ha observado un decaimiento de la amplitud del nivel del mar (y energía potencial) a lo largo de la costa oeste de Sudamérica, el cual podría estar asociado a un incremento de las anomalías en la corriente (y energía cinética) a lo largo de la costa (Giunipero y Clarke, 2013). Para estudiar si este decaimiento es explicado por conservación de energía del principio de Bernoulli, consideramos la ecuación de momentum de superficie paralelo a la costa, es decir en el eje y,

$$v_t + \mathbf{u_H} \cdot \nabla v + fu = -g\eta_y + \frac{Y_z}{\rho_0}. \tag{A.1}$$

Analizando la ecuación A.1 a escala interanual ($'$), el primer término es equivalente a $v'_t \sim \omega v'$, donde ω es la frecuencia interanual ($\omega \sim 2\pi/3{,}5$ años). Si la magnitud de la corriente interanual a lo largo de la costa oeste de Sudamérica es aproximadamente $6 \cdot 10^{-2}\ ms^{-1}$ (Giunipero y Clarke, 2013), entonces $v'_t \sim 3 \cdot 10^{-9}\ ms^{-2}$. Por otra parte, las observaciones muestran que el decaimiento de la amplitud del nivel del mar interanual entre 8°y 32°S es $\sim 4 \cdot 10^{-2}\ m$ (Giunipero y Clarke, 2013), por lo tanto, $g\eta'_y \sim 1 \cdot 10^{-7}\ ms^{-2}$. Esto significa que $v'_t \ll g\eta'_y$ a lo largo de la costa oeste de Sudamérica. Con respecto al tercer término de la ecuación A.1, dado que cerca de la costa y plataforma continental, no puede existir un flujo hacia la costa, es despreciable, es decir $u \sim 0$ (Clarke y Van Gorder, 1994).

Por otra parte, el principio de Bernoulli se cumple en flujos no viscosos, por lo tanto Y_z/ρ_o es despreciable. Se debe tener en cuenta que el principio de Bernoulli señala que el balance entre energía cinética y potencial se cumple: (i) en flujos laminares, los cuales se caracterizan por ser flujos irrotacionales (es decir, presentan vorticidad relativa igual cero); (ii) a lo largo de la línea de corriente [1] para el caso de flujos rotacionales (Kundu y Cohen, 2008). Por lo tanto, para analizar si es que el principio de Bernoulli explicaría el decaimiento de la variabilidad interanual del nivel del mar, supondremos que la corriente a lo largo de la costa (v) es un flujo laminar. Finalmente, a escala interanual, la ecuación A.1 se reduce a

$$(vv_y + g\eta_y)' = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad \left(\frac{1}{2}v^2 + g\eta\right)'_y = 0. \tag{A.2}$$

$$(\Delta v^2)' = -2g\Delta\eta', \tag{A.3}$$

donde Δ indica los cambios en las anomalías de v^2 y η', a lo largo de la costa.

Podemos descomponer v como $v = \overline{v} + v'$, donde $\overline{v}$ es la componente anual más la tendencia y el promedio, y v' es la componente interanual y decadal. Note que estamos ignorando la componente residual (es decir, la componente de periodo menor a la escala anual), ya que está asociada flujos no laminares, como por ejemplo, remolinos de mesoescala.

Sabemos que para la costa oeste de Sudamérica $v' \sim 6 \cdot 10^{-2}$m/s (Giunipero y Clarke, 2013) y $\overline{v} \lesssim 5 \cdot 10^{-2}$ m/s (Chaigneau y Pizarro, 2005b), entonces $|\overline{v} + v'|$ tiene como máximo $\sim (5+6) \cdot 10^{-2}$ m/s y un mínimo de 0, a lo largo de la costa, entonces

$$(\Delta(\overline{v} + v')^2)' \leq (11 \cdot 10^{-2})^2 = 1{,}2 \cdot 10^{-2} \quad m^2/s^2 \tag{A.4}$$

Por otra parte, se sabe que $\Delta\eta' \approx 6 \cdot 10^{-2}$ m (Giunipero y Clarke, 2013), por lo que se tiene

$$2g\Delta\eta' \approx 1{,}2 \quad m^2/s^2 \tag{A.5}$$

Por lo tanto, estudiando las magnitudes de los términos de energía cinética y potencial,

[1] Línea de Corriente: corresponde a la curva que es tangente en todo el campo de velocidad para un tiempo dado (Kundu y Cohen, 2008).

se cumple para la costa oeste de Sudamérica que

$$\Longrightarrow (\Delta(\overline{v} + v')^2)' \ll 2g\Delta\eta'. \tag{A.6}$$

Este resultado significaria que la corriente a lo largo de la costa no tiene la energía cinética necesaria para contribuir significativamente a las variaciones interanuales del nivel del mar.

Anexo B

Rotación de los ejes de coordenadas

En el presente trabajo se analizan las variabilidades de D', $g\eta'_y$, v' y E' para la costa oeste de Sudamérica. Para el análisis de las tres primeras variables mencionadas, lo ideal es utilizar un sistema de coordenadas con los ejes perpendicular y paralelo a la costa (coordenadas (x, y), Figura B.1). Sin embargo, los datos de la simulación se presentan en coordenadas con dirección al este y norte (ejes e y n, respectivamente), por lo tanto las variables calculadas a partir de este sistema de coordenadas, deben ser rotadas según el ángulo de la línea de costa (α). Este ángulo es formado entre los ejes n e y, donde se considera un ángulo positivo en sentido antihorario. Si se tiene en coordenadas (e, n), un punto A con componentes A^e y A^n, las ecuaciones que nos permiten transformar este punto a coordenadas (x, y) (es decir, un punto A con componentes A^x y A^y) son

$$\begin{aligned} A^x &= A^e \cos\alpha + A^n \sin\alpha, \\ A^y &= -A^e \sin\alpha + A^n \cos\alpha. \end{aligned} \tag{B.1}$$

A partir de las componentes A^x y A^y, es posible estimar A^e y A^n, a través de las siguientes ecuaciones,

$$\begin{aligned} A^e &= A^x \cos\alpha - A^y \sin\alpha, \\ A^n &= A^x \sin\alpha + A^y \cos\alpha. \end{aligned} \tag{B.2}$$

Con respecto a las velocidades geostróficas, dado que nos interesa el flujo paralelo a la costa, es necesario rotar el sistema de coordenadas. De las ecuaciones B.1, si reemplazamos las componentes A^e y A^n por las velocidades geostróficas en dirección e y n, (v^e

y v^n, respectivamente) se obtiene la ecuación para estimar las velocidades geostróficas en dirección x e y (u y v, respectivamente), es decir

$$\begin{aligned} u &= v^e \cos\alpha + v^n \sin\alpha, \\ v &= -v^e \sin\alpha + v^n \cos\alpha. \end{aligned} \tag{B.3}$$

Y de la ecuación B.2, se puede obtener la expresiones de v^e y v^n, es decir

$$\begin{aligned} v^e &= u\cos\alpha - v\sin\alpha, \\ v^n &= u\sin\alpha + v\cos\alpha. \end{aligned} \tag{B.4}$$

Una segunda variable que se calculó en coordenadas (x, y) es D'. En general, la divergencia no es afectada por la rotación del sistema de coordenadas, pero dado que los datos del modelo se presentan en coordenadas (e, n) es necesario rotar el sistema de coordenadas a (x, y). Una expresión para estimar D' a lo largo de la costa, a partir de velocidades geostróficas en coordenadas (e, n) se obtiene al considerar la ecuación B.3

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{u_h} v) =& \nabla \cdot (\mathbf{u_h}(-v^e \sin\alpha + v^n \cos\alpha)) \\ =& -\nabla \cdot (\mathbf{u_h} v^e \sin\alpha) + \nabla \cdot (\mathbf{u_h} v^n \cos\alpha) \end{aligned} \tag{B.5}$$

B.1. Estimación del ángulo de la línea de costa

El ángulo de la línea de la costa (α) oeste de Sudamérica, entre 9° y 35°S, fue calculado para cada latitud, a partir de la máscara de tierra de la simulación. Se identificó las longitudes de los puntos costeros en la grilla de datos. Luego, se calculó la distancia meridional (d_n) y de la línea de costa (d_y) entre dos puntos de la grilla consecutivos en la costa (Figura B.1). Considerando ángulos positivos en sentido antihorario, se calculó el ángulo α como

$$\alpha = \cos^{-1}\left(\frac{d_n}{d_y}\right). \tag{B.6}$$

Para estimar la distancia (d) entre los puntos (θ_1, ϕ_1) y (θ_2, ϕ_2), en coordenas esféricas (longitudes (θ) y latitudes (ϕ)), se utilizó la fórmula Haversine (Sinnott, 1984), para una Tierra esférica de 6.378,137 kilómetros de radio (R_T), la cual es expresada como

$$
\begin{aligned}
d\phi =& \phi_2 - \phi_1 \quad , \quad d\theta = \theta_2 - \theta_1, \\
a =& \sin^2\left(\frac{d\phi}{2}\right) + \cos(\phi_1)\cos(\phi_2)\sin^2\left(\frac{d\theta}{2}\right), \\
\zeta =& 2\sin^{-1}\left(\sqrt{a}\right), \\
d =& R_T \zeta.
\end{aligned}
\tag{B.7}
$$

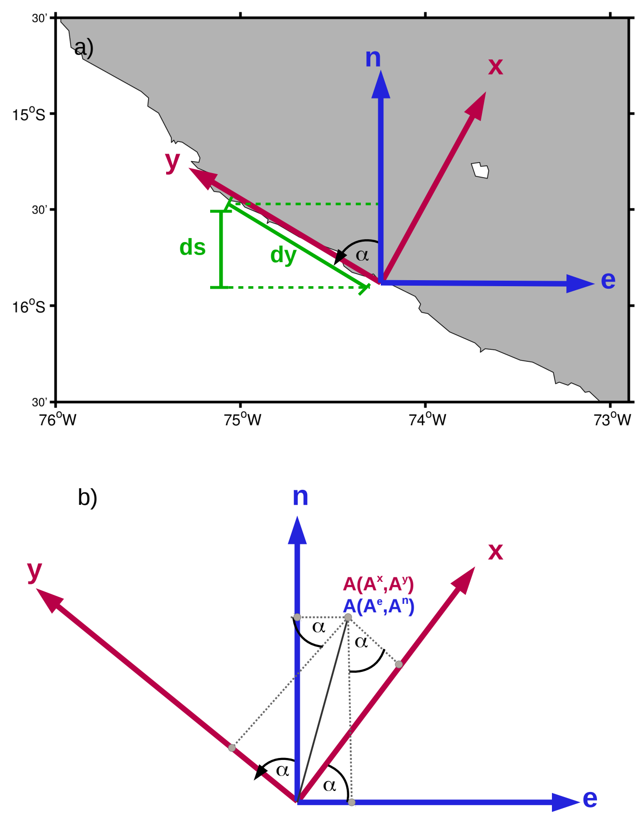

Figura B.1: (a) Ejemplo del sistema de coordenadas (x, y) y (e, n), para un segmento de la costa oeste de Sudamérica. x e y son las coordenadas perpendicular y paralela a la costa respectivamente, e y n son las coordenadas en dirección este y norte respectivamente. d_n y d_y son la distancia meridional y de la línea de costa, entre dos puntos consecutivos de la grilla, respectivamente. (b) Rotación del sistema de coordenadas (e, n) a (x, y) para un punto A, según el ángulo de la línea de costa (α).

Anexo C

Funciones Empirícas Ortogonales (EOF)

Las variables que permiten describir la dinámica de la atmosféra o del océano (como temperaturas, presiones, velocidades, etc), están compuestas por un conjunto de señales, que son afectadas por la interacción de diversos procesos físicos, a distintas escalas espaciales y temporales. Para comprender estos procesos y como afectan a estas variables, surge la necesidad de separar estas señales con el propósito de conocer su estructura espacial como temporal. Una técnica que permite descomponer estas señales son las Funciones Empíricas Ortogonales (EOF, de la sigla en inglés, Empirical Orthogonal Functions), también llamada análisis de componentes principales.

Este análisis permite obtener de un conjunto de datos, que contienen series de tiempo de una grilla de estaciones, una descripción compacta de la variabilidad espacial y temporal, a través de nuevas variables, denominadas "modos". En general, se podría interpretar que cada modo estaría asociado a un mecanismo en particular, aunque estos modos estadísticos también pueden mezclar modos dinámicos en algunos casos.

Si se tiene un conjunto de datos, los cuales pueden ser expresados como una matriz F de $M \times N$, donde M y N representa la cantidad de datos espaciales y temporales, el preprocesamiento dependerá del objetivo del estudio. Por ejemplo, si estamos interesados en una escala de tiempo distinta a la estacional, se debe remover las variaciones anuales. Además, en muchos casos, si es que no existe un interés por conocer la variabilidad local, se recomienda normalizar las series de tiempo, las cuales son divididas por su desviación estándar. Este procedimiento evitará que domine la varianza de un lugar en particular, es decir, se permitirá que todos los lugares contribuyan en igual medida en el análisis.

La explicación de la teoría de este método es profundizado en Venegas, 2001. En dicho trabajo, se menciona dos procedimientos para aplicar el método EOF. El primero consiste en construir una matriz de covarianza de la serie de datos, y luego descomponerlas en valores y vectores propios. El segundo método es usar la descomposición de valores singulares de la matriz de datos para obtener los valores propios, vectores propios y la amplitud de las variaciones temporales (llamadas componentes principales), pero sin calcular la matriz de covarianza, por lo cual el proceso computacionalmente es estable, robusto y se realiza a mayor velocidad. Dada estas razones, en el presente trabajo se utilizó esta segunda opción.

El método de la descomposición singular de valores, considera que la matriz de datos F de $M \times N$, puede ser expresada a través del producto de tres matrices, es decir:

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{U} \cdot \boldsymbol{\Gamma} \cdot \boldsymbol{V'}, \tag{C.1}$$

donde Γ es una matriz de $M \times N$ con elementos cero fuera de la diagonal, y en la diagonal con valores positivos o ceros. Los escalares de la diagonal son llamados valores singulares (γ_k), que comúnmente decrecen en el orden de magnitud. Los valores singulares están directamente relacionados con los valores propios ($\lambda_k = \gamma_k^2$). A pesar de que la dimensión de Γ es $M \times N$, típicamente solo los K primeros valores singulares, $k = 1, 2..., K$ son distintos de cero, donde $K \leq min(N, M)$ y k representa un modo en particular. Por lo tanto la dimensión real de Γ es $K \times K$.

Para la matriz cuadrada U de $K \times M$, las columnas son ortogonales entre sí y son llamados vectores singulares de la izquierda de F. Cada vector representa el patrón espacial para un modo en especifíco y está asociado con cada valor singular. En algunas literaturas, los patrones espaciales son denominados como Funciones Empiricas Ortogonales.

Por último, las filas de la matriz cuadrada V' de $N \times N$, son ortogonales y son llamados vectores singulares de la derecha de F. Si realizamos el producto entre la matriz de valores propios y esta matriz obtenemos

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{\Gamma} \cdot \boldsymbol{V'}, \tag{C.2}$$

donde A es una matriz de $K \times N$, y cada fila representa la evolución temporal de la serie de tiempo para un determinado modo.

Por otra parte, se puede estimar el porcentaje de varianza explicada por cada modo, calculando

$$\%\text{Varianza Modo k} = \frac{\lambda_k}{\sum_{k=1}^{K} \lambda_k} \cdot 100. \tag{C.3}$$

Considerando la ecuación D1, es posible reconstruir el conjunto de datos F incluyendo todos los K modos

$$F_m = \sum_{k=1}^{K} U_m^k \gamma_k V'^k, \tag{C.4}$$

donde $F_m(t)$ es la matriz reconstruida, utilizando los primeros K modos. Note que al reconstruir el conjuntos de datos, usando ciertos modos, el método puede ser aplicado como filtro, ya que se puede escoger los modos que describan la dinámica que nos interesa estudiar, y excluir aquellos modos que presenten yb bajo porcentaje de varianza, que posiblemente están asociados a ruido.

Anexo D

Eventos El Niño/La Niña

Un índice utilizado por el Centro de Predicción Climatológica del NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) para identificar eventos El Niño (cálidos) y La Niña (frio) en el Pacífico Tropical corresponde al Índice Oceánico de El Niño (ONI por sus siglas en inglés Oceanic Niño Index). Para estimar este índice se calcula el promedio de las observaciones mensuales de las anomalías de las temperaturas superficial del mar (TSM) en la región Niño 3.4 (entre los 5°N y 5°S, 120°W y 170° W), y luego se promedia dicho mes con el mes anterior y posterior. A partir de estos resultados se clasifica un evento El Niño como un perido de por lo menos 5 meses donde las anomalías de TSM son mayores a 0,5°C. Para eventos La Niña las anomalías son menores a −0,5°C . En la tabla D.1 se presenta los años de eventos El Niño y La Niña, estimado por el Centro de Predicción Climatológica del NOAA (http://www.cpc.noaa.gov/products/analysis_monitoring/ensostuff/ensoyears.shtml).

	Años
El Niño	1958/1959 1963/1964 1965/1966 1968/1969 1969/1970 1972/1973 1976/1977 1977/1978 1979/1980 1982/1983 1986/1987 1987/1988 1991/1992 1994/1995 1997/1998 2002/2003 2004/2005 2006/2007
La Niña	1964/1965 1967/1968 1970/1971 1971/1972 1973/1974 1974/1975 1975/1976 1983/1984 1984/1985 1988/1989 1995/1996 1998/1999 1999/2000 2000/2001 2007/2008

Tabla D.1: Años de la presencia de eventos El Niño y La Niña, clasficados según el Índice Oceánico de El Niño.

Referencias

[1] Andrews, J. C. (1977). Eddy structure and the West Australian current. Deep Sea Research, 24(12), 1133-1148.

[2] Belmadani, A., Echevin, V., Dewitte, B., & Colas, F. (2012). Equatorially forced intraseasonal propagations along the Peru-Chile coast and their relation with the nearshore eddy activity in 1992-2000: A modeling study. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978-2012), 117(C4).

[3] Bendat, J. S., & Piersol, A. G. (2011). Random data: analysis and measurement procedures (Vol. 729). John Wiley & Sons.

[4] Blanco, J. L., Thomas, A. C., Carr, M. E., & Strub, P. T. (2001). Seasonal climatology of hydrographic conditions in the upwelling region off northern Chile. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978-2012), 106(C6), 11451-11467.

[5] Bloomfield, P. (2004). Fourier analysis of time series: an introduction. John Wiley & Sons.

[6] Brink, K. H. (1982). The effect of bottom friction on low-frequency coastal trapped waves. Journal of Physical Oceanography, 12(2), 127-133.

[7] Cáceres, M. (1992). Eddies and filaments observed in satellite images in front of Talcahuano upwelling area, central Chile. Sci. Mar, 37, 55-66.

[8] Carton, J. A., Chepurin, G., Cao, X., & Giese, B. (2000). A simple ocean data assimilation analysis of the global upper ocean 1950-95. Part I: Methodology. Journal of Physical Oceanography, 30(2), 294-309.

[9] Carton, J. A., & Giese, B. S. (2008). A reanalysis of ocean climate using Simple Ocean Data Assimilation (SODA). Monthly Weather Review, 136(8), 2999-3017.

[10] Chaigneau, A., & O. Pizarro (2005a): Eddy characteristics in the eastern south Pacific. J. Geophys. Res., 110, C06005.

[11] Chaigneau, A., & Pizarro, O. (2005b). Mean surface circulation and mesoscale turbulent flow characteristics in the eastern South Pacific from satellite tracked drifters. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978-2012), 110(C5).

[12] Chaigneau, A., Gizolme, A., & Grados, C. (2008). Mesoscale eddies off Peru in altimeter records: Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns. Progress in Oceanography, 79(2), 106-119.

[13] Chelton, D. B., & Davis, R. E. (1982). Monthly mean sea-level variability along the west coast of North America. Journal of Physical Oceanography, 12(8), 757-784

[14] Chelton, D. B., Deszoeke, R. A., Schlax, M. G., El Naggar, K., & Siwertz, N. (1998). Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. Journal of Physical Oceanography, 28(3), 433-460.

[15] Chelton, D. B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. Progress in Oceanography, 91(2), 167-216.

[16] Clarke, A. J., & Brink, K. H. (1985). The response of stratified, frictional flow of shelf and slope waters to fluctuating large-scale, low-frequency wind forcing. Journal of Physical Oceanography, 15(4), 439-453.

[17] Clarke, A. J., & Van Gorder, S. (1994). On ENSO coastal currents and sea levels. Journal of Physical Oceanography, 24(3), 661-680.

[18] Clarke, A. J., & Li, J. (2004). El Niño/La Niña shelf edge flow and Australian western rock lobsters. Geophysical Research Letters, 31(11).

[19] Clarke, A. J., & Van Gorder, S. (2013). On Fitting a Straight Line to Data when the "Noise" in Both Variables Is Unknown*. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 30(1), 151-158.

[20] CLS, S. (2014). Duacs user handbook:(M) SLA and (M) ADT near-real time and delayed—time products. CLS-DOS-NT-06. 034, Ramonville St-Agne, France.

[21] Colas, F., McWilliams, J. C., Capet, X., & Kurian, J. (2012). Heat balance and eddies in the Peru-Chile current system. Climate dynamics, 39(1-2), 509-529.

[22] Combes, V., Hormazabal, S., & Di Lorenzo, E. (2015). Interannual variability of the subsurface eddy field in the Southeast Pacific. Journal of Geophysical Research: Oceans, 120(7), 4907-4924.

[23] Cushman-Roisin, B. (1994). Introduction to Geophysical Dynamics, 320 pp.

[24] da Silva, A. M., Young, C. C., & Levitus, S. (1994). Atlas of surface marine data 1994, Vol. 4: Anomalies of fresh water fluxes. NOAA Atlas, NESDIS, 9.

[25] Dewitte, B., Vazquez-Cuervo, J., Goubanova, K., Illig, S., Takahashi, K., Cambon, G., & Ortlieb, L. (2012). Change in El Niño flavours over 1958–2008: Implications for the long-term trend of the upwelling off Peru. Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography, 77, 143-156.

[26] Emery, W. J., & Thomson, R. E. (2001). Data analysis in physical oceanography.

[27] Enfield, D. B., & Allen, J. S. (1980). On the structure and dynamics of monthly mean sea level anomalies along the Pacific coast of North and South America. Journal of Physical Oceanography, 10(4), 557-578.

[28] Feng, M., Meyers, G., Pearce, A., & Wijffels, S. (2003). Annual and interannual variations of the Leeuwin Current at 32 S. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012), 108(C11).

[29] Franke, R., & Nielson, G. M. (1991). Scattered data interpolation and applications: A tutorial and survey. In Geometric Modeling (pp. 131-160). Springer Berlin Heidelberg.

[30] Giunipero, E. M., & Clarke, A. J. (2013). Estimation of the Effect of Eddies on Coastal El Niño Flows Using Along-Track Satellite Altimeter Data. Journal of Physical Oceanography, 43(6).

[31] Goubanova, K., Echevin, V., Dewitte, B., Codron, F., Takahashi, K., Terray, P., & Vrac, M. (2011). Statistical downscaling of sea-surface wind over the Peru–Chile upwelling region: diagnosing the impact of climate change from the IPSL-CM4 model. Climate Dynamics, 36(7-8), 1365-1378.

[32] Hormazabal, S., Shaffer, G., & Leth, O. (2004). Coastal transition zone off Chile. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978-2012), 109(C1).

[33] Hormazabal, S., Combes, V., Morales, C. E., Correa Ramirez, M. A., Di Lorenzo, E., and Nuñez, S. (2013). Intrathermocline eddies in the coastal transition zone off central Chile (31–41° S). Journal of Geophysical Research: Oceans, 118(10), 4811-4821.

[34] Huyer, A., Knoll, M., Paluszkiewicz, T., & Smith, R. L. (1991). The Peru Undercurrent: a study in variability. Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers, 38, S247-S271.

[35] Jacobson, M. Z. (2005). Fundamentals of atmospheric modeling. Cambridge university press.

[36] Kalnay, E. et al. (1996). The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. Bulletin of the American meteorological Society, 77(3), 437-471.

[37] Kessler, W. S., & McPhaden, M. J. (1995). Oceanic equatorial waves and the 1991-93 El Niño. Journal of Climate, 8(7), 1757-1774.

[38] Kowalik, Z., & Murty, T. S. (1993). Numerical modeling of ocean dynamics (Vol. 5). World Scientific.

[39] Kundu, P. K., & Cohen, I. M. (2008). Fluid mechanics. 4th.

[30] Kowalik, Z., & Murty, T. S. (1993). Numerical modeling of ocean dynamics (Vol. 5). World Scientific.

[40] Leth, O., & Shaffer, G. (2001). A numerical study of the seasonal variability in the circulation off central Chile. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978-2012), 106(C10), 22229-22248.

[41] Li, J., & Clarke, A. J. (2004). Coastline direction, interannual flow, and the strong El Niño currents along Australia's nearly zonal southern coast. Journal of physical oceanography, 34(11), 2373-2381.

[42] Li, J., & A. J. Clarke, (2007): Interannual Sea Level Variations in the South Pacific from 5° to 28°S. J. Phys. Oceanogr., 37, 2882-2894.

[43] Pearce, A. F., & Griffiths, R. W. (1991). The mesoscale structure of the Leeuwin Current: a comparison of laboratory models and satellite imagery. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978–2012), 96(C9), 16739-16757.

[44] Penven, P., Echevin, V., Pasapera, J., Colas, F., & Tam, J. (2005). Average circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modeling approach. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978-2012), 110(C10).

[45] Pizarro, O., A. J. Clarke, & S. Van Gorder (2001). El Niño sea level and currents along the South American coast: Comparison and observations with theory. J. Phys. Oceanogr., 31,1891–1903.

[46] Saha, S., Moorthi, S., Pan, H. L., Wu, X., Wang, J., Nadiga, S., y Reynolds, R. W. (2010). The NCEP climate forecast system reanalysis. Bulletin of the American Meteorological Society, 91(8), 1015-1057.

[47] Shaffer, G., Pizarro, O., Djurfeldt, L., Salinas, S., & Rutllant, J. (1997). Circulation and low-frequency variability near the Chilean coast: Remotely forced fluctuations during the 1991-92 El Niño. Journal of Physical Oceanography, 27(2), 217-235.

[48] Shaffer, G., Hormazabal, S., Pizarro, O., & Salinas, S. (1999). Seasonal and interannual variability of currents and temperature off central Chile. Journal of Geophysical Research, 104(C12), 29951-29961.

[49] Shchepetkin, A. F., & McWilliams, J. C. (2005). The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. Ocean Modelling, 9(4), 347-404.

[50] Sinnott R.W. (1984). Virtues of the Haversine, Sky and Telescope, vol. 68, no. 2, p. 159

[51] Spillane, M. C., Enfield, D. B., & Allen, J. S. (1987). Intraseasonal oscillations in sea level along the west coast of the Americas.

[52] Tomczak, M., & Godfrey, J. S. (2003). Regional oceanography: an introduction. Daya Books.

[53] Vallis, G. K. (2006). Atmospheric and oceanic fluid dynamics: fundamentals and large-scale circulation. Cambridge University Press.

[54] Venegas, S. A. (2001). Statistical methods for signal detection in climate. Danish Center for Earth System Science Report, 2, 96.

[55] Wilks, D. S. (2011). Statistical methods in the atmospheric sciences (Vol. 100). Academic press.

[56] Wyrtki, K. (1977). Sea level during the 1972 El Nino. Journal of Physical Oceanography, 7(6), 779-787.

[57] Zamudio, L., Leonardi, A. P., Meyers, S. D., & O'Brien, J. J. (2001). ENSO and eddies on the southwest coast of Mexico. Geophysical Research Letters, 28(1), 13-16.