



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
FACULTAD DE CIENCIAS QUÍMICAS
DEPARTAMENTO CIENCIAS DE LA TIERRA



QUIEBRE DE LA PLACA FARALLÓN
ANÁLISIS CINEMÁTICO E IMPLICANCIAS GEODINÁMICAS

Memoria para optar al Título de Geólogo

Valentina Soledad Espinoza Fernández

Profesor Patrocinante:

Dr. Andrés Humberto Tassara Oddo

Profesores Guía:

Dr. Giampiero Iaffaldano

Dr. Ingo Leonardo Stotz Canales

Profesores Comisión:

Dr. Klaus Dieter Bataille Bollweg

Dr. Joaquín Alejandro Cortés Aranda

Concepción, 2019

Dedicado a mi familia



ÍNDICE

	Página
RESUMEN	
1. INTRODUCCIÓN	1
1.1. OBJETIVOS	3
1.1.1. Objetivo general	3
1.1.2. Objetivos específicos	4
1.2. REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA	4
1.3. AGRADECIMIENTOS	7
2. FUNDAMENTOS PREVIOS	9
2.1. CINEMÁTICA DE PLACAS	9
2.1.1. Rotaciones finitas	9
2.1.1.1. Suma de rotaciones	11
2.1.1.2. Interpolación de rotaciones	12
2.1.1.3. Matriz de rotación	13
2.1.2. Circuito de rotación	14
2.1.3. Vectores de Euler	15
2.2. DINÁMICA DE PLACAS	16
2.2.1. Arrastre basal (basal drag)	17
2.2.2. Fuerza de tiro neto (<i>net slab pull</i>)	19
2.2.3. Empuje de la dorsal (<i>ridge push</i>)	22
2.2.4. Fricción en fallas transformantes (<i>transform fault friction</i>)	23
2.2.5. Fricción en la interfaz de subducción (<i>subduction interfase friction</i>)	24
2.3. REOLOGÍA DE LA LITÓSFERA	25
3. METODOLOGÍA APLICADA	30
3.1. MOVIMIENTO ABSOLUTO DE PLACAS	30
3.2. FUERZAS QUE ACTÚAN UNA PLACA	32
3.3. FUERZAS QUE ACTÚAN SOBRE UN PERFIL DE LA PLACA	33
3.4. RESISTENCIA MECÁNICA DE UNA PLACA	36
4. DESARROLLO	38
4.1. CINEMÁTICA DE PLACAS	38
4.2. CAMPO DE ESFUERZOS	39
4.3. PROYECCIÓN DEL CAMPO DE ESFUERZOS A UN PLANO	45
5. DISCUSIÓN	48
6. CONCLUSIÓN	56
REFERENCIAS	57
ANEXOS	

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura	Página
1. 1. Reconstrucción hacia el pasado de la distribución de edad en el piso oceánico	2
1. 2. Estado de stress y movimiento resultante de la placa Farallón.....	5
1. 3. Esquema simplificado de la formación de la Dorsal de Galápagos.....	6
1. 4. Mapa general del Pacífico Centrorienta.....	7
2. 1. Esquema simplificado de una rotación en torno a un eje	9
2. 2. Esquema del circuito global de la placa de Nazca	14
2. 3. Representación esquemática de las posibles fuerzas actuando sobre una placa	16
2. 4. Esquema simplificado de los componentes del balance de fuerzas.....	18
2. 5. Particionado del área de una placa.....	18
2. 6. Esquema simplificado de los parámetros de una loza subductante	20
2. 7. Particionado del borde convergente de una placa	21
2. 8. Esquema simplificado de una dorsal oceánica	22
2. 9. Esquema simplificado de una zona de subducción	25
2. 10. Perfiles de resistencia para la litósfera oceánica en función de la edad ...	29
3. 1. Representación gráfica de un vector en un sistema cartesiano tridimensional	34
3. 2. Esquema simplificado del cálculo de \vec{M}_P sobre un horizonte de la placa.	34
3. 3. Envolvente de resistencia límite y su integral	36
4. 1. Magnitud y dirección del movimiento para las placa Farallón, Nazca y Cocos desde los 45 Ma	39
4. 2. Magnitud de los torques actuando sobre la placa Farallón y sus remanentes entre los 40 y 15 Ma	40
4. 3. Distribución de magnitud del vector \vec{M}_{BP}	41
4. 4. Proyección del vector \vec{M}_{BP} sobre la esfera terrestre	42
4. 5. Contraste de \vec{M}_{BP} para un espesor D_{LVZ} fijo versus variable	43
4. 6. Variación de \vec{M}_{BP} versus \vec{M}_{BD} inducido por variación del área	44
4. 7. Comparación $\vec{\omega}_{OBSERVADO}$ y $\vec{\omega}_{INVERTIDO}$ para un modelo dinámico sin \vec{M}_{BP}	45
4. 8. Fuerza disponible y largo de ruptura para distintas configuraciones geométricas	46
4. 9. Resistencia integrada versus ángulo de quiebre	47
5. 1. Resumen velocidad angular, azimut y \vec{M}_{BP} para las placas Cocos, Nazca y Farallón entre los 40 y 15 Ma	48
5. 2. Torques del empuje basal (\vec{M}_{BP}) para las placas Nazca y Cocos	51
5. 3. Esfuerzo disponible por cada fuerza y resistencia máxima de la placa ...	52
5. 4. Relación espacial entre la cinemática de Farallón y el hotspot de Galápagos	53
5. 5. Resistencia integrada versus espesor de placa	55

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla		Página
2. 1.	Parámetros para el cálculo de \vec{M}_{BD}	19
2. 2.	Parámetros para el cálculo de F_{RP}	23
2. 3.	Parámetros para el cálculo de F_{SIF}	25
2. 4.	Parámetros mecánicos para el manto litosférico	27
2. 5.	Parámetros de deformación dúctil para el olivino	28
2. 6.	Parámetros para un modelo de enfriamiento simple	28
3. 1.	Rotaciones finitas y covarianzas de las placas Nazca, Farallón y Cocos	30
3. 2.	Rotaciones finitas y covarianzas de la placa del Pacífico	31
4. 1.	Vectores de Euler y covarianzas de las placas Nazca, Farallón y Cocos respecto al HARF	38



RESUMEN

La fragmentación de la placa Farallón hace ~24 Ma dio origen a las actuales placas de Nazca y Cocos, constituyéndose como un evento de fundamental relevancia en la evolución tectónica de placas a nivel global y en particular para la región circumpacífica oriental. No obstante, no existe consenso sobre las causas geodinámicas detrás de este evento. Un potencial debilitamiento termal-reológico de la placa oceánica asociada al *hotspot* de Galápagos ha sido tradicionalmente invocado como un posible factor de control, aunque los ca. 45 Ma de diferencia entre el comienzo de su actividad a los 71 Ma (Hoernle *et al.*, 2002) y el quiebre de la placa Farallón sugieren que otros factores podrían haber intervenido en la temporalidad del evento.

En primer lugar, del cálculo de fuerzas tectónicas que rigen el movimiento de la placa Farallón previo y posterior al quiebre, se determinó la necesidad de un componente impulsor adicional de primer orden para alcanzar el balance dinámico, interpretado aquí como un flujo canalizado de la astenósfera inducido por presión (Iaffaldano y Bunge, 2015; Montagner, 2002) se sugiere en este trabajo como posible solución. Este aporte probó ser sustancial en el tiempo con magnitudes mínimas de 10^{26} Nm, no variando considerablemente incluso después del quiebre de placas. En general, ninguna fuerza evidenció gran variación hacia momentos previos al quiebre, dejando como única posible variable el actuar discontinuo de una pluma astenosférica como el *hotspot* de Galápagos. Este punto caliente, se especula tuvo el potencial de generar un flujo radial divergente (Iaffaldano *et al.*, 2018) en pulsos discontinuos (Parnell-Turner, 2014) sincrónicos al quiebre, que terminaron por determinar la temporalidad del quiebre.

En segundo lugar, a partir de las fuerzas impulsoras calculadas para una etapa previa al quiebre, se buscó proyectar estas sobre potenciales planos de fractura permitiendo establecer un máximo de estrés divergente disponible. Al compararse con el esfuerzo tensional máximo soportado por una litosfera estándar, el torque individual de cada fuerza resultó insuficiente para cualquier configuración geométrica de la fractura. Tampoco resulta aparente un particular estado tensional *vs.* resistencia a lo largo de la orientación que efectivamente desarrolló la futura Dorsal de Galápagos, que de alguna manera haya definido esta ubicación espacial frente a otras. Gracias a la reconstrucción cinemática de este mismo trabajo para los 20 Ma previos al quiebre, se determinó que la disposición espacial de la fractura coincide con la porción lineal de la placa que habría sido afectada por su paso sobre el *hotspot* de Galápagos.

Desde principios de este milenio que el debate respecto a este particular quiebre ha quedado en silencio. Sin embargo, los avances logrados en la última década en materia de procesos tectónicos y las herramientas digitales para entenderlos, justifican y demandan una revisión metódica de los viejos planteamientos. El planteamiento propuesto involucra un desempeño multidisciplinario, combinando cinemática, geodinámica y reología con el fin de abordar una interrogante de índole geológica desde un enfoque geofísico no convencional. Los resultados obtenidos en este trabajo permiten afirmar que: 1) Existe un esfuerzo impulsor de primer orden derivado del manto, estable antes y después del quiebre; 2) La temporalidad del quiebre no pudo ser determinada por la variación en fuerzas de borde y requiere en consecuencia el actuar de fuerzas divergentes locales como un *hotspot*; 3) La disposición espacial del quiebre no pudo ser determinada por el campo de esfuerzo, sino que es el resultado de un debilitamiento termal derivado del mismo *hotspot* de Galápagos.

1. INTRODUCCIÓN

La Dorsal de Galápagos es uno de mejores ejemplos cenozoicos de formación de un centro de expansión por quiebre de una placa oceánica (Hey, 1977). Este límite que separa las placas de Cocos y Nazca, se originó en el Mioceno temprano (Lonsdale, 2005; Okal y Cazenave, 1985) al fragmentarse la placa Farallón (Figura 1.1). Estas dos porciones de litósfera, junto con la placa de Juan de Fuca, son los únicos remanentes de la gran extensión que alguna vez abarcó esta antigua placa. Gracias al estudio de las anomalías magnéticas en el piso oceánico, hoy existe un registro cinemático que evidencia un movimiento independiente entre las placas.

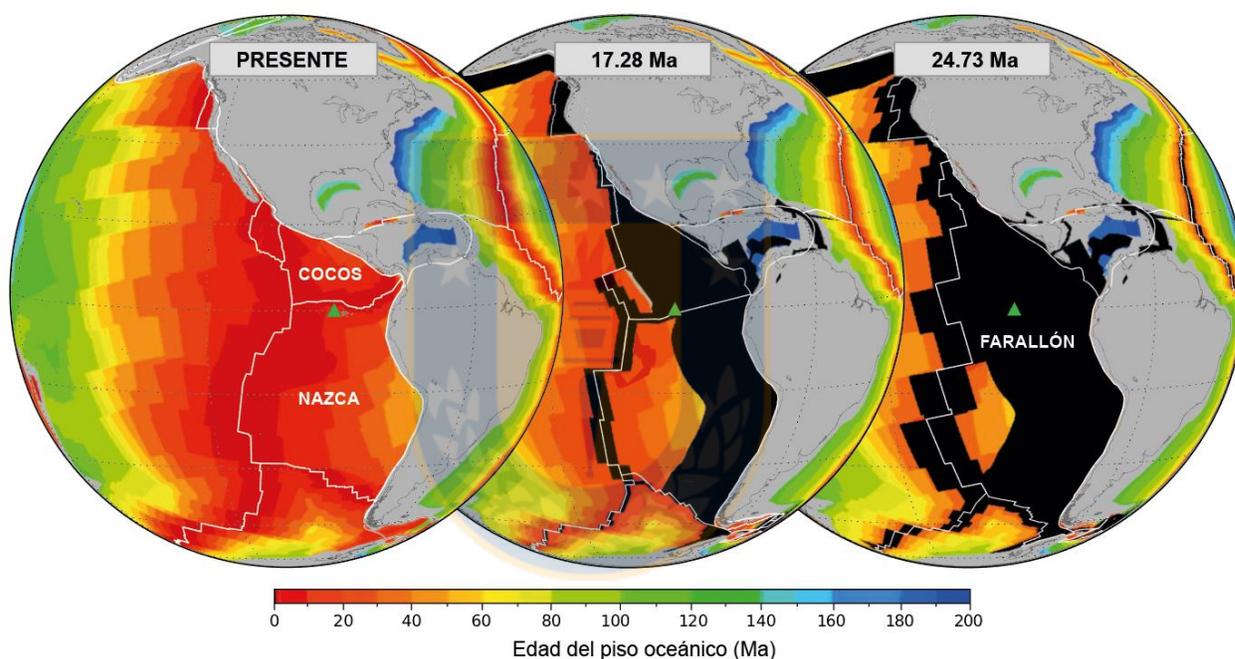


Figura 1.1: Reconstrucción hacia el pasado de la distribución de edad en el piso oceánico. Línea blanca indica los límites de placa según Müller *et al.* (2016), en línea gris las líneas de costa según Matthews *et al.* (2016) y con un triángulo se indica la ubicación del *hotspot* de Galápagos. Reconstrucción según modelo de CK95G94 en Gibbons *et al.* (2015), distribución actual de la edad del piso oceánico de Müller *et al.* (2008).

Durante las últimas 4 décadas se han barajado diversas hipótesis para el quiebre de la placa Farallón, sin un mayor consenso de la real relevancia en cada uno de estos factores.

- i. Debilidades estructurales preexistentes como fallas transformantes (Hey, 1977; Werner *et al.*, 2003),
- ii. *Rifting* activo asociado al *hotspot* de Galápagos (Hey, 1977; Lonsdale, 2005),

- iii. Colisión de la dorsal del Pacífico con el margen continental sudamericano y consecuente reestructuración de placas (Gorbatov y Fukao, 2005),
- iv. Esfuerzo extensional intraplaca producto de fuerzas divergentes de tiro derivadas de la subducción de la losa oceánica (Lonsdale and Klitgord, 1978; Wortel and Cloetingh, 1981) o más comúnmente entendido como *slab pull*

En general las propuestas, con excepción del trabajo de Wortel and Cloetingh (1981), se basan netamente en observaciones geológicas, sin considerar las limitaciones geofísicas detrás de cada proceso. Es ahí donde la reología y la geodinámica ofrecen herramientas complementarias de suma utilidad para enmarcar un evento de esta relevancia.

Gran cantidad de conocimiento respecto a la dinámica de la Tierra se ha acumulado desde que Wortel and Cloetingh (1981) plantearon un modelo analítico para el quiebre de la placa Farallón. Hoy, estudios destacan la necesidad de fuerzas impulsoras de placa más allá de las clásicas *slab pull* y *ridge push* (Adam and Vidal, 2011), como lo es el impulso de un manto convectivo (*long-term mantle convective flow*) en la base de la litósfera. Si bien la escala de tiempo para las variaciones en la convección del manto está en el orden de 100 Ma (Bunge *et al.*, 1998), pulsos de material suministrado por una pluma mantélica pueden ocurrir en intervalos mucho menores. Definimos aquí dos escalas de magnitud para el flujo astenosférico; un flujo de primer orden ligado a las variaciones de presión entre dorsal y fosa oceánica, y un segundo orden referido a elementos de menor envergadura que producen pequeñas y localizadas perturbaciones en el flujo mayor. Dentro de esta última categoría consideramos las plumas mantélicas, cuyo potencial como impulsor del movimiento se ha sugerido desde Morgan (1972) hasta trabajos recientes de Iaffaldano *et al.* (2018). Variaciones temporales en flujos de segundo orden han sido postulados por Parnell-Turner *et al.* (2014), como potenciales pulsos de material boyante espaciados temporalmente en 3-8 Ma.

Con este proyecto, se busca en primer lugar establecer la cinemática de las placas implicadas en un marco de referencia absoluto, en base a las más recientes rotaciones finitas. Dicho marco no ha sido previamente calculado en la literatura y será vital para el cálculo dinámico de las fuerzas que actúan sobre una placa.

En segundo lugar, para estimar los torques que rigen la tectónica de placas, se contemplarán las fuerzas identificadas por Forsyth y Uyeda (1975) en adición a la asociada al

potencial rol activo del manto (Bird, 1998 y luego Cande y Stegman, 2014). Se aplicará la metodología propuesta por Iaffaldano y Bunge (2015) para identificar, separar y cuantificar los torques aplicados por cada una de estas fuerzas sobre las placas Farallón, Cocos y Nazca. Con ello se busca lograr un entendimiento íntegro y actualizado de los esfuerzos sobre cada placa para una ventana extensa de tiempo, considerando fuerzas de primer orden no contempladas en el trabajo de Wortel and Cloetingh (1981).

En tercer lugar, y a modo de aprovechar los torques recién calculados, se buscará establecer el *stress* disponible a partir de las fuerzas impulsoras que afectaron a las porciones norte y sur de la placa Farallón. Esto, sumado al esfuerzo tensional requerido para deformar la placa, busca establecer si la orientación de la fractura pudo ser determinada solo por el campo tensional de esfuerzos, como plantean Wortel and Cloetingh (1981), o si se requiere de un rol activo del *hotspot* de Galápagos como sugiere Hey (1977). El cálculo de la resistencia de la placa a lo largo de un margen tensional, requiere la integración de la reología a este estudio, resultando éste trabajo un desempeño multidisciplinario íntegro para el análisis de los condicionantes en el quiebre de la placa Farallón. Considerar además, que ninguno de los métodos propuestos en este punto ha sido antes aplicados a la dinámica de placas.

El quiebre de la placa Farallón ofrece un laboratorio natural único para estudiar fuerzas y resistencias llevadas al límite. Este trabajo representa un intento por aportar el conocimiento de los condicionantes del quiebre de la placa Farallón y con ello testear analíticamente propuestas previamente publicadas, considerando el conocimiento actualizado de la dinámica litósfera-astenosfera, la longevidad del *hotspot* de Galápagos, la cinemática de placas y las fuerzas que rigen sus movimientos.

1.1. OBJETIVOS

1.1.1. Objetivo General

Estudiar cómo las fuerzas involucradas en el movimiento de placas se relacionan temporal y espacialmente al quiebre de la Placa Farallón, desde un enfoque cinemático, geodinámico y reológico.

1.1.2. Objetivos Específicos

1. Estimar el movimiento absoluto de las placa Farallón, Cocos y Nazca, basados en la información publicada a la fecha.
2. Estimar las fuerzas impulsoras y resistivas del movimiento de placas previo y posterior al quiebre.
3. Cuantificar la magnitud de fuerzas proyectadas ortogonales a un plano y el régimen imperante sobre dicho horizonte.
4. Determinar la resistencia mecánica de la litósfera implicada y el potencial efecto de una pluma mantélica en ella.
5. Dimensionar el esfuerzo disponible y requerido para la fractura de la placa Farallón a los 24 Ma.

1.2. REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA

Con la revolución de Deriva Continental propuesta por Alfred Wegener en 1912 y que luego evolucionaría en la Teoría de la Tectónica de Placas, hoy entendemos la litósfera terrestre como una envoltura esférica sólida dividida en docenas de piezas en constante creación y reciclaje. Cada una de estas piezas hoy es conocida como una placa tectónica, mecánicamente rígida y en perpetuo movimiento respecto a sus compañeras. A partir de este movimiento se reconocen tres tipos de bordes entre placas: convergente, divergente y transformante.

Los bordes divergentes son centros de expansión donde placas son separadas y nueva corteza se adosa a cada borde, rellenando el vacío que deja cada una. Estas estructuras expansivas se denominan en geología *dorsales* y suelen hallarse como grandes cordilleras en el centro de los océanos. El material volcánico generado en estos bordes adquiere una señal magnética al cristalizar, que puede ser correlacionada a lo largo de todo el centro expansivo. Si a esta anomalía magnética se le asocia a su vez una edad, se constituye una isócrona. Esto es, una línea que une puntos de la litósfera formados a un mismo tiempo.

Desde los años 70, diversos autores han hecho esfuerzos por entender el complejo patrón de anomalías magnéticas y fracturas en la zona del Pacífico Centrorientado. Hey (1977) fue uno de los primeros autores en sugerir una explicación a la apertura de la Dorsal de Galápagos,

argumentando que ésta se habría fracturado en respuesta a un cambio en el campo de *stress* del área, ligado a la colisión de la Dorsal Pacífico-Farallón con el continente americano. Lonsdale y Klitgord (1978), siguiendo el trabajo de Forsyth y Uyeda (1975), propusieron que la placa de Farallón habría cedido ante esfuerzos divergentes originados en las zonas de subducción de Centro- y Sudamérica. En 1981, Wortel y Cloetingh proponen un primer y último modelo geodinámico cuantitativo para el estado de *stress* de la placa Farallón, momentos previos a su quiebre. Para ello, y en línea con lo propuesto por Forsyth y Uyeda, consideran el tiro de la placa subductante y el empuje de dorsal como las principales fuerzas que promueven el movimiento de la placa (Figura 1.2). Como resultado, la mayor tensión de la placa es alcanzada en el extremo oriental, derivando en un pivot antihorario de la placa de Cocos posterior al quiebre (Figura 1.2b). El balance de fuerzas en este estudio sería alcanzado mediante esfuerzos de corte en la base de la litósfera (*basal drag*), fuerza que hoy es mucho mejor entendida, incluso cuantificable a partir de los avances en el conocimiento de la astenósfera (Iaffaldano y Bunge, 2015; Paulson y Richards, 2009).

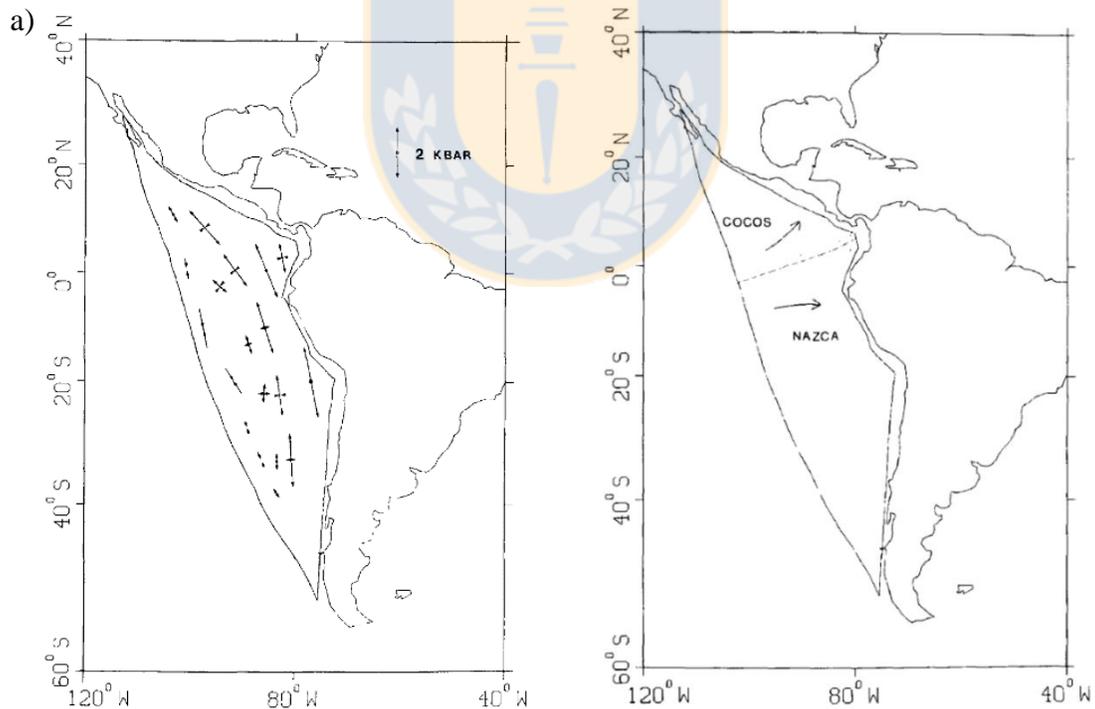


Figura 1.2: Estado de *stress* y movimiento resultante de la placa Farallón. a) Campo tensional calculado para una placa de 100 km de espesor. b) Movimiento de placas resultante tras el quiebre muestra un pívot en torno a los extremos norte y sur de las placas de Cocos y Nazca, respectivamente. Imágenes de Wortel y Cloetingh (2008).

Barckhausen (2008) por su parte, argumenta la aparente ausencia de estructuras compresivas paralelas a la dorsal del Pacífico (predichas en el modelo de Wortel and Cloetingh, 1981), lo cual sugiere más bien un pivot antihorario de la placa de Cocos, desarrollando más bien una ruptura de oeste a este (Figura 1.3).

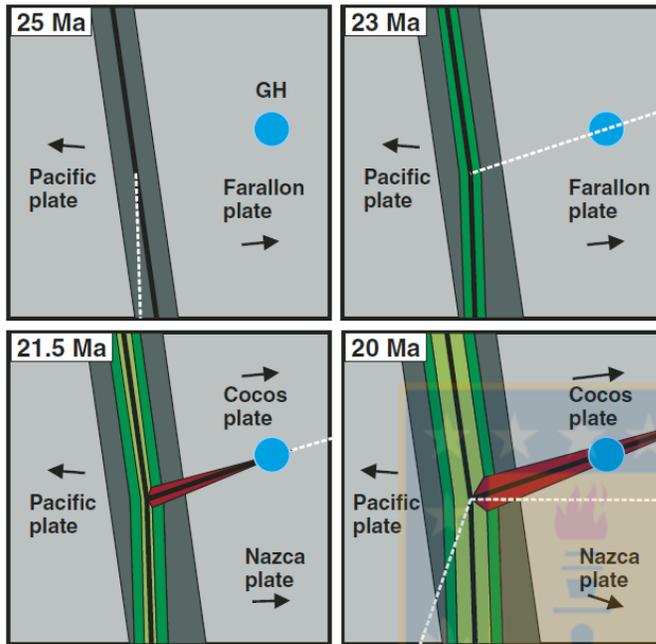


Figura 1.3: Esquema simplificado de la formación de la Dorsal de Galápagos. Flechas indican la dirección del movimiento de las placas; línea negra y blanca indican posición de dorsales existentes y por formarse; punto azul representa el *hotspot* de Galápagos (GH). Imagen de Barckhausen *et al.* (2008).

Desde los años 2000, más estudios indagaban en la razón detrás del quiebre, ligando más posibles factores condicionantes a éste. Werner (2003), basado en una idea propuesta originalmente por Handschumacher (1976), señala que la Dorsal de Galápagos se habría formado aprovechando una estructura frágil pre-existente. Esto sería luego rebatido por Lonsdale (2005), quien descarta al menos que se trate de una falla transformante derivada de la Dorsal del Pacífico, argumentando ninguna zona falla coincide con la posición del Escarpe de Grijalva (Figura 1.4, siglas EG), único rasgo topográfico hoy identificado como parte de fractura original (Handschumacher 1976; Hey, 1977).

Por otra parte, la presencia de dos cadenas semi-simétricas a cada lado del centro de expansión, como lo son la Cordillera de Cocos y de Carnegie (Figura 1.4), también se hizo notar con más fuerza. Hey (1977) junto a Lonsdale y Klingord (1978) inferían estas cadenas eran los remanente volcánicos de un punto caliente (*hotspot* de Galápagos). Meschede en 1998 y 2000 haría una reconstrucción completa para encajar las en realidad 4 cadenas presentes, con el *hotspot*.

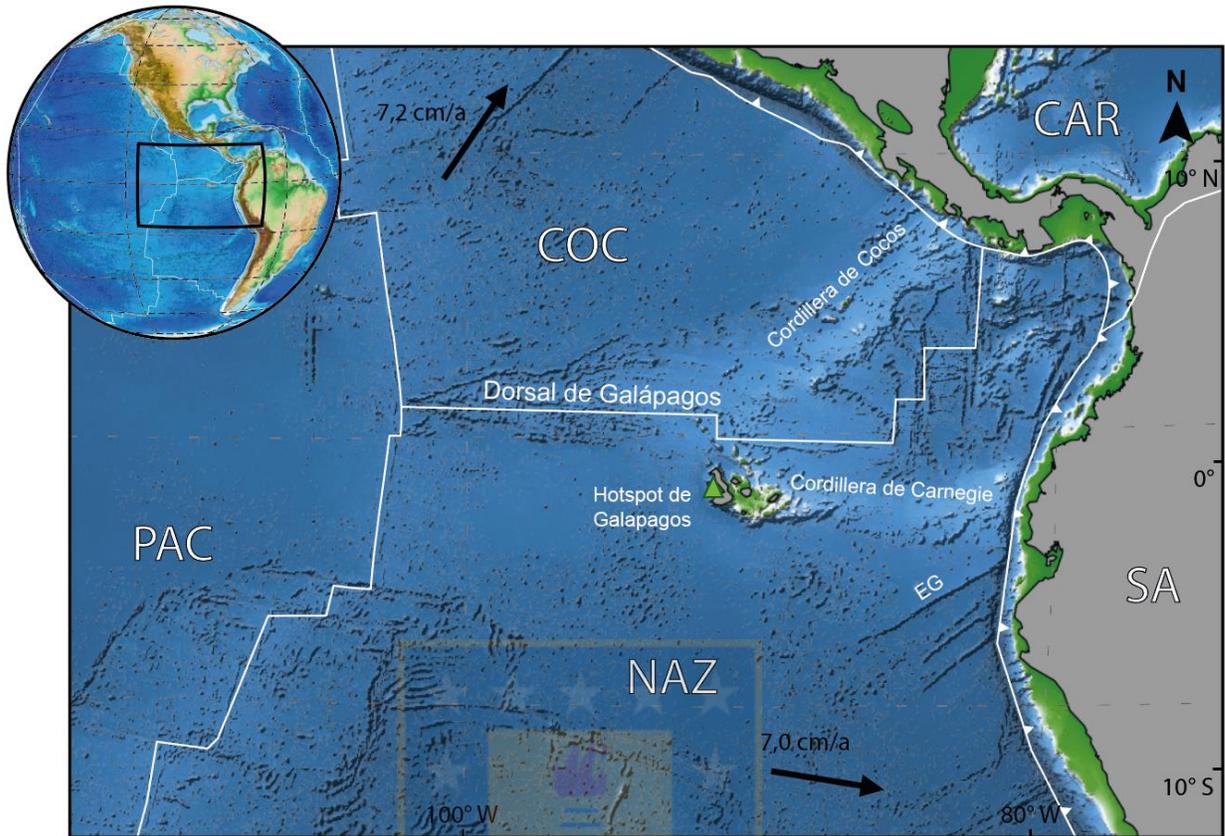


Figura 1.4: Mapa general del Pacífico Central. En línea blanca los límites de placa según Seton *et al.* (2009), en gris las líneas de costa según Matthews *et al.* (2016) y con un triángulo la ubicación del *hotspot* de Galápagos. Placas en mayúscula, PAC: del Pacífico, COC: de Cocos, NAZ: de Nazca, SA: Sudamérica y CAR: del Caribe. EG: Escarpe de Grijalva. Flechas indican dirección del movimiento actual de las placas, no a escala.

Entiéndase que hasta ese entonces, el inicio de la actividad del *hotspot* se databa en 20-22 Ma, relativamente coetáneo con la formación de la Dorsal de Galápagos. No sería hasta un trabajo de Hoernle (2002), quien mediante datación de los complejos ígneos acrecionados a la porción occidental de la placa del Caribe, determinaría una edad mucho mayor para el *hotspot* de Galápagos (~71 Ma). Aun así, autores como Lonsdale (2005) sostienen que el debilitamiento termal de la placa podría haber comenzado en el Oligoceno tardío (~27 Ma).

1.3. AGRADECIMIENTOS

A los investigadores que supervisaron y colaboraron en el desarrollo de este proyecto, Giampiero Iaffaldano, Ingo Stotz y Andrés Tassara, se les agradece profundamente su confianza y apoyo durante todo el proceso.

Parte del financiamiento que permitió el trabajo conjunto con la Universidad de Copenhagen fue provisto por el proyecto INACH RG_16_16 titulado *The Australia-Antarctica divorce: a natural laboratory for quantifying key cotrols on plate motions*, auspiciado por el Instituto Antártico Chilena, institución a la cual se le agradece el apoyo. Por sus gestiones, se le agradece también de forma personal a Andrés Tassara.

La investigación fue desarrollada en las instalaciones de la Universidad de Concepción y la Universidad de Copenhagen, a las cuales se les agradece el ambiente provenido. El periodo de estadía en Dinamarca fue parcialmente financiado también por la Universidad de Copenhagen, por cuyo patrocinio se reconoce al Departamento de Geociencias y Manejo de Recursos Naturales, y al profesor asociado Giampiero Iaffaldano.

Se agradece también al equipo de EarthByte por poner a disposición pública grillas de paleo-edades, límites de placas y bordes continentales.



2. FUNDAMENTOS PREVIOS

En el siguiente capítulo se abordará el marco teórico detrás de cada disciplina implicada en este estudio (Cinemática, Geodinámica y Reología), junto con ahondar en el detalle de las técnicas analíticas a utilizar.

2.1. CINEMÁTICA DE PLACAS

La cinemática de placas es la disciplina que estudia el movimiento relativo entre placas sobre una esfera en torno a un eje. Cada desplazamiento es, en esencia, una rotación de cierta medida angular en torno a un eje fijo que atraviesa el centro de la Tierra (Figura 2.1), y que puede ser representado en un formato compacto como una *rotación finita*.

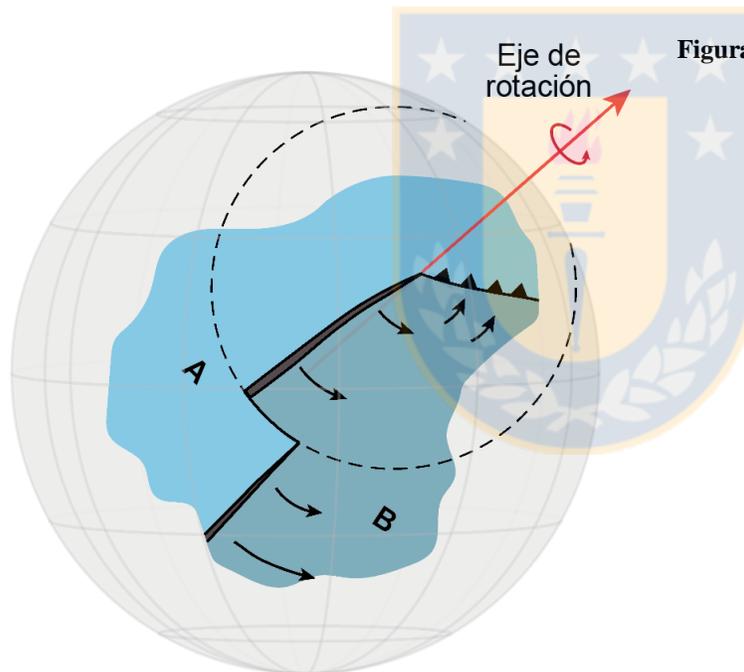


Figura 2.1: Esquema simplificado de una rotación en torno a un eje. Placa B rota en sentido anti-horario respecto a una placa A fija. Magnitud de la velocidad superficial (*i.e.* el largo de las flechas negras) aumenta conforme uno se aleja del eje de rotación. Esto ya que la porción de litósfera debe avanzar con mayor rapidez para desplazarse un mismo ángulo.

2.1.1. Rotaciones finitas

Una rotación finita requiere tres parámetros para caracterizar un movimiento respecto un punto fijo: una medida angular que indica la magnitud de la rotación, y dos coordenadas esféricas que ubican en el espacio la proyección del eje de rotación sobre la superficie terrestre. En concreto, el ángulo (Ω) puede medirse en grados decimales o radianes, mientras que las coordenadas esféricas suelen representarse como una latitud (λ) y una longitud (Φ) en grados decimales. Como

convención, la rotación angular se ejecuta en sentido anti-horario respecto del punto (λ, Φ) , a menos que el ángulo se describa como una magnitud negativa.

Lo simple de este formato puede conllevar a confusiones a la hora de llevarlo a la práctica. Por una parte, debido a la naturaleza relativa del movimiento, debe quedar especificado cuál es el punto de referencia fijo (*e.g.* una placa estática) y cuál es la placa que está experimentando el movimiento respecto al punto fijo. La relevancia de este detalle es de suma importancia para el correcto uso de las rotaciones finitas.

Otro aspecto a considerar es la ventana temporal a la cual hace referencia la rotación, *i.e.* entre qué edad y hasta qué edad se llevó a cabo dicha rotación. La cantidad de tiempo en la cual la placa rotó una cierta cantidad de grados determina la velocidad angular de dicha placa, de modo que es vital la claridad en este aspecto. De aquí también se diferencian las llamadas rotaciones totales (*total rotation*), de las rotaciones parciales (*stage rotation*). Las primeras siempre toman el presente como uno de sus extremos temporales, mientras que las parciales toman cualquier ventana de tiempo y pueden por lo demás ser definidas a partir de dos rotaciones totales como la diferencia entre ellas.

Un último aspecto a considerar es la orientación temporal de la rotación, es decir, si esta describe el movimiento de la placa desde el pasado hacia el presente (*forward rotation*) o viceversa (*backward rotation*). Todas estas especificaciones pueden ser transmitidas en un simple formato como el siguiente:

$${}^0A ROT_B^{t1}$$

Donde A es la placa fija y B es la placa en movimiento, que sufre una rotación dentro del intervalo de tiempo $[0, t1]$ que describe su movimiento desde una edad $t = t1$, hacia el presente ($t = 0$).

A continuación se examinarán las operaciones algebraicas necesarias para el manejo de las rotaciones finitas. Estos procedimientos están basados en los publicados por Allan Cox (2008), y se dividen en: Suma de rotaciones, Interpolación de rotaciones, y Manejo de la matriz de covarianza.

2.1.1.1. Suma de rotaciones

La suma de rotaciones requiere la introducción de un nuevo concepto, la matriz de rotación. Esta hace referencia a una matriz cuadrada de dimensiones 3x3, y que al igual que las rotaciones finitas, define el movimiento relativo de un cuerpo respecto a un punto fijo.

$$\text{ROT}(\lambda, \Phi \text{ y } \Omega) = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} \end{bmatrix}$$

Cada elemento de la matriz se construye a partir de los parámetros λ , Φ y Ω como sigue:

$$ex = \cos(\Phi) \cdot \cos(\lambda); \quad ey = \cos(\lambda) \cdot \sin(\Phi); \quad ez = \sin(\lambda) \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} R_{11} &= ex^2 \cdot [1 - \cos(\Omega)] + \cos(\Omega) \\ R_{12} &= ex \cdot ey \cdot [1 - \cos(\Omega)] - ez \cdot \sin(\Omega) \\ R_{13} &= ex \cdot ez \cdot [1 - \cos(\Omega)] + ey \cdot \sin(\Omega) \\ R_{21} &= ey \cdot ex \cdot [1 - \cos(\Omega)] + ez \cdot \sin(\Omega) \\ R_{22} &= ey^2 \cdot [1 - \cos(\Omega)] + \cos(\Omega) \\ R_{23} &= ey \cdot ez \cdot [1 - \cos(\Omega)] - ex \cdot \sin(\Omega) \\ R_{31} &= ez \cdot ex \cdot [1 - \cos(\Omega)] - ey \cdot \sin(\Omega) \\ R_{32} &= ez \cdot ey \cdot [1 - \cos(\Omega)] + ex \cdot \sin(\Omega) \\ R_{33} &= ez^2 \cdot [1 - \cos(\Omega)] + \cos(\Omega) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Una vez definidas las matrices de rotación para los dos elementos a sumar, la adición consistirá en el producto punto (o producto escalar) de estas matrices:

$$\begin{aligned} \text{ROT}_C &= \text{ROT}_A + \text{ROT}_B \\ \text{ROT}_C &= \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.3)$$

El resultado del producto punto será otra matriz de 3x3, para la cual se puede invertir el procedimiento de las ecuaciones 2.1 y 2.2 a fin de obtener un resultado en términos de λ , Φ y Ω .

2.1.1.2. Interpolación de rotaciones

Al trabajar con distintas fuentes de datos, un primer paso es interpolar la información a una ventana de tiempo en común para su posterior suma. Se busca con esto obtener un *set* de rotaciones finitas totales con ventanas de tiempo entre el presente y edades t en común (${}^0_A ROT_B^t$). Para ello, una rotación finita total puede ser expresada en términos de otra rotación finita total conocida y una parcial desconocida:

$${}^0_A ROT_B^t = {}^0_A ROT_B^{t2} + {}^{t2}_A ROT_B^t \quad (2.4)$$

Donde t es la edad a la cual se quiere interpolar, $t2$ es la edad de una rotación finita conocida tal que $t < t2$, A es la placa fija y B es la placa en movimiento. La ecuación anterior puede de igual forma plantearse como suma de dos rotaciones finitas totales conocidas tal que $t1 < t$:

$${}^{t2}_A ROT_B^t = \delta ({}^{t2}_A ROT_B^0 + {}^0_A ROT_B^{t1}) \quad (2.5)$$

O bien:

$$\delta {}^{t2}_A ROT_B^{t1} = \delta (-{}^0_A ROT_B^{t2} + {}^0_A ROT_B^{t1}) \quad (2.6)$$

Donde δ es equivalente a:

$$\delta = \frac{t2 - t}{t2 - t1} \quad (2.7)$$

A partir de las ecuaciones 2.4, 2.5 y 2.6 se obtiene una ecuación general para interpolar entre dos tiempos conocidos solo a partir de rotaciones finitas totales conocidas:

$${}^0_A ROT_B^t = {}^0_A ROT_B^{t2} + \delta (-{}^0_A ROT_B^{t2} + {}^0_A ROT_B^{t1}) \quad (2.8)$$

La Ecuación 2.8 también puede aplicarse para interpolaciones entre $0 < t < t1$:

$${}^0_A ROT_B^t = {}^0_A ROT_B^{t1} - \delta {}^0_A ROT_B^{t1} \quad (2.9)$$

Donde δ es equivalente a:

$$\delta = \frac{t1 - t}{t1} \quad (2.10)$$

2.1.1.3. Matriz de covarianza

Como su nombre lo indica, es una matriz cuadrada simétrica de 3x3 que contiene la covarianza entre los elementos de un ensamble de vectores. Para este propósito, una rotación finita puede entenderse como un vector de magnitud Ω cuya proyección intersecta la superficie terrestre en (λ, Φ) . Este vector es en realidad solo la media de los posibles vectores calculados a partir de las isócronas marinas. La varianza del ensamble que representa todas estas soluciones es lo que aquí se entenderá como covarianza. Esta herramienta es útil a la hora de entender el grado de incertidumbre asociado a un dato, y como una matriz puede trabajarse de forma algebraica conjunta a cada rotación finita. Como convención la covarianza de la rotación ${}^0ROT^t$ se denotará como:

$$Cov ({}^0ROT^t) = \begin{bmatrix} a & b & c \\ b & d & e \\ c & e & f \end{bmatrix}$$

En la literatura generalmente se adjuntan los valores (a, b, c, d, e, f) , entregando información sobre el grado de precisión de la rotación finita calculada. De no estar disponible, esta puede aproximarse a una matriz diagonal (b, c y $e = 0$), utilizando el cuadrado del 10% de Ω medido en radianes:

$$Cov ({}^0ROT^t) = \begin{bmatrix} (10\% \Omega)^2 & 0 & 0 \\ 0 & (10\% \Omega)^2 & 0 \\ 0 & 0 & (10\% \Omega)^2 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

En la suma de rotaciones finitas, las matrices de covarianza también deben reflejarse en el resultado de la adición. La operación algebraica para aquello será la suma matricial de ambas covarianzas.

$$Cov (ROT_C) = Cov (ROT_A) + Cov (ROT_B)$$

$$Cov (ROT_C) = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

Para los casos en que la interpolación se realiza con solo una rotación finita (Ecuación 2.9), la covarianza del valor interpolado será idéntica a la de la rotación utilizada.

2.1.2. Circuito de rotación

Una vez obtenida una base de datos de rotaciones finitas para las mismas ventanas de tiempo, un siguiente paso es concatenar el movimiento relativo de distintas placas. Esto permite obtener una estimación del movimiento relativo entre dos placas que, por ejemplo, no están en contacto entre sí. Si al circuito se adiciona una rotación relativa a un punto fijo en la Tierra (*e.g.* el manto profundo o cadenas de *hotspots*), el resultado es el movimiento de cualquier placa en un marco de referencia absoluto. Según como se plantee el circuito (*i.e.* cuál será el punto fijo sobre el cual rotan las distintas placas), determinará el orden de la operación algebraica.

Un ejemplo para la placa de Nazca se ilustra en la Figura 2.2, junto con la respectiva expresión matemática en la Ecuación 2.13.

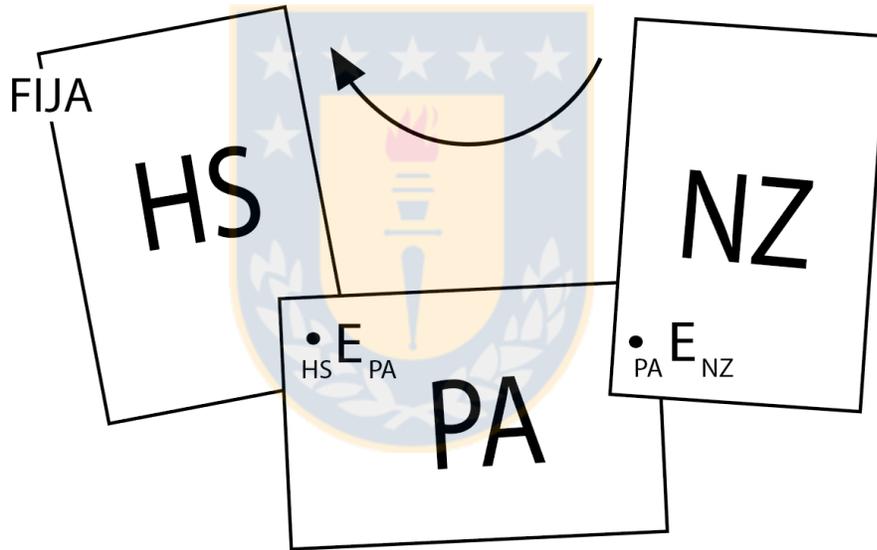


Figura 2.2: Esquema del circuito global de la placa de Nazca. NZ es placa de Nazca, PA es placa del Pacífico, HS es la marco de referencia definido por la cadena de *hotspots* del Pacífico. ${}_A E_B$ representa el polo de rotación para la placa B, respecto a la placa A.

$${}^0_{HS}ROT^t_{NZ} = {}^0_{PA}ROT^t_{NZ} + {}^0_{HS}ROT^t_{PA} \quad (2.13)$$

La covarianza, por su parte, se estima según la siguiente ecuación:

$$Cov({}_{HS}ROT_{NZ}) = Cov({}_{PA}ROT_{NZ}) + Cov({}_{HS}ROT_{PA}) \quad (2.14)$$

2.1.3. Vectores de Euler

Los vectores de Euler ($\vec{\omega}$), similar a una rotación finita, quedan definidos por 3 parámetros: dos coordenadas esféricas (latitud y longitud) y una velocidad angular medida en grados (o radianes) por unidad de tiempo. Las coordenadas esféricas representan la proyección del eje de rotación imaginario hacia la superficie de la Tierra (comúnmente denominado como polo de Euler), y la velocidad angular denota una magnitud de movimiento constante (ω) que actúa sobre la placa. Estos vectores pueden ser definidos a partir de dos rotaciones finitas totales consecutivas y tienen la ventaja de representar un intervalo de tiempo donde la placa se desplazó a una velocidad instantánea constante.

Para su cálculo, un primer paso es la transformación de rotaciones finitas totales (*total poles*) a rotaciones finitas parciales (*stage poles*). Esto es:

$${}^{t_2}A ROT_B^{t_1} = - {}^0A ROT_B^{t_2} + {}^0A ROT_B^{t_1} \quad (2.15)$$

Notar que el resultado ya no representa una rotación hacia el pasado (*backward rotation*), si no que simula el movimiento de la placa hacia el presente, desde un tiempo t_2 hacia un tiempo más reciente t_1 . De otra forma, la velocidad angular obtenida no representaría la velocidad del movimiento con el que placa desplazó, si no la velocidad angular necesaria para volver la placa a su posición en el pasado.

Ahora, las coordenadas del polo de Euler serán idénticas a las del *stage pole* calculado en la Ecuación 2.15, en tanto que la magnitud de la velocidad angular asociada debe calcularse como el ángulo Ω dividido por el intervalo de tiempo del *stage*:

$${}^{t_2}A ROT_B^{t_1}[\lambda, \Phi, \Omega] \rightarrow {}^{t_2}EV^{t_1}\left[\lambda, \Phi, \frac{\Omega}{t_2 - t_1}\right] = EV[\lambda, \Phi, \omega] \quad (2.16)$$

La incertidumbre asociada se calcula como:

$$Cov({}^{t_2}EV^{t_1}) = \frac{Cov({}^0ROT_B^{t_1}) + Cov({}^0ROT_B^{t_2})}{(t_2 - t_1)^2} \quad (2.17)$$

2.2. DINÁMICA DE PLACAS

Para explicar los cambios en magnitud y dirección en el movimiento absoluto de las placas, es necesaria la aplicación de una o más fuerzas. Al actuar estas fuerzas sobre cuerpos rígidos, cuyo movimiento está confinado a una superficie esférica, se calculan torques (\vec{M}). Estos se determinan como el producto cruz entre la fuerza (\vec{F}) experimentada por el cuerpo, y el vector (\vec{R}) que define la posición del cuerpo en la esfera.

$$\vec{M} = \vec{R} \times \vec{F} \quad (2.18)$$

Sobre una placa en equilibrio pueden actuar en un instante determinado hasta n fuerzas:

$$(\vec{R}_1 \times \vec{F}_1) + (\vec{R}_2 \times \vec{F}_2) + \dots + (\vec{R}_n \times \vec{F}_n) = \sum_{n=1}^n (\vec{R}_n \times \vec{F}_n) = 0 \quad (2.19)$$

Al tratar de separar la influencia de cada fuerza sobre el estado general de esfuerzos, Forsyth y Uyeda (1975) listan las posibles fuerzas que actúan en los bordes de la placa, y en la base de esta. En la Figura 2.3 se muestra un esquema de estas fuerzas actuando sobre una placa que diverge de una dorsal y converge hacia una zona de subducción.

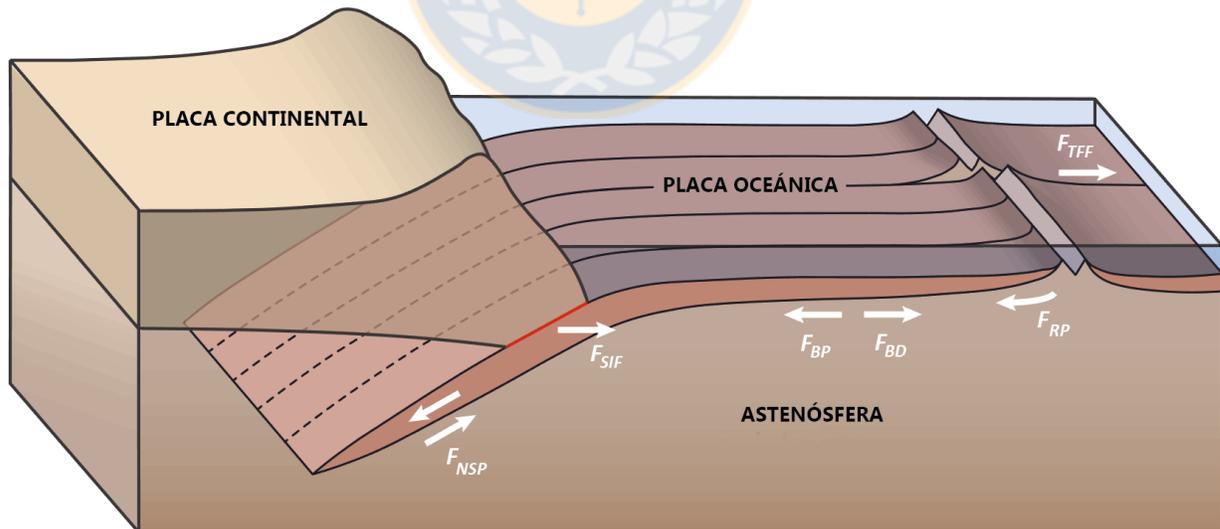


Figura 2.3: Representación esquemática de las posibles fuerzas actuando sobre una placa. Fuerzas y sus abreviaciones en el texto. Modificado de Forsyth y Uyeda (1975).

Las fuerzas de borde placa incluyen la fuerza de tiro neto (*net slab pull*, \vec{F}_{NSP}), empuje de la dorsal (*ridge push*, \vec{F}_{RP}), y la fricción resistiva tanto en la interfaz de subducción (*subduction interface friction*, \vec{F}_{SIF}) como en las fallas transformantes asociadas a la dorsal (*transform fault friction*, \vec{F}_{TFF}). Por su lado, las fuerzas en la base de la placa hacen referencia al accionar del manto, que puede actuar como una fuerza resistiva (*basal drag*, \vec{F}_{BD}) o una fuerza impulsora (*basal pull*, \vec{F}_{BP}). Esta última no fue contemplada en la propuesta original de Forsyth y Uyeda (1975), ni en el cálculo dinámico de Wortel y Cloething (1981), pero una creciente tendencia justifica su consideración (Adam y Vidal, 2010; Adam y Vidal, 2011; Croon *et al.*, 2011; Rowan y Rowley, 2016; Stotz *et al.*, 2018).

Ahora, ante un cambio en el campo de esfuerzos actuando sobre una placa, el reajuste cinemático es virtualmente instantáneo (*i.e.* menor a 10^{-2} s). Por consiguiente, para cualquier momento dado, las placas se encuentran en equilibrio cinemático, sin experimentar aceleración alguna. Esto es, según las leyes de movimiento, una sumatoria de fuerzas equivalente a cero. De igual forma, la magnitud de una fuerza en particular puede definirse como equivalente a la de todas las otras fuerzas conjuntas actuando sobre la placa, igual en magnitud y contraria en sentido espacial.

$$\begin{aligned}\vec{F}_{BD} + \vec{F}_{BP} + \vec{F}_{NSP} + \vec{F}_{RP} + \vec{F}_{SIF} + \vec{F}_{TFF} &= 0 \\ \vec{M}_{BD} + \vec{M}_{BP} + \vec{M}_{NSP} + \vec{M}_{RP} + \vec{M}_{SIF} + M_{TFF} &= 0\end{aligned}\quad (2.20)$$

2.2.1. Arrastre basal (*basal drag*)

Es la resistencia al movimiento aplicada por el manto infrayacente sobre la base de la placa y se expresa como:

$$\vec{F}_{BD} = -[\vec{\omega} \times \vec{R}] \frac{\mu_{LVZ}}{D_{LVZ}} A \quad (2.21)$$

$$\vec{M}_{BD} = \vec{R} \times \vec{F}_{BD} \quad (2.22)$$

Donde $\vec{\omega}$ es el vector de Euler que describe el movimiento de la placa, \vec{R} es el vector de posición para la placa en la esfera (*i.e.* vector posicionado en el centro de gravedad de la placa con

magnitud equivalente al radio de la Tierra), μ_{LVZ} es la viscosidad promedio del canal convectivo, D_{LVZ} es el espesor de este canal y A es el área de la placa en contacto con dicho canal (Figura 2.4).

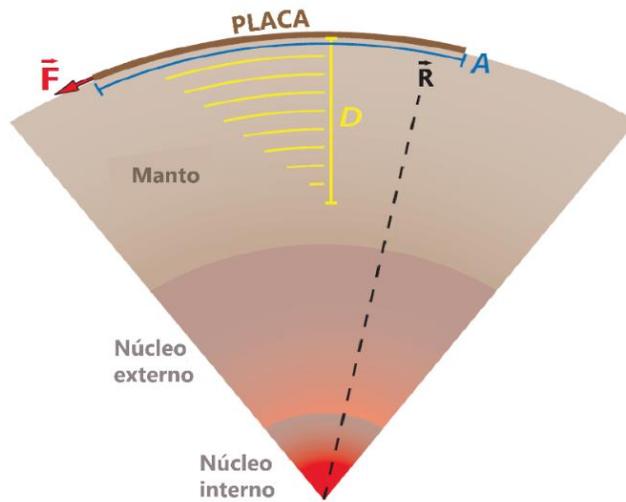


Figura 2.4: Esquema simplificado de los componentes del balance de fuerzas. Movimiento dominado por fuerzas periféricas de la placa (\vec{F}), donde los esfuerzos de corte aplicados sobre un manto Newtoniano isoviscoso generan un flujo mantélico del tipo Couette. Canal convectivo (o LVZ por sus siglas en inglés *Low Viscosity Zone*) hace referencia a la porción de manto cuya baja viscosidad permite flujos de ese tipo. Imagen de Iaffaldano y Bunge (2015).

Para este cálculo se genera un ensamble de 10^5 posibles valores de $\vec{\omega}$ que se ajustan a la covarianza estimada en reconstrucción cinemática. A su vez, cada placa se discretiza en pequeñas porciones cuadradas (proyectadas a un plano en polo norte) de dimensión A , con un punto central ubicado en \vec{R} , a fin de mejor representar el resultado de $\vec{\omega} \times \vec{R}$ (Figura 2.5).

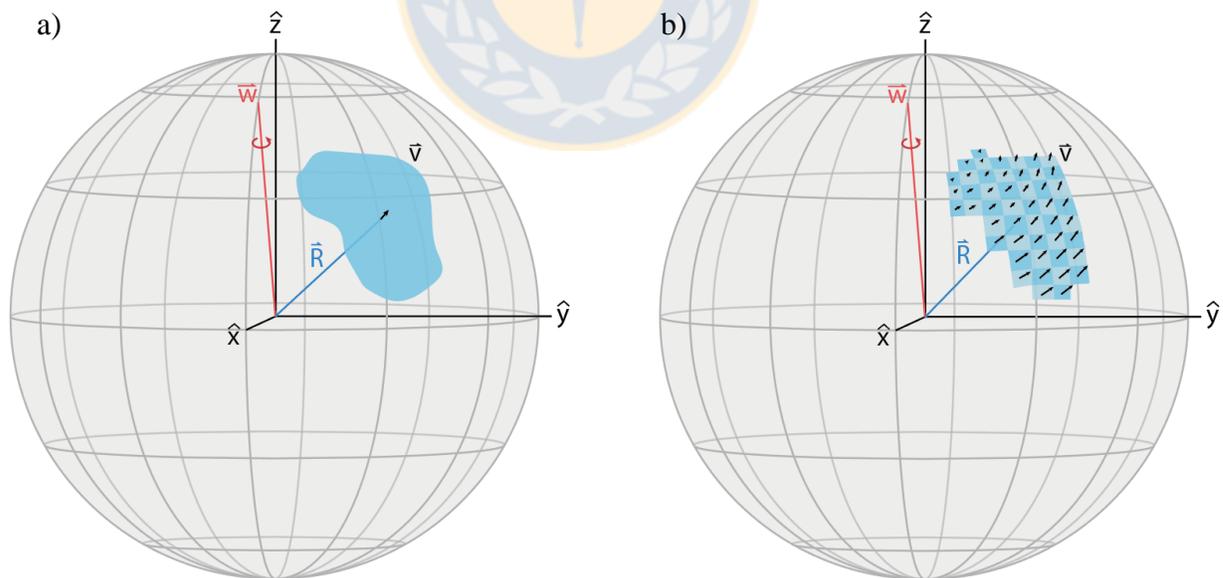


Figura 2.5: Particionado del área de una placa. a) Cálculo del basal drag basado en un solo punto de referencia (\vec{R}) que se traduce en solo una velocidad superficial (\vec{v}). b) La subdivisión espacial del área permite una mejor representación de la velocidad superficial (\vec{v}) y el vector de posición (\vec{R}). Notar como según la posición del vector de Euler ($\vec{\omega}$) las velocidad en cada porción de la placa puede variar notoriamente entre sí.

Cada uno de los posibles valores de $\vec{\omega}$ se utiliza para calcular \vec{F}_{BD} parciales para cada porción de placa (Figura 2.5b), y que sumados constituyen el arrastre basal neto de la litósfera en cuestión. Finalmente los parámetros μ_{LVZ} y D_{LVZ} , se ha postulado pueden relacionarse entre sí por medio de una ecuación, que a su vez es dependiente de la viscosidad del parte inferior del manto superior, μ_{LUM} (Paulson y Richards, 2009).

$$D_{LVZ} = 10^{2.67} \cdot \left(\frac{\mu_{LVZ}}{\mu_{LUM}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.23)$$

De tomografías realizadas por Montagner (2002) y Maggi *et al.* (2006) para el Pacífico Centrorienta, a partir de los contrastes termale es posible inferir un espesor del canal de baja viscosidad de 150 km. El valor de μ_{LVZ} será definido entonces según $D_{LVZ} = 150$ km y dos miembros extremos de la viscosidad μ_{LUM} (Tabla 2.1), generando así dos ensambles para \vec{M}_{BD} de 10^5 elementos cada uno.

Tabla 2.1: Parámetros para el cálculo de \vec{M}_{BD} .

Unidad	Símbolo	Valor	Ref. ^a
Área de las porciones de placa	A	$5 \cdot 10^{10} \text{ m}^2$	(1)
Espesor canal de baja viscosidad	D_{LVZ}	150000 m	(2)
Viscosidad del manto superior	μ_{LUM}	$1.4 \cdot 10^{21}$ y $4 \cdot 10^{21} \text{ Pa}\cdot\text{s}$	(3)

^a(1) Este trabajo; (2) inferido de Montagner, 2002, Maggi *et al.*, 2006 y French *et al.*, 2013; (3) Paulson y Richards, 2009.

2.2.2. Fuerza de tiro neto (*net slab pull*)

Este concepto representa una fuerza de primer orden para impulsar el movimiento de la placa, y nace como consecuencia de la boyancia negativa de una loza subductada en un manto progresivamente más viscoso. Se calcula en dos fuerzas opuestas, F_{SW} y F_{VR} , que representan la variación en un intervalo de tiempo Δt del peso del *slab* (en inglés *slab weight*, F_{SW}) versus el incremento de la resistencia viscosa al *slab* descendente, aplicada por el manto circundante (en inglés *viscous resistance*, F_{VR}) a ambos lados del *slab*. Notar sí, que sólo entre un 20% y un 80% de la fuerza total ($F_{VR} - F_{SW}$) es utilizada en movilizar la placa, y el resto en doblarla (Iaffaldano y Lambeck, 2014). La fuerza de tiro neto F_{NSP} equivale entonces a:

$$F_{SW} = \int_0^{z_{loza}} \frac{1}{\sin \theta} \Delta \rho_{SM} \cdot g \cdot h_p dz = F_{SW}(t, z_{loza}, h_p, \theta)$$

$$F_{VR} = \int_0^{z_{loza}} \frac{2}{\sin \theta} \mu(z) \cdot \frac{v}{D} \cdot dz = F_{VR}(z_{loza}, \theta, v, D)$$

$$F_{NSP} = 20\% \text{ a } 80\% [F_{SW} - F_{VR}] \quad (2.24)$$

Donde θ es el ángulo con el cual desciende el *slab*, $\Delta \rho_{SM}$ es el contraste de densidad entre el *slab* y el manto adyacente, g es gravedad estándar, h_p es el espesor del *slab*, v es la velocidad de descenso de la loza oceánica por la astenósfera, D es la distancia a la cual el flujo de manto excitado por el *slab* descendente decae a cero (*i.e.* distancia a la cual los esfuerzos se disipan), y μ es la viscosidad de este manto (Figura 2.6).

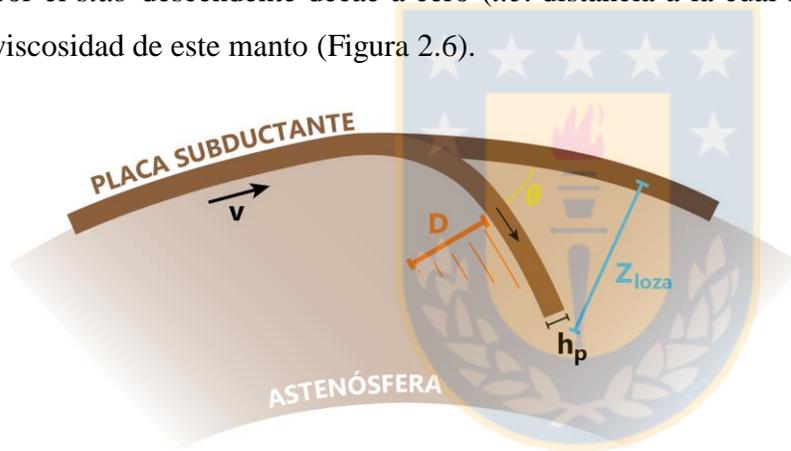


Figura 2.6: Esquema simplificado de los parámetros de una loza subductante. *Slab* en subducción tiene un espesor h_p y afecta el manto hasta una distancia D . El tiro neto de la placa deriva en una velocidad superficial v .

Siendo esta fuerza dependiente de al menos 5 parámetros distintos, algunos complejos de extrapolar hacia el pasado, y que por lo demás varían considerablemente en el espacio, se opta por simplificar este cálculo. La magnitud F_{NSP} se toma como un parámetro libre, y que estimando rangos razonables para cada una de las variables, tiene una magnitud entre los $5 \cdot 10^{11}$ a 10^{13} N/m. Trabajos previos (Bott, 1993; Iaffaldano *et al.*, 2012; Schellart, 2004) estiman valores cercanos a $5 \cdot 10^{12}$ N/m, mas el rango seleccionado busca ser un poco más conservador hacia ambos extremos. Esto con el fin de compensar de la mejor manera factores no considerados como: a) el aumento de densidad en profundidad, b) la presión adicional creada por redistribución de masa en el manto (Funciello *et al.*, 2004), y c) la poco estudiada interacción entre el *slab* descendente y el límite

entre el manto superior e inferior. Este rango se utiliza para un muestreo aleatorio, a fin de generar una población de 10^5 posibles resultados de F_{NSP} .

En cuanto a la dirección y sentido de esta fuerza, esta sólo puede ser orientada de forma estimativa según un vector unitario (\hat{u}) ortogonal al margen de la zona de subducción (Ecuación 2.25), calculado para tramos discretos de largo L (Figura 2.7) definidos por la geometría de la placa (obtenida de Müller *et al.*, 2016).

$$\vec{F}_{NSP} = F_{NSP} \cdot \hat{u} \quad (2.25)$$

$$\vec{M}_{NSP} = [\vec{R} \times \vec{F}_{NSP}] \cdot L \quad (2.26)$$

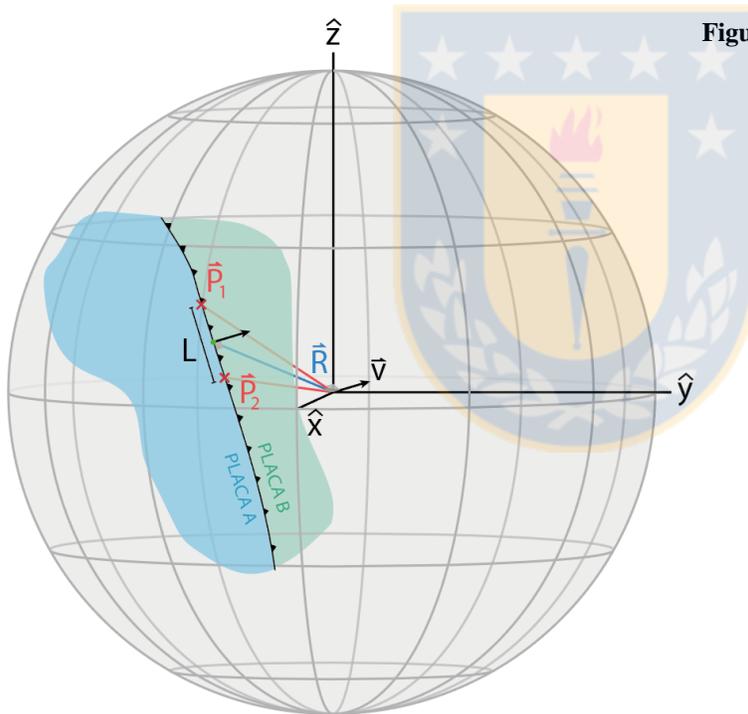


Figura 2.7: Particionado del borde convergente de una placa.

La placa A subduce hacia el este bajo la placa B. Los puntos P_1 y P_2 representan el particionado del margen entre placas. Del producto cruz se obtiene la orientación del esfuerzo:

$$\vec{P}_1 \times \vec{P}_2 = \vec{u}$$

Luego el vector unitario se obtiene como:

$$\hat{u} = \frac{\vec{u}}{|\vec{u}|}$$

Cada porción tiene un cierto largo L y un punto central al cual se le asocia un vector ortogonal de orientación \hat{u} y un vector de posición \vec{R} .

Esta orientación es estimativa, ya que no existe hoy real certeza ni metodología para estimar la orientación en la cual tira un *slab* (Conrad y Lithgow-Bertelloni, 2002). Su cálculo requeriría un detallado estudio de la geometría y características físicas de la loza subductada, procedimiento que trasciende los objetivos de este estudio.

2.2.3. Empuje de la dorsal (*ridge push*)

Es un torque impulsor que puede ser entendido como una fuerza de cuerpo, o una fuerza de borde. Como fuerza de cuerpo, su naturaleza deriva del progresivo enfriamiento y engrosamiento de la litósfera con la edad, que se traduce en un gradiente de presión horizontal (McKenzie, 1968; McKenzie, 1969; Richardson, 1992; Vigny et al., 1992). Como tal, su fuerza es integrada por el área donde este gradiente actúa, es decir, entre la recién formada litósfera y una de ~90 Ma (edad a la cual la placa alcanza un equilibrio térmico). Otra alternativa es entender el *ridge push* como una fuerza de borde originada por un efecto gravitacional (Bott, 1993) sobre una placa de espesor variable, que actúa desde las dorsales oceánicas (Fowler, 1990):

$$F_{RP} = g \cdot e (\rho_m - \rho_w) \left(\frac{H_e}{3} - \frac{e}{2} \right) \quad (2.27)$$

$$\vec{F}_{RP} = F_{RP} \cdot \hat{u} \quad (2.28)$$

$$\vec{M}_{RP} = [\vec{R} \times \vec{F}_{RP}] \cdot L \quad (2.29)$$

Donde g es la gravedad estándar, e representa la elevación de la cresta (*ridge*) por sobre el piso oceánico (Figura 2.8), ρ_m es la densidad de la astenósfera en la base de la placa, ρ_w es la densidad de la columna de agua y H_e es el espesor de la placa en equilibrio térmico (Richter y McKenzie, 1978).

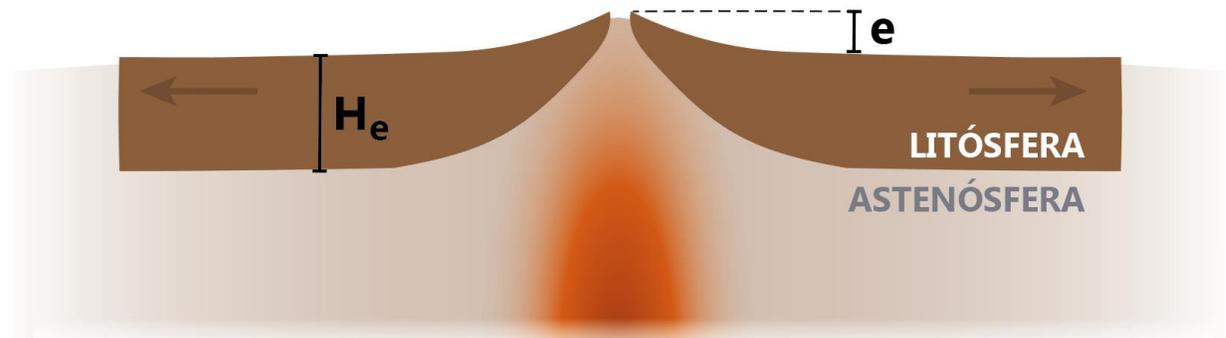


Figura 2.8: Esquema simplificado de una dorsal oceánica. Material adosado a la placa al enfriarse adhiere material mantélico en su base formando una placa progresivamente más gruesa hasta alcanzar su equilibrio térmico donde alcanza su espesor máximo H_e . Por isostasia, la porción más joven de la placa se eleva formando una cresta de altura e .

Al igual que para el cálculo del *slab pull*, \hat{u} representa un vector unitario ortogonal a la orientación de la dorsal, centrado en un punto de coordenadas \vec{R} , posicionado a la mitad de una fracción de margen de largo L (similar al planteamiento de la Figura 2.7).

Considerando que el margen entre placas oceánicas está constituido por dorsales y fallas transformantes, es de suma importancia identificar cada una de ellas. Para ello, se tomó la orientación general del margen, considerando como dorsal todo aquel margen de orientación igual al general, dentro de un cierto rango de tolerancia. Contrastando con la información geológica otorgada por las reconstrucciones de la edad del fondo oceánico (Müller *et al.*, 2016), se estima que una tolerancia de $\pm 30^\circ$ filtra con eficacia ambos tipos de márgenes, valor también ocupado por Forsyth y Uyeda (1975). En la Tabla 2.2 se resumen el resto de los valores ocupados para el cálculo del *ridge push*.

Tabla 2.2: Parámetros para el cálculo de F_{RP} .

Unidad	Símbolo	Valor	Ref. ^a
Gravedad estándar	g	9.8 m s^{-2}	(1)
Altura de la cresta	e	$3 \cdot 10^3 \text{ m}$	(2)
Densidad de la astenósfera	ρ_m	$3.3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$	(3)
Densidad del agua	ρ_w	$1.0 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$	(3)
Espesor de la placa en equilibrio	H_e	$8.5 \cdot 10^4 \text{ m}$	(3)

^a (1) Aproximación del valor establecido en la 3ra Conferencia General de Pesos y Medidas; (2) Davis y Lister, 1974, e interpretación a partir de la batimetría actual de Amante y Eakins, 2009; (3) Richter y McKenzie, 1978.

2.2.4. Fricción en fallas transformantes (*transform fault friction*)

Todo aquel margen, que para el método discriminativo anterior no califica como dorsal, se considera en esta etapa como un horizonte vertical de cizalle que ejerce resistencia al movimiento entre placas. Esta fuerza se denota como F_{TFF} y equivale a:

$$F_{TFF} = f \cdot g \cdot \rho \cdot \frac{H_{bd}^2}{2} \quad (2.30)$$

$$\vec{M}_{TFF} = [\vec{R} \times (F_{TFF} \cdot \hat{u})] \cdot L \quad (2.31)$$

Donde f es el coeficiente de fricción, H_{bd} es la profundidad a la cual la zona de contacto alcanza el límite frágil-dúctil, y ρ es la densidad de la litósfera oceánica involucrada a ambos lados

de la falla. \vec{R} , \hat{u} y L idénticas a las variables descritas para el cálculo del *ridge push*, con la salvedad de que \hat{u} esta vez tiene una orientación paralela a la falla transformante y opuesta al movimiento de la placa.

La profundidad del límite frágil-dúctil puede ser aproximada para la litósfera oceánica a partir de la edad (t) como $5\sqrt{t}$, con t en Ma y H_{bd} en kilómetros (Le Pichon *et al.*, 1973 en Burov, 2011). La profundidad máxima de este límite se infiere estaría ubicada a la mitad de la falla transformante, donde ambas placas alcanzan una superficie de contacto conjunta más profunda (considerando una divergencia simétrica). Bajo esta interpretación, la profundidad H_{bd} no suele encontrarse a más de 10 km de profundidad, cálculo consecuente con las observaciones sísmicas en estas estructuras (Bergman y Solomon, 1988). Además, al tratarse de litósfera extremadamente joven, una aproximación sensata de la densidad sería $2.9 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$, equivalente a la densidad conocida de la corteza oceánica que suele abarcar los 7 km superiores de la litósfera oceánica.

Para el coeficiente de fricción (f), se opta por utilizar un rango conservador de valores, entre 0.05 y 0.25, consecuente con estimaciones previas (Tan *et al.*, 2012; Suppe, 2007). De este rango, al igual para F_{NSP} en el cálculo del torque asociado al tiro del *slab*, se tomarán 10^5 muestras aleatorias para generar un ensamble de posibles soluciones para \vec{M}_{TFF} .

2.2.5. Fricción en la interfaz de subducción (*subduction interfase friction*)

Es la fricción producto del roce entre las placas subductante y sobreescorrente, que actúa como una fuerza resistiva al movimiento de las placas en el canal de subducción. Nace en respuesta a las fuerzas que impulsan la placa hacia la zona de subducción. Se denota en este trabajo como F_{SIF} y puede ser calculada como:

$$F_{SIF} = f \cdot g \cdot \rho \cdot \frac{H_{bd}^2}{2 \tan\theta} \quad (2.32)$$

$$\vec{M}_{SIF} = [\vec{R} \times (F_{SIF} \cdot \hat{u})] \cdot L \quad (2.33)$$

Donde los parámetros de la Ecuación 2.32 son idénticos a los definidos para la fricción a lo largo de fallas transformantes, solo integrando un nuevo parámetro θ que representa el ángulo de la interfaz entre placas (Figura 2.9). Además, ρ en este caso corresponde la densidad de la litósfera continental sobreescorrente, que ejerce la presión vertical sobre el margen friccional.

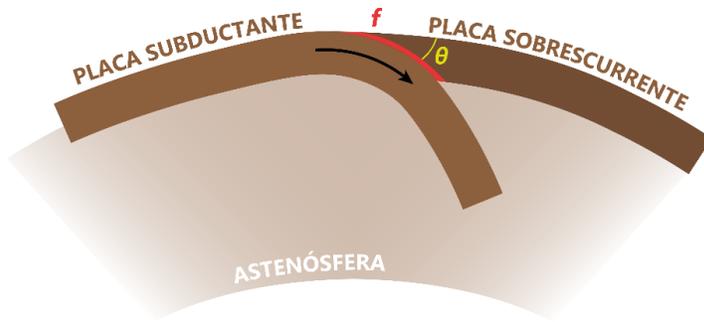


Figura 2.9: Esquema simplificado de una zona de subducción. Placa subductante se desliza bajo la placa sobrecorrente, generando fricción (f) en la zona de contacto. La magnitud de la fuerza friccional es también dependiente del ángulo (θ) de la zona de contacto.

Para la Ecuación 2.32, los parámetros f , H_{db} y θ resultan complejos de estimar hacia el pasado, además de ser bastante variables en el espacio. Si bien la geología puede estimar estos parámetros, estos sólo serán representativos de zonas muy localizadas, siendo ineficaz su aplicación para las dimensiones requeridas. Nuevamente, los valores y rangos razonables (basados en bibliografía) para la generación de un ensamble aleatorio de \vec{F}_{SIF} se detallan en la Tabla 2.3:

Tabla 2.3: Parámetros para el cálculo de F_{SIF} .

Unidad	Símbolo	Valor	Ref. ^a
Coefficiente de fricción	f	0.05 a 0.25	(1)
Gravedad estándar	g	9.8 m s^{-2}	(2)
Densidad de la corteza oceánica	ρ	$2.7 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$	
Profundidad del límite frágil-dúctil	H_{db}	$3.5 \cdot 10^4$ a $7.0 \cdot 10^4 \text{ m}$	(3)
Ángulo de subducción	θ	25° a 35°	(3)

^a(1) Basado en Tan *et al.*, 2012 y Suppe, 2007; (2) Aproximación del valor establecido en la 3ra Conferencia General de Pesos y Medidas; (3) Pacheco *et al.*, 1993; (4) Basado en Pacheco *et al.*, 1993.

2.3. REOLOGÍA DE LA LITÓSFERA

En este subcapítulo se abordará una disciplina que a primera luz no se relaciona de forma tan directa como cinemática y dinámica, pero que constituye un factor de suma importancia cuando se quiere enmarcar un estudio con el quiebre de placas. Un quiebre es una deformación de la litósfera, para lo cual el entendimiento de las características mecánicas y termales de la placa resultan de primordial importancia para todas las escalas de tiempo y espacio. Modelos de deformación frágil y dúctil permiten constreñir el máximo esfuerzo (o *stress*) soportado por un paquete de rocas, que para el caso de una placa oceánica corresponde a varias centenas de kilómetros de litósfera mantélica coronada por algunos kilómetros de basalto cortical.

Al perfil de esfuerzo diferencial versus profundidad se le denomina envolvente de resistencia límite o YSE por sus siglas en inglés (*yield strength envelope*) y nace a raíz de las distintas respuestas que puede tener un cuerpo frente a un esfuerzo aplicado: elástica e inelástica. Sobre cierta cantidad de esfuerzo, los enlaces atómicos de los constituyentes de las rocas pueden romperse, resultando en una deformación inelástica (o permanente) del cuerpo. En función de las condiciones de presión y temperatura, la respuesta inelástica de la roca puede darse de dos formas principales: frágil o dúctil.

A partir de esto, se definen dos leyes principales en la reología y cuya combinación genera el perfil de la YSE: 1) Ley de Byerlee (Byerlee, 1978) para comportamiento frágil, y 2) Ley de Potencias para comportamiento dúctil. A baja temperatura y bajo condiciones de deformación (o *strain*) suficientes, la coalescencia de microfracturas resultan en un banda de cizalle (Byerlee, 1978). La resistencia al corte aumenta en profundidad a través de la corteza frágil hasta alcanzar un temperatura lo suficientemente alta para activar el flujo plástico. Las propiedades friccionales además han probado ser virtualmente independientes del tipo de roca y fuertemente ligadas a las variaciones de presión producto de esfuerzos tectónicos o fluidos intersticiales (Byerlee, 1978). Este último componente se representa mediante un denominado factor de presión o λ :

$$\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_3 = \alpha \cdot \rho_{roca} \cdot g \cdot z (1 - \lambda)$$

$$\Delta\sigma = \alpha \cdot \rho_{roca} \cdot g \cdot z \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_{roca}}\right) \quad (2.34)$$

Donde g es aceleración gravitacional (o gravedad estándar), z es profundidad, ρ_w es densidad del agua, ρ_{roca} es densidad de la litología en cuestión y α es una variable que varía según el régimen de esfuerzo. Para uno tensional se expresa como:

$$\alpha = 1 - \left[\sqrt{1 + \mu^2} - \mu \right]^2 \quad (2.35)$$

Donde μ es el coeficiente de fricción estática, una variable medida a partir de ensayos en laboratorio y equivalente a ~ 0.6 . La Ecuación 2.34 puede expresarse en términos de μ , constituyéndose como la Ley de Byerlee (Ecuación 2.36), una recta que delimita la resistencia de un material a la deformación permanente por fracturamiento, virtualmente independientes del tipo de roca y fuertemente dependiente de las variaciones de presión:

$$\Delta\sigma = \rho_{roca} \cdot g \cdot z \left(1 - \left[\sqrt{1 + \mu^2} - \mu \right]^2 \right) \cdot \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_{roca}} \right) \quad (2.36)$$

Esta ley pierde su validez desde los ~30 km (*e.g.* Kirby *et al.*, 1991), donde las condiciones de presión y temperatura aumentan para dar paso a una deformación por comportamiento viscoso, que puede ocurrir a bajas o altas tasas de *strain*, definiéndose las leyes de Power y Dorn:

$$\Delta\sigma = \left(\frac{\dot{\epsilon}}{A_m} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot e^{\left[\frac{Q}{nRT} \right]} \quad \text{para } \Delta\sigma > 200 \text{ MPa (Ley de Power)} \quad (2.37)$$

$$\Delta\sigma = \sigma_d \left(1 - \sqrt{\frac{RT}{Q}} \cdot \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_d}{\dot{\epsilon}} \right) \right) \quad \text{para } \Delta\sigma < 200 \text{ MPa (Ley de Dorn)} \quad (2.38)$$

Donde A_m es una constante, Q es energía de activación, R es la constante de los gases, T es temperatura y σ_d es el valor límite de medición para *stress*. A_m y Q pueden calcularse como:

$$A_m = \frac{A^*}{G} \quad (2.39)$$

$$Q = E + g \cdot z \cdot \rho_{roca} \cdot V \quad (2.40)$$

Donde A^* es un factor preexponencial, G es el módulo de cizalle, E es energía de activación y V el volumen de activación. En las tablas 2.4 y 2.5 se presentan los valores para estas variables y otros parámetros para un olivino húmedo y uno seco (*wet* y *dry olivine*), composición principal de la litosfera en profundidad.

Tabla 2.4: Parámetros mecánicos para el manto litosférico.

Unidad	Símbolo	Valor	Ref. ^a
Constante universal de los gases ideales	R	8.3144 J K ⁻¹ mol ⁻¹	
Módulo de cizalle	G	80 GPa	(1)
Gravedad estándar	g	9.8 m s ⁻²	(2)
Tasa de deformación	$\dot{\epsilon}$	10 ⁻¹⁴ s ⁻¹	
Tasa de deformación límite	$\dot{\epsilon}_d$	3.05 · 10 ⁻¹¹ s ⁻¹	

^a(1) Karato y Wu (1993); (2) Aproximación del valor establecido en la 3ra Conferencia General de Pesos y Medidas.

Tabla 2.5: Parámetros de deformación dúctil para el olivino.

Unidad	Símbolo	Olivino seco	Olivino húmedo	Ref. ^a
Factor preexponencial	A^*	$3.5 \cdot 10^{-22} \text{ s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$	(1)
Exponente de estrés	n	3.5	3	(1)
Energía de activación	E	540 kJ mol ⁻¹	430 kJ mol ⁻¹	(1)
Volumen de activación	V	$20 \cdot 10^{-3} \text{ m mol}^{-1}$	$15 \cdot 10^{-3} \text{ m mol}^{-1}$	(1)

^a(1) Karato y Wu (1993).

Cuando se trata de litósfera oceánica, su perfil termal en profundidad evoluciona conforme aumenta la edad de la placa, generando en consecuencia una capa rígida progresivamente más potente. Turcotte y Schubert (2002) definen una ecuación para la temperatura en función de la edad (t) y la profundidad (z) para un sistema unidimensional en enfriamiento (Parámetros en la Tabla 2.6):

$$T(t, z) = -erfc \left[\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}} \right] (T_1 - T_0) - T_1 \quad (2.41)$$

Tabla 2.6: Parámetros para un modelo de enfriamiento simple.

Unidad	Símbolo	Valor
Densidad del manto	ρ_m	$3.3 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$
Densidad del agua	ρ_w	$1.0 \cdot 10^3 \text{ Kg/m}^3$
Temperatura en el techo de la placa	T_0	0 °C = 273 K
Temperatura en la base de la placa	T_1	1327 °C = 1600 K
Difusividad térmica	κ	$10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

Las dos ecuaciones que dominan el límite dúctil de la litósfera (Ecuaciones 2.37 y 2.38), y en consecuencia, la resistencia límite de la litósfera en profundidad, son dependientes de la temperatura. Como denota la Ecuación 2.41, la temperatura a su vez puede expresarse en función de la edad para un modelo de enfriamiento simple. A mayor edad de la placa, mayor profundización de las isógradas, y por ende más resistente el paquete de rocas (Figura 2.10).

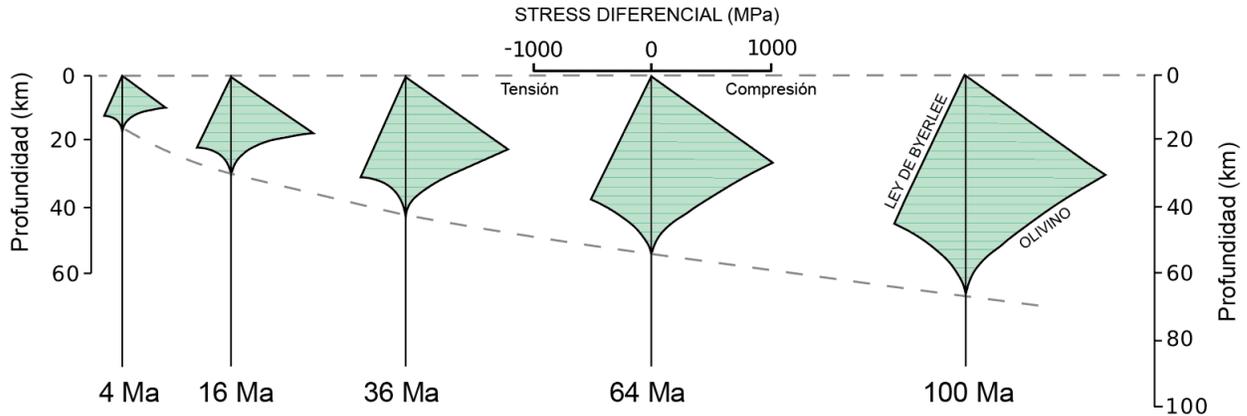


Figura 2.10: Perfiles de resistencia para la litósfera oceánica en función de la edad. En verde el área bajo la envoltura de stress, equivalente a la resistencia integrada de la litósfera.

Por otra parte, la litología de una litósfera oceánica está compuesta por tres tipos de roca esenciales: Basalto, Harzburgita y Lherzolita. Para fines reológicos, el basalto constituye una litología dominada por plagioclasa, en tanto que las otras dos son litologías dominadas por olivino. El espesor de la capa de basalto es generalmente muy bajo para desacoplar reológicamente la litósfera y reducir su resistencia integrada. En contraste, las características de la porción ultramáfica de la litósfera tendrán vital relevancia en el perfil de resistencia límite. Una litósfera oceánica estándar dominada por olivino tiene características medias entre un olivino húmedo y uno seco (Karato y Wu, 1993), con una mayor semejanza a un olivino húmedo en la zona cercana a la zona de subducción donde hay una rehidratación de las fases minerales constituyentes, a causa del fracturamiento flexural de la litósfera (Hunter y Watts, 2016).

3. METODOLOGÍA APLICADA

En el siguiente capítulo se aclarará como las técnicas analíticas expuestas en el capítulo anterior se aplicaron concretamente para lograr cada uno de los objetivos específicos planteados en la Introducción.

3.1. MOVIMIENTO ABSOLUTO DE PLACAS

El objetivo de esta etapa consiste en obtener vectores de Euler que describan el movimiento absoluto de las placas, y con ello establecer un marco de referencia para entender la relevancia de cada torque sobre la cinemática resultante. Así, a partir del material bibliográfico disponible en la literatura, se compilaron los datos de rotaciones finitas más recientes para las placas de Farallón, Cocos y Nazca, todas relativas a la placa del Pacífico (Tabla 3.1).

Tabla 3.1: Rotaciones finitas y covarianzas de las placas Nazca, Farallón y Cocos. Movimiento relativo a la placa del Pacífico.

	t^a (Ma)	λ (°N)	Φ (°E)	Ω (grados)	Covarianza (10^{-5} rad ²)						Ref. ^c
					a	b	c	d	e	f	
Cocos	0.78	-42.20	67.20	1.31	0.005	0.004	-0.004	0.009	-0.005	0.004	(1)
	11.94 ^b	-36.00	72.30	30.27	279.113	0.000	0.000	279.113	0.000	279.113	(2)
	12.99 ^b	-36.70	70.90	32.66	324.928	0.000	0.000	324.928	0.000	324.928	(2)
	14.80 ^b	-38.30	68.20	36.33	402.055	0.000	0.000	402.055	0.000	402.055	(2)
	17.28 ^b	-39.30	65.10	42.45	548.921	0.000	0.000	548.921	0.000	548.921	(2)
Nazca	0.78	-55.90	92.20	1.68	0.0007	0.002	-0.0008	0.008	-0.003	0.002	(1)
	6.57	-54.38	85.34	9.68	0.061	0.132	0.068	0.507	0.248	0.130	(3)
	8.86	-58.23	86.36	13.18	0.069	0.149	0.079	0.687	0.340	0.180	(3)
	10.95	-60.01	86.73	16.86	0.067	0.122	0.065	0.701	0.330	0.165	(3)
	13.07	-62.00	87.21	19.63	0.052	0.065	0.037	0.420	0.190	0.096	(3)
	15.10	-64.52	83.61	23.10	0.085	0.146	0.080	0.944	0.435	0.219	(3)
	17.45	-72.22	89.27	26.49	0.167	0.172	0.133	1.132	0.607	0.355	(3)
Farallón	24.73	-61.15	88.86	38.88	0.032	-0.101	-0.053	0.752	0.380	0.212	(3)
	28.28	-66.11	82.81	43.83	0.035	-0.026	-0.001	0.413	0.177	0.090	(3)
	33.06	-70.07	76.12	49.62	0.170	-0.180	-0.084	1.090	0.366	0.164	(4)
	36.62	-73.96	69.82	53.97	0.769	-0.543	-0.215	2.930	0.692	0.265	(4)
	40.13	-77.75	62.61	58.23	0.976	-0.579	-0.215	3.320	0.518	0.220	(4)
	43.79	-79.74	52.42	63.66	1.460	-0.553	-0.102	3.670	0.348	0.088	(4)
	53.35	-82.93	20.53	72.33	1.740	-0.783	0.077	3.660	0.082	0.014	(4)

^a Dataciones de Cande y Kent, 1995.

^b Covarianzas estimadas asumiendo una matriz diagonal e igual al 10% de su magnitud.

^c (1) DeMets et al., 2010; (2) Wilson, 1996; (3) Wilder, 2003; (4) Rowan y Rowley, 2014.

Se adjuntan además los parámetros de la matriz de covarianza publicados. En el caso de la placa de Cocos, la matriz no se encontró disponible, por lo que fue estimada en este trabajo como un 10% de Ω . Los valores $a-f$ representan el triángulo superior de la matriz simétrica y se construyen a la n -ésima rotación como sigue:

$$Cov(ROT)_n = \begin{pmatrix} a & b & c \\ b & d & e \\ c & e & f \end{pmatrix}$$

Para analizar el movimiento de cada placa, sin embargo, se requiere convertir estos datos de un marco relativo a uno absoluto. Para este trabajo se utilizará el marco de referencia basado en el sistema de *hotspots* del pacífico definido en un trabajo de Wessel y Kroenke (2008) determinado a partir de 12 cadenas montañosas submarinas. Los autores ahí establecen dos posibles marcos de referencia absolutos, para lo cual se optó por utilizar el modelo WG08-A que sólo considera cambios de primer orden en el movimiento absoluto de la placa del Pacífico (Tabla 3.2).

Tabla 3.2: Rotaciones finitas y covarianzas de la placa del Pacífico. Movimiento relativo al sistema de *hotspots* del Pacífico.

t (Ma)	λ (°N)	Φ (°E)	Ω (grados)	Covarianza (10^{-5} rad ²)						Ref. ^a
				a	b	c	d	e	f	
0.78	49.50	49.30	1.02	1.148	0.602	0.672	3.372	-1.079	3.554	(1)
2.58	56.88	53.72	2.66	2.370	0.199	3.080	2.888	-1.248	9.308	(1)
5.89	66.05	59.65	5.39	5.492	0.625	4.549	5.323	-3.032	14.850	(1)
8.86	70.87	62.87	8.23	6.238	3.365	0.591	10.190	-12.590	33.880	(1)
12.29	68.68	65.37	10.30	13.440	5.678	18.570	5.151	7.154	38.730	(1)
17.47	61.53	68.25	15.50	13.620	6.050	-0.263	10.140	-15.960	59.870	(1)
24.06	69.83	68.78	20.40	34.080	5.899	6.142	30.850	-38.030	77.960	(1)
28.28	70.80	67.72	23.60	29.040	5.501	5.904	27.980	-32.300	65.300	(1)
33.54	68.73	66.57	27.70	47.830	-28.360	54.510	42.460	-70.510	132.100	(1)
40.10	64.25	65.43	31.60	24.090	-7.689	8.881	14.180	-18.420	30.250	(1)
47.91	66.68	63.02	34.60	26.500	15.330	-10.040	53.240	-26.080	18.440	(1)
53.35	69.67	60.60	36.10	26.480	22.570	-7.216	95.390	-20.640	8.901	(1)

^a(1) Wessel y Kroenke, 2008

En la etapa de interpolación de los datos a rangos de tiempo en común, se considerarán tres aspectos para la selección de las edades a interpolar. En primer lugar, se buscó mantener la incertidumbre al mínimo, *i.e.* elegir edades ya conocidas para al menos una de las placas y en lo posible interpolar el *set* de datos con mejor precisión. Por otra parte, se procuró conservar resolución entre 5 y 8 Ma, considerando la escala de tiempo de los posibles cambios en el flujo astenosférico de segundo orden (Parnell-Turner *et al.*, 2014). Por último, se trabajó con un rango

temporal no mayor a ~52 Ma desde el presente, y con ello procurar utilizar rotaciones calculadas a partir de datos obtenidos a ambos lados de la Dorsal del Pacífico. No se calcularán vectores de Euler entre los 17.28 y 24.73 Ma ya que abarcan el antes y después del quiebre, y por tanto un valor promedio no representaría una realidad y carece de significado.

Una vez obtenidos ambos set de datos con rotaciones totales para la misma edad, esas pueden ser concatenadas para obtener así el movimiento de las placas Farallón, Nazca y Cocos respecto a un punto fijo en la Tierra. La magnitud angular obtenida del circuito de rotación puede ser luego dividida por el intervalo de tiempo que representa dicho rotación, y así obtener datos en la forma de vectores de Euler.

3.2. FUERZAS QUE ACTÚAN SOBRE UNA PLACA

Retomando el planteamiento de la ecuación 2.20, se estipulan 6 posibles fuerzas actuando sobre una placa oceánica en subducción. Cinco de estas, las ubicadas al lado derecho de la ecuación 3.1, pueden ser estimadas mediante las ecuaciones descritas en el capítulo 2.2.1. La suma de estos cinco componentes, de no ser despreciable, equivale entonces a un aporte impulsor/resistivo del manto inducido por contrastes de presión (\vec{M}_{BP}):

$$\vec{M}_{BP} = -(\vec{M}_{BD} + \vec{M}_{NSP} + \vec{M}_{RP} + \vec{M}_{SIF} + \vec{M}_{TFE}) \quad (3.1)$$

La Ecuación 3.1 es útil siendo un primer objetivo determinar si el equilibrio dinámico puede ser alcanzado mediante el balance de las fuerzas originalmente postuladas por Forsyth y Uyeda, es decir, evaluar si es necesario la integración de una fuerza resistiva/impulsora, más allá del alcance individual de cada fuerza convencional, para alcanzar el equilibrio. Todas las fuerzas propuestas por Forsyth y Uyeda (1975) pueden ser hoy estimadas de forma analítica mediante parámetros geométricos y mecánicos. No así el empuje basal (\vec{M}_{BP}), cuya magnitud y orientación sólo puede ser cuantificada mediante la Ecuación 3.1.

Estando la magnitud de algunos torques ligada a la cinemática de placas, se trabajará en intervalos de tiempo (*stages*) coincidentes con la cinemática reconstruida en el capítulo anterior, para tiempos previos y posteriores al quiebre. Además de la dirección y magnitud del movimiento, otros parámetros que pueden variar considerablemente entre dos intervalos de tiempo son el área

de la placa y el largo del tipo de borde. La geometría para la época de las placas involucradas se estimó a partir del modelo CK95G94 de Gibbons *et al.* (2015) para la edad media de cada intervalo de tiempo.

De no alcanzarse el equilibrio con las cinco fuerzas calculadas que fueron ya descritas en el Capítulo 2.2.1, esto es, si la magnitud del lado derecho de la Ecuación 3.1 supera un mínimo de 10^{24} Nm, se considerará es necesaria la aplicación de una fuerza adicional. Se infiere en este trabajo que dicha fuerza debiera corresponder con un empuje basal producto del actuar convectivo del manto. De ser así, debe considerarse que entre cada intervalo de tiempo existen variaciones de área (parámetro A de la ecuación 2.21 varía temporalmente) que podrían finalmente incidir en los resultados obtenidos.

A fin de testear y contrastar la relevancia efectiva del empuje basal en la cinemática de la placa. Tomando la metodología para este ejercicio de Stotz *et al.* (2018), se buscará establecer que magnitud debería tener la velocidad angular de la placa ($\vec{\omega}$ en la ecuación 2.21) para reducir el arrastre basal al punto en que no es necesario un flujo inducido por presión para el balance de placas ($\vec{M}_{BP} = 0$). Para ello es necesario reestablecer la ecuación 3.1 a:

$$\begin{aligned}\vec{M}_{BD} + \vec{M}_{NSP} + \vec{M}_{RP} + \vec{M}_{SIF} + \vec{M}_{TFE} &= 0 \\ \vec{M}_{BD} &= -(\vec{M}_{NSP} + \vec{M}_{RP} + \vec{M}_{SIF} + \vec{M}_{TFE})\end{aligned}\quad (3.2)$$

Donde el manto sólo juega un rol pasivo, y por tanto el empuje basal ya no representará un factor del balance.

3.3. FUERZAS QUE ACTÚAN SOBRE EL PERFIL DE UNA PLACA

Cada torque, como todo vector, puede ser descompuesto en 3 componentes, que en sistema cartesiano (Figura 3.1) son paralelos a los ejes ($\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$). La proyección del vector en cada una de estas dimensiones espaciales genera tres componentes (V_x, V_y, V_z), cuya suma tiene como resultado el vector inicial. El sistema de referencia ($\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$) puede tomar la orientación de cualquier triada de vectores ortogonales, donde simples operaciones algebraicas como el producto punto (o producto escalar) permiten obtener los respectivos vectores proyectados.

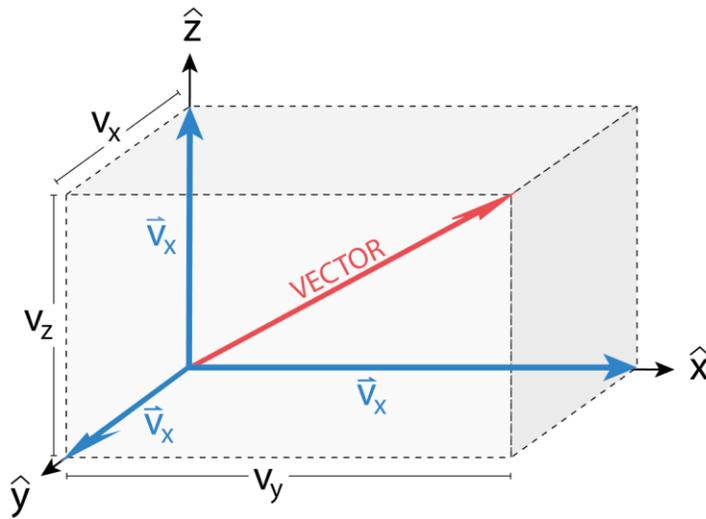


Figura 3.1: Representación gráfica de un vector en un sistema cartesiano tridimensional. Componentes del vector \vec{V} (rojo) son paralelos a cada eje cartesiano, de modo que:

$$\vec{V} = (V_x, V_y, V_z)$$

El producto punto es útil en física para dimensionar el aporte, o sea la magnitud, de un vector determinado en una dirección de interés. Sin precedentes, se busca aplicar esta técnica a los torques calculados en el subcapítulo anterior, y con ello cuantificar el esfuerzo tensional perpendicular a un plano determinado.

Con ese fin, se requiere primeramente establecer un nuevo sistema de referencia (Figura 3.2) basado en la ubicación de un punto central en el plano seleccionado (\hat{R}), que para este propósito será una posible orientación de la fractura que dividió la placa Farallón.

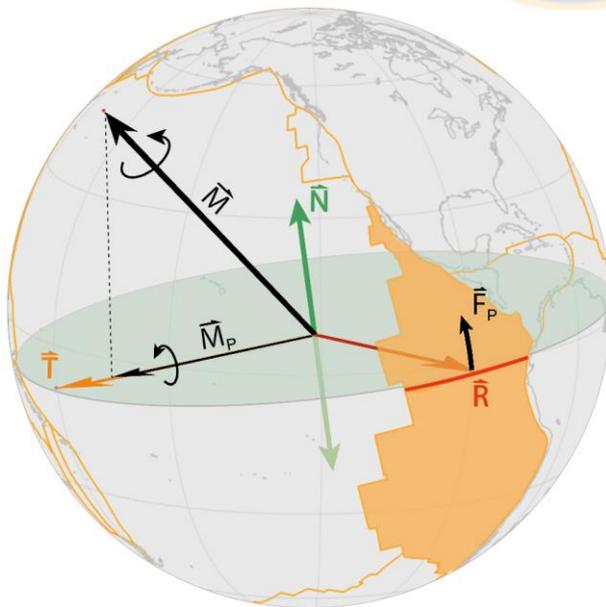


Figura 3.2: Esquema simplificado del cálculo de \vec{M}_p sobre un horizonte de la placa. La orientación del horizonte estudiado define un gran círculo y dos vectores perpendiculares a esta superficie y opuestos entre sí. El vector de posición del punto medio de la fractura (rojo, \vec{R}) y el vector normal al gran círculo (verde, \vec{N}) definen un nuevo vector (naranja, \vec{T}) que hará de eje para los esfuerzos perpendiculares (\vec{F}_p) al horizonte de fractura. Todo torque (\vec{M}) puede ser proyectado a este vector y obtener así el componente de este que aporta un torque normal al horizonte de fractura (\vec{M}_p). Para las operaciones que involucren un redireccionamiento según los vectores \vec{R} , \vec{N} y \vec{T} se utilizarán vectores unitarios (e.g. \hat{R}).

Esto permitirá orientar fuerzas normales al plano (\hat{N}) que contiene la fractura; y a su vez los ejes de torques que generarán estas fuerzas (\hat{T}). La disposición de estos componentes, basados en un \hat{R} ubicado en el punto medio del rasgo lineal se ejemplifica en la Figura 3.2. En ésta también se ejemplifica la proyección de un torque \vec{M} sobre el vector \hat{T} y la fuerza ortogonal resultante (\vec{F}_P). El cálculo del vector \vec{M}_P ilustrado en la Figura 3.2 se obtiene mediante las siguientes operaciones:

$$M_P = \vec{M} \cdot \hat{T} \quad (3.3)$$

$$\vec{M}_P = M_P \cdot \hat{T} \quad (3.4)$$

El resultado del producto punto de la Ecuación 3.3 tendrá una magnitud negativa si el ángulo entre ambos vectores es obtuso. En consecuencia, el vector \vec{M}_P obtenido de la Ecuación 3.4 apuntará en sentido opuesto a \hat{T} . Esta condición es oportuna, ya que permite rápidamente separar vectores cuya fuerza resultante estará orientada hacia el norte o hacia el sur, *i.e.* si el torque beneficia o desfavorece la divergencia a lo largo del margen.

Luego, la fuerza puede dimensionarse como:

$$\vec{F}_P = \frac{\vec{M}_P \times \hat{R}}{|R|} \quad (3.5)$$

Donde $|R|$ es un la magnitud del vector \vec{R} , equivalente al radio de la Tierra. Esta fuerza (\vec{F}_P), cuya unidad de medida es Newton [N], es el resultado del torque ejercido perpendicular al plano en cuestión y será en este trabajo considerado como la fuerza divergente disponible sobre ese plano.

De las seis fuerzas estudiadas, para este cálculo solo influirán las fuerzas impulsoras de magnitud considerable. Esto es, el tiro neto del *slab* (\vec{M}_{NSP}) y el empuje basal (\vec{M}_{BP}). El empuje de la dorsal (\vec{M}_{RP}), al ser una fuerza de borde que “empuja”, implica no hay configuración geométrica posible entre la Dorsal del Pacífico y una fractura dentro de la placa Farallón que genere tensión a lo largo de dicho margen, sino solo compresión, por lo que en primera instancia su aporte se excluirá del balance. Las fuerzas resistivas por su parte, solo actúan en respuesta a un movimiento de la placa, y es por este carácter condicional que tampoco se les considerará en este cálculo.

Adicionalmente, se estudiará un rango posibles configuraciones geométricas para la fractura, con el fin de determinar si las condiciones dinámicas fueron particularmente favorables sobre el plano que históricamente se fracturó. Para eso, se optará por un rango acotado de configuraciones espaciales, variando $\pm 15^\circ$ de la orientación reconstruida a partir del escarpe de Grijalva: 81.5° de azimut.

3.4. RESISTENCIA MECÁNICA DE UNA PLACA

La metodología del capítulo anterior permite estimar la fuerza disponible sobre el plano de fractura; en este capítulo se busca mediante la reología estimar la fuerza necesaria para superar la resistencia de la litósfera en cuestión. Todos los parámetros expuestos en el Capítulo 2.3, que finalmente determinarán la forma de la envolvente de resistencia (YSE), tendrán una directa incidencia en la resistencia integral de la placa. Este es, la integral bajo la curva de la YSE para un régimen compresivo o tensional según sea el caso (Figura 3.3).

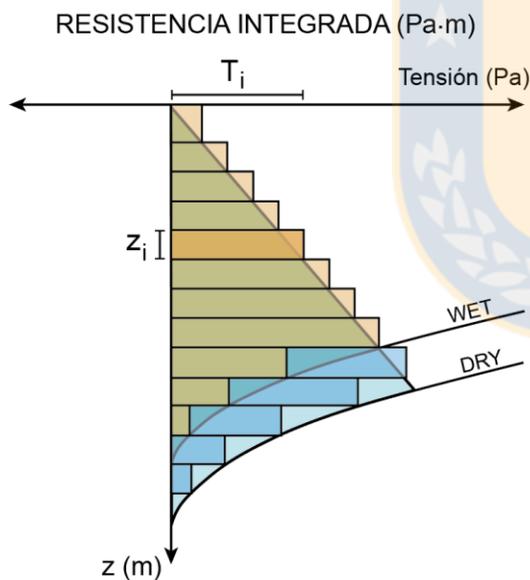


Figura 3.3: Envoltura de resistencia límite y su integral.

Perfil de resistencia límite para una litología dominada por olivino. Las dos posibles envolventes para el comportamiento dúctil corresponden a un olivino seco (DRY) y uno húmedo (WET). Para este último la integral bajo curva se ilustra en naranja y la diferencia de RI entre un olivino seco y uno húmedo se muestra en azul.

Esta resistencia integrada se mide en [N/m] y equivale a:

$$RI = \int_0^z YSE(z) dz \quad (3.6)$$

La Figura 3.3 ilustra esquemáticamente el cálculo de esta integral mediante la sumatoria de columnas para intervalos de profundidad constantes. Resulta evidente como la resistencia integrada puede variar considerablemente según cuales sean los parámetros utilizados para las curvas de régimen dúctil. En este ejemplo, un olivino húmedo (*wet olivine*) subestima la resistencia integrada (naranja) de la litósfera oceánica, mientras que un olivino seco (naranja + azul) maximiza al área bajo la curva. Las edades a lo largo del margen, que determinan efectivamente la profundidad de la curva del régimen dúctil, se calcularán a partir de la reconstrucción de Müller *et al.* (2016) para la edad del piso oceánico a los 25 Ma.

La resistencia integral calculada mediante la Ecuación 3.6 será representativa de un punto particular dentro del perfil de fractura estudiado. A fin de comparar esta magnitud con la fuerza disponible, se requiere calcular la integral de la resistencia integrada a lo largo de todo el margen de fractura. Para ello, considerar la Ecuación 3.7:

$$\sigma \cdot H \cdot L [N] = |\vec{F}[N]| \quad (3.7)$$

Esta muestra como una fuerza (\vec{F}) aplicada sobre un área, equivale a un esfuerzo (σ). En el caso estudiado, esta área es la del plano de fractura, y equivale a largo de la fractura (L) multiplicado por la profundidad de la litósfera (H). De la resistencia integrada calculada a partir de la Ecuación 3.6 se obtiene $\sigma \cdot H$, que luego al integrarse por el largo de la fractura equivale a $\sigma \cdot H \cdot L$, magnitud equivalente a la fuerza (\vec{F}) necesaria para fracturar la litósfera.

4. DESARROLLO

4.1. CINEMÁTICA DE PLACAS

Los resultados de la transformación de rotaciones finitas respecto de la placa del Pacífico para Cocos, Nazca y Farallón a vectores de Euler en un marco de referencia absoluto se exponen en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1: Vectores de Euler y covarianzas de las placas Nazca, Farallón y Cocos respecto al HARF.

	t_i (Ma)	t_f (Ma)	λ (°N)	Φ (°E)	ω (°/Ma)	Covarianza (10^{-5} rad ² Ma ⁻²)					
						a	b	c	d	e	f
Cocos	0.00	0.78	3.65	-119.59	2.075	1.896	0.997	1.098	5.557	-1.781	5.847
	0.78	8.86	15.66	-102.44	2.595	4.389	0.061	0.019	4.483	-0.210	4.849
	8.86	12.99	22.75	-102.28	2.329	37.366	0.885	1.108	36.908	-1.255	43.180
	12.99	17.28	27.04	-118.15	2.022	50.422	1.275	1.989	49.143	-0.957	58.196
Nazca	0.00	0.78	22.26	-104.78	2.081	1.888	0.992	1.103	5.555	-1.778	5.845
	0.78	8.86	19.22	-93.13	1.199	0.114	0.063	0.021	0.218	-0.204	0.576
	8.86	12.99	47.11	-83.25	1.060	1.963	0.905	1.119	1.600	-1.204	7.793
	12.99	17.28	82.79	-18.17	0.801	2.961	1.302	2.007	1.835	-0.872	10.760
Farallón	24.73	28.28	84.20	-133.66	1.10	7.318	1.331	1.420	6.981	-8.099	16.573
	28.28	33.54	77.06	-127.90	0.77	2.814	-0.853	2.173	2.706	-3.671	7.154
	33.54	40.10	68.63	89.54	1.05	1.734	-0.881	1.456	1.555	-2.014	3.794
	40.10	47.91	77.14	32.81	1.03	0.910	0.085	-0.026	1.328	-0.703	0.808

Mapas de posición de los vectores de Euler para cada placa se ilustran en los Anexos (Figuras A.1, A.2 y A.3, respectivamente). Los vectores calculados en la Tabla 4.1 son el reflejo inmediato de la variación en el campo de esfuerzos imperante sobre cada placa, y que pueden visualizarse como cambios en la velocidad angular, superficial y azimuth (Figura 4.1).

Una observación preliminar de la Figura 4.1a muestra el notorio cambio en la velocidad angular de las placas de Cocos y Nazca posterior al quiebre, con un +100% y -40% respectivamente. Este reequilibrio es también reflejado en las direcciones de movimiento (Figura 4.1b), donde las nuevas placas, una vez independientes, tomaron orientaciones de movimiento divergentes en $\sim 50^\circ$. La variación es más drástica en la placa de Cocos, esperable en parte por su menor dimensión areal (Iaffaldano y Bunge, 2015).

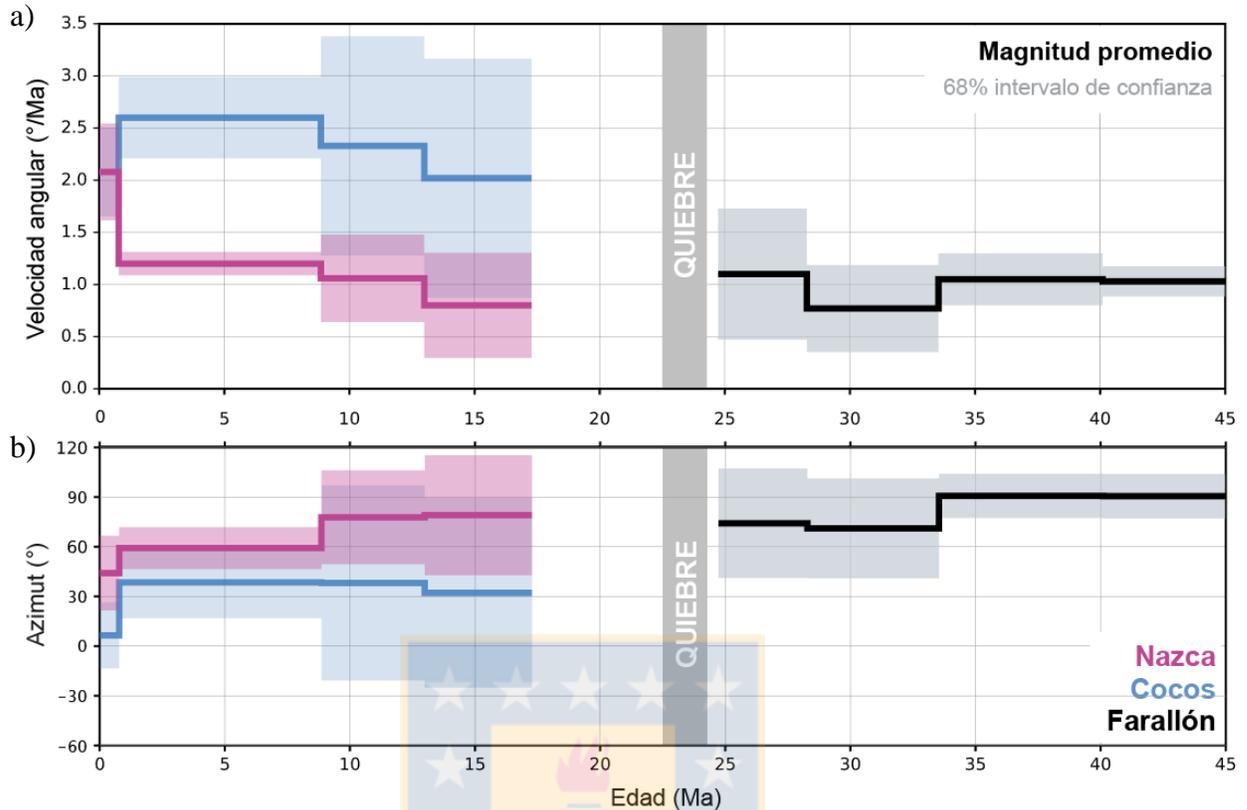


Figura 4.1: Magnitud y dirección del movimiento para las placa Farallón, Nazca y Cocos desde los 45 Ma. a) Velocidad angular (ω) obtenida de los vectores de Euler calculados para cada placa (Tabla 3.3) b) Azimut calculado a partir de los vectores de Euler en la tabla 3.3 para los 90°W , 0°N . Edad del quiebre según Lonsdale (2005).

Este tipo de parámetros darán un marco de referencia para entender la relevancia de cada torque sobre la cinemática resultante de las rotaciones finitas observadas. El *set* de datos es similar al previamente compilado por Rowan y Rowley (2014), con la salvedad de que en este se integra la placa de Cocos al balance, ofreciendo resultados innovadores y parámetros intermedios tangibles para el movimiento de placas.

4.2. CAMPO DE ESFUERZOS

La Figura 4.2 muestra una síntesis temporal de cada torque obtenido a partir de la Ecuación 3.1 (Datos en Anexos, Tabla A.1). Los fundamentos teóricos para el cálculo de cada uno de estos torques fueron expuestos en el Capítulo 2.2.

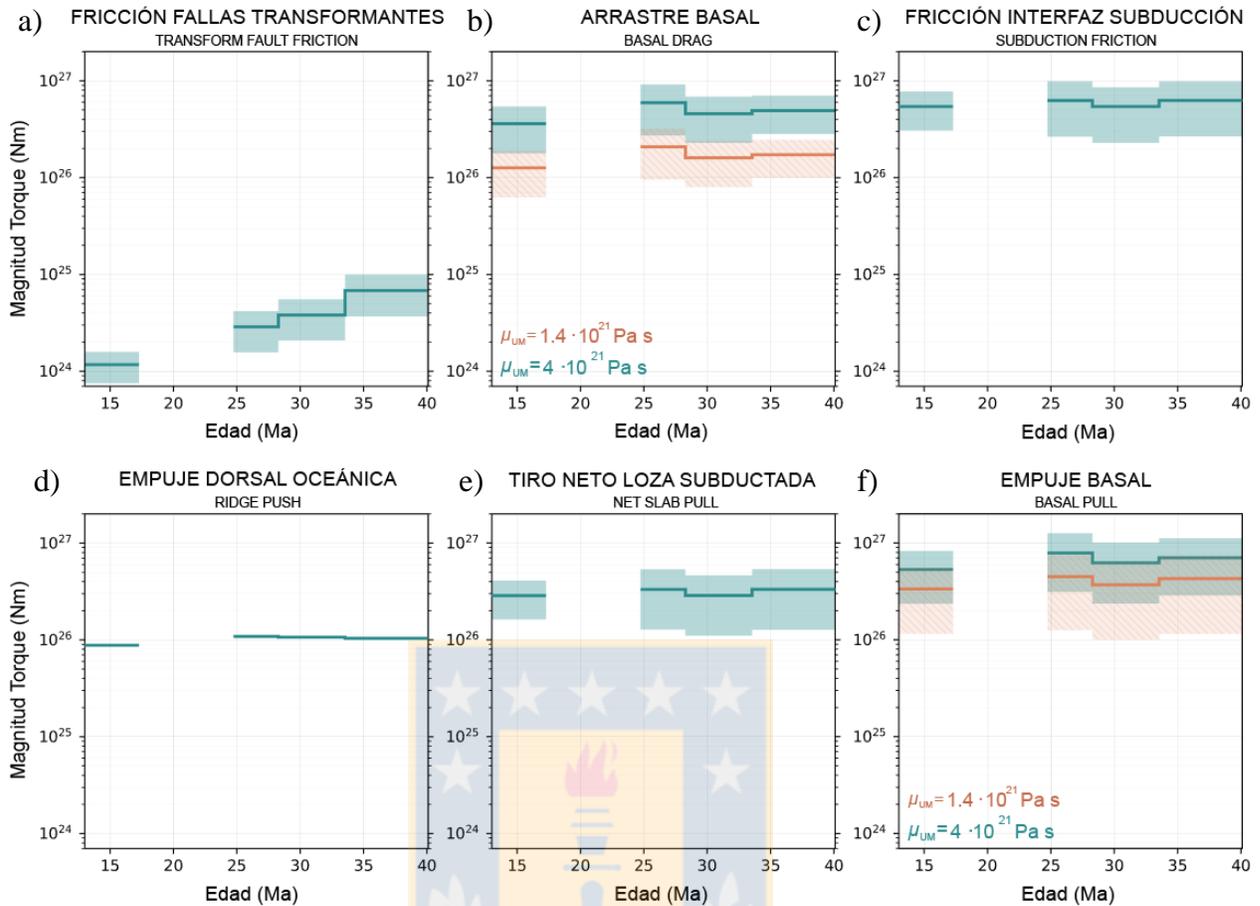


Figura 4.2: Magnitud de los torques actuando sobre la placa Farallón y sus remanentes entre los 40 y 15 Ma.

Gráficos a), b) y c) muestran las fuerzas resistivas del balance; gráficos d), e) y f) muestran las fuerzas impulsoras del movimiento de placas. Para cada gráfico, el eje de las ordenadas representa la magnitud del torque en una escala logarítmica para una mejor comparación entre torques con distintos órdenes de magnitud. Cada torque calculado (15 Ma, 26 Ma, 31 Ma y 37 Ma) es representativo del intervalo de tiempo (*stages*) que abarca el vector de Euler utilizado (Tabla 4.1). El torque calculado para los 15 Ma equivale a la suma del torque para Nazca y Cocos. Línea representa el valor medio del torque y el área sombreada el 68% de confianza del ensamble.

La primera gráfica (Figura 4.2a) muestra la variación en el tiempo de la fricción a lo largo de fallas transformantes asociadas a dorsales oceánicas (\vec{M}_{TF}). Este torque en comparación con las otras fuerzas de la Figura 4.2 es una componente de 2do orden en el balance, por lo que su tendencia, por marcada que sea, no afecta mayormente el resultado de la ecuación 3.1. La siguiente gráfica (Figura 4.2b) contiene la variación de \vec{M}_{BD} , otra fuerza resistiva que actúa esta vez en la base de la placa. Su tendencia es en gran medida reflejo de la variación en la velocidad de la placa (Figura 4.1a). Dentro de este gráfico se muestran los resultados de dos ensambles, cada uno calculado para una μ_{LUM} (Tabla 2.1). Otra fuerza resistiva de primer orden se grafica en la Figura 4.2c, un ensamble de soluciones para \vec{M}_{SIF} cuya variación temporal solo responde a variaciones en

el largo del margen convergente, que se mantuvo relativamente constante en esa ventana de tiempo. La Figura 4.2d muestra la magnitud del empuje de la dorsal, y que como se detalló en el Capítulo 2.2.3, los parámetros requeridos se conocen con bastante confianza, no siendo necesario el uso de un ensamble de posibles soluciones para \vec{M}_{RP} . Es por esto que, a diferencia de los otros torques, solo está representado por una línea, que por lo demás no varía considerablemente en el tiempo. La magnitud por metro lineal obtenida se corresponde con estimaciones publicadas con anterioridad (Bott, 1991; Parsons y Richter, 1980; Turcotte y Schubert, 2002). La Figura 4.2e muestra el ensamble para \vec{M}_{NSP} generado a partir de un muestro aleatorio de rangos razonables para F_{NSP} (detalles en Capítulo 2.2.2). Los valores obtenidos son del doble de magnitud que \vec{M}_{RP} , relación también observada por Schellart (2004). Los cambios observados a lo largo del tiempo en la Figura 4.2e también responden netamente a variaciones en el largo del margen convergente (misma tendencia que \vec{M}_{SIF}). La Figura 4.2f muestra la variación de \vec{M}_{BP} , que ya representa el resultado de la Ecuación 3.1. La tendencia observada en el gráfico es un reflejo directo de la variación en las otras fuerzas de primer orden, todas relativamente coincidentes con la variación en la velocidad angular de la placa.

El objetivo de este estudio es en parte la cuantificación de \vec{M}_{BP} , que puede como tal representar cualquier fuerza y que en este trabajo se asocia a un impulso convectivo del manto (Figura 4.3).

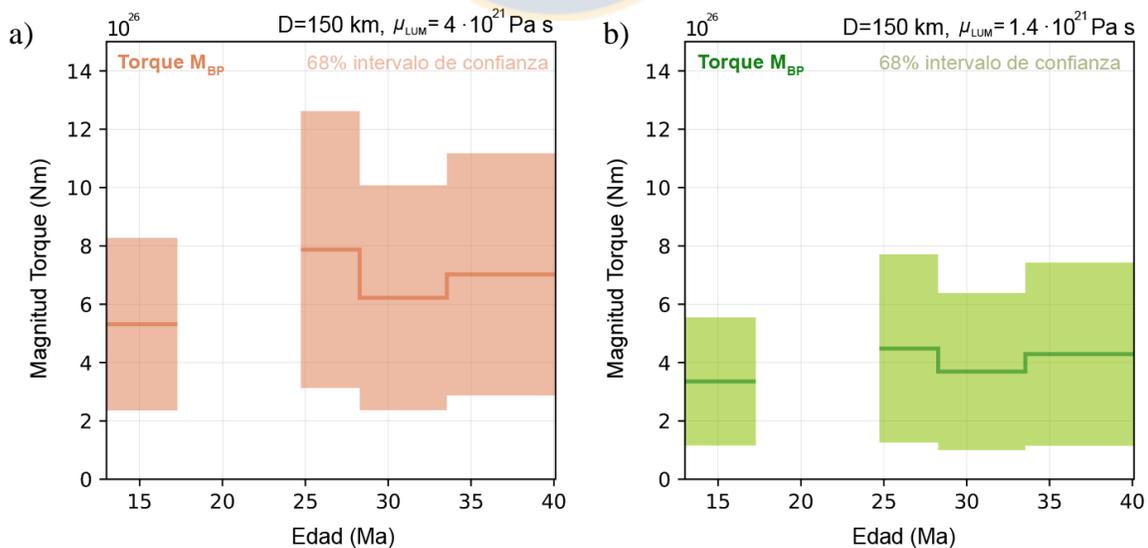


Figura 4.3: Distribución de magnitud del vector \vec{M}_{BP} . Empuje basal para a) $\mu_{LUM} = 4 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$, y b) $\mu_{LUM} = 1.4 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$. Valor promedio para cada intervalo de tiempo está representado por una línea, el área de confianza del 68% es representada mediante área sombreada.

La Figura 4.4 ilustra la posición del vector torque proyectado sobre la superficie terrestre (eje del torque), para las cuatro ventanas de tiempo graficadas en la Figura 4.3.

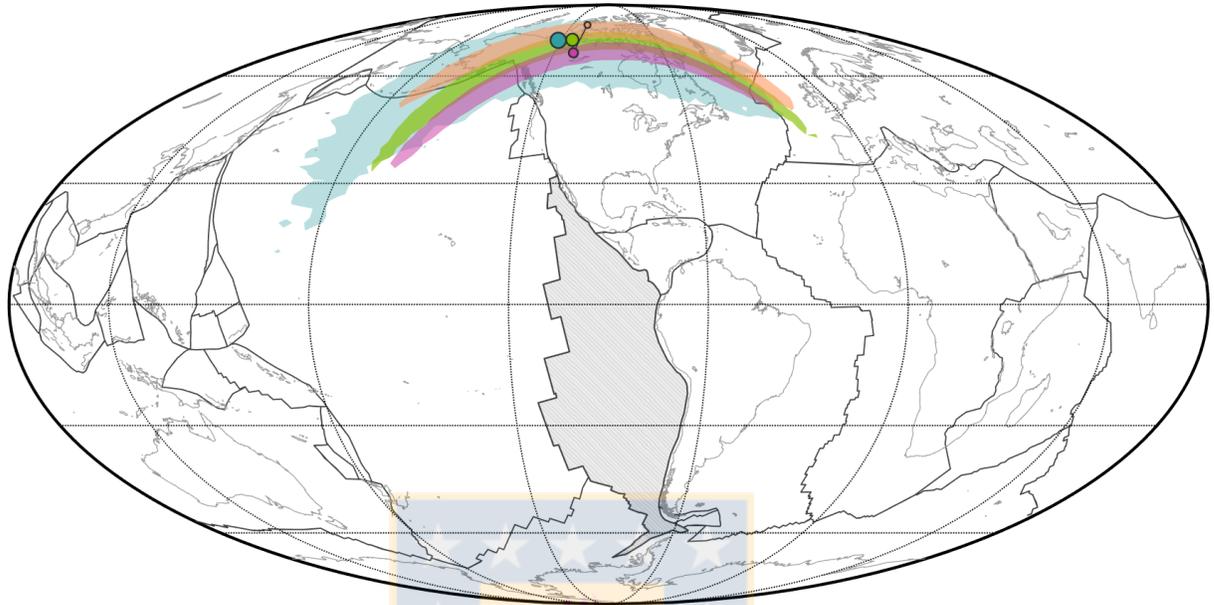


Figura 4.4: Proyección del vector \vec{M}_{BP} sobre la esfera terrestre. Cada elipse representa el área de confianza del 68% de los datos para los 15 Ma (azul), 26 Ma (verde), 31 Ma (púrpura) y 37 Ma (naranja). El *basal pull* para los 15 Ma equivale a la suma de este componente para Nazca y Cocos. Los puntos representan el valor promedio para cada ensamble de soluciones, donde el punto más grande indica la edad más joven. Proyección Mollweide, centrada en -90°E .

Las figuras 4.3 y 4.4 tienen una serie de implicancias para lo que entendemos como *basal pull* en el contexto del quiebre de la placa Farallón. En primer lugar, la proyección del vector (Figura 4.4) se posiciona al norte de la(s) placa(s), ubicación compatible con un torque impulsor del movimiento, dirigido hacia el este. En términos de magnitud (Figura 4.3), \vec{M}_{BP} se encuentra en el mismo orden que otros torques impulsores de primero orden como \vec{M}_{NSP} (Figura 4.2e). Esto, sumado a que la posición de las proyecciones del vector se asemejan a la posición del vector de Euler (Anexos, Figura A.1), permite pensar en el empuje basal como una de las fuerzas que aporta en gran medida a la dirección del movimiento de la placa, con un magnitud mínima de al menos 10^{26} Nm.

Hasta ahora, se utilizó un espesor fijo del canal de baja viscosidad bajo la litósfera (D_{LZV}) para el cálculo de los componentes basales del torque, basado en la interpretación de los perfiles tomográficos de Montagner (2002) y Maggi *et al.* (2006). En un segundo enfoque (Figura 4.5), se opta por usar un rango de viscosidad razonable para μ_{LZV} ($5 \cdot 10^{19}$ a 10^{20}), y establecer D_{LZV} como

un parámetro libre solo dependiente de μ_{LVZ} y μ_{LUM} (Ecuación 2.23). Los resultados del cálculo de \vec{M}_{BP} para D_{LVZ} como parámetro libre se muestran sobrepuestas al cálculo de \vec{M}_{BP} con D_{LVZ} fijo (Figura 4.3).

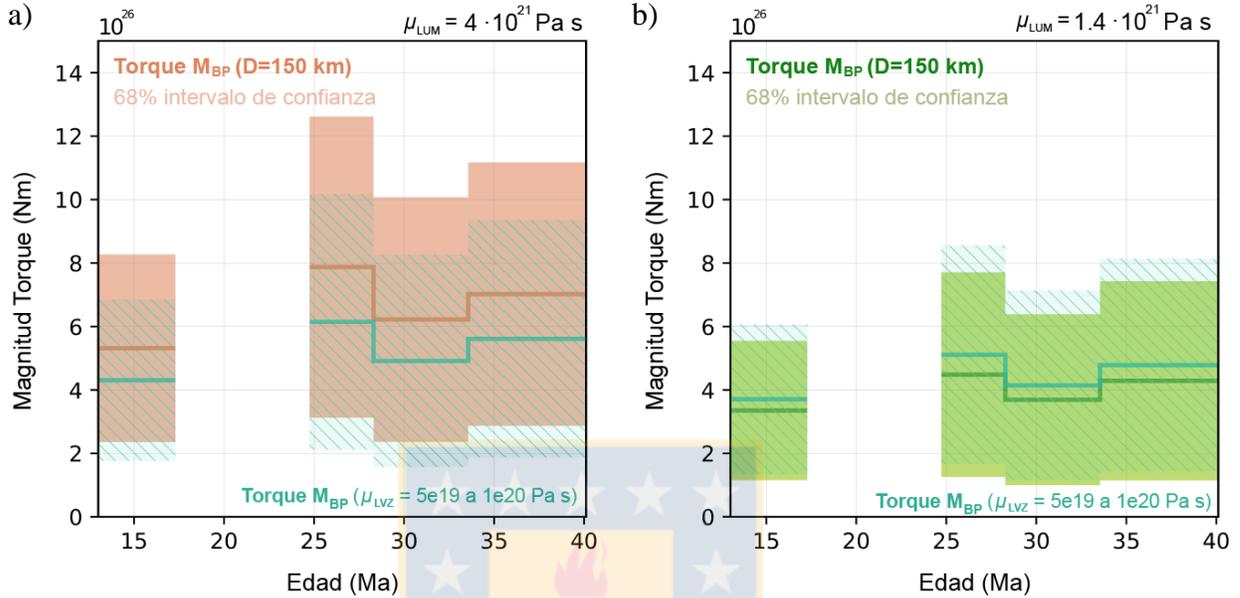


Figura 4.5: Contraste de \vec{M}_{BP} para un espesor D_{LVZ} fijo versus variable. Cálculo del empuje basal para μ_{LUM} equivalente a $4 \cdot 10^{21}$ Pa·s (naranja) y $1.4 \cdot 10^{21}$ Pa·s (verde) usando un espesor del canal de baja viscosidad fijo en 150 km, y para un D_{LVZ} dependiente (azul) de μ_{LVZ} ($5 \cdot 10^{19}$ a $1e20$) y μ_{LUM} . Valor promedio para cada intervalo de tiempo está representado por una línea, el área de confianza del 68% es representada mediante rectángulos.

En términos generales, la tendencia en la media de la magnitud de los datos persiste, el efecto de esta adaptación en el cálculo homogeneiza el contraste existente entre ambos extremos de la μ_{LUM} . Tampoco hay una variación en la magnitud de la desviación estándar del ensamble, solo una disminución en la media para $\mu_{LUM} = 4 \cdot 10^{21}$ Pa s (Figura 4.5a) y un aumento para $\mu_{LUM} = 1.4 \cdot 10^{21}$ Pa s (Figura 4.5b).

Previo a cualquier posterior interpretación de \vec{M}_{BP} , se debe considerar que esta magnitud es una integral del área de la placa a cada intervalo de tiempo. Una variación en el área de integración podría teóricamente explicar los contrastes de magnitud observados en la Figura 4.5. En particular, entre el momento previo y posterior al quiebre existe una reducción areal del $\sim 17\%$, siendo este porcentaje menor entre los otros intervalos de tiempo de la placa Farallón. La Figura 4.6 muestra el cálculo del arrastre basal para el área de contraste (único torque afectado por la reducción en el área de integración) y la variación de \vec{M}_{BP} .

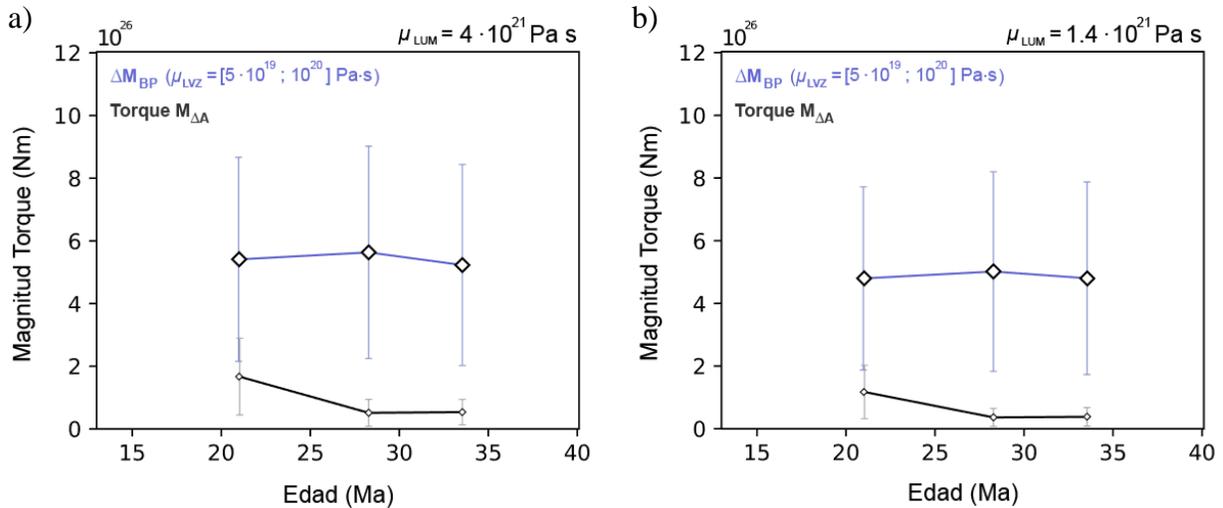


Figura 4.6: Variación de \vec{M}_{BP} versus \vec{M}_{BD} inducido por variación del área. Diamantes representan el valor medio calculado para la variación del empuje basal entre cada intervalo de tiempo (púrpura) y la diferencia en empuje basal producto de la variación en el área de integración (negro), equivalente a la diferencia de arrastre basal para dos intervalos de tiempo consecutivos, utilizando un mismo vector de Euler. Cálculo para a) $\mu_{LUM} = 4 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$, y b) $\mu_{LUM} = 1.4 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$.

Para las figuras 4.6a y 4.6b, el mayor torque inducido por una variación en el área ocurre entre las etapas inmediatamente anterior y posterior al quiebre, consecuente con el hecho de que entre esos dos intervalos de tiempo ocurrió la mayor reducción de la placa. Si bien existe la posibilidad de solapamiento entre ambas distribuciones, *i.e.* un cambio en la magnitud del torque ($\Delta \vec{M}_{BP}$) exclusivamente por un cambio en el intervalo de integración, no hay una justificación en términos geodinámicos para creer que este haya sido el caso. La componente inducida por la variación del área para las otras ventanas temporales no justifica más de un 10% en el cambio observado, magnitud insuficiente, con lo que se revalida la presencia de un flujo mantélico impulsor de magnitud considerable bajo las placas en cuestión.

A modo de visualización de la relevancia del empuje basal en la dinámica resultante de las placas, se hizo además el cálculo inverso para el vector de Euler (Stotz *et al.*, 2018). La Figura 4.7a grafica la magnitud del vector de Euler obtenido a partir del estudio cinemático de este trabajo y en la Figura 4.7b se muestra el vector de Euler obtenido del cálculo inverso basado en la Ecuación 3.2.

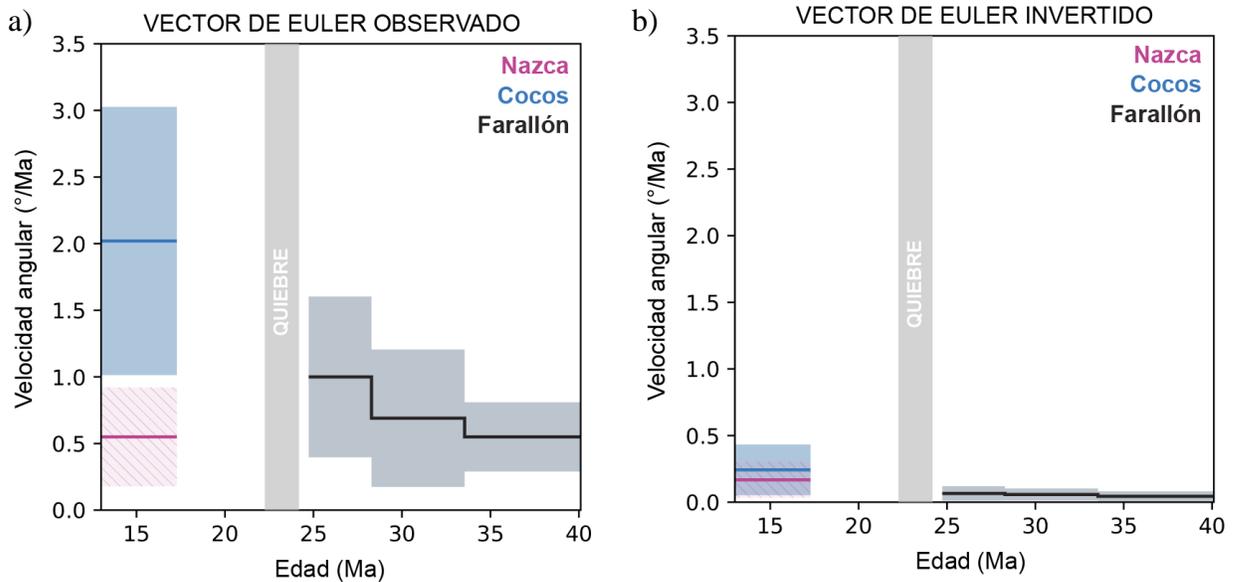


Figura 4.7: Comparación $\vec{\omega}_{OBSERVADO}$ y $\vec{\omega}_{INVERTIDO}$ para un modelo dinámico sin \vec{M}_{BP} . Línea representa el valor medio del vector de Euler y el área sombreada el 68% de la covarianza para cada caso.

El contraste entre las figuras 4.7a y 4.7b deja en evidencia como el cálculo inverso de los vectores de Euler requiere una velocidad angular muy por debajo de los valores originales obtenidos de la cinemática. Esto es, una placa con un movimiento virtualmente nulo, destacando nuevamente lo ya planteado por otros autores (Adam and Vidal, 2011 en Höink, 2011): la necesidad de fuerzas impulsoras más allá de las convencionalmente estudiadas.

Otros trabajos más recientes, desarrollados para la zona del Pacífico también estiman que un *imput* de flujo astenosférico es requerido para explicar tanto cambios abruptos en la orientación del movimiento de grandes placas (Stotz *et al.*, 2018), como para justificar divergencias asimétricas a los largo de la Dorsal del Pacífico (Rowley *et al.*, 2016).

4.3. PROYECCIÓN DEL CAMPO DE ESFUERZOS A UN PLANO

Este segundo enfoque busca utilizar las condiciones de borde temporales conocidas de la geología para constreñir la dinámica de esfuerzos a un plano netamente espacial, *i.e.* las condiciones dinámicas y reológicas de la litósfera a los ~24 Ma que permitieron la fragmentación. Si bien el mismo registro geológico puede utilizarse para reconstruir hacia el pasado la orientación del escarpe de Grijalva (Figura 1.4), único remanente identificado de la fractura original (Handschumacher 1976; Hey, 1977), también se busca determinar si las condiciones dinámicas

fueron particularmente favorables a lo largo de ese arreglo espacial. Y de no ser este el caso, inquirir en qué otras condicionantes pudieron ser determinantes.

La suma de las fuerzas ortogonales al plano de fractura, calculadas a partir de los torques proyectados seleccionados, se grafican en la Figura 4.8.

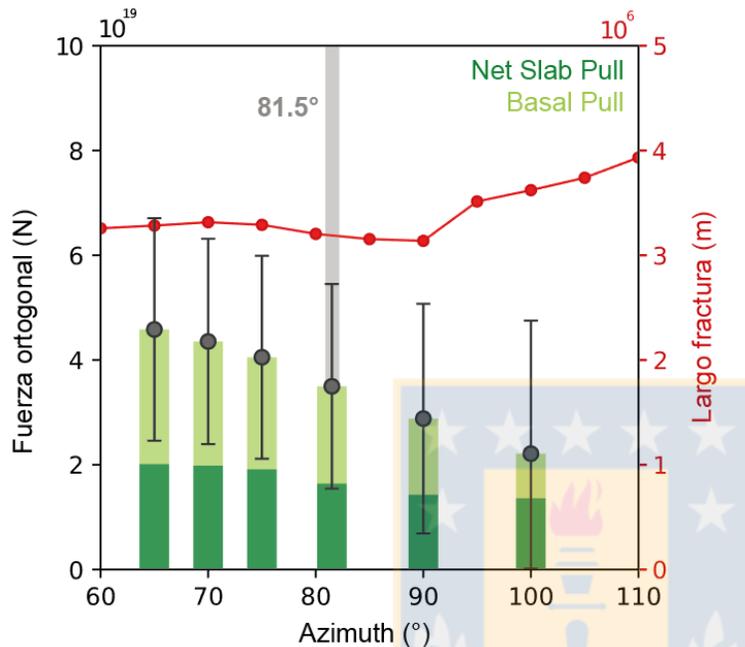


Figura 4.8: Fuerza disponible y largo de ruptura para distintas configuraciones geométricas. Círculos y sus líneas de error representan el torque total disponible y el 68% de confianza del ensamble. En barras se ilustra la contribución de cada torque individual. Círculos rojos muestran la variación en el largo de la ruptura. Para ángulos mayores al rango visible en la figura, el largo aumenta de forma exponencial. En gris la orientación reconstruida de la fractura, con un azimut de 81.5°. Fuerzas calculadas para la geometría y cinemática a los 25 Ma.

En términos de magnitud de la fuerza, no existe una real disposición preferencial hacia un azimut de 81.5°. Tanto la componente de \vec{F}_{NSP} como \vec{F}_{BP} disminuyen en magnitud conforme la fractura se orienta hacia el WNW-ESE. Aquí la fuerza asociada al *net slab pull* para la sección norte de Farallón (Pre-Cocos) aumenta pero no con suficiente rapidez para contrarrestar el ahora empuje de la sección sur hacia el margen en cuestión. Caso contrario para el otro extremo de orientaciones azimutales, donde un ángulo de ~45° restringe al mínimo el \vec{F}_{NSP} para la zona norte.

En paralelo a esto se debe destacar nuevamente, que a medida que se alejan los ángulos desde los 81.5°, la longitud de margen (Figura 4.8, línea roja) aumenta considerablemente, con incidencia directa en la distribución del esfuerzo a lo largo de la ruptura (L). Recordar para ello la Ecuación 3.7:

$$\sigma \cdot H \cdot L [N] = |\vec{F}[N]|$$

La Figura 4.8 grafica los valores de \vec{F} y L , para distintas posibles orientaciones de la fractura. Con ello se dispone del lado derecho de la ecuación 3.7, que será una medida de la fuerza disponible. Esto puede ahora ser contrastado con el lado izquierdo de la ecuación, que representará el esfuerzo necesario para fracturar la placa. Tanto σ como H son parámetros que pueden estudiarse a partir de la reología de la litósfera, mediante la metodología detallada en el Capítulo 3.4.

La resistencia de la litósfera integrada por el espesor de la placa y el largo de la fractura da como resultado la fuerza máxima que puede soportar la litósfera previo a su quiebre (Figura 4.9)

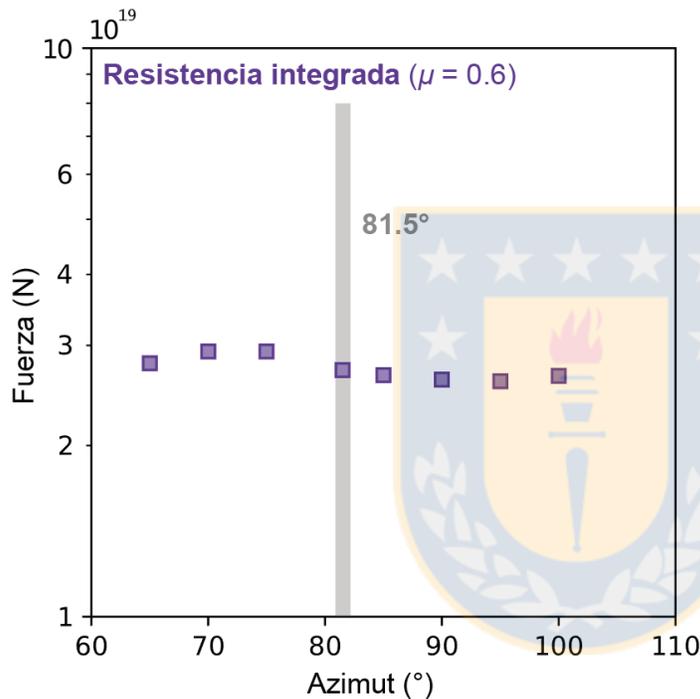


Figura 4.9: Resistencia integrada versus ángulo de quiebre. Cuadrados púrpuras simbolizan la magnitud de la resistencia integrada a partir del perfil de deformación frágil-dúctil. En gris la orientación reconstruida de la fractura, con un azimut de 81.5°. Esfuerzos calculados para la geometría a los 25 Ma.

De la figura 4.9 es posible observar como la resistencia de la placa tampoco muestra una particular disminución a los 81.5°, sino que se muestra relativamente homogénea para todas las configuraciones geométricas analizadas. Considerar que valores de azimut fuera del rango estudiado, el largo de una potencial fractura aumenta considerablemente, y de forma proporcional la fuerza requerida para dividir la placa (Ecuación 3.7).

5. DISCUSIÓN

A diferencia de la época en la que Wortel y Cloetingh (1981) dieron los primeros pasos hacia un modelo geodinámico del quiebre de la placa Farallón, hoy se dispone de una expresión analítica para estimar la magnitud resistiva de la astenósfera. Se conocen con mayor precisión parámetros como la viscosidad del manto y las velocidades de las placas sobre éste (Figura 5.1a, abajo). El balance de fuerzas realizado y todos los posibles escenarios contemplados sugieren la existencia de un componente impulsor adicional a las fuerzas postuladas por Forsyth y Uyeda (1975), identificado aquí como el rol de un manto convectivo (Figura 5.1c).

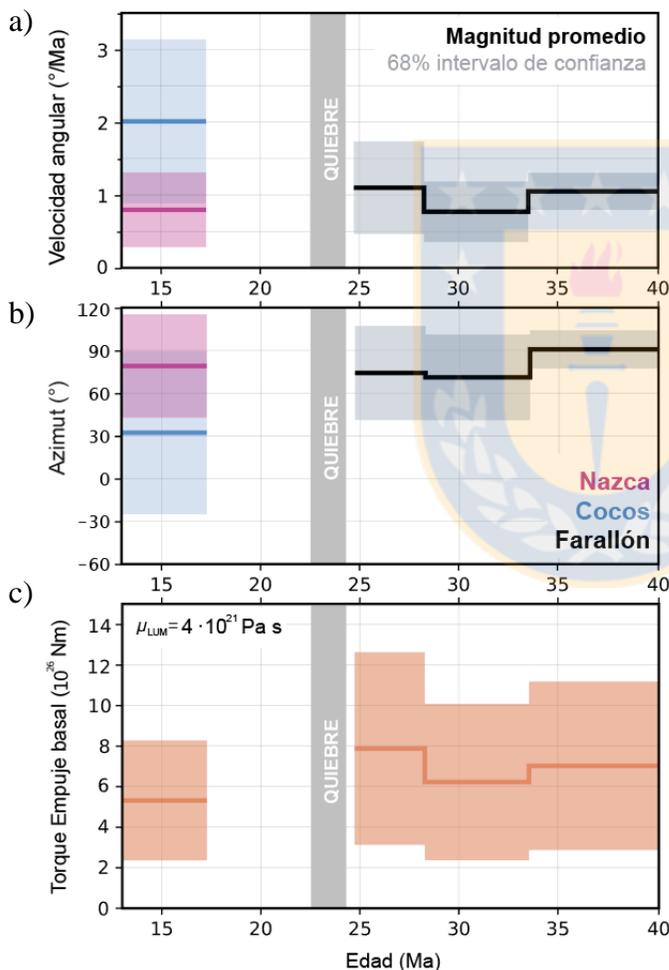


Figura 5.1: Resumen velocidad angular, azimut

y \vec{M}_{BP} para las placas Cocos, Nazca y Farallón entre los 40 y 15 Ma.

a) Velocidad angular (ω) obtenida de los vectores de Euler calculados para cada placa (Tabla 3.3) b) Azimut calculado a partir de los vectores de Euler en la tabla 3.3 para los 90°W , 0°N . c) Empuje basal para $\mu_{LUM} = 4 \cdot 10^{21}$ Pa·s y un espesor del canal de baja viscosidad D_{LVZ} fijo en 150 km.

Valores promedio para cada intervalo de tiempo (*stages*) representados por una línea, intervalo de confianza del 68% es representado mediante áreas sombreadas semitransparentes. Edad del quiebre según Lonsdale (2005).

De la comparación entre las figuras 5.1a y 5.1c, es posible interpretar cierta correlación entre la magnitud de esfuerzo basal aplicado bajo la placa y la velocidad angular que esta puede alcanzar. Notar que la magnitud de los vectores calculados para \vec{M}_{BP} (Figura 5.1c) tiene un valor mínimo no menor a 10^{26} , magnitud más que suficiente para establecer el *basal pull* como una fuerza

de primer orden. El hecho de que otros estudios basados en datos recientes (Adam y Vidal, 2010; Croon *et al.*, 2011; Rowan y Rowley, 2016; Stotz *et al.*, 2018) también destaquen la necesidad de fuerzas impulsoras más allá de las tradicionalmente manejadas, demuestra como la dinámica tras la tectónica de placa es aún un área activa de investigación.

Sin embargo, el alcance de este estudio genera resultados con un grado de incertidumbre que imposibilita cualquier interpretación respecto a su variación temporal. Si bien la media del ensamble exhibe cambios de magnitud temporales, un escenario sin variación también es posible dentro de los rangos de error. Ahora bien, la incertidumbre del cálculo tampoco descarta un aumento efectivo del *basal pull* hacia los 24 Ma, los intervalos de confianza bien permiten la posibilidad de un aumento y posterior disminución del empuje basal, ligado temporalmente al quiebre de la placa. Datos mejor constreñidos podrían derivar en interesantes conclusiones que relacionen esta variación temporal con el quiebre coetáneo de la placa.

La imprecisión en los cálculos del componente impulsor del manto radica en tres factores. En primer lugar, la incertidumbre de las rotaciones finitas. Con cada década, se definen nuevas isócronas, mejorando la resolución de las reconstrucciones. Como resultado, el ruido asociado a cada rotación finita aumenta (Ecuación 2.17), presentando un verdadero desafío para conciliar las fuerzas requeridas para cambios a una menor escala temporal (Iaffaldano *et al.*, 2012). Si bien las rotaciones finitas para la placa Farallón no alcanzan una resolución temporal tan fina, la magnitud de las matrices de covarianza sigue siendo considerable. El panorama empeora al concatenar el marco de referencia absoluto para la placa del Pacífico, con incertidumbres entre uno y dos órdenes mayores. La placa de Cocos por otro lado, no dispone en la literatura de rotaciones finitas publicadas con una matriz de covarianza resuelta para el pasado, siendo necesario asignarle aquí una incertidumbre razonable al vector de Euler. El problema recae en la cercanía del polo de Euler a la placa (Anexos, Figura A.3), donde algunas soluciones del vector de Euler implican movimientos simplemente no realistas. Estos escenarios, de ser los mínimos, son en teoría filtrados de los resultados finales al solo considerar intervalos de confianza del 68%.

En segundo lugar, el uso de rangos para representar cada parámetro involucrado en el cálculo de los torques. Un rango más restringido o delimitado por zonas podría reducir considerablemente la desviación estándar del ensamble. Para la fricción en la interfaz de subducción, por ejemplo, el parámetro H_{bd} (profundidad del límite frágil-dúctil en la zona de

contacto) tiene un gran impacto en el resultado final de \vec{M}_{SIF} , al ser una variable elevada al cuadrado. Considerar en contraste, la fricción en fallas transformantes. Para su determinación, el parámetro H_{bd} fue calculado a partir de la edad de las placas involucradas, resultando en una incertidumbre mucho más limitada (Figura 4.2a y 4.2c; considerar escala logarítmica). Esta misma metodología no es directamente aplicable a \vec{M}_{SIF} por la naturaleza distinta de la zona friccional. En cambio, un acercamiento sería estudiar la relación entre la sismicidad actual y configuración de la zona de subducción a lo largo de Sud- y Centroamérica, para con ello basarse en la geología de la época y extrapolar las posibles condiciones del margen friccional.

En tercer lugar, la incapacidad de calcular la orientación y magnitud del flujo tipo Poiseuille (\vec{M}_{BP}) como un factor independiente limita el análisis porcionado de una placa. Al calcular los esfuerzos aplicados sobre las porciones norte y sur de Farallón previos al quiebre, el cálculo de \vec{M}_{BP} se obtiene como lo que resta para alcanzar el equilibrio. Esta condición impuesta no necesariamente refleja el estado real de equilibrio en esa porción particular de la placa. El conocimiento actual disponible sobre la convección del manto en la zona de baja viscosidad es insuficiente para un cómputo de este tipo. Existen, sin embargo, estudios basados en la simulación numérica del acople entre modelos de dinámica litosférica y convección del manto (Colli *et al.*, 2015; Stotz *et al.*, 2017; Vynnytska y Bunge, 2015), que podrían ofrecer un enfoque más elaborado a la problemática aquí discutida.

De la proyección del eje de \vec{M}_{BP} (Figura 4.4) no es posible apreciar un cambio marcado en la orientación del torque. Esto es razonable si se considera el *basal pull* calculado como el reflejo de un movimiento mantélico convectivo de primer orden, cuyas posibles variaciones temporales exceden la ventana de tiempo estudiada (Bunge *et al.*, 1998). No así los flujos de segundo orden, cuyas variaciones temporales puede darse en ciclos de algunos millones de años (Parnell-Turner *et al.*, 2014).

Para el caso del *hotspot* de Galápagos, un flujo de segundo orden, previo a los 24 Ma éste se encontraba bajo la zona central de la placa Farallón. Con una dispersión de material y anomalía termal distribuida de forma radial y equitativa alrededor del *hotspot*, no se espera que su aporte se refleje en los cálculos de *basal pull*, siendo la suma de sus componentes nula (Forsyth y Uyeda, 1975). El aporte impulsor de la pluma si se refleja en \vec{M}_{BP} posterior al quiebre y es evidente al

proyectar los torque de Nazca y Cocos por separado (Figura 5.2). La suma de ambos componentes no difiere mucho de la orientación del vector para ventanas de tiempo previas (Figura 4.4), pero como esfuerzos individuales exhiben orientaciones absolutamente independientes. Cuánto de estos torques es suministrado por cada escala de flujo astenosférico podría ayudar a entender mejor la mecánica del canal sublitosférico de baja viscosidad.

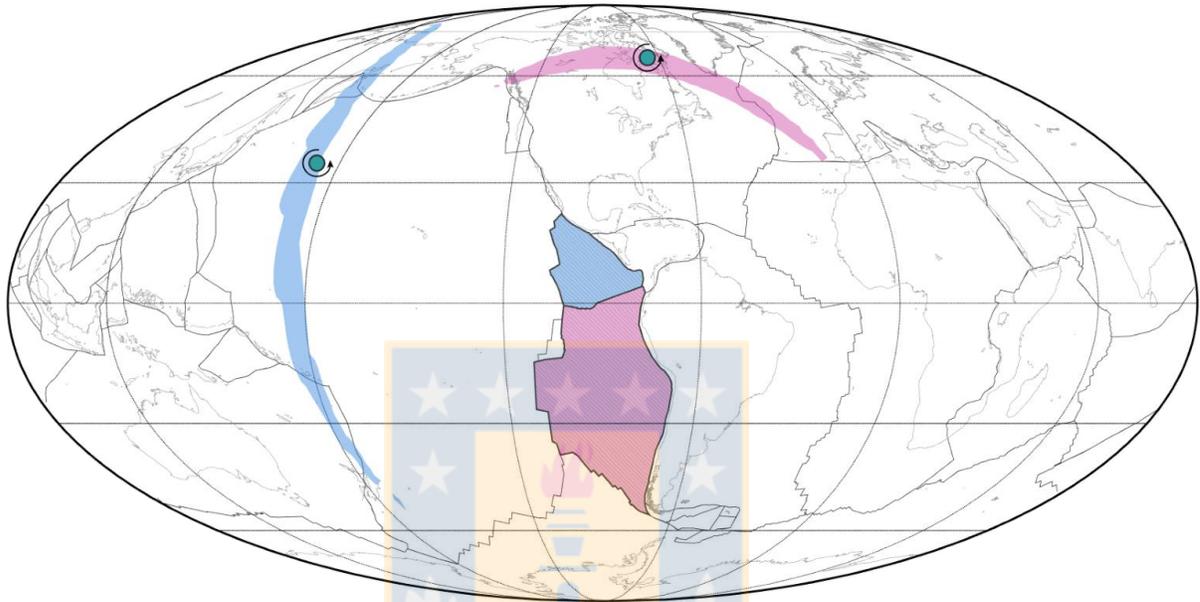


Figura 5.2: Torques del empuje basal (\vec{M}_{BP}) para las placas Nazca y Cocos. Elipses lila y celeste representan el 68% de confianza para un muestreo aleatorio de un millón de simulaciones, para las placas de Nazca y Cocos, respetivamente. Los puntos representan el valor promedio para cada ensamble de soluciones, flecha indica la orientación del torque. Proyección Mollweide, centrada en -90°E .

Por otra parte, la proyección de los torques sobre un plano (desarrollada según el Capítulo 3.3), permite aprovechar lo bien conocido de la edad y orientación del fracturamiento para testear las condiciones límites de la tectónica de placas. Si bien es debatido si la fractura comenzó a desarrollarse desde la zona de subducción (Wortel and Cloetingh, 1981) o si se rasgó desde zonas más jóvenes y por ende más débiles (Barckhausen *et al.*, 2008), en este trabajo se considera que el esfuerzo tensional debió ser suficiente para fracturar la extensión completa de la litósfera.

Ahora, esta resistencia puede estar ligeramente sobreestimada al considerar un olivino húmedo como la litología dominante para el cálculo de la resistencia integrada, cuando las zonas más cercanas a la fosa son propensas a sufrir hidratación por fracturamiento flexural (Hunter y Watts, 2016). Aún con esa premisa, la porción y proporción de la litósfera que es efectivamente afectada por esta presión de poros puede resultar compleja de calcular. Además, todas las posibles

orientaciones de la fractura se verían afectadas de la misma forma, por lo que la adición de esa condición no contribuye a determinar por qué la fractura se formó a los 81.5° de azimut.

El balance entre fuerzas disponibles y requeridas (Figura 5.3, abajo) deja en evidencia la necesidad de otro condicionante no estudiado, para justificar la formación de una fractura. Un modelo rígido de placas, cuyo movimiento está limitado a la superficie terrestre, no admite un rasgado parcial de la litósfera. Por consiguiente, se justifica solo evaluar la porción de la litósfera que ofrece mayor resistencia (Figura 5.3, cuadrados celestes).

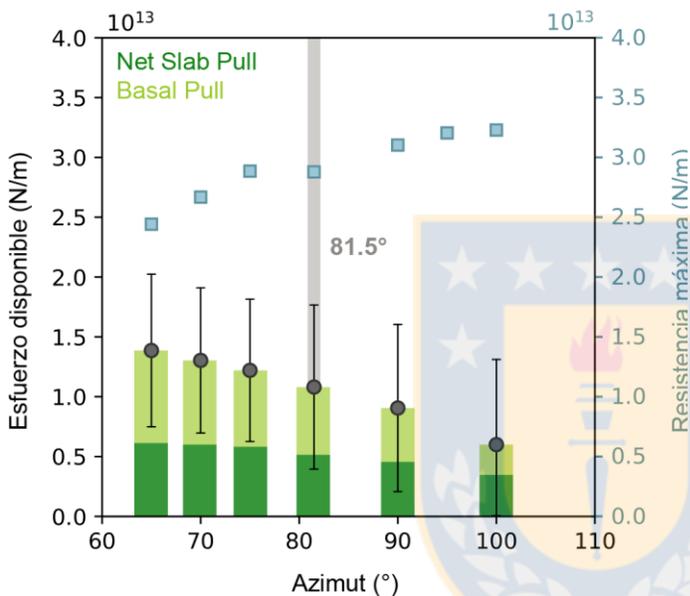


Figura 5.3: Esfuerzo disponible por cada fuerza y resistencia máxima de la placa. Círculos y sus líneas de error representan el torque total disponible y el 68% de confianza del ensamble. En barras se ilustra la contribución de cada fuerza individual. Cuadrados celestes simbolizan la magnitud de la máxima resistencia integrada a partir del perfil de deformación frágil-dúctil. En gris la orientación reconstruida de la fractura, con un azimut de 81.5° . Torques calculados para la geometría y cinemática a los 25 Ma.

Estos resultados, basados netamente en el campo de esfuerzos y la reología de una placa estándar cuyas características mecánicas solo varían con la edad, no justifican por qué la fractura se desarrolló a lo largo del margen reconstruido a los 81.5° . Más aún, estos resultados no argumentan el desarrollo de una fractura para ninguno de los escenarios razonables simulados. Observando la tendencia del rango estudiado, podría uno simular escenarios para menor azimut, donde las fuerzas podrían tentativamente equipararse. Sin embargo, el objetivo de este estudio no es determinar con que configuración geométrica se podría haber fracturado la placa, si no los factores condicionantes que influyeron en real fractura acontecida, para lo cual este rango de variabilidad es apropiado. Al contrario de lo postulado por Wortel and Cloetingh (1981), estos resultados evidencian como el tiro del slab por sí solo es incapaz de generar un fractura como la estudiada.

Ante ello se argumentan dos posibles factores condicionantes adicionales: 1) Un flujo mantélico divergente desarrollado al interior de la placa que no fue contabilizado dentro de \vec{M}_{BP} , o 2) un debilitamiento termo-mecánico de la litósfera. Ambos planteamientos pueden ser directamente ligados al *hotspot* de Galápagos (Figura 5.4); el primero no constriñe necesariamente la orientación de la fractura pero si podría determinar la temporalidad del quiebre (Figura 5.4a), en tanto que el segundo dependerá del paso de la placa Farallón sobre el *hotspot* mismo y podría justificar la orientación espacial de la fractura (Figura 5.4b).

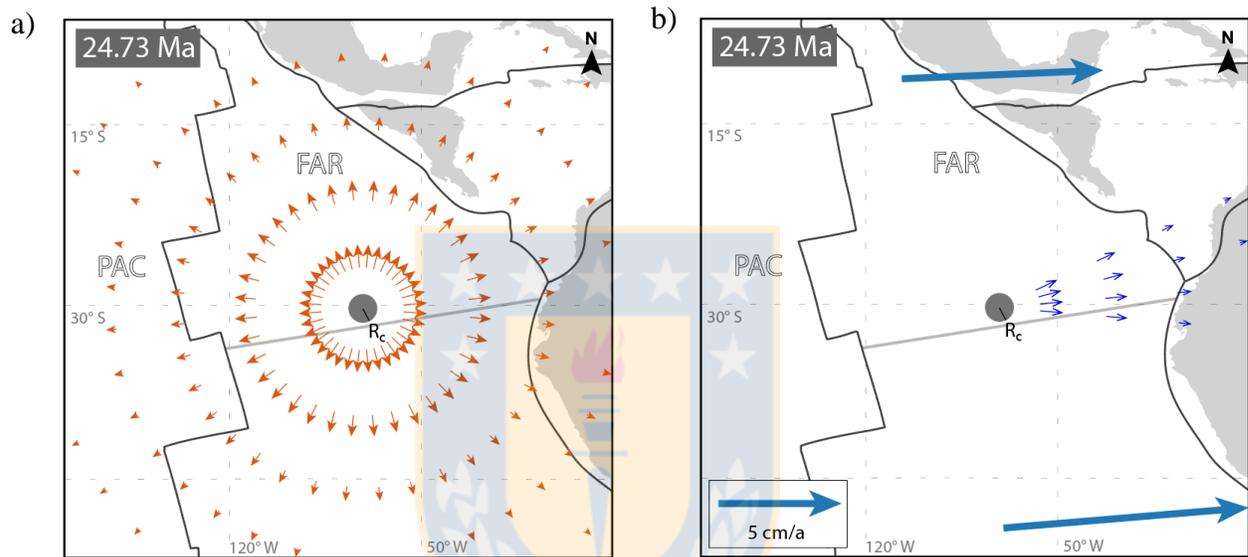


Figura 5.4: Relación espacial entre la cinemática de Farallón y el *hotspot* de Galápagos. Contexto geológico integrado para la porción central de la placa Farallón a los 24.73 Ma. Bordes negros son límites de placa de Seton *et al.* (2009), en polígonos grises las líneas de costa según Matthews *et al.* (2016). Línea gris es ubicación de la futura fractura. Círculo gris indica la ubicación del canal que suministra material al *hotspot* de Galápagos y R_c indica el radio de este canal. a) Flechas pequeñas naranjas representan la dirección de dispersión radial del flujo suministrado por el *hotspot*. b) Flechas azules grandes indican velocidades superficiales de la placa calculadas en este trabajo. Flechas pequeñas azules indican la zona de la placa potencialmente afectada por el *hotspot* de Galápagos.

Como se mencionó con anterioridad, no se espera que el aporte \vec{M}_{BP} originado a partir del flujo divergente radial de la pluma (Figura 5.4a) se refleje en los cálculos de *basal pull* para la placa Farallón. Se podría a futuro estimar el flujo de material proporcionado por la pluma, basados en la batimetría residual actual (Iaffaldano *et al.*, 2018), o cuantificar el aporte necesario para lograr un esfuerzo tensional suficiente para fracturar la litósfera. Para los cálculos de \vec{M}_{BP} donde sí se evidencia la contribución del *hotspot* (*i.e.* placas de Cocos y Nazca), la dificultad radica en cómo separar el aporte de cada escala de flujo tipo Poiseuille. Cada planteamiento requiere lograr cierto

nivel de certeza en la extrapolación para ser suficientemente representativo de la época, alcance que resta para trabajos posteriores.

Por otra parte, de la reconstrucción cinemática puede afirmarse que la orientación de la fractura original debió desarrollarse en una orientación semiparalela a la dirección del movimiento de la placa Farallón previo al quiebre, no habiendo variado más de 20° en los 20 Ma que antecedieron al fracturamiento (Figura 4.1b). Es a partir de esa observación que se sugiere que la sobreposición entre la fractura y el paso del *hotspot* bajo la placa (Figura 5.4b), pudo haber tenido un impacto termo-mecánico (Hunter y Watts, 2016; McNutt, 1984; Smith *et al.*, 1989) que finalmente determinó la orientación de la fractura al constituir la zona reológicamente más susceptible. En esta línea, se sugiere un estudio reológico futuro pertinente a los efectos de una pluma mantélica bajo la placa. Para fines de este estudio, se evaluará este escenario en términos cualitativos y cálculos simplistas, a fin de esbozar una idea del potencial impacto de una pluma actuando bajo una litósfera.

El contraste litológico vertical entre un paquete de litósfera estándar y uno afectado por una pluma mantélica infrayacente, ha sido ya abordado por Ji y Xia (2002). Estos autores describen un engrosamiento cortical en la parte superior de la litósfera afectada por un *hotspot*, equivalente a una potente capa de basalto (~20 km) sobre el manto litosférico. Si bien la deformación en la zona superior de una placa está determinada en cierto grado por la densidad de la roca en cuestión, la transición frágil-dúctil (*i.e.* profundidad hasta la cual podemos esperar deformación frágil, en general equivalente a la resistencia límite), se encuentra bajo los 20 km de profundidad para porciones de placa de edad sobre 20 Ma.

Aun encontrándose estos contrastes litológicos sobre los 20 km de profundidad, muy por sobre la resistencia límite, los efectos de un paquete engrosado y ligero sobre el manto litosférico tienen consecuencias en la raíz de dicha litósfera. En concreto, una raíz negativa bajo la placa, rellena por manto astenosférico. El espesor de la placa está directamente relacionado con la distribución de isógradas, disminuyendo la profundidad del límite frágil-dúctil, y a su vez la resistencia tensional máxima que puede soportar dicha litósfera (Figura 5.5).

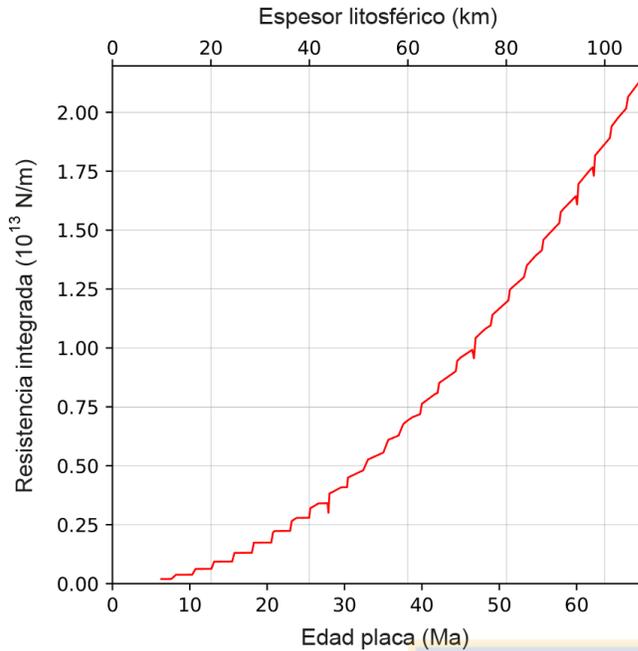


Figura 5.5: Resistencia integrada versus espesor de placa. Cálculo para un *Dry Olivine*, coeficiente de fricción (μ) equivalente a 0.6. Relación entre edad de la placa y espesor litosférico dado por $2.3\sqrt{t \cdot \kappa}$ (Turcotte y Schubert, 2002), donde t es edad de la placa y κ es coeficiente de difusividad térmica.

Como se evidencia en la Figura 5.5, un adelgazamiento de la litósfera a la mitad de su espesor estándar, utilizando los parámetros mecánicos de un olivino seco sobre una placa de 65 Ma, implica una reducción del 75% en la resistencia integrada de la placa. Un adelgazamiento de un 50% es probablemente una sobrestimación del grado de debilitamiento que puede experimentar la litósfera, sin embargo ofrece una perspectiva de lo sensible que puede ser el área bajo la YSE. El grado de rejuvenecimiento que puede sufrir una placa en movimiento trasciende el alcance de este estudio, requiriendo incorporar factores como velocidad de placa, flujo térmico, radio de la pluma, conductividad térmica, *etc.*

Un adelgazamiento de la placa Farallón por *rifting* activo se ha barajado anteriormente por autores como Hey (1977) y Lonsdale (2005). En este trabajo se respalda dicha noción mediante métodos cuantitativos que dejan en evidencia cómo un esfuerzo extensional intraplaca producto de fuerzas divergentes de tiro derivadas de la subducción de la losa oceánica (Lonsdale and Klitgord, 1978; Wortel and Cloetingh, 1981) es insuficiente para fracturar la litósfera en la condiciones simuladas. Además, la reconstrucción cinemática indica un probable debilitamiento de la placa, consistente con la orientación efectiva de la fractura, cuyo alcance efectivo en términos cualitativos queda como desafío para el futuro.

6. CONCLUSIÓN

El quiebre de la placa Farallón ofrece un laboratorio natural incomparable para el estudio y aplicación de lo que hoy se conoce sobre la interacción entre litósfera y astenósfera, con condiciones de borde espacio-temporales constreñidas a una fractura a los 24 Ma.

En este estudio se realizó primeramente una reconstrucción de la cinemática del quiebre a una escala temporal con la resolución suficiente, entre 3 y 8 Ma, para evaluar variaciones en los torques asociados al movimiento de placas. Con este marco de referencia se determinó la magnitud del impulso astenosférico a partir las fuerzas conocidas y cuantificables definida por Forsyth y Uyeda (1975). Del análisis para ventanas de tiempos antes y después de la ruptura se concluyó que es: 1) Substantial en magnitud, alcanzando valores mínimos de 10^{26} Nm, y 2) Persiste en magnitud incluso después del quiebre, consistente con lo esperado para una característica mantélica estable y de primer orden en la configuración tectónica estudiada. Sin el aporte de un flujo astenosférico impulsor, el torque ejercido por las demás fuerzas es insuficiente para superar la fricción del manto estimada a partir de la cinemática. Las velocidades angulares requieren una magnitud excesivamente baja para alcanzar el balance de placas, justificando aún más un rol activo del manto bajo la placa Farallón en los últimos 40 Ma. Además, de la variación temporal estimada para cada fuerza, no resulta evidente qué factor terminó por gatillar el quiebre a los ~24 Ma, para lo cual no se descarta que flujos intermitentes de material provenientes del *hotspot* de Galápagos puedan otorgar una respuesta, estudio que trasciende el alcance de este trabajo.

En un enfoque espacial, se estimó el potencial esfuerzo aplicado por esta y otras fuerzas impulsoras sobre planos de distinta orientación dentro de la placa, en conjunto con la resistencia mecánica que cada uno de estos puede ejercer. A partir de lo anterior se concluyó que el torque orthogonal ejercido sobre un plano, por cada fuerza de forma independiente, es insuficiente para superar la resistencia ejercida por la litósfera. Tampoco existe una condicionante netamente basada en torques que justifique la orientación reconstruida de la fractura a partir del Escarpe de Grijalva. La misma cinemática indica sí, una sobreposición entre la disposición de la ruptura y el desplazamiento de la placa Farallón sobre el *hotspot* de Galápagos. Sobre esa línea argumentativa se ratifica el debilitamiento y adelgazamiento litosférico como un factor condicionante primordial en el contexto espacial del quiebre.

REFERENCIAS

- ADAM, C. Y VIDAL, V. 2010. Mantle flow drives the subsidence of oceanic plates. *Science*. Vol. **328** (5974): 83-85.
- ADAM, C. Y VIDAL, V. 2011. Respuesta a comentario sobre “Mantle Flow Drives the Subsidence of Oceanic Plates”. *Science*. Vol. **331** (6020): 1.011.
- AMANTE, C. Y EAKINS, B. 2009. ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: Procedures, Data Sources and Analysis. *NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24*. Vol. **19**.
- BARCKHAUSEN, U.; RANERO, C.; CANDE, S.; ENGELS, M. Y WEINREBE, W. 2008. Birth of an intraoceanic spreading center. *Geology*. Vol. **36** (10): 767-770.
- BERGMAN, E. Y SOLOMON, S. 1988. Transform fault earthquakes in the North Atlantic: Source mechanisms and depth of faulting. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. Vol. **93** (B8): 9.027-9.057.
- BIRD, P. 1998. Testing hypotheses on plate-driving mechanisms with global lithosphere models including topography, thermal structure, and faults. *Journal of Geophysical Research*. Vol. **103** (10): 115–29.
- BOTT, M. 1993. Modelling the plate-driving mechanism. *Journal of the Geological Society*. Vol. **150** (5): 941-951.
- BOUHIFD, M.; ARDRAULT, D.; FIQUET, G. Y RICHET, P. 1996. Thermal expansion of forsterite up to the melting point. *Geophysical Research Letters*. Vol. **23**(10): 1.143-1.146.
- BUNGE, HP.; RICHARDS, M.; LITHGOW-BERTELLONI, C.; BAUMGARDNER, J.; GRAND, S. Y ROMANOWICZ, B. 1998. Time scales and heterogeneous structure in geodynamic Earth models. *Science*. Vol. **280** (5360): 91-95.
- BUROV, E. 2011. Rheology and strength of the lithosphere. *Marine and Petroleum Geology*. Vol. **28** (8): 1.402-1.443.
- BYERLEE, J. 1978. Friction of rocks. Rock friction and earthquake prediction (Byerlee, J. y Wyss, M. editors). Birkhäuser Verlag Basel: 615-626.
- CANDE, S. Y HAXBY, W. 1991. Eocene propagating rifts in the southwest pacific and their conjugate features on the Nazca Plate. *Journal of Geophysical Research*. Vol. **96** (B12): 19.609-19.622.
- CANDE, S. Y KENT, D. 1995. Revised calibration of the geomagnetic polarity timescale for the late Cretaceous and Cenozoic. *Journal of Geophysical Research*. Vol. **100**: 6.093-6.095.

- CANDE, S. Y STEGMAN, D. 2011. Indian and African plate motions driven by the push force of the Reunion plume head. *Nature*. Vol. **475** (7.354): 47.
- COLLI, L.; BUNGE, HP. Y SCHUBERTH, B. 2015. On retrodictions of global mantle flow with assimilated surface velocities. *Geophysical Research Letters*. Vol. **42** (20): 8.341-8.348.
- CONRAD P. Y LITHGOW-BERTELLONI, C. 2002. How mantle slabs drive plate tectonics. *Science*. Vol. **298** (5.591): 207-209.
- COX, A. 2008. Plate Tectonics: How it works (Staples, J. y Alden, A. editores). Blackwell Scientific Publications, Inc.: 414 pp. Oxford.
- CROON, M.; HILLIER, J. Y SCLATER J. 2011. Comentario sobre "Mantle flow drives the subsidence of oceanic plates". *Science*. Vol. **331** (6020): 1.011.
- DAVIS, E. Y LISTER, C. 1974. Fundamentals of ridge crest topography. *Earth and Planetary Science Letters*. Vol. **21** (4): 405-413.
- DEMETS, C.; GORDON, R. Y ARGUS, D. 2010. Geologically current plate motions. *Geophysical Journal International*. Vol. **181**: 1-80.
- FORSYTH, D. Y UYEDA, S. 1975. On the relative importance of the driving forces of plate motion. *Geophysical Journal International*. Vol. **43** (1): 163-200.
- FOWLER, C. 1990. The solid earth: an introduction to global geophysics (Cambridge University Press editor). Cambridge University Press: 472 pp. Cambridge.
- FRENCH, S.; LEKIC, V., Y ROMANOWICZ, B. 2013. Waveform tomography reveals channeled flow at the base of the oceanic asthenosphere. *Science*. Vol. **342** (6.155): 227-230.
- FUNICIELLO, F.; FACCENNA, C. Y GIARDINI, D. 2004. Role of lateral mantle flow in the evolution of subduction systems: insights from laboratory experiments. *Geophysical Journal International*. Vol. **157** (3): 1.393-1.406.
- GIBBONS, A.; ZAHIROVIC, S.; MÜLLER, R.; WHITTAKER, J.; Y YATHEESH, V. 2015. A tectonic model reconciling evidence for the collisions between India, Eurasia and intra-oceanic arcs of the central-eastern Tethys. *Gondwana Research*. Vol. 28(2), 451-492.
- GORBATOV, A. Y FUKAO, Y. 2005. Tomographic search for missing link between the ancient Farallon subduction and the present Cocos subduction. *Geophysical Journal International*. Vol. **160** (3): 849-854.
- HEY, R. 1977. Tectonic evolution of the Cocos-Nazca spreading center. *Geological Society of America Bulletin*. Vol. **88** (12): 1-6.

- HOERNLE, K.; VAN DEN BOGAARD, P.; WERNER, R.; LISSINNA, B.; HAUFF, F.; ALVARADO, G. Y GARBE-SCHÖNBERG, D. 2002. Missing history (16–71 Ma) of the Galápagos hotspot: Implications for the tectonic and biological evolution of the Americas. *Geology*. Vol. **30** (9): 795-798.
- HUNTER, J. Y WATTS, A. 2016. Gravity anomalies, flexure and mantle rheology seaward of circum-Pacific trenches. *Geophysical Journal International*. Vol. **207** (1): 288–316.
- IAFFALDANO, G. Y BUNGE, HP. 2015. Rapid plate motion variations through geological time: Observations serving geodynamic interpretation. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. Vol. **43**: 571-592.
- IAFFALDANO, G. Y LAMBECK, K. 2014. Pacific plate-motion change at the time of the Hawaiian-Emperor bend constrains the viscosity of Earth's asthenosphere. *Geophysical Research Letters*. Vol. **41** (10): 3.398-3.406.
- IAFFALDANO, G.; BODIN, T. Y SAMBRIDGE, M. 2012. Reconstructing plate-motion changes in the presence of finite-rotations noise. *Nature communications*. Vol. **3** (1.048).
- IAFFALDANO, G.; DAVIES, D. Y DEMETS, C. 2018. Indian Ocean floor deformation induced by the Reunion plume rather than the Tibetan Plateau. *Nature Geoscience*. Vol. **11**: 362-366.
- IAFFALDANO, G.; HAWKINS, R.; BODIN, T. Y SAMBRIDGE, M. 2014. REDBACK: Open-source software for efficient noise-reduction in plate kinematic reconstructions. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. Vol. **15** (4): 1.663-1.670.
- Jl, S. Y XIA, B. 2002. Rheology of polyphase earth materials (Stephen Schettini editor). Presses internationales Polytechnique: 259 pp. Québec.
- KARATO, S. Y WU, P. 1993. Rheology of the upper mantle: A synthesis. *Science*. Vol. **260** (5.109): 771-778.
- LONSDALE, P. 2005. Creation of the Cocos and Nazca plates by fission of the Farallon plate. *Tectonophysics*. Vol. **404** (3-4): 237-264.
- LONSDALE, P. Y KLITGORD, K. 1978. Structure and tectonic history of the eastern Panama Basin. *Geological Society of America Bulletin*. Vol. **89** (7): 981-999.
- MAGGI, A.; DEBAYLE, E.; PRIESTLEY, K. Y BARRUOL, G. 2006. Multimode surface waveform tomography of the Pacific Ocean: a closer look at the lithospheric cooling signature. *Geophysical Journal International*. Vol. **166** (3): 1.384-1.397.

- MATTHEWS, K.; MALONEY, K.; ZAHIROVIC, S.; WILLIAMS, S.; SETON, M. Y MÜLLER, R. 2016. Global plate boundary evolution and kinematics since the late Paleozoic. *Global and Planetary Change*. Vol. **146**: 226-250.
- MCKENZIE, D. 1969. Speculations on the Consequences and Causes of Plate Motions. *The Geophysical Journal*. Vol. **18** (1): 1-32.
- MCKENZIE, D. 1968. The Influence of the Boundary Conditions and Rotation on Convection in the Earth's Mantle. *The Geophysical Journal*. Vol. **15**: 457-500.
- MCNUTT, M. 1984. Lithospheric flexure and thermal anomalies. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. Vol. **89** (B13): 11.180-11.194.
- MESCHEDE, M. Y BARCKHAUSEN, U. 2000. Plate tectonic evolution of the Cocos-Nazca spreading center. Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results. Federal Institute for Geosciences and Natural Resources Hannover, Germany, 2000. p. 1-10.
- MITROVICA, J. Y FORTE, A. 2004. A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data. *Earth and Planetary Science Letters*. Vol. **225** (1-2): 177-189.
- MONTAGNER, J. 2002. Upper mantle low anisotropy channels below the Pacific Plate. *Earth and Planetary Science Letters*. Vol. **202** (2): 263-274.
- MORGAN, W. 1972. Deep mantle convection plumes and plate motions. *AAPG bulletin*. Vol. **56** (2): 203-213.
- MÜLLER, R.; ROEST, W. Y ROYER, J. 1998. Asymmetric seafloor spreading expresses ridge-plume interactions. *Nature*. Vol. **396**: 455-459.
- MÜLLER, R.; SDROLIAS, M.; GAINA, C. Y ROEST, W. 2008. Age, spreading rates, and spreading asymmetry of the world's ocean crust. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. Vol. **9** (4).
- MÜLLER, R.; SETON, M.; ZAHIROVIC, S.; WILLIAMS, S.; MATTHEWS, K.; WRIGHT, N.; SHEPHARD, G.; MALONEY, K.; BARNETT-MOORE, N.; HOSSEINPOUR, M.; BOWER, D. Y CANNON, J. 2016. Ocean Basin Evolution and Global-Scale Plate Reorganization Events Since Pangea Breakup. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. Vol. **44**: 107 pp.

- OKAL, E Y CAZENAVE, A. 1985. A model for the plate tectonic evolution of the east-central Pacific based on SEASAT investigations. *Earth and Planetary Science Letters*. Vol. **72** (1): 99-116.
- PACHECO, J.; SYKES, L. Y SCHOLZ, C. 1993. Nature of seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. Vol. **98** (B8): 14.133-14.159.
- PARNELL-TURNER, R.; WHITE, N.; HENSTOCK, T.; MURTON, B.; MACLENNAN, J. Y JONES, S. 2014. A continuous 55-million-year record of transient mantle plume activity beneath Iceland. *Nature Geoscience*. Vol. **7** (12): 914.
- PAULSON, A. Y RICHARDS, M. 2009. On the resolution of radial viscosity structure in modelling long-wavelength postglacial rebound data. *Geophysical Journal International*. Vol. **179** (3): 1.516-1.526.
- RICHARDSON, R. 1992. Ridge forces, absolute plate motions, and the intraplate stress field. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. Vol. **97** (B8): 11.739-11.748.
- RICHTER, F. Y MCKENZIE, D. 1978. Simple plate models of mantle convection. *Journal of Geophysics*. Vol. **44** (44): 1-47.
- ROWAN, C. Y ROWLEY, D. 2014. Spreading behavior of the Pacific-Farallon ridge system since 83 Ma. *Geophysical Journal International*. Vol. **197**: 1.273-1.283.
- ROWLEY, D.; FORTE, A.; ROWAN, C.; GLIŠOVIĆ, P.; MOUCHA, R.; GRAND, S. Y SIMMONS, N. 2016. Kinematics and dynamics of the East Pacific Rise linked to a stable, deep-mantle upwelling. *Science advances*. Vol. **2** (12): e1601107.
- SCHELLART, W. 2004. Quantifying the net slab pull force as a driving mechanism for plate tectonics. *Geophysical Research Letters*. Vol. **31** (7).
- SETON, M.; MÜLLER, R.; ZAHIROVIC, S.; GAINA, C.; TORSVIK, T.; SHEPHARD, G. Y CHANDLER, M. 2012. Global continental and ocean basin reconstructions since 200 Ma. *Earth-Science Reviews*. Vol. **113** (3-4): 212-270.
- SMITH, W.; STAUDIGEL, H.; WATTS, A. Y PRINGLE, M. 1989. The Magellan Seamounts: Early Cretaceous record of the South Pacific isotopic and thermal anomaly. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*. Vol. **94** (B8): 10.501-10.523.
- SOLOMON, S Y SLEEP, N. 1974. Some simple physical models for absolute plate motions. *Journal of Geophysical Research*. Vol. **79** (17): 2.557-2.567.

- STOTZ, I. 2013. South American plate motion, asthenospheric flow and its implications for Andean orogeny since the late Cretaceous. *Habilitación Profesional para optar al Título de Geofísico*. Universidad de Concepción, Departamento de Geofísica (Inédito): 72pp., Concepción.
- STOTZ, I.; IAFFALDANO, G. Y DAVIES, D. 2017. Late Miocene Pacific plate kinematic change explained with coupled global models of mantle and lithosphere dynamics. *Geophysical Research Letters*. Vol. **44** (14). 7177-7186.
- STOTZ, I; IAFFALDANO, G Y DAVIES, D. 2018. Pressure-Driven Poiseuille Flow: A Major Component of the Torque-Balance Governing Pacific Plate Motion. *Geophysical Research Letters*. Vol. **45**(1): 117-125.
- SUPPE, J. 2007. Absolute fault and crustal strength from wedge tapers. *Geology*. Vol. **35** (12): 1.127-1.130.
- TAN, E.; LAVIER, L.; VAN AVENDONK, H. Y HEURET, A. 2012. The role of frictional strength on plate coupling at the subduction interface. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. Vol. **13** (10).
- TURCOTTE, D. Y SCHUBERT, G. 2002. *Geodynamics* (Cambridge University Press editor). Cambridge University Press: 472 pp. Cambridge.
- VIGNY, C.; RICARD, Y. Y FROIDEVAUX, C. 1991. The driving mechanism of plate tectonics. *Tectonophysics*. Vol. **187** (4): 345-360.
- VYNNYTSKA, L Y BUNGE, HP. 2015. Restoring past mantle convection structure through fluid dynamic inverse theory: regularisation through surface velocity boundary conditions. *GEM-International Journal on Geomathematics*. Vol. **6** (1): 83-100.
- WERNER, R.; HOERNLE, K.; BARCKHAUSEN, U. Y HAUFF, F. 2003. Geodynamic evolution of the Galápagos hot spot system (Central East Pacific) over the past 20 my: Constraints from morphology, geochemistry, and magnetic anomalies. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*. Vol. **4** (12): 28pp.
- WESSEL, P. Y KROENKE, L. 2008. Pacific absolute plate motion since 145 Ma: An assessment of the fixed hot spot hypothesis. *Journal of Geophysical Research*. Vol. **113**, (B06101): 21 pp.

- WILDER, D. 2003. Relative motion history of the Pacific-Nazca (Farallon) plates since 30 million years ago. Tesis para optar al Grado de Master en Ciencias. University of South Florida, College of Marina Science (Inédito): 106 pp. Tampa.
- WILSON, D. 1996. Fastest known spreading on the Miocene Cocos-Pacific plate boundary. *Geophysical Research Letters*. Vol. **23** (21): 3.003-3.006.
- WORTEL, R. Y CLOETINGH, S. 1981. On the origin of the Cocos-Nazca spreading center. *Geology*. Vol. **9** (9): 425-430.





ÍNDICE DE FIGURAS

Figura	Página
A. 1. Vectores de Euler para la placa Farallón	66
A. 2. Vectores de Euler para la placa Nazca	67
A. 3. Vectores de Euler para la placa de Cocos	68

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla	Página
A. 1. Torques y sus covarianzas calculadas para cada intervalo de tiempo entre los 12.9 y 40.1 Ma	69



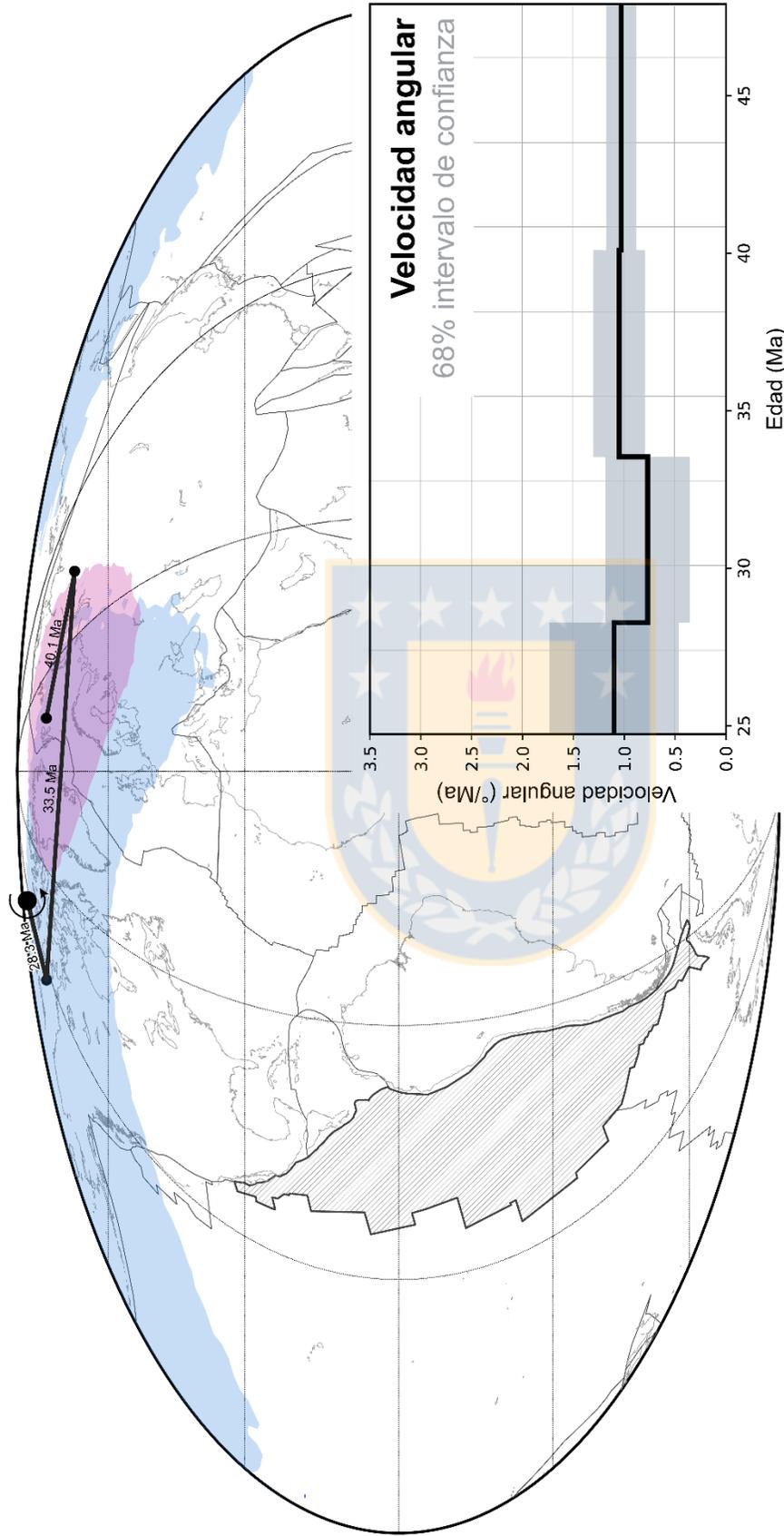


Figura A.1: Vectores de Euler para la placa Farallón. Elipses lila y celeste representan el 68% de confianza para un muestreo aleatorio de un millón de simulaciones, para la edad más antigua y más joven, respectivamente. Márgenes de placa y líneas de costa ilustradas según su posición a los 24.73 Ma (Müller *et al.*, 2016; Matthews *et al.*, 2016, respectivamente). Polígono sombreado indica la posición de la placa Farallón para dicha edad. Proyección Mollweide, centrada en 0°E. Gráfico ilustra la variación de la velocidad calculada, en gris el intervalo de confianza del 68%, calculado a partir de las matrices de covarianza calculadas.

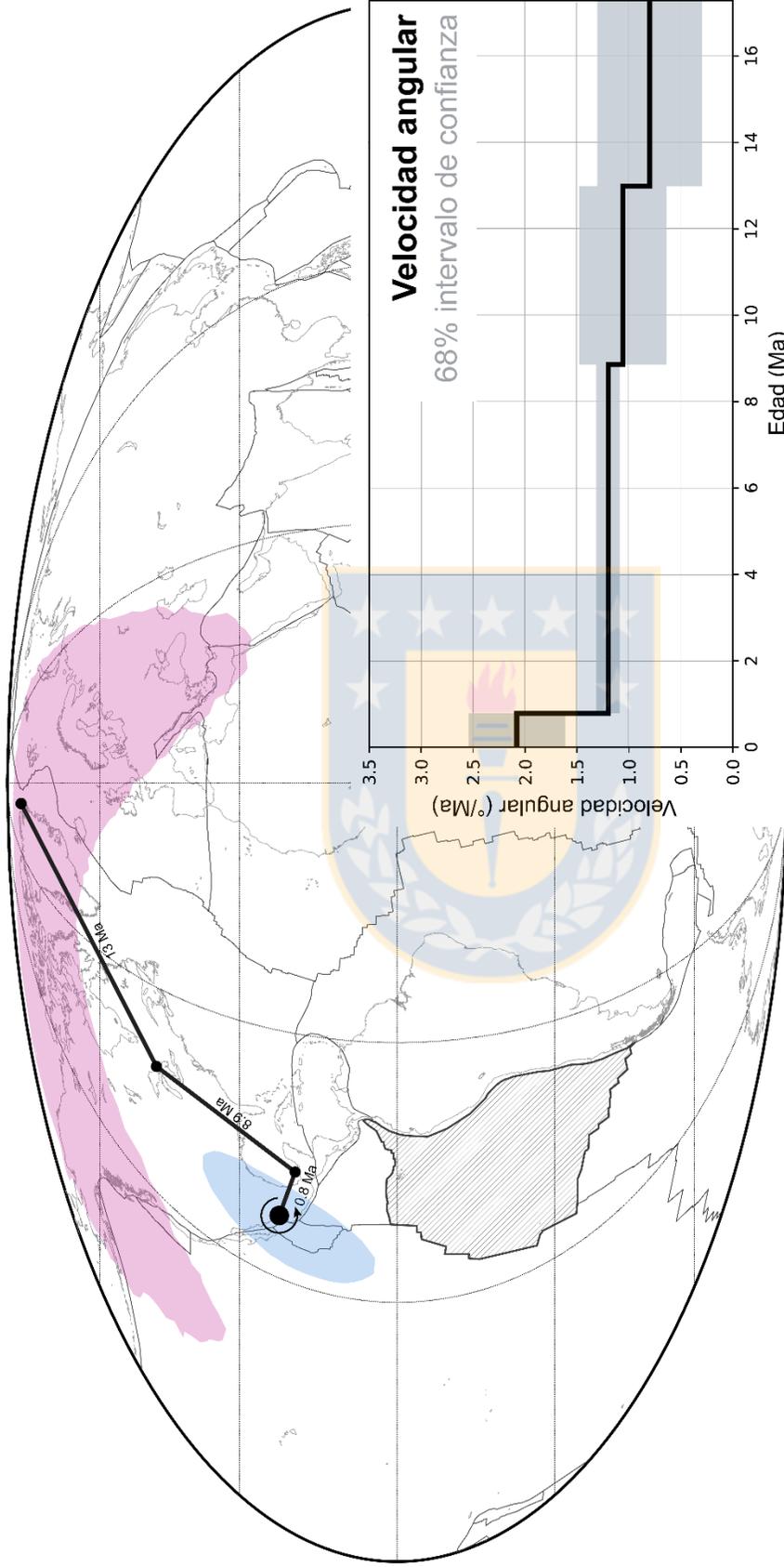


Figura A.2: Vectores de Euler para la placa de Nazca. Leyenda similar a Fig. A.1. Márgenes de placa y líneas de costa ilustradas según su posición actual (Müller et al., 2016; Matthews et al., 2016, respectivamente).

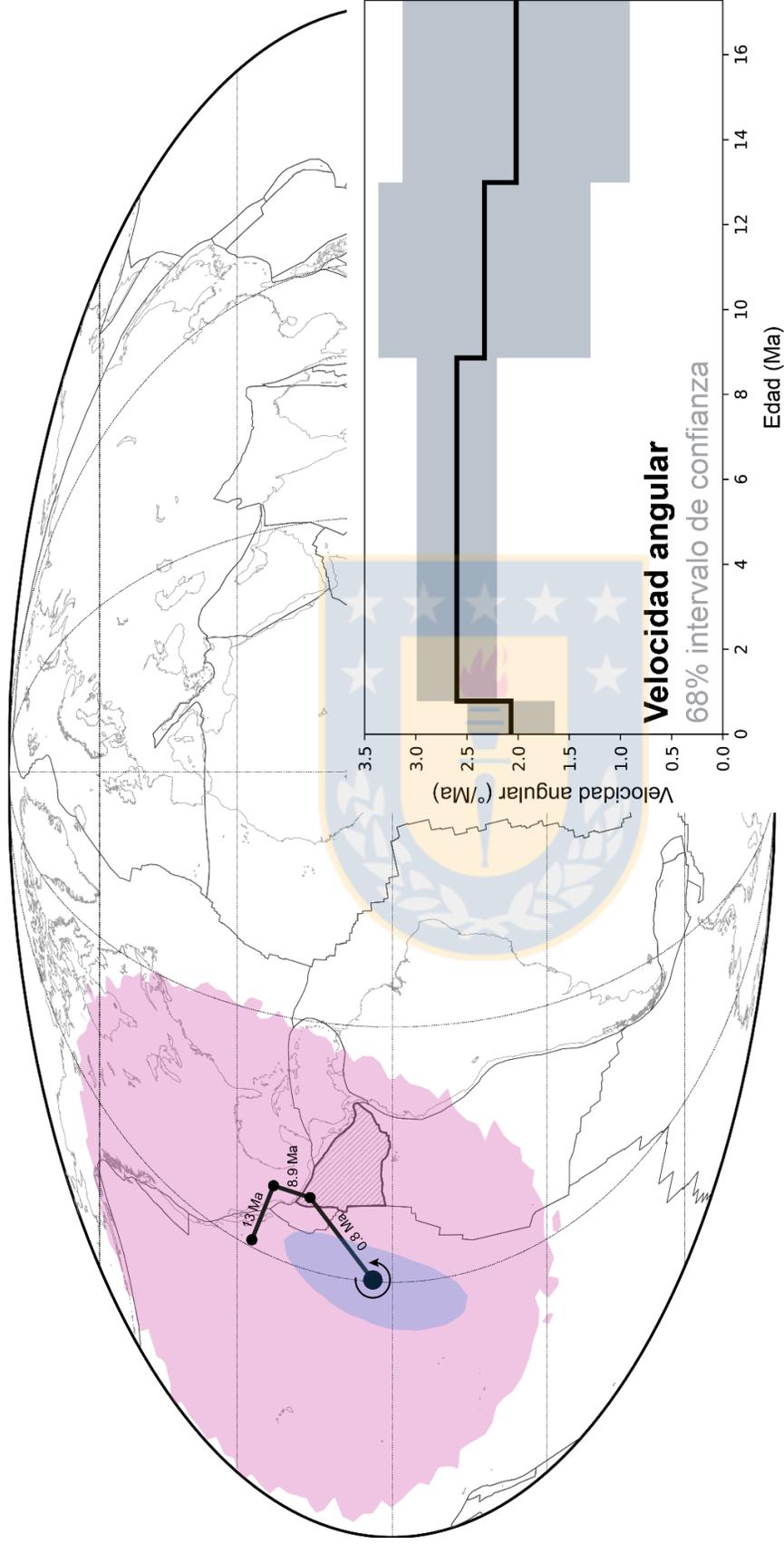


Figura A.3: Vectores de Euler para la placa de Cocos. Misma leyenda que para Fig. A.1.

Tabla A.1: Torques y sus covarianzas calculadas para cada intervalo de tiempo entre los 12.9 y 40.1 Ma.

	t_i (Ma)	t_j (Ma)	λ (°N)	Φ (°E)	$ \vec{M} $ (10^{25} Nm)	Covarianza (10^{51} N ² m ²)					
						a	b	c	d	e	f
\vec{M}_{BD}	12.9	17.28	-73.77	0.44	20.194	11.156	-1.099	2.860	2.545	-4.931	21.608
	24.7	28.28	-74.42	7.95	33.602	28.872	-0.702	5.680	7.451	-21.302	62.836
	28.2	33.54	-72.39	5.10	26.695	14.141	-3.412	10.744	3.984	-11.400	33.381
	33.5	40.10	-80.75	03.18	31.374	10.601	-3.232	9.021	2.731	-7.575	22.077
\vec{M}_{BP}	12.9	17.28	72.15	-121.85	45.792	34.726	-4.546	-1.719	18.064	-34.130	102.835
	24.7	28.28	72.50	-112.96	67.957	80.696	12.587	-38.272	25.384	-79.460	255.830
	28.2	33.54	67.69	-109.36	54.777	37.788	4.785	-4.388	26.262	-64.241	160.583
	33.5	40.10	78.16	-107.47	65.053	41.479	6.368	-31.218	14.743	-49.937	174.443
\vec{M}_{NSP}	12.9	17.28	65.58	-137.87	27.998	2.144	-0.436	-1.437	2.428	-4.562	11.035
	24.7	28.28	64.12	-144.76	33.171	3.800	2.685	-9.589	1.897	-6.775	24.199
	28.2	33.54	61.89	-124.12	28.708	1.573	2.321	-5.248	3.424	-7.744	17.512
	33.5	40.10	65.23	-145.29	33.227	3.591	2.488	-9.469	1.724	-6.560	24.968
\vec{M}_{SIF}	12.9	17.28	-65.58	42.13	53.081	9.195	-1.850	-6.208	10.393	-19.544	47.334
	24.7	28.28	-64.12	35.24	62.585	16.155	11.413	-40.768	8.063	-28.801	102.876
	28.2	33.54	-61.89	55.88	54.186	6.670	9.843	-22.258	14.524	-32.845	74.276
	33.5	40.10	-65.23	34.71	62.751	15.363	10.643	-40.508	7.374	-28.064	106.810
\vec{M}_{TFF}	12.9	17.28	-68.35	58.85	0.117	58.85	-68.35	0.117	58.85	-68.35	0.117
	24.7	28.28	-54.97	38.57	0.287	38.57	-54.97	0.287	38.57	-54.97	0.287
	28.2	33.54	-54.99	28.63	0.381	28.63	-54.99	0.381	28.63	-54.99	0.381
	33.5	40.10	-52.50	27.15	0.682	27.15	-52.50	0.682	27.15	-52.50	0.682
\vec{M}_{RP}	12.9	17.28	-68.35	58.85	0.117	-	-	-	-	-	-
	24.7	28.28	-54.97	38.57	0.287	-	-	-	-	-	-
	28.2	33.54	-54.99	28.63	0.381	-	-	-	-	-	-
	33.5	40.10	-52.50	27.15	0.682	-	-	-	-	-	-