



UNIVERSIDAD DE CONCEPCIÓN
Facultad de Ciencias Químicas
Departamento Ciencias de la Tierra



Control de la Temperatura en el Comportamiento Sismogénico del Megathrust en Chile

Memoria para optar al título de Geólogo

Daniel Alejandro Castro Rebolledo

Profesor Guía: Dr. Andrés Humberto Tassara

Profesores Comisión: Dr. Joaquín Cortés Aranda

Dr. Marcos Moreno Switt

Concepción, 2022



Mi granito de arena para la ciencia en Chile

ÍNDICE

	Página
RESUMEN	
1. INTRODUCCIÓN	1
1.1 GENERALIDADES.....	1
1.2 OBJETIVOS.....	3
1.2.1 Objetivo General.....	3
1.2.2 Objetivos Específicos.....	3
1.3 UBICACIÓN.....	3
1.4 TRABAJOS ANTERIORES.....	5
1.4.1 Modelos Termales.....	5
1.4.2 Zona Sismogénica.....	7
1.5 AGRADECIMIENTOS.....	11
2. MARCO SISMOTECTÓNICO	12
2.1 BREVE HISTORIA GEOTECTÓNICA DEL MARGEN CHILENO.....	12
2.2 CONTEXTO ACTUAL.....	13
2.3 SISMICIDAD EN CHILE.....	15
3. MARCO TEÓRICO	17
3.1 TEMPERATURA SOBRE EL <i>SLAB</i>	17
3.2 ESTRÉS DE CIZALLE.....	20
4. METODOLOGÍA	24
4.1 ALGORITMO.....	24
4.1.1 Restricción al Estrés de Cizalle.....	24
4.1.2 Estrés de Cizalle Variable.....	25
4.1.3 Segmentos.....	26
4.1.4 Temperatura.....	28
4.2 BASE DE DATOS.....	28

4.2.1 Geometría del <i>Slab</i>	29
4.2.2 Conductividad Termal.....	31
4.2.3 Velocidad de Convergencia.....	31
4.2.4 Edad de la Placa.....	32
4.2.5 Difusividad Termal.....	33
4.2.6 Temperatura Potencial del Manto.....	33
4.2.7 Batimetría y Topografía.....	35
4.2.8 Densidad.....	35
4.2.9 Ángulo de Fricción Interno.....	35
5. RESULTADOS	38
5.1 ESTRÉS DE CIZALLE CONSTANTE.....	38
5.2 ESTRÉS DE CIZALLE VARIABLE.....	39
5.3 ELECCIÓN DE TAU Y LAMBDA.....	41
5.4 MODELOS TERMALES.....	45
6. DISCUSIÓN	47
6.1 SENSIBILIDAD.....	47
6.1.1 Temperatura Potencial del Manto.....	47
6.1.2 Conductividad Termal Continental.....	55
6.1.3 Ángulo de Manteo.....	61
6.1.4 Estrés de Cizalle.....	69
6.2 LIMITACIONES DEL MODELO.....	75
6.3 CONTROL TERMAL EN LA SISMICIDAD. PRIMER ORDEN.....	77
6.3.1 Modelo L95.....	77
6.3.2 Modelo T20.....	79
6.4 CONTROL TERMAL EN LA SISMICIDAD. SEGUNDO Y TERCER ORDEN....	80
6.4.1 Altiplano.....	80
6.4.2 Puna.....	88

6.4.3 Cordillera Frontal.....	93
6.4.4 Cordillera Principal.....	98
6.4.5 Cordillera Patagónica.....	103
6.5 RESUMEN.....	109
7. CONCLUSIONES.....	112
8. REFERENCIAS.....	114
ANEXOS.....	125

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura	Página
1. 1. Mapa de ubicación del área de estudio.....	4
1. 2. Modelo de reología simple.....	9
1. 3. Ancho de la zona sismogénica.....	10
2. 1. Mapa con segmentación.....	14
3. 1. Geometría simplificada del <i>slab</i>	17
3. 2. Geometría de la teoría NCCW.....	22
4. 1. Mapa distribución de las mediciones de flujo de calor.....	27
4. 2. Geometría del <i>megathrust</i>	30
4. 3. Velocidad y azimut.....	32
4. 4. Edad de la placa oceánica.....	34
4. 5. Batimetría y topografía.....	36
4. 6. Mapa de densidad.....	37
5. 1. Ejemplo de ajuste entre los 36 y 37°S.....	38
5. 2. Ejemplo de ajuste entre los 26 y 29°S.....	39
5. 3. Ejemplo de ajuste entre los 35 y 36°S.....	40
5. 4. Ejemplo de ajuste entre los 23 y 26°S.....	40
5. 5. Resumen de ajuste para estrés de cizalle constante.....	41
5. 6. Resumen de ajuste para estrés de cizalle variable.....	42

5.	7.	Modelos termales.....	46
6.	1.	Variación de temperatura potencial del manto en T20.....	48
6.	2.	Comparación temperatura potencial del manto en T20.....	49
6.	3.	Ajuste de flujo de calor en τ constante variando T_p	50
6.	4.	Variación de temperatura potencial del manto en L95.....	52
6.	5.	Comparación temperatura potencial del manto en L95.....	53
6.	6.	Ajuste de flujo de calor en λ constante variando T_p	54
6.	7.	Variación de la conductividad termal en T20.....	56
6.	8.	Comparación conductividad termal en T20.....	57
6.	9.	Variación de la conductividad termal en L95.....	59
6.	10.	Comparación conductividad termal en L95.....	60
6.	11.	Manteos del <i>megathrust</i>	61
6.	12.	Variación del manteo en T20.....	63
6.	13.	Comparación ángulo de manteo en T20.....	64
6.	14.	Ajuste de flujo de calor en τ constante variando el manteo.....	65
6.	15.	Variación del manteo en L95.....	66
6.	16.	Comparación ángulo de manteo en L95.....	67
6.	17.	Ajuste de flujo de calor en λ constante variando el manteo.....	68
6.	18.	Variación de tau.....	70
6.	19.	Comparación de temperatura a diferentes taus.....	71
6.	20.	Variación de lambda.....	73
6.	21.	Comparación de temperatura a diferentes lambdas.....	74
6.	22.	Distribución de la sismicidad de la segmentación de primer orden en L95.....	78
6.	23.	Distribución de la sismicidad total en L95.....	78
6.	24.	Distribución de la sismicidad de la segmentación de primer orden en T20.....	79
6.	25.	Distribución de la sismicidad total en T20.....	80
6.	26.	Control termal de L95 en la sismicidad del Altiplano.....	82
6.	27.	Potencia sísmica del terremoto de Iquique 2014 en L95.....	83
6.	28.	Potencia sísmica del terremoto de Tocopilla 2007 en L95.....	83
6.	29.	Control termal de T20 en la sismicidad del Altiplano.....	85
6.	30.	Potencia sísmica del terremoto de Iquique 2014 en T20.....	86

6.	31.	Potencia sísmica del terremoto de Tocopilla 2007 en T20.....	86
6.	32.	Distribución de la sismicidad en el Altiplano.....	87
6.	33.	Control termal de L95 en la sismicidad de la Puna.....	89
6.	34.	Potencia sísmica del terremoto de Antofagasta 1995 en L95.....	90
6.	35.	Control termal de T20 en la sismicidad de la Puna.....	91
6.	36.	Potencia sísmica del terremoto de Antofagasta 1995 en T20.....	92
6.	37.	Distribución de la sismicidad en la Puna.....	93
6.	38.	Control termal de L95 en la sismicidad de la Cordillera Frontal.....	94
6.	39.	Potencia sísmica del terremoto de Illapel 2015 en L95.....	95
6.	40.	Control termal de T20 en la sismicidad de la Cordillera Frontal.....	96
6.	41.	Potencia sísmica del terremoto de Illapel 2015 en T20.....	97
6.	42.	Distribución de la sismicidad en la Cordillera Frontal.....	97
6.	43.	Control termal de L95 en la sismicidad de la Cordillera Principal.....	99
6.	44.	Potencia sísmica del terremoto del Maule 2010 en L95.....	100
6.	45.	Control termal de T20 en la sismicidad de la Cordillera Principal.....	101
6.	46.	Potencia sísmica del terremoto del Maule 2010 en T20.....	102
6.	47.	Distribución de la sismicidad en la Cordillera Principal.....	103
6.	48.	Control termal de L95 en la sismicidad de la Cordillera Patagónica.....	104
6.	49.	Potencia sísmica del terremoto de Valdivia 1960 en L95.....	105
6.	50.	Control termal de T20 en la sismicidad de la Cordillera Patagónica.....	106
6.	51.	Potencia sísmica del terremoto de Valdivia 1960 en L95.....	107
6.	52.	Distribución de la sismicidad en la Cordillera Patagónica.....	108

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla	Página
4. 1. Resumen parámetros.....	28
6. 1. Tabla resumen límites termales segmentación primer orden y total.....	109
6. 2. Tabla resumen límites termales segmentación segundo orden.....	110
6. 3. Tabla resumen límites termales segmentación tercer orden.....	111

ÍNDICE DE ANEXOS

Anexos	Página
Anexo 1.....	126
Anexo 2.....	134
Anexo 3.....	142



RESUMEN

Las zonas con mayor potencial para producir grandes terremotos corresponden a los límites de placas convergentes. Chile se localiza en el borde de la placa Sudamericana, la cual es subducida por la placa de Nazca. Este margen ha alojado grandes eventos sísmicos, incluido el más grande que la humanidad ha registrado. Tales antecedentes indican que el estudio y comprensión de los procesos asociados al *megathrust* son de vital importancia para evaluar el riesgo asociado a terremotos y maremotos.

Dentro de la literatura se ha propuesto a la temperatura como un factor que controla la distribución de la sismicidad en las zonas de subducción. Se describe un límite *updip*, localizado hacia el mar entre los 100-150°C; y un límite *downdip* localizado hacia el continente entre los 350-450°C, isothermas asociadas a variaciones en el comportamiento mecánico de ciertos minerales. El presente estudio pretende aportar a la comprensión de estos límites a partir de un análisis sistemático de la sismicidad sobre modelos termales simples basados en expresiones analíticas.

Para poder calcular el estado termal del *megathrust*, previamente se debe determinar el valor del estrés de cizalle, el cual será evaluado en dos escenarios: el primero lo considera como una constante (τ) y el segundo como una variable dependiente de la razón de presión de poros (λ). Ambos escenarios son resueltos ajustando el flujo de calor superficial predicho por el modelo (Q_m) de acuerdo a las observaciones registradas en la literatura para el antearco chileno (Q_o), con un error del 20% asociado al efecto del calor radiogénico o a la advección de calor producto de la acción de fluidos.

Para el margen chileno, el valor de τ oscila entre los 15 y 25 MPa, mientras que λ lo hace entre los 0.94 y 0.96. A partir de ambos escenarios se confeccionan dos modelos termales con los valores promedios, los cuales serán nombrados como T20 y L95 respectivamente.

Los límites *updips* y *downdips* para cada modelo son estimados a partir de la sismicidad registrada entre los años 2000 y 2018 según los datos del CSN y los *slips* cosísmicos de grandes terremotos registrados instrumentalmente. Para el modelo T20 los límites *updips* oscilan entre los 90 y 150°C, mientras los límites *downdips* lo hacen entre los 230 y 270°C. Por su parte, el modelo L95 presenta sus límites *updips* entre los 70 y 150°C, mientras los límites *downdips* lo hacen entre los 300 y 450°C.

1 INTRODUCCIÓN

1.1 GENERALIDADES

Las zonas de subducción originan los terremotos de mayor magnitud (McCaffrey, 2008) y son las responsables del ~90% del momento sísmico liberado en el mundo entero (Pacheco & Sykes, 1992). Chile posee ~3000 kilómetros de margen continental en donde la placa de Nazca subducta a la placa Sudamericana dando lugar a una extensa zona propensa a sufrir eventos de este tipo, creándose la necesidad de estudiar el riesgo sísmico para aumentar la seguridad en la población.

La magnitud de un terremoto es directamente proporcional al área de ruptura, por lo tanto, identificar las zonas sismogénicas ayudaría a cuantificar el potencial presente en cada margen de placa. Diversos autores han intentado establecer límites en el sentido del rumbo del *megathrust*, ya sea por las estructuras de la placa oceánica subyacente (Bilek, 2010; Bassett & Watts, 2015a) o por la geología presente en la placa continental sobreyacente (Jara-Muñoz & otros, 2015; Bassett & Watts, 2015b; Wells & otros, 2003; Bassett & otros, 2016); y en el sentido del manteo (Lay & otros, 2012; Shinamoto & otros, 1993).

Dentro de los parámetros que controlarían la extensión de la zona sismogénica, algunos autores proponen que la temperatura desempeña un papel de primer orden (Scholz, 1990; Tichelaar & Ruff, 1993; Savage & otros, 1991; Hyndman & otros, 1995, Oleskevish & otros, 1999; Moore & Saffer, 2001; Shinamoto & otros, 1993; etc.). Hacia el mar, tradicionalmente se ha propuesto que el límite *updip* se encuentra entre los 100 y 150 °C y se relacionada estrechamente a la generación de maremos si su ubicación es muy cercana a la fosa (Völker & otros, 2011) A estas temperaturas, el comportamiento entre las placas cambia desde un “deslizamiento estable” a una “inestabilidad friccional” (Oleskevish & otros, 1999). Las isothermas han sido asociadas a cambios mineralógicos por deshidratación de arcillas (Oleskevish & otros, 1999), cementación y consolidación de sedimentos subductados (Saffer & Marone, 2003), disminución abrupta en la cantidad de fluidos (Ranero & otros, 2008; Saffer & Tobin, 2011) o a procesos diagenéticos-metamórficos de bajo grado (Moore & Saffer, 2001). Por su parte, el límite *downdip* se ha identificado en el rango de isothermas 350-450°C y determina la extensión de los terremotos hacia

el continente (Oleskevish & otros, 1999). Los 350°C representan el cambio desde el comportamiento friccional a estable en rocas cuarzo-feldespáticas estudiadas en laboratorio, mientras los 450°C al límite frágil-dúctil (Oleskevish & otros, 1999; Hyndman & Wang, 1993; Hyndman & otros, 1997). Estos límites termales se aplican típicamente a zonas de subducción jóvenes, como Cascadia, México y el SW de Japón (Hyndman, 2013), mientras que para placas subductadas más viejas, las isotermas de 350 y 450°C son alcanzadas a mayor profundidad que la intersección con el Moho, siendo este último identificado como límite *downdip* producto del deslizamiento estable del manto serpentizado, así como la posible presencia de otras fases hidratadas de comportamiento similar, como la brucita y talco (Oleskevish & otros, 1999; Hyndman & otros, 1997). Sin embargo, esta última hipótesis pareciera no trabajar del todo bien en algunos grandes terremotos (Völker & otros, 2011; Hyndman, 2013; Klingelhoefer & otros, 2010; Hino & otros, 2000) cuando hay ausencia de serpentización en el manto de antearco (Seno, 2005). Otro mecanismo propuesto para la transición de comportamiento friccional-estable es la liberación de fluidos producto de la sobrepresión de poros y reacciones minerales de deshidratación (Saffer & Tobin, 2011).

Para algunos autores (Hyndman & otros, 1995; Klotz & otros, 2006) la porción comprendida entre los 100 y 350°C está totalmente bloqueada, mientras que entre los 350 y 450°C existe una zona de transición. Para ellos, la zona sismogénica incluye la totalidad de la porción bloqueada más la mitad del ancho de la zona de transición.

El análisis de terremotos basado en la estructura termal, se ha llevado a cabo para comprender tanto la sismicidad cortical (Ito, 1999) como la del *megathrust* usando métodos analíticos (Tichelaar & Ruff, 1993; Hyndman & otros, 1997; Oleskevish & otros, 1999; Molnar & England, 1990; Abers & otros, 2006, etc.). Estos tienen una popularidad muy elevada debido al avanzado conocimiento del aspecto teórico de la física necesaria para estimar la temperatura, y a la obvia dificultad de simular condiciones de rocas del *megathrust* en laboratorios. Además, el uso de expresiones analíticas, a diferencia de otras soluciones numéricas más complejas (por ejemplo: método de elementos finitos), permite una aplicación sistemática simple y a mayor escala, evitando el alto coste computacional que estas conllevan.

Típicamente, las evaluaciones del estado termal en el *megathrust* son llevadas a cabo en perfiles de dos dimensiones, dejando grandes tramos del margen sin evaluar. El presente trabajo examinará la sismicidad del margen continental chileno a partir de un modelo termal simple y continuo, para lo cual se recurre a la creciente base de datos disponible y a modelaciones específicas de las características del antearco chileno (Como la geometría del *slab*, densidad, topografía, batimetría, entre otros). Finalmente, el modelo termal será comparado con la sismicidad periódica y con el área de ruptura de grandes terremotos.

1.2 OBJETIVOS

1.2.1 OBJETIVO GENERAL

- Confeccionar un modelo termal del *megathrust* chileno con el fin de evaluar el rol que tiene la temperatura sobre el comportamiento sismogénico.

1.2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Identificar los parámetros (principales y secundarios) que controlan la temperatura del *megathrust*, así como la relación que existe entre ellos.
- Cuantificar tales parámetros y analizar la sensibilidad del modelo en relación a ellos.
- Comparar la distribución de sismicidad y *slip* cosísmico de grandes terremotos con la temperatura del *megathrust*.

1.3 UBICACIÓN

El área de estudio comprende la zona de subducción chilena (Figura 1.1) desde los 17°00' latitud sur, cerca de la frontera con Perú; hasta los 46°00' latitud sur, un poco al norte de la península de Taitao, lugar en donde subducta la dorsal Chile bajo la placa Sudamericana. Hacia profundidad, se decide modelar hasta los 70 km de a partir de la fosa, debido a que es una profundidad en donde Wada & otros (2008) y Wada & Wang (2009) han estimado el desacople entre el *slab* y la cuña mantélica.

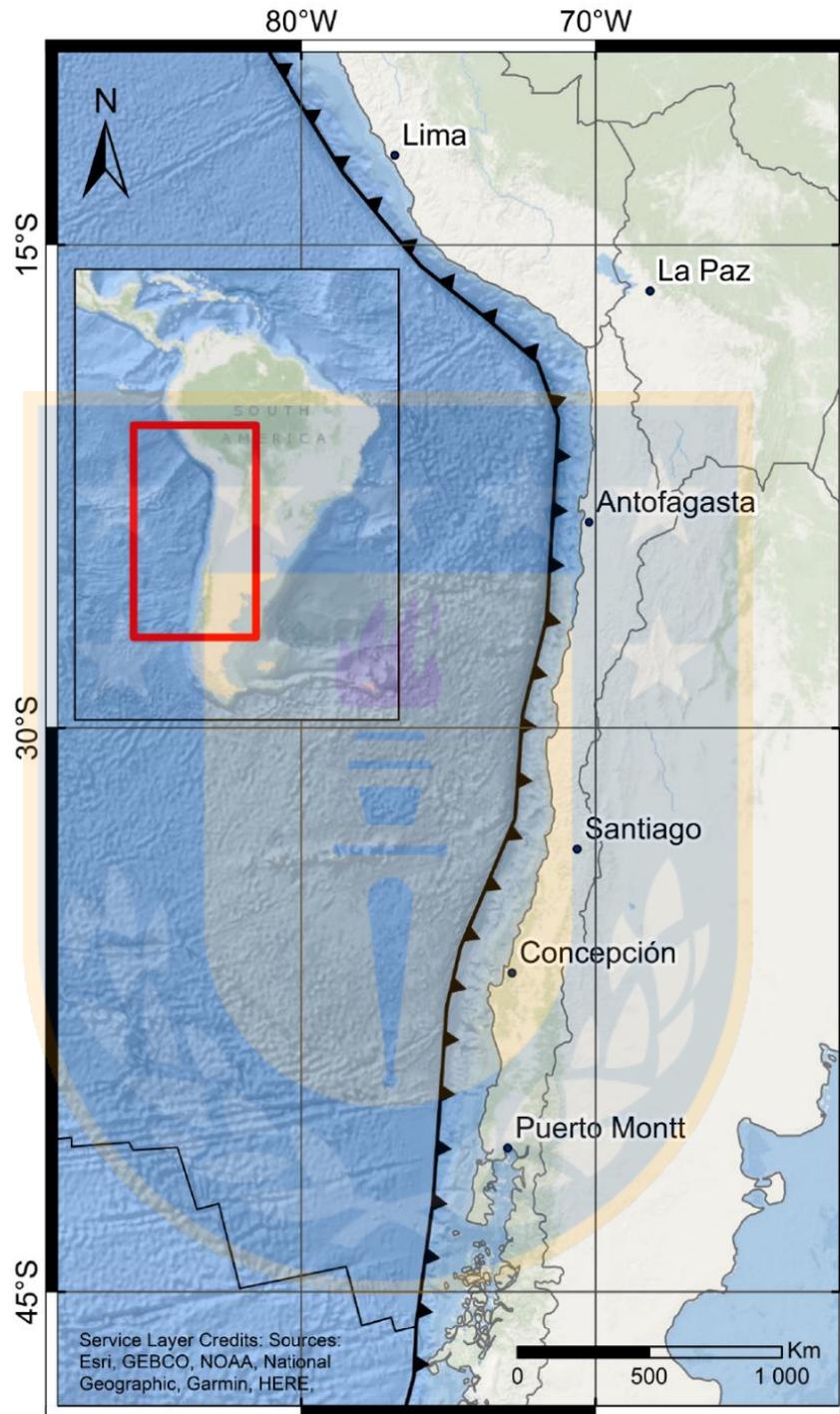


Figura 1.1: Mapa de ubicación del área de estudio. La línea negra con triángulos corresponde a la traza de la fosa. La línea negra delgada continua representa la dorsal Chile.

1.4 TRABAJOS ANTERIORES

1.4.1 MODELOS TERMALES

Los modelos termaltes han sido ampliamente utilizados para evaluar la sismicidad en fallas corticales y de subducción, pero también son buenas herramientas al momento de estudiar el estrés de cizalle relacionado a la interacción de las placas (Molnar & England, 1990; Lamb, 2006), fusión de rocas (Molnar & England, 1990; Syracuse & otros, 2010; Hall, 2012; England & Katz, 2010) y procesos de metamorfismo (Peacock & Wang, 1999). Los modelos utilizados para evaluar la temperatura del *megathrust* son casi en su totalidad perfiles en dos dimensiones y utilizan el conocimiento de las propiedades físicas de las rocas estudiadas en laboratorio, así como los fundamentos fisicoquímicos del comportamiento del calor y la temperatura. Existe una gran cantidad de investigaciones relacionadas a esta temática, por lo que, durante este subcapítulo, solo se mencionarán las que tuvieron mayor influencia en el desarrollo de este estudio.

Los primeros trabajos se remontan a la década de los 60's, época en donde aún se estaba asimilando la teoría de tectónica de placas. Por ejemplo, McKenzie (1969) estudia la evolución termal de una placa oceánica rígida que subducta a materiales de baja conductividad termal, para discutir sobre la convección del manto. La presencia de este bloque frío en las zonas de subducción, gobierna la distribución de la sismicidad media y profunda, y está estrechamente relacionado a la velocidad de convergencia de las placas. Se define una zona fría en ambientes de subducción distinto a los típicos gradientes geotermaltes continentales y oceánicos. Esto aún es visible en las modelaciones más recientes.

Molnar & England (1990) presentan unos de los estudios más importantes en los que se basa este trabajo. Ellos demuestran con experimentos numéricos y consideraciones teóricas simples, que la temperatura en estado estacionario de las regiones asociadas a la subducción no requiere de una modelación numérica sofisticada, es decir, las formulaciones simples son lo suficientemente precisas para lograr este objetivo sin incluir un error importante. El fundamento teórico desarrollado por ellos autores es usado en este trabajo (ver capítulo 3.1). Además, sientan otras consideraciones para evaluar el estado termal como, por ejemplo, la evaluación individual de cada

fuentes de calor, una influencia despreciable de la conducción de calor lateral y la posibilidad de que el calor radiogénico juegue un rol menor.

Trabajos posteriores han considerado que la generación de calor radiogénico es un factor importante. Un ejemplo de esto es Tichelaar & Ruff (1993), quienes lo incorporan a partir de mediciones de generación de calor radiogénico realizadas por Furukawa & Uyeda (1989, en Tichelaar & Ruff, 1993). Es muy probable que los valores sean diferentes entre distintas zonas de subducción, incluso dentro de ellas mismas, por lo que se usan valores constantes debido a la poca disponibilidad y dispersión de datos. De esta manera, y complementando con mediciones de flujo de calor superficial (por ejemplo: Peacock & Wang, 1999; Grevemeyer & otros, 2003, etc.), la modelación teórica puede ser restringida al estrés de cizalle como la única incertidumbre importante. A partir de lo anterior, Tichelaar & Ruff (1993) proponen dos maneras de resolverlo, uno con estrés de cizalle constante y otro variable (función lineal según un coeficiente de fricción constante), resultando una fuerte dependencia de la temperatura de acuerdo a este parámetro. Según Kao & Chen (1991), los resultados son más consistentes si el estrés de cizalle no es constante (proporcional a la presión litostática), aunque hay que tener en cuenta el posible efecto de la circulación de fluidos y todo lo que se ignora acerca de las propiedades termales de los materiales geológicos a grandes profundidades, incluyendo así una incertidumbre a los valores de temperatura y estrés de cizalle calculados.

También hay que agregar que la dispersión de los datos de flujo de calor superficial, las técnicas usadas para su medición y la creciente evidencia de flujo de fluidos y advección, proporcionan otro grado de incertidumbre. Lamb (2006) indica que las fuerzas que conducen la deformación de la cuña de antearco son transmitidas a través del interfaz de placas, por lo tanto, dependen del estrés de cizalle del megathrust, permitiendo el cálculo de este último a partir del balance de fuerzas involucradas en dicha deformación. Basa su estudio en un modelo de reología simple, con una deformación frágil dependiente de la presión y composición, y una deformación dúctil fuertemente dependiente de la temperatura. Los resultados que obtiene son relativamente similares a aquellos estudios que usan las medidas de flujo de calor superficial, pero evita muchos de los problemas que esas metodologías traen. Sus resultados muestran perfiles de temperatura no lineales, con “quiebres” al pasar desde la corteza al manto (aunque esto depende de la edad de la placa

subductada), suavizado del gradiente termal al pasar al régimen dúctil y con un fuerte recalentamiento a profundidades mayores de 50 kilómetros provocado por el efecto del flujo de cuña del manto.

La estructura termal del *megathrust* ha sido aproximada a partir de técnicas analíticas y numéricas, las cuales corresponden a representaciones simplificadas del mundo real e intentan capturar los procesos físicos esenciales que ocurren en las zonas de subducción (Peacock, 2020). Modelaciones usando aproximaciones analíticas pueden ser encontradas en Molnar & England (1990), Tichelaar & Ruff (1993), England & Wilkins (2004), England (2018), etc. En estas se puede visualizar rápidamente la importancia de cada variable al inspeccionar las expresiones, mayoritariamente son usadas a profundidades <50 km (Peacock, 2020) y su simpleza permite una aplicación sistemática a gran escala. Por su parte, las aproximaciones numéricas, tales como las de Syracuse & otros (2010), van Keken & otros (2008), Völker & otros (2011), etc.; permiten el cálculo del campo del flujo de cuña mantélica inducido para diferentes reologías del manto y comúnmente son usadas para profundidades >50 km (Peacock, 2020). Estas requieren un mayor costo computacional, por lo que generalmente se aplicadas de manera local usando técnicas de elemento o volumen finito de 2 dimensiones (Peacock, 2020).

1.4.2 ZONA SISMOGÉNICA

Los primeros intentos para comprender los límites de la zona sismogénica fueron los modelos simples de reología de la litósfera continental (Figura 1.2). A partir de datos de laboratorio Brace & Kohlstedt (1980) y Kirby (1980) definen un régimen superior de deformación frágil, dominado por la ley de Byerlee, con un aumento sostenido de la resistencia de la roca a medida que aumenta la presión; luego, un régimen más profundo de deformación dúctil, según leyes de flujos de alta temperatura de ciertos minerales; y de manera intermedia Strehlau (1986) agrega una zona de transición, cuya deformación es semi-frágil. Los grandes terremotos nuclearían en la zona de transición donde se encuentra la mayor resistencia al cizalle (Strehlau, 1986; Sibson, 1982) y, además, el límite inferior de la sismicidad se localizaría a una temperatura crítica, aproximadamente a los 300-350°C (Sibson, 1984), sobre la cual puede existir cizallamiento dúctil inestable (Hobbs & otros, 1986) y bajo la cual el estrés se acomoda por deformación asísmica.

Por otro lado, Tse & Rice (1986) notaron que algunas zonas someras del sistema de fallas de San Andreas se comportan de manera asísmica, mientras que otras con temperaturas y estreses comparables lo hacen sísmicamente. Para analizar esta problemática usaron estudios de estabilidad, llegando a la conclusión de que la actividad sísmica cortical puede ser solamente entendida en términos de la variación en la respuesta friccional con la profundidad, en lugar del régimen de deformación. En otras palabras, un sistema “potencialmente inestable” (*velocity weakening*) sería en donde se localiza la sismicidad, mientras que al aumentar la temperatura el sistema alcanzaría un “deslizamiento de estado estático estable” (*velocity strengthening*) sin sismicidad aparente. Esto no sería inconsistente con el modelo descrito en el párrafo anterior, más bien vendría a refinarlo, explicando el mecanismo que hay detrás del comportamiento sismogénico.

Scholz (1988) retomó la idea de los primeros modelos, definiendo a los 300 y 450°C los límites inferiores de la capa de deformación frágil y semi-frágil, según la temperatura a la cual comienza el comportamiento plástico del cuarzo y feldespatos respectivamente. A su vez, al comparar la respuesta friccional, observó que a los 300°C se pasaba desde un “*velocity weakening*” a un “*velocity strengthening*”. Además, este autor notó que a muy poca profundidad ocurría una disminución del “*velocity weakening*”, atribuyendo esta acción a la presencia de arcillas cerca de la superficie, las cuales presentan un comportamiento asísmico según datos de laboratorio. Como conclusión, la zona sismogénica estaría comprendida en la región con dominio frágil sin extenderse hasta la superficie, mientras que es posible esperar que los grandes terremotos se extiendan hacia la zona semi-frágil, en donde se alcanza la mayor resistencia al cizalle.

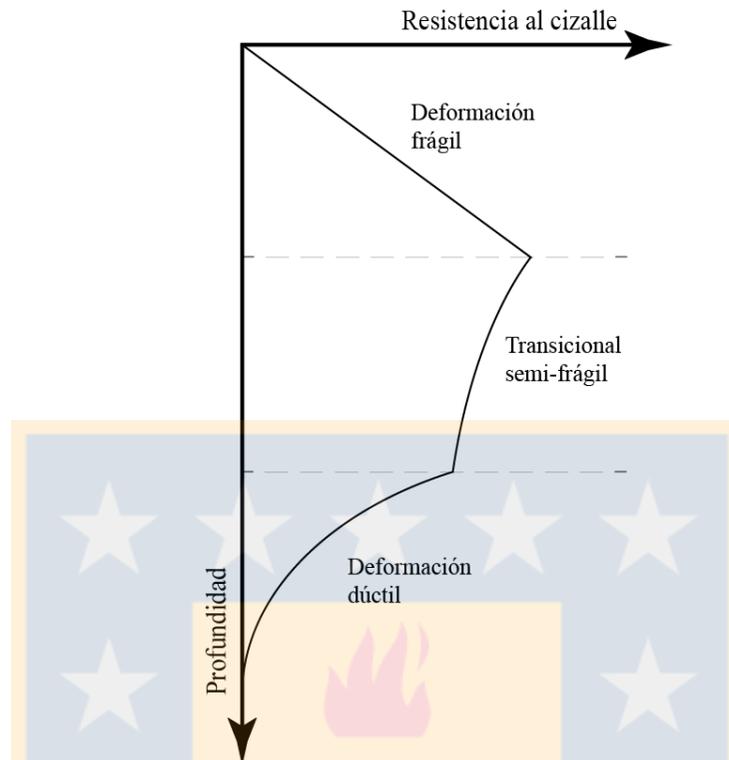


Figura 1.2 Modelo de reología simple. Variación del estrés de cizalle con la profundidad. Modificado y simplificado de Strehlau (1986).

Byrne & otros (1988) usaron estas ideas para evaluar el ancho de la zona sismogénica en ambientes de subducción. Observaron que en la parte más superficial del límite de placas se encuentra una porción asísmica, relacionada con la cuña acrecionaria. La abundancia de arcillas saturadas en agua, elevadas presiones de poros y la no consolidación de estos sedimentos permitirían un comportamiento de deslizamiento estable. Hacia mayor profundidad se localiza el frente sísmico, en donde están en contacto rocas lo suficientemente duras a ambos lados de la zona de interfaz de placas, dando paso a la porción sismogénica de estos márgenes (Figura 1.3). Oleskevich & otros (1999) asocian el inicio de la zona sismogénica con la deshidratación de arcillas esmectitas a clorita-illita, la cual comienza aproximadamente a los 100°C; mientras que el fin de la zona de inestabilidad sísmica (o deslizamiento friccional) ocurre a los 350°C en donde cambia el comportamiento friccional de las rocas de la corteza (con una transición hasta los 450°C). Si estas últimas temperaturas son alcanzadas a profundidades mayores que ~40 km, el límite *downdip*

corresponderá a la intersección con el Moho continental, debido a la presencia de rocas con comportamiento estables a esas condiciones tales como la serpentinita, talco y otras fases hidratadas del antearco mantélico.

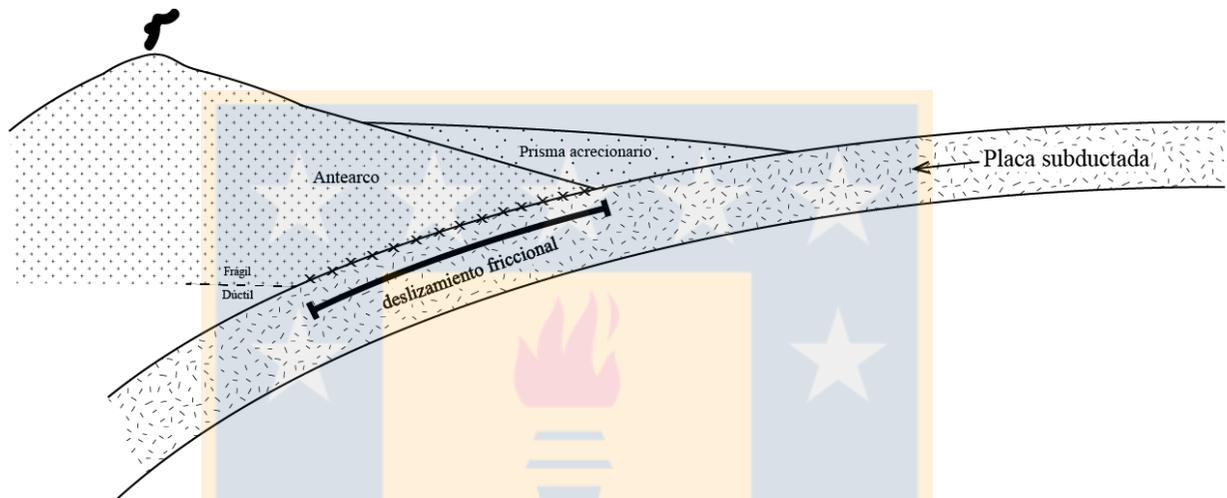


Figura 1.3 Ancho de la zona sísmica. Esquema simple de la extensión de la zona sísmica en donde se manifiesta un deslizamiento friccional en el límite interplaca en zonas de subducción. Modificado y simplificado de Byrne & otros (1988).

Hyndman (2007), ofrece una interesante discusión sobre lo que se sabe de la zona sísmica. Muchas de las apreciaciones que se hacen en este artículo siguen vigentes hasta el día de hoy. El aumento de la evidencia de terremotos y zonas sísmicas, que subyacen a material sedimentario acrecionado, permite descartar la presencia del prisma y a cierta composición física del antearco como el límite *updip*. Sin embargo, las variaciones en el material presente en el *megathrust*, puede ser importante. En cuanto al control termal, también se discute el control físico del límite *updip*, en las isotermas 100-150°C. Estudios de laboratorio han demostrado que la esmectita no posee un comportamiento de deslizamiento estable (*velocity strengthening*), por lo que su transformación a illita/clorita no es una respuesta satisfactoria en el cambio de comportamiento friccional del *megathrust*. Otros posibles mecanismos incluyen la diagénesis de sílice y carbonatos, y cambios en la permeabilidad que controlan la presión de poros. Por su lado, de igual manera que en los

párrafos anteriores, Hyndman (2007), reconoce el control termal de los 350°C como límite *downdip* para zonas de subducción jóvenes calientes, similar a zonas de falla continentales con deslizamiento en el rumbo; con una zona de transición hasta los 450°C sin la capacidad de nuclear sismos, pero sí de propagarlos. En zonas donde dichas temperaturas se localizan a profundidades muy grandes, la sismicidad más profunda pareciera ser cercana a la intersección con el Moho, pese a las dificultades de identificar tal intersección con precisión.

1.5 AGRADECIMIENTOS

Al profesor Andrés Tassara por la tutela, paciencia y confianza durante la realización de este trabajo.

A las personas como Lucia Villar, Sergio Barrientos del equipo del CSN (Centro Sismológico Nacional), Diego Molina, equipo del USGS (*United State Geological Survey*), al grupo GEBCO (*General bathymetric Chart of the Oceans*), grupo EarthByte y Sci-hub que, de manera desinteresada, directa e indirectamente, comparten los resultados y el material digital de sus investigaciones en la *web* permitiendo que se siga construyendo ciencia sin barreras.

A todo el personal, tanto académico como auxiliar, del departamento de Ciencias de la Tierra de la Universidad de Concepción, así como también a mis compañeros de curso y carrera, que hicieron mi paso por la universidad una experiencia única llena de aprendizaje y vivencias.

Finalmente, agradezco a mi familia y seres queridos por ser la base fundamental de todo mi desarrollo como persona.

2 MARCO SISMOTECTÓNICO

2.1 BREVE HISTORIA GEOTECTÓNICA DEL MARGEN CHILENO

El margen continental chileno se localiza en el sector occidental de la actual Sudamérica y del otrora súper-terreno Gondwana, el cual permaneció independiente desde el Neoproterozoico (~550 Ma) hasta el Carbonífero (~320 Ma) con la conformación del supercontinente Pangea (Torsvik & Cocks, 2013). Durante este periodo, la evolución del margen occidental de Sudamérica ha sido descrita como una “historia colisional”, debido a la acreción de múltiples terrenos (Charrier & otros, 2007; Mpodozis & Ramos, 1990). Ejemplos de esto son: la colisión del terreno Pampia entre el Neoproterozoico y Cámbrico inferior (Torsvik & Cocks, 2013; Ramos, 1999); Arequipa-Antofalla en el Ordovícico (Ramos, 1999; Charrier & otros, 2007); Cuyania (también conocido como terreno Precordillera) en el Ordovícico tardío con una deformación que pudo prolongarse hasta el Silúrico (Torsvik & Cocks, 2013; Ramos, 1999; Charrier & otros, 2007), el cual muy probablemente sea un terreno alóctono proveniente de Laurentia (Torsvik & Cocks, 2013); Chilenia en el Devónico (Torsvik & Cocks, 2013; Ramos, 1999; Ramos & otros, 1984; Charrier & otros, 2007). Durante el Carbonífero tardío, frente a las costas del actual margen chileno, tuvo lugar una subducción responsable de la construcción de un orógeno tipo andino (Ramos, 1999) y a su vez el emplazamiento del Batolito Costero y el desarrollo del prisma acrecionario que continuó hasta el Pérmico en Chile central (Torsvik & Cocks, 2013). Posteriormente, el Pérmico tardío y el Triásico se caracterizan por un régimen extensional de *rifting* acompañado con provincias riolíticas como el grupo Choiyoi (Ramos, 1999; Charrier & otros, 2007). Se asocia a una disminución en la velocidad de convergencia (Ramos, 1999; Charrier & otros, 2007), aunque no es del todo claro si la subducción llegó a detenerse por completo (del Rey & otros, 2016; Oliveros & otros, 2018; entre otros). Finalmente, la evolución del margen a partir del Jurásico ha sido descrita como una “historia erosional”, también conocido como el ciclo Andino, el cual es caracterizado por la erosión por subducción, migración del arco (Charrier & otros, 2007) y cambios en la velocidad de convergencia (Ramos, 1999). La construcción de la Cordillera de los Andes moderna es el resultado de la última gran aceleración de la velocidad de convergencia, iniciada en el Oligoceno superior, producto del rompimiento de la placa de oceánica Farallón en la placa de Cocos y Nazca (Tassara & Yáñez, 2003).

2.2 CONTEXTO ACTUAL

La convergencia actual en el margen chileno ocurre entre las placas de Nazca y Sudamericana con un azimut de $\sim N 80^\circ E$ y una tasa de 60-64 mm/año (Kendrick & otros, 2003) (Figura 2.1). La edad de la placa de Nazca decrece desde un máximo de ~ 55 Ma alrededor de los $20^\circ S$, hasta 0 Ma a los $46.5^\circ S$ correspondiente a la dorsal Chile, la cual subducta bajo el continente (Müller & otros, 2019). El ángulo de manteo promedio es de 15° para el norte de Chile y 12° para el sur (Hayes & otros, 2018), teniendo en mente que este valor aumenta hacia profundidad.

Características intrínsecas de ambos bloques litosféricos han llevado a varios autores a proponer segmentaciones del margen (Figura 2.1) referidas en este trabajo como de primer, segundo (Tassara & Yáñez, 2003) y tercer orden (Molina & otros, 2021). Dentro del área de estudio, la división de primer orden distingue a los Andes Centrales (15° - $33^\circ S$) y los Andes del Sur (33° - $47^\circ S$). La corteza continental de los Andes centrales tiene una composición félsica, mientras que los Andes del sur es máfica (Tassara & Yáñez, 2003). El límite entre ambos está asociado a una transición tectónica mayor, marcada por la subducción de la dorsal Juan Fernández. Esta estructura presenta una boyancia positiva provocando una disminución en el ángulo de subducción (Yáñez & otros, 2002) y un cese en el magmatismo de arco producto de la ausencia de manto astenosférico sobre el *flat slab* (Tassara & otros, 2006). Por otra parte, la segmentación de segundo orden se define en función de las características topográficas, morfoestructurales, magmáticas, tectónicas y litológicas; y sus nombres se asocian a morfoestructuras representativas del orógeno en cada segmento: Altiplano (15° - $23^\circ S$), Puna (23° - $28^\circ S$) y Cordillera Frontal (28° - $33.5^\circ S$) en los Andes Centrales; y Cordillera Principal (33.5° - $39^\circ S$) y Cordillera Patagónica (39° - $47^\circ S$) en los Andes del Sur. La segmentación de tercer orden está estrechamente relacionada a las barreras sísmicas que dividen porciones del margen con distintos regímenes friccionales en base a análisis multivariados desde anomalías de gravedad, fricción basal y bloqueo interplaca a partir de velocidades de GPS. Para efectos de este trabajo, se incorpora un nuevo segmento en el extremo norte para cubrir la zona entre la última barrera ($19.1^\circ S$) reconocida por Molina & otros (2021) y el límite del área estudiada en este trabajo ($17^\circ S$). Por su lado, en el sur se decide extender el segmento VD6 hasta el límite austral del área de estudio, debido a que la poca cantidad de datos en esta zona no justifica un nuevo segmento.

Las segmentaciones de todos los órdenes se consideran latitudinalmente y no perpendiculares a la fosa.

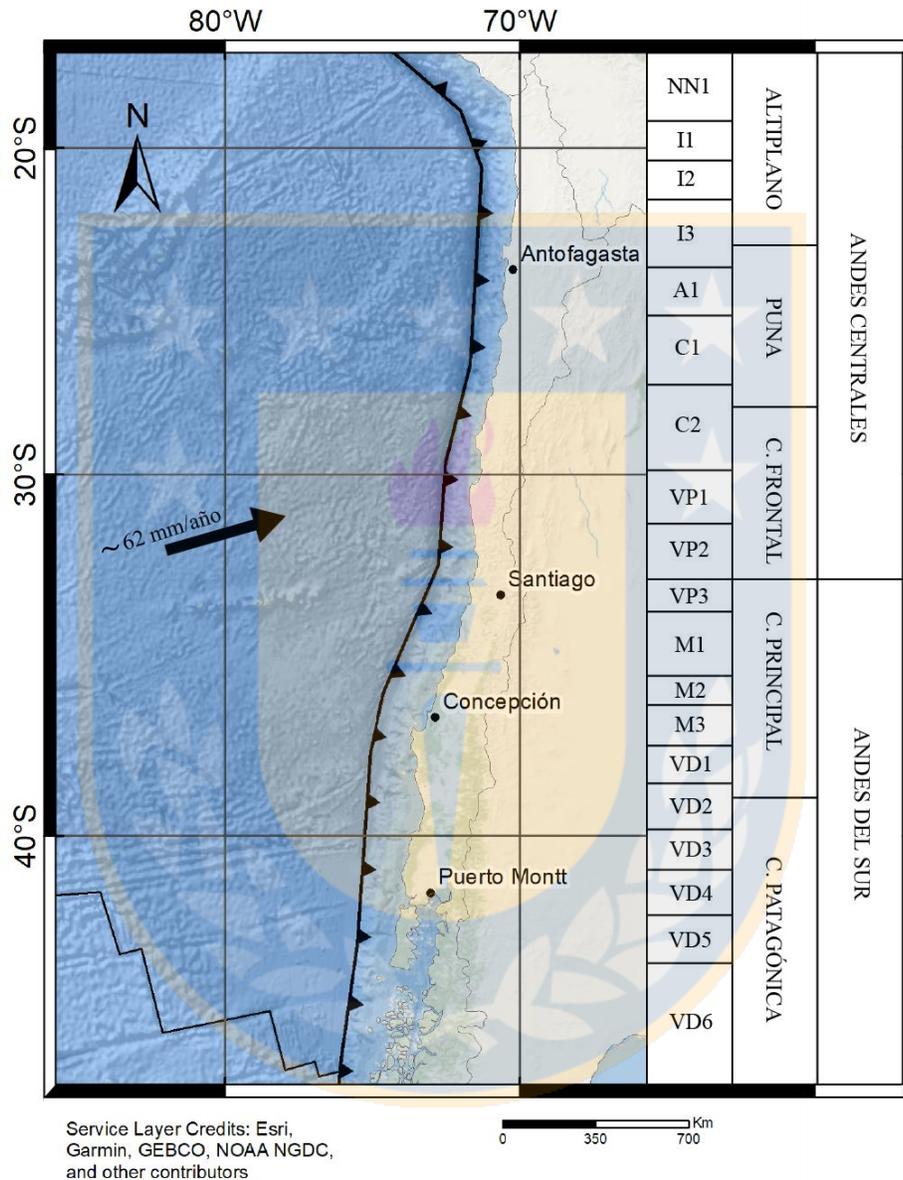


Figura 2.1 Mapa con segmentación. Mapa del área de estudio con la segmentación de primer, segundo (Tassara & Yáñez, 2003) y tercer orden (Molina & otros, 2021) descrita en el texto. Límites de segmentación de primer y segundo orden descrita en el texto. Las latitudes límites de los segmentos de tercer orden son: 17, 19.1, 20.35, 21.6, 23.6, 25.2, 27.25, 29.8, 31.4, 33, 33.9, 35.7, 36.5, 37.6, 38.6, 39.8, 40.85, 42, 43.2, y 46°S.

2.3 SISMICIDAD EN CHILE

Los grandes eventos sísmicos asociados al *megathrust* son comunes en esta región, es más, durante los últimos 12 años las costas chilenas han experimentado cuatro grandes terremotos: Maule 2010 de 8.8 Mw en Chile central, Iquique 2014 de 8.2 Mw en el Norte, Illapel 2015 de 8.3 Mw y Chiloé 2016 de 7.6 Mw en el sur (Riuz & Madariaga, 2018). Los tres primeros ocurrieron en zonas consideradas *gaps* sísmicos (Kelleher, 1972). Así como también el mayor terremoto registrado por la humanidad, el de Valdivia 1960.

El terremoto del Maule 2010 alcanzó una magnitud (Mw) de 8.8 y rompió un área de ~500 km de largo, una zona altamente acoplada conocida como el “*gap* Constitución” (Moreno & otros, 2010), siendo el terremoto de 1835 el último evento grande que tuvo lugar aquí, aunque de menor extensión (Vigny & otros, 2011). La porción del mayor deslizamiento (~16 m) se ubica en la parte norte, coincidente con el sismo de 1928 de 7.7 Mw (Moreno & otros, 2012). Este evento fue el primer terremoto gigante que pudo ser estudiado usando redes de monitoreo modernas en Chile (Moreno & otros, 2010).

El terremoto de Iquique 2014 tuvo lugar en donde ha habido grandes eventos en 1543, 1615, 1786 y 1877 (Riuz & Madariaga, 2018), considerando a este último como gigante (Comte & Pardo, 1991), del cual el evento de 2014 solo alcanzó a cubrir un ~20% de su extensión (Lay & otros, 2014). Alcanzó una magnitud (Mw) de 8.1 (Ruiz & otros, 2014; Lay & otros, 2014).

Por su lado, el terremoto de Illapel 2015 ocurrió en la misma zona estimada de los eventos en 1730, 1880, 1943 (Riuz & Madariaga, 2018; Carrasco & otros, 2019), alcanzó una magnitud (Mw) de 8.4 (Carrasco & otros, 2019) y gatilló un *tsunami* que alcanzó los 11m y evacuó a 1 millón de personas en las primeras horas posterior al sismo (Melgar & otros, 2016; Tilmann & otros, 2016).

El terremoto de Chiloé 2016 tuvo lugar en la parte sur de la ruptura del evento de Valdivia 1960, y marca el fin de la ausencia de eventos importantes en esta zona que duró más de 55 años (Riuz & Madariaga, 2018).

Finalmente, el terremoto de Valdivia de 1960 tuvo lugar el 22 de mayo, rompió ~1000 km de norte a sur hasta la dorsal Chile y alcanzó una magnitud (M_w) de 9.5 (Cifuentes, 1989; Moreno & otros, 2009). Provocó un maremoto transpacífico y desplazamientos verticales del terreno que alcanzaron hasta los 5 metros (Fujii & Satake, 2013)

Ruiz y Madariaga (2018), aseguran que los *gaps* sísmicos a lo largo del rumbo del *megathrust* no son suficientes para predecir el tiempo, tamaño, recurrencia y potencial tsunamigénico de los terremotos. Es necesario complementar esta información con la profundidad y la distribución del *slip*, debido a que existe una gran diferencia entre los terremotos gigantes ($>8.4 M_w$), los cuales rompen toda la interfaz de placa desde la fosa hasta el fin de la zona acoplada, y los más frecuentes de $\sim 8 M_w$, que rompen la zona media o basal de la interfaz de placa. Esta diferencia es de vital importancia, ya que se estima que los terremotos gigantes tienen un potencial tsunamigénico capaz de afectar zonas muy distantes en el océano pacífico y en promedio ocurren a tasa de 2 por siglo en las costas chilenas (Ruiz & Madariaga, 2018).

3 MARCO TEÓRICO

3.1 TEMPERATURA SOBRE EL *SLAB*

El fundamento teórico principal de este trabajo, proviene de Molnar & England (1990). El modelo físico está representado por la figura 3.1, cuya geometría simple facilita el desarrollo matemático sin introducir un error importante. En las siguientes líneas, se explicará de manera sencilla las relaciones matemáticas útiles para el entendimiento de este trabajo. Para una comprensión más profunda, se recomienda consultar directamente el trabajo de Molnar y England (1990), así como las citas mencionadas en el texto.

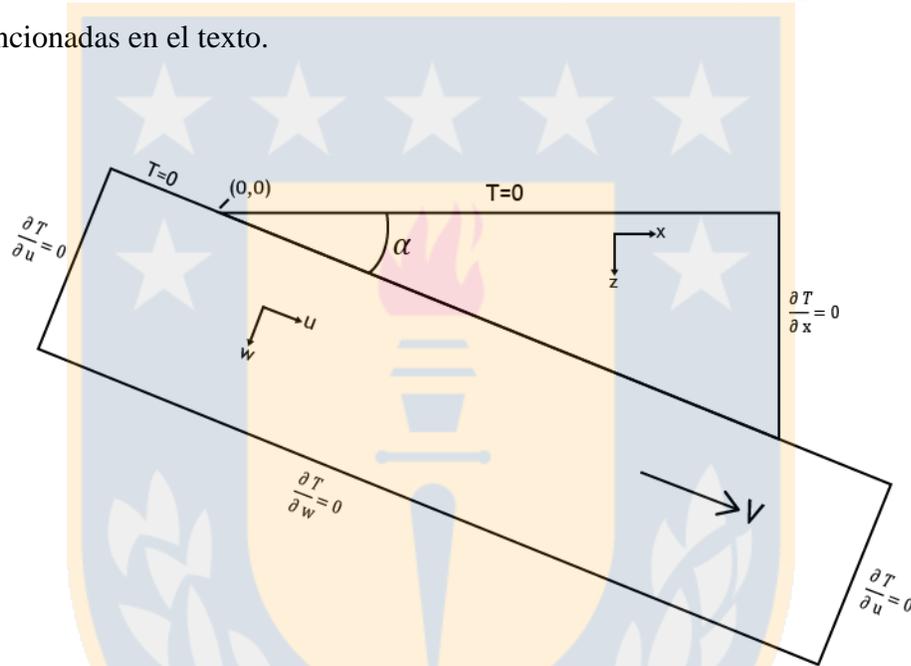


Figura 3.1 Geometría simplificada del slab. Perfil de una zona de subducción simplificada. Modificada de Molnar & England (1990).

La distribución de temperatura depende de la cantidad relativa de calor proveniente de tres fuentes. La primera de ellas corresponde al calor transferido desde la placa subductada, la segunda es la provocada por la fricción interplaca y la tercera por el decaimiento radiogénico al interior del antearco. Debido a que la ecuación del flujo de calor es lineal, se pueden considerar estas fuentes de forma independiente. El transporte de calor es gobernado por:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T + V \nabla T + \frac{A}{\rho c} \quad (1)$$

Donde T es la temperatura, t es el tiempo transcurrido, K es la difusividad termal, V velocidad de convergencia y A producción de calor radiogénico. Esta ecuación se resuelve considerando un estado estacionario según lo descrito por Molnar & England (1990).

Debido a que la dirección del movimiento del flujo de calor es vertical y unidireccional, se puede estimar que el calor radiogénico no afecta a la temperatura de la falla (Molnar & England, 1990), es decir $A = 0$. Por lo tanto, el flujo de calor total (Q) puede ser resuelto a partir del calor proveniente de la placa oceánica subductada (Q_s) y de la fricción interplaca (τV) reducido por el parámetro S , según la siguiente relación:

$$Q = \frac{Q_s + \tau V}{S} \quad (2)$$

Donde τ es el estrés de cizalle y V es la velocidad de convergencia. El parámetro S reduce el calor superficial debido a la advección de calor asociada al movimiento descendente de la corteza oceánica subductada (Molnar & England, 1990; Grevemeyer & otros, 2003) y se define de la siguiente manera:

$$S = 1 + b \sin \alpha \sqrt{\frac{u_f V}{K}} \quad (3)$$

Donde, u_f es la distancia desde la fosa por la falla (figura 3.1), α es el ángulo de manteo del *slab* y b es un factor que depende débilmente de una potencia usada para determinar la variación temporal de la temperatura. Debido a que b se puede considerar similar a 1 en un amplio rango de profundidades (Molnar & England, 1990; Lamb, 2006; Grevemeyer & otros, 2003) y usando la relación $u_f = z_f / \sin \alpha$ (figura 3.1), (3) se puede reescribir como:

$$S = 1 + \sqrt{\frac{z_f V \sin \alpha}{K}} \quad (4)$$

Por otra parte, el calor proveniente del *slab* se define como (Turcotte & Schubert, 2014):

$$Q_s = \frac{k_o(T_1 - T_o)}{\sqrt{\pi K t}} \quad (5)$$

Donde k_o es la conductividad termal de la corteza oceánica, t es la edad de dicha placa, T_1 es la temperatura de la base de la litósfera y T_o su temperatura superficial. El término $T_1 - T_o$ puede ser considerado igual a la temperatura potencial del manto (T_p) (Stein & Stein, 1992; Tassara & otros, en prep.), por lo que reescribiendo (5):

$$Q_s = \frac{k_o T_p}{\sqrt{\pi K t}} \quad (6)$$

Finalmente, la temperatura sobre cualquier punto del *slab* a una profundidad determinada se define como (Molnar & England, 1990):

$$T_f = \frac{Q z_f}{k_c} \quad (7)$$

Donde z_f es la profundidad de un punto en la falla y k_c es la conductividad termal de la corteza continental.

3.2 ESTRÉS DE CIZALLE

Todos los parámetros necesarios para resolver el estado termal del *megathrust* están sujetos a cierta incertidumbre. Sin embargo, algunos de ellos pueden ser restringidos a las condiciones particulares de la subducción chilena (edad de la placa oceánica, vector de convergencia, geometría del *slab*, etc.), u obtenidos a partir de literatura gracias a la poca dispersión en torno a los valores bibliográficos promedios o por la poca sensibilidad que presenta el modelo termal en torno a dicha dispersión. El detalle de las fuentes bibliográficas de cada parámetro será presentado en la sección 4.2, mientras la sensibilidad del modelo será discutida en la sección 6.1. Por su parte, el estrés de cizalle (τ) presenta una gran dispersión dentro de la literatura considerando solo el margen chileno, con valores desde los ~10 MPa (Grevemeyer & otros, 2003; Oleskevish & otros, 1999; Tichelaar & Ruff, 1993; etc.) hasta los ~100 MPa (England, 2018) y, además, es un parámetro al cual el modelo es altamente sensible. Por estos motivos τ debe ser tratado de una manera especial.

Para desarrollar el modelo termal se considerarán dos posibilidades. La primera, es optar por un valor único de τ a lo largo y ancho del margen, mientras la segunda considera un τ variable. Este subcapítulo se centra en la explicación detallada de los aspectos teóricos para poder considerar a τ variable.

Lamb (2006) divide el *megathrust* según un modelo de reología simple frágil-dúctil. Para el dominio frágil, el estrés de cizalle se describe como (Davis & otros, 1983):

$$\tau = S_0 + \mu(\sigma_n - p_f) \quad (8)$$

Dónde S_0 es el esfuerzo cohesivo, μ es el coeficiente de fricción, σ_n es el esfuerzo normal y p_f es la presión de fluidos. Para el dominio dúctil el estrés de cizalle se describe como (Lamb, 2006):

$$\tau \approx A \exp\left(\frac{B}{RT}\right) \quad (9)$$

Donde A y B son constantes que dependen del material, con unidad de medida Pa y J/mol respectivamente. R es la constante universal de los gases y T es temperatura. Para efectos de este trabajo, el estrés de cizalle será considerando solo en el régimen frágil, debido a que la resolución del régimen dúctil de Lamb (2006) requiere la incorporación de la sismicidad, y el objetivo de este trabajo es obtener un modelo independiente para posteriormente evaluar el comportamiento sismogénico del *megathrust* (las consecuencias de esto son discutidas en la sección 6.2).

En la ecuación (8), la cohesión (S_0) juega un rol menor en comparación con el efecto de la presión litostática (Davis & otros, 1983), lo que permite despreciarla. Por otro lado, la presión de fluidos p_f puede ser considerado desde el punto de vista de la razón de presión de poros (λ):

$$p_f = \lambda \sigma_n \quad (10)$$

el cual varía entre 0 y 1. A su vez, σ_n puede expresarse en función de la carga litostática y del ángulo de manteo:

$$\sigma_n = \rho g z \cos(\alpha) \quad (11)$$

Donde, ρ es la densidad del antearco, g es la aceleración de gravedad, z es la profundidad del *megathrust* y α es el ángulo de manteo. Por lo tanto, reemplazando (10) y (11) en (8):

$$\tau = \mu_b (1 - \lambda_b) \rho g z \cos(\alpha) \quad (12)$$

Donde μ_b es el coeficiente de fricción basal, λ_b es la razón de presión de poros basal, Considérese el adjetivo “basal” como referido al límite interplaca e “interno” al antearco.

Para resolver el coeficiente de fricción basal se utiliza la teoría de Cuña No-cohesiva Crítica de Coulomb (NCCW, por sus siglas en inglés), desarrollada por Davis & otros (1983), Dahlen & otros (1984) y Dahlen (1984). Este método ya ha sido implementado en el margen continental chileno por diversos autores (Molina & otros, 2021; Cubas & otros, 2013; Maksymowicz & otros, 2015).

La solución exacta de la teoría NCCW (Dahlen, 1984) (figura 3.2), es la siguiente:

$$\alpha + \beta = \psi_b - \psi_0 \quad (13)$$

Donde α es el manto del slab y β corresponden al manto de la superficie de la cuña. Por su lado ψ_b y ψ_0 son los ángulos que forman estas pendientes con el esfuerzo principal (σ_1) respectivamente (figura 3.2).

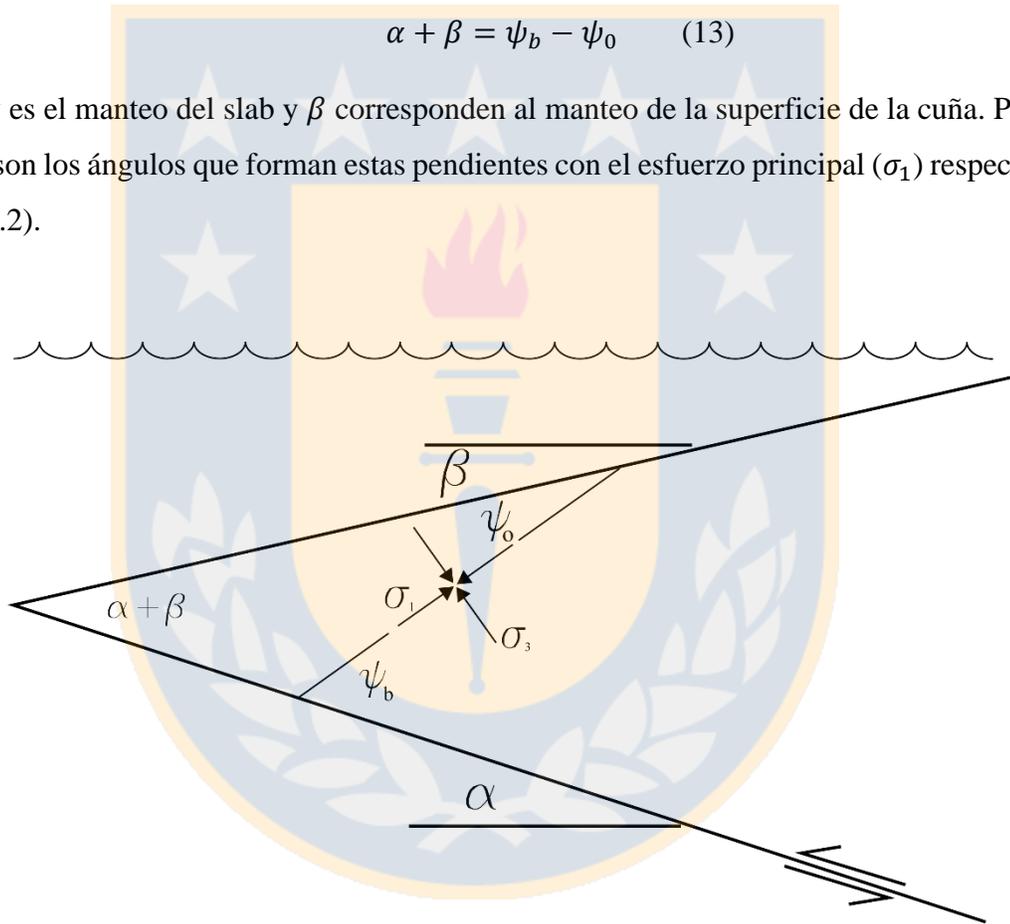


Figura 3.2: Geometría de la teoría NCCW. Sección transversal a una cuña crítica no cohesiva de Coulomb (NCCW). Modificada de Dahlen (1984). Los ángulos α y β han sido cambiados desde la figura original, para mantener una simbología uniforme en este trabajo.

ψ_0 se resuelve a partir de la ecuación 9 de Dahlen (1984):

$$\psi_0 = \frac{1}{2} \sin^{-1} \left(\frac{\sin \beta'}{\sin \varphi} \right) - \frac{1}{2} \beta' \quad (14)$$

Donde φ es el ángulo de fricción interno y β' es el ángulo de pendiente modificado definido como:

$$\beta' = \tan^{-1} \left[\left(\frac{1 - \frac{\rho_w}{\rho}}{1 - \lambda} \right) \tan \beta \right] \quad (15)$$

Donde ρ_w es la densidad del agua, ρ es la densidad de la corteza.

Al obtener el resultado de ψ_0 desde la ecuación (14), este valor puede ser reemplazado en (13) para obtener ψ_b . Posteriormente, usando la ecuación 18 de Dahlen (1984) se puede obtener el valor del coeficiente de fricción basal según:

$$\mu_b = \frac{\tan(2\psi_b)}{\csc(\varphi) \sec(2\psi_b) - 1} \quad (16)$$

Finalmente, con el coeficiente de fricción basal resuelto, el estrés de cizalle variable en un régimen frágil se obtiene a partir de la ecuación (12).

4 METODOLOGÍA

Para evaluar el control termal sobre el comportamiento sismogénico del *megathrust* en Chile, se propone un modelo simple basado en los conceptos teóricos explicados en el capítulo 3. La geometría 3D del modelo es construida a partir de una red de puntos distribuida uniformemente cada 0.1° , entre los $17^\circ 00'S$ hasta los $46^\circ 00'S$ y los $67^\circ 00'W$ hasta los $77^\circ 30'W$. Los cálculos solo considerarán a los puntos que cubran el área comprendida entre la fosa y los 70 km de profundidad a partir de ella, según el modelo Slab2 de Hayes & otros (2018). Sobre cada nodo de esta red se aplicarán cálculos simples con el fin de obtener la temperatura y el flujo de calor para dos escenarios diferentes: 1) con valor único de estrés de cizalle y 2) estrés de cizalle variable dependiente de la razón de presión de poros. Los resultados de ambos escenarios serán obtenidos desde un ajuste calórico a partir de las mediciones de flujo de calor. El detalle del proceso lógico y las ecuaciones involucradas será descrito en la sección 4.1; mientras que la base de datos necesaria para resolverlas, con sus respectivas fuentes de origen, se darán a conocer en el subcapítulo 4.2

4.1 ALGORITMO

El algoritmo para llevar a cabo los cálculos de este trabajo se escribió en el lenguaje de programación *Python* (v3.7.6) con el editor *Jupyter Notebook* (v6.0.3), el cual puede ser revisado en el siguiente [enlace](#). En el Anexo 3 se detalla un poco de los elementos que se encuentran en dicho enlace

4.1.1 RESTRICCIÓN AL ESTRÉS DE CIZALLE

Como se ha mencionado en la sección 3.2, el estrés de cizalle es una variable que no se puede obtener directamente desde fuentes bibliográficas debido a la alta dispersión en torno a sus valores promedios y a lo altamente sensible que resulta el modelo a su variación. Para resolver esta problemática, se decide restringir su valor a partir de observaciones de flujo de calor superficial (Q_o) provenientes de Tassara & otros (en prep.) y de Villar-Muñoz (2014).

Resolviendo la ecuación (4) y (6), correspondientes al parámetro S , y al flujo de calor proveniente del *slab* respectivamente, se puede abordar el flujo de calor superficial (Q), ecuación (2), siendo τ la única incógnita. La solución consiste en calcular, para cada nodo, el flujo de calor predicho por el modelo (Q_m) a partir de un amplio espectro de valores posibles de τ (5 a 95 MPa).

Los valores de Q_o no necesariamente coinciden con los nodos de la red, por lo tanto, es comparado con el promedio de los valores de Q_m circundantes ($\overline{Q_m}$), definiendo un ΔQ que representa el déficit o superávit del flujo calórico del modelo respecto a las observaciones:

$$\Delta Q = \frac{(Q_o - \overline{Q_m})}{Q_o} * 100 \quad (17)$$

Donde, ΔQ es expresado como un porcentaje.

Posteriormente, los ΔQ son agrupados según rangos latitudinales que posean una cantidad de datos suficientes para su análisis y se compara con los valores de τ que ofrecen un mejor ajuste entre las observaciones de flujo de calor y lo predicho por el modelo. La segmentación para realizar este análisis es explicada en mayor detalle en la sección 4.1.3, mientras que los resultados del ajuste calórico se exponen en el subcapítulo 5.1.

4.1.2 ESTRÉS DE CIZALLE VARIABLE

El cálculo anterior puede ser sometido a las pruebas rápidamente al considerar valores constantes de estrés de cizalle (τ), sin embargo, al considerar el escenario en que τ es variable se requiere de una etapa adicional.

Para resolverlo, se aplican los fundamentos teóricos expuestos en la sección 3.2 considerando $\lambda = \lambda_b$, al igual que Davis & otros (1983), Dahlen & otros (1984), Dahlen (1984) y Cubas & otros (2013), entre otros. Esto permite resolver en cadena las ecuaciones (15), (14) y (13) de la teoría NCCW, considerando la densidad del agua como 1 gr/m^3 y la aceleración de gravedad como 9.8 m/s^2 . La ecuación (13) corresponde a la solución exacta de la teoría NCCW, y a partir de ella se puede

calcular el coeficiente de fricción basal, ecuación (16). Finalmente, el estrés de cizalle en régimen frágil se resuelve a partir de la ecuación (12).

El valor de τ variará a lo largo y ancho del margen dependiendo de la densidad y geometría del antearco, profundidad en el *slab* y de la razón de presión de poros. Las tres primeras de ellas son restringidas a partir de modelos previos (detallados en la sección 4.2), mientras que la razón de presión de poros queda como una variable independiente.

De manera similar a la solución de τ constante, en esta ocasión es el valor λ_b el cual será testado según un amplio rango de valores (0.8 a 0.98). A partir de aquí, el ajuste de flujo de calor se realiza de la misma manera que se explicó en la sección anterior, permitiendo así la elección de valores de λ que cumplan estos requisitos. Los resultados del ajuste del flujo de calor según la razón de presión de poros son expuestos en la sección 5.2.

4.1.3 SEGMENTOS

Para realizar la evaluación del déficit o superávit del flujo de calor (ΔQ), se decide realizar una nueva segmentación del margen continental chileno (figura 4.1), diferente a las de primer, segundo y tercer orden. El único criterio utilizado para definir cada segmento es la disponibilidad de observaciones en ciertos rangos latitudinales. Debido a esto, los segmentos de más al norte son latitudinalmente más extensos, debido a lo esparcido de los datos; mientras que al centro-sur y sur, los segmentos son más pequeños producto de la gran concentración de observaciones en dicha zona.

La base de datos de medidas de flujo de calor superficial proviene de 5 metodologías diferentes: sondas marinas poco profundas (SMP, *Shallow Marine Probe*), perforaciones marinas profundas (DMD, *Deep Marine Drillhole*), pozos de tierra profundos (DLB, *Deep Land Borehole*) y geoquímica de pozos termales (GOH, *Geochemistry of Hotspring*); en total suman casi 250 mediciones y han sido recopiladas por Tassara & otros (en prep.). La quinta metodología corresponde a reflectores de simulación de fondo (BSR, *Bottom-Simulating Reflector*), con aproximadamente ~51000 mediciones, proveniente de Villar-Muñoz (2014) a partir de la comunicación personal entre la primera autora y el profesor guía de esta memoria.

Para cada segmento se agrupan los resultados de ΔQ de acuerdo a los valores de τ (o λ según sea el caso) y se obtiene un promedio ($\overline{\Delta Q}$), a partir del cual se juzgará qué valores de τ (o λ) presentan el mejor ajuste entre las observaciones de flujo de calor y lo predicho por el modelo.

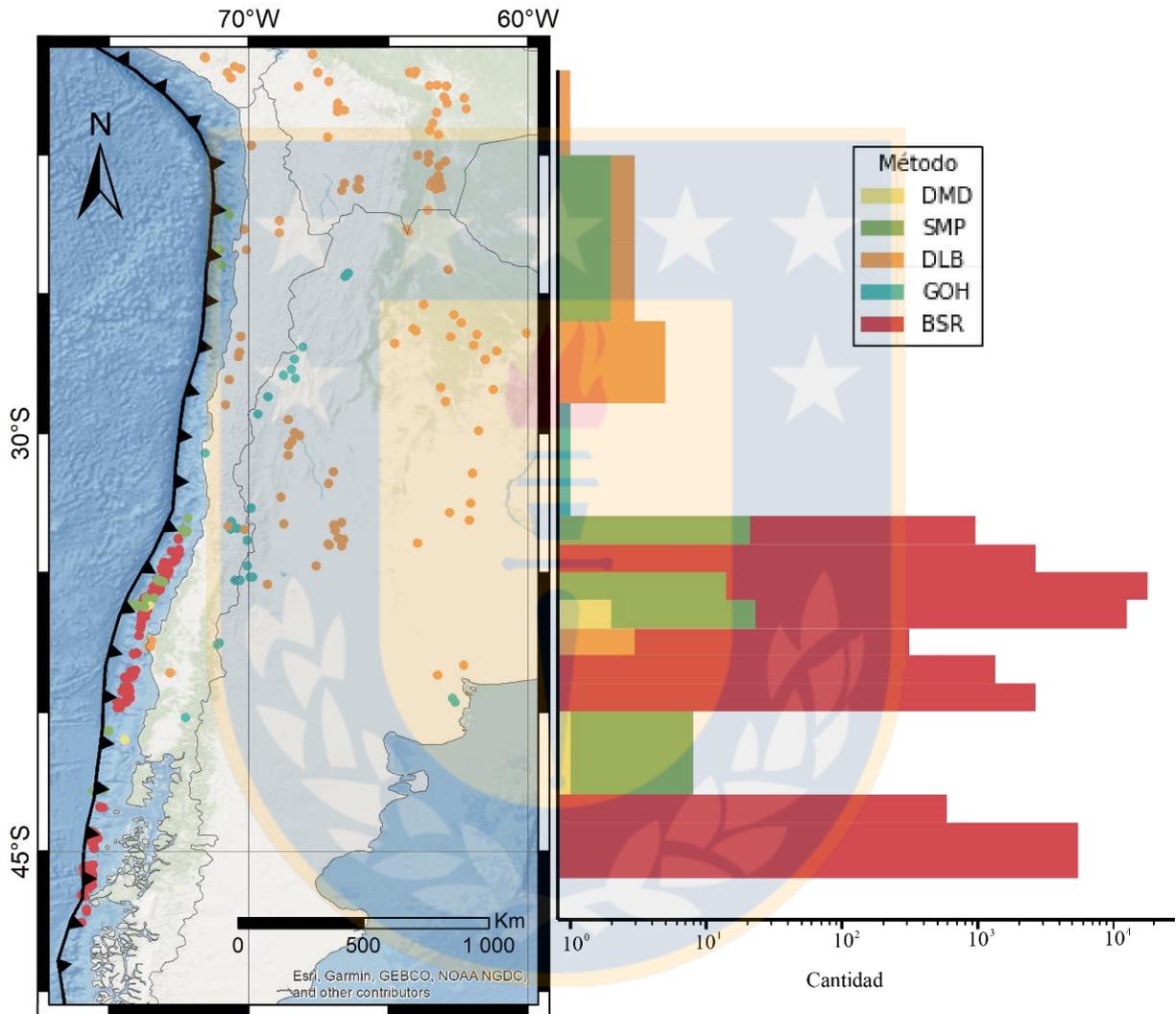


Figura 4.1: Mapa distribución de las mediciones de flujo de calor. El histograma que acompaña al mapa representa la cantidad de mediciones utilizadas en el ajuste del modelo, es decir, solo considera las mediciones que se correlacionan superficialmente con el *megathrust*. Cada *bin* corresponde a un segmento y sus límites están a los 17, 20, 23, 26, 29, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 43, 44 y 46°S.

4.1.4 TEMPERATURA

Una vez determinados los valores de τ (o λ), la ecuación (2) del flujo de calor total puede ser resuelta y, en consecuencia, la ecuación (7) correspondiente a la temperatura en el *megathrust*.

Debido a que se desarrollan dos escenarios, de estrés de cizalle constante y variable, se construirán 2 modelos termal, correspondientes a valores medios de ambas situaciones. La elección de los τ y λ es presentada en el capítulo 5 junto a sus respectivos análisis.

4.2 BASE DE DATOS

Para llevar a cabo el modelo se recurre a diferentes fuentes bibliográficas con tal de cubrir todos los parámetros necesarios en la realización de los cálculos. En las siguientes secciones, se detalla la literatura en cuestión, así como breves análisis en aquellos parámetros que no se pueden restringir al área de estudio en específico (conductividad termal, difusividad termal, temperatura potencial del manto, etc.). Por su parte, la tabla 4.1 ofrece un resumen para aquellos parámetros considerados como constantes a lo largo y ancho del *megathrust*.

Tabla 4.1: Resumen parámetros. Resumen de los parámetros usados como constantes en este trabajo. Las fuentes bibliográficas, así como su dispersión en torno a los promedios, se describen en las siguientes secciones.

	Simbología	Valor
Conductividad termal de la corteza continental	k_c	2.5 [W/m°C]
Conductividad termal de la corteza oceánica	k_o	2.9 [W/m°C]
Temperatura potencial del manto	T_p	1350 [°C]
Difusividad termal	K	10^{-6} [m ² /s]
Ángulo de fricción interna	φ	40.36 [°]

4.2.1 GEOMETRÍA DEL *SLAB*

Es obtenida a partir del trabajo de Hayes & otros (2018) en el modelo que ellos llaman “Slab2” (figura 4.2). Este modelo es el sucesor del “Slab1.0” (Hayes & otros, 2012), y describe la geometría 3D de las zonas de subducción activas sísmicamente, como Sudamérica, Cascadia, Japón, Indonesia, Aleutianas, Centroamérica, etc. El modelo se construye a partir del análisis de la sismicidad global y estudios sismotectónicos regionales. Su nueva versión se debe a la desactualización producto de la creciente base de datos, haciendo notar que hay zonas en las que la aplicación del “Slab1.0” resultaba inadecuado.

Desde este modelo no solo se puede obtener la ubicación espacial en 3 dimensiones del *slab*, además entrega valiosa información relacionada al manto de la placa subductada (α para la nomenclatura de este trabajo), desde dónde se estima un promedio de 15° para el margen sudamericano.

La extensión del modelo incluye desde el *slab* cercano a la superficie (fosa oceánica para la mayoría de los casos) hasta sus expresiones más profundas en el manto superior. Sin embargo, para este estudio solo se considerarán hasta los 70 km de profundidad desde la fosa, como un rango razonable para la aplicabilidad del marco conceptual explicado en el capítulo anterior.

El modelo original del margen sudamericano puede ser encontrado [aquí](#).

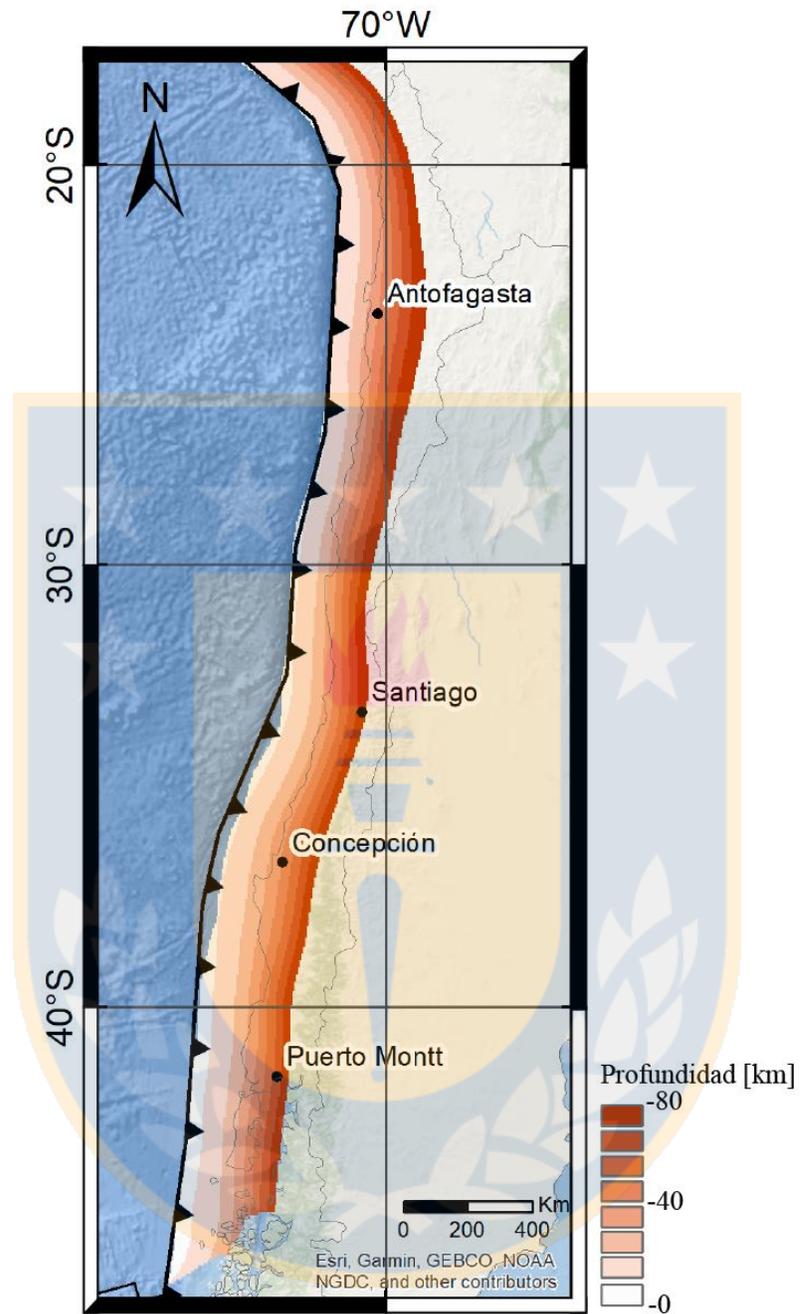


Figura 4.2 Geometría del *megathrust*. Modelo Slab2 (Hayes & otros, 2018) hasta los 80 kilómetros de profundidad absoluta.

4.2.2 CONDUCTIVIDAD TERMAL

La conductividad termal de la litósfera es un parámetro fuertemente dependiente de la composición, temperatura (Chapman, 1986; McKenzie & otros, 2005) y la, a veces olvidada, presión (Förster & otros, 2021). Esto trae inconvenientes debido a la gran complejidad composicional que tiene la litósfera y a las diferencias de presión y temperatura esperables a profundidad. La conductividad termal es uno de los parámetros menos comprendidos a la hora de evaluar geotermas (McKenzie & otros, 2005; Förster & otros, 2021).

Para abordar estos problemas, se decide considerar un valor constante de conductividad termal, siguiendo el trabajo de autores como Cammarano & Guerri (2017), quienes aseguran que no hay efectos significativos en esta simplificación. Dentro de la literatura podemos encontrar que los valores oscilan entre 2.4 y $3 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (Rudnick & Nyblade, 1999; Turcotte & Schubert, 2014), siendo $2.5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ el valor más utilizado para representar la corteza continental (Cammarano & Guerri, 2017; McKenzie & otros, 2005; Schatz & Simmons, 1972; Lamb, 2006; Molnar & England, 1990; Syracuse & otros, 2010; Peacock & Wang, 1999; Tichelaar & Ruff, 1993; Hyndman & otros, 1995; Tassara & otros, en prep.) y el que se usará en el presente trabajo. Por su lado, la conductividad termal asignada a la corteza oceánica será de $2.9 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (Lamb, 2006; Oleskevich & otros, 1999; Hyndman & otros, 1995) (tabla 4.1).

4.2.3 VELOCIDAD DE CONVERGENCIA

La velocidad relativa, la igual que el azimut de convergencia, entre la placa de Nazca y Sudamericana es obtenida de Kendrick & otros (2003) a partir de mediciones de GPS en la placa de Nazca. El resumen se puede observar en la figura 4.3. En esta figura se observa la comparación de los modelos CAP09 y CAP10, ambos propuestos por Kendrick & otros (2003), siendo CAP10 la solución preferida por los autores y los valores usados en el presente estudio.

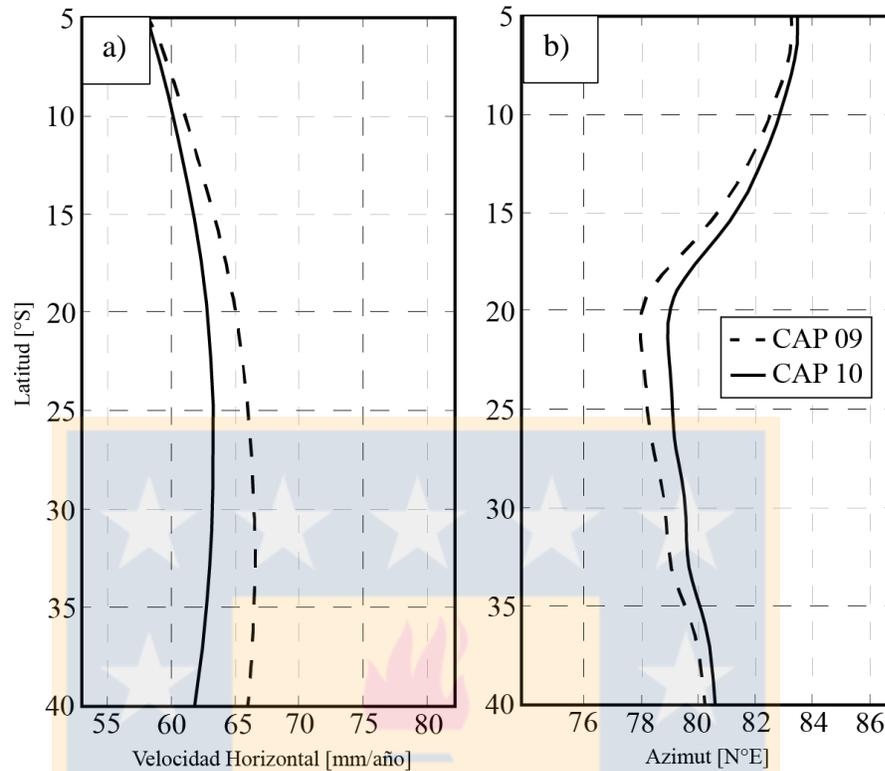


Figura 4.3: Velocidad y azimut. Gráfica de a) velocidad y b) azimut obtenidas por Kendrick & otros (2003). Imagen modificada del mismo estudio.

4.2.4 EDAD DE LA PLACA

Las edades de la placa de Nazca son obtenidas a partir de Müller & otros (2019). Este modelo considera una reconstrucción de placas desde el Triásico dejando de lado el típico paradigma de placas rígidas. En su lugar, realizan un modelo que considera la deformación. Para efecto de este trabajo, solo se considerará el estado actual de las placas, es decir, el escenario del modelo cuya edad es de 0 Ma (figura 4.4).

Como es de esperar, la información obtenida desde el trabajo de Müller & otros (2019) solo está disponible en donde la placa oceánica es la capa litosférica más superficial, es decir, desde la fosa hacia el oeste, por lo que no hay datos que cubran el *megathrust*. Para resolver este inconveniente, se proyectan las edades de la fosa en función de la dirección de convergencia de las placas obtenidas a partir de Kendrick & otros (2003) (ver sección 4.2.3 y figura 4.3b).

El modelo completo con las edades de placas puede ser descargado desde el siguiente [hipervínculo](#).

4.2.5 DIFUSIVIDAD TERMAL

Al igual que la conductividad termal, este parámetro es fuertemente dependiente de la temperatura (Nabelek & otros, 2012; Nabelek & otros, 2010; Whittington & otros, 2009), por lo que para simplificar su trato también se considerará como constante.

Dentro de la literatura el valor constante más común en ambientes de subducción es de $10^{-6} m^2/s$ (Nabelek & otros, 2010; Nabelek & otros, 2012; Lamb, 2006; Grevemeyer & otros, 2003; England, 2018; Tassara & otros, en prep.) y será utilizado en este trabajo (tabla 4.1).

4.2.6 TEMPERATURA POTENCIAL DEL MANTO

La temperatura potencial corresponde a la temperatura que tendría el manto al ascender adiabáticamente a la superficie sin sufrir fusión parcial (Sarafian & otros, 2017). Dentro de la literatura el valor de este parámetro oscila entre los 1280°C y los 1464°C (Dalton & otros, 2014; Herzberg & otros, 2007) para las dorsales meso-oceánicas, y entre $1300\text{-}1400^{\circ}\text{C}$ para cratones (Rudnick & Nyblade, 1999).

Para la evaluación del estado termal en ambientes geotectónicos de subducción, diferentes autores han usado valores constantes de 1300°C (Tassara & otros, en prep.), 1280°C (Lamb, 2006), 1450°C (Peacock & Wang, 1999), entre otros. En este trabajo, debido a la ausencia de consenso por parte de la comunidad, de manera arbitraria se usará un valor intermedio para la temperatura potencial del manto de 1350°C (tabla 4.1).

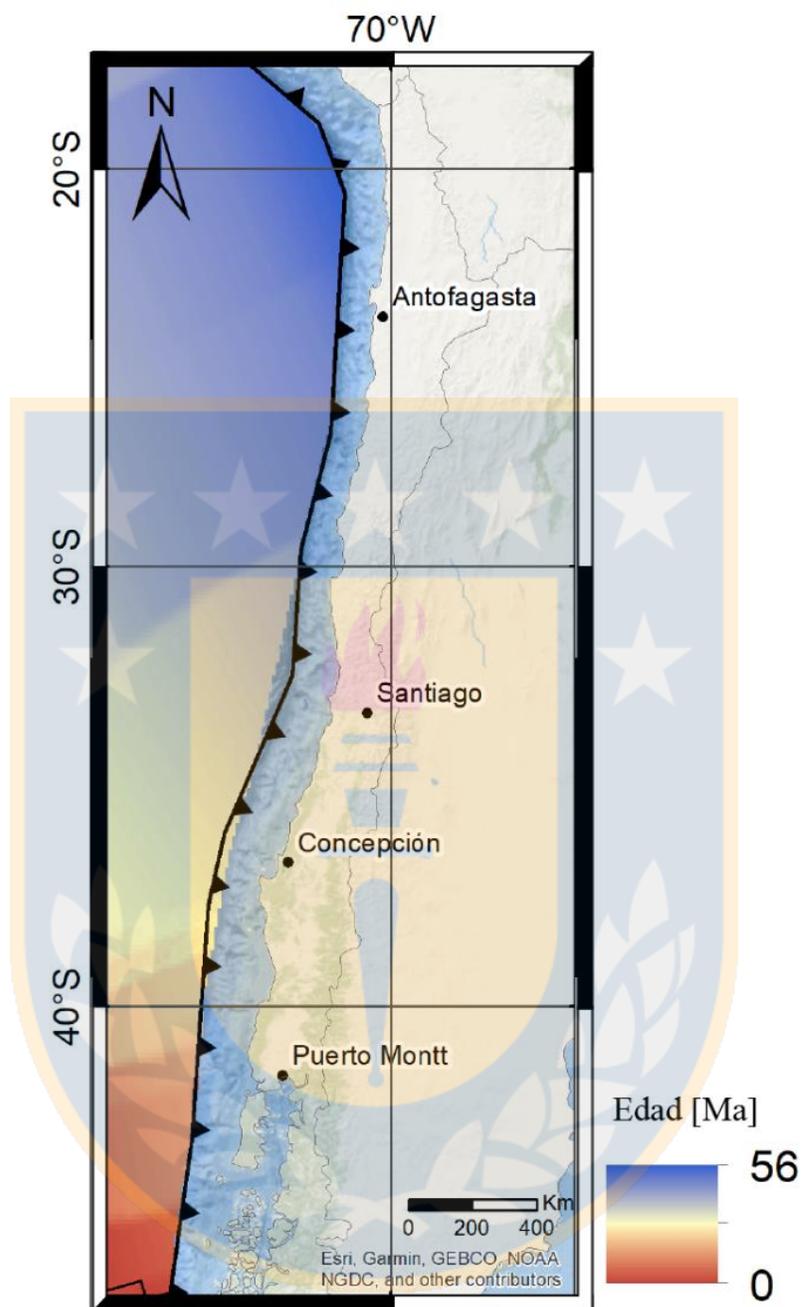


Figura 4.4: Edad de la placa oceánica. Obtenida desde Müller & otros (2019) para la edad de 0 Ma.

4.2.7 BATIMETRÍA Y TOPOGRAFÍA

El modelo utilizado para la obtención de estos datos es GEBCO 2021 (Cartas Batimétricas General del Océano) (figura 4.5), el cual está disponible de manera libre en la [web](#). El archivo *raster* original es sometido a un suavizado (de 50 veces) para eliminar accidentes topográficos pequeños y obtener solamente la geometría de primer orden. Además de ser la referencia en cuanto a la topografía superficial, también es usado para calcular la pendiente de la superficie (β) en la teoría NCCW (sección 3.2).

4.2.8 DENSIDAD

Este parámetro es obtenido a partir del modelo 3D de densidades de Tassara & Echaurren (2012), desde donde Molina & otros (2021) calcula el valor de la densidad promedio para el antearco. La base de datos es facilitada por el primer autor dicho estudio (figura 4.6).

4.2.9 ÁNGULO DE FRICCIÓN INTERNO

Para Byerlee (1978), la mayoría de las rocas muestran una tendencia en el coeficiente de fricción interno (μ) de 0.85, para estreses normales de hasta 200 MPa. Este parámetro se relaciona con el ángulo de fricción interno según (Davis & otros, 1983):

$$\varphi = \tan^{-1}(\mu) \quad (18)$$

Por lo tanto, el ángulo de fricción interno usado en este trabajo es de 40.36°.

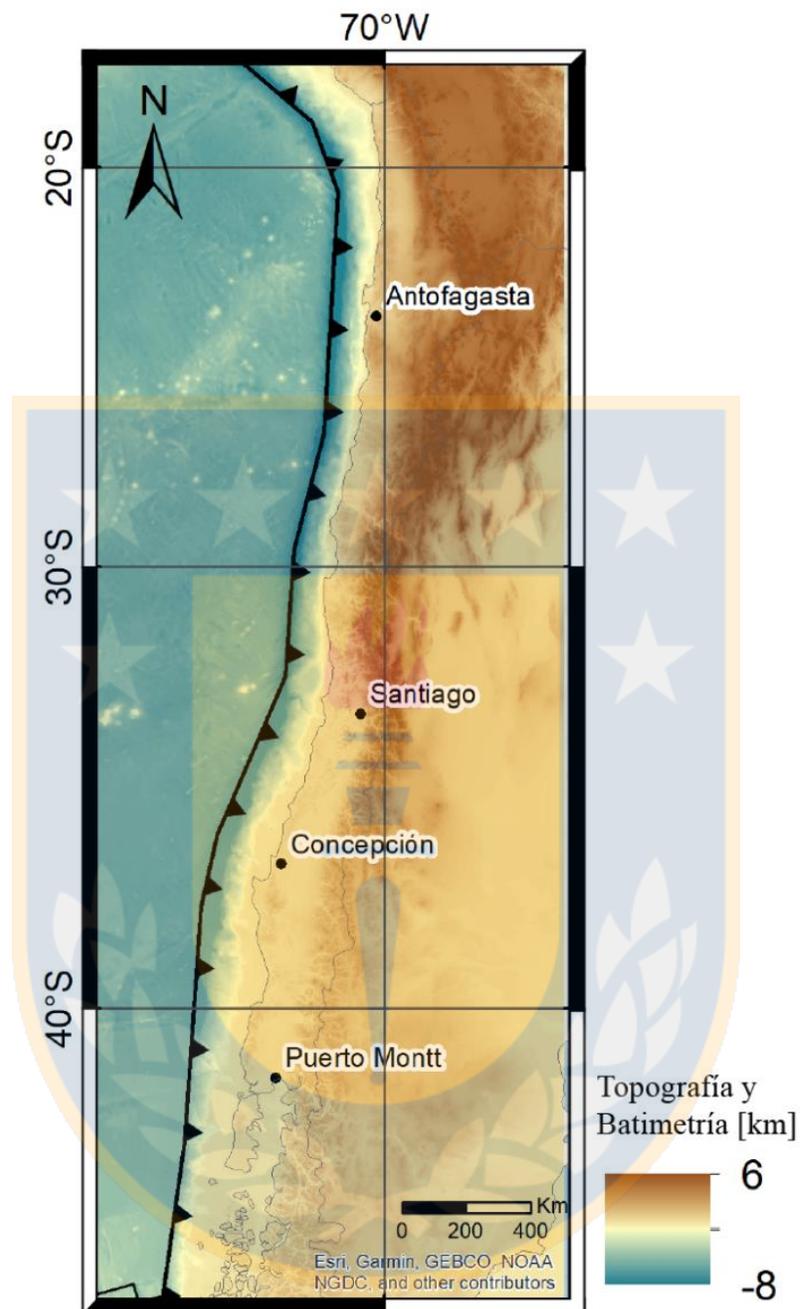


Figura 4.5: Batimetría y topografía. Relieve desde el archivo *raster* original GEBCO 2021, previo al suavizado.

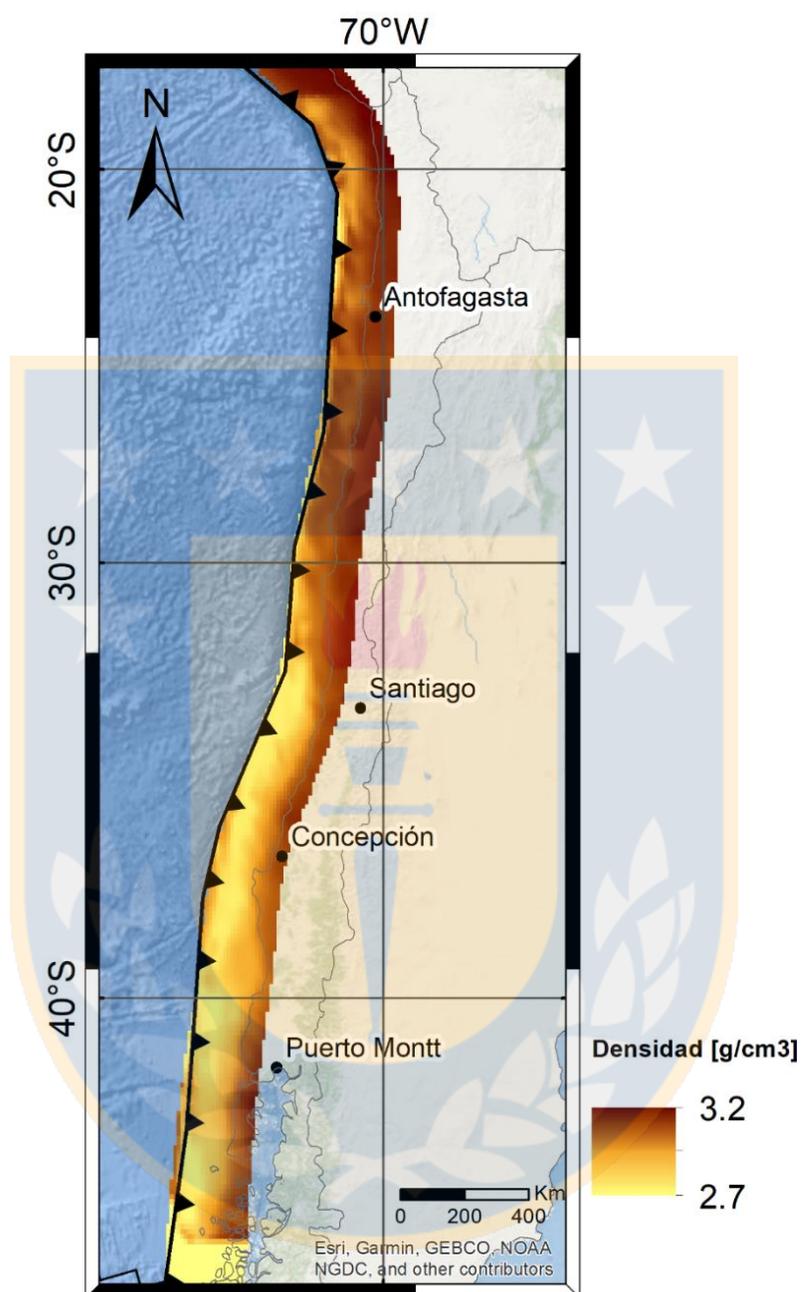


Figura 4.6: Mapa de densidad. Densidad promedio del antearco en el margen continental chileno, a partir de Molina & otros (2021).

5 RESULTADOS

5.1 ESTRÉS DE CIZALLE CONSTANTE

Para cada segmento definido en la sección 4.1.3, se realizan perfiles del flujo de calor superficial predichos por el modelo (Q_m). Las figuras, por ejemplo 5.1a y 5.2 a, solamente muestran el cálculo para los valores de τ de 5, 20 y 35 MPa para no saturar la imagen. Estas figuras también muestran los valores de las observaciones del flujo de calor superficial (Q_o) como puntos. Son estas últimas las que definen la porción del modelo ($\overline{Q_m}$) que será utilizada para realizar el ajuste (ΔQ). Las figuras 5.1 b y 5.2 b se construyen a partir de la acumulación de ΔQ en cada punto de observación del flujo de calor, según los valores predichos al considerar los valores de τ de 5, 20 y 35 MPa. Este subcapítulo solo muestra los perfiles de dos segmentos, la totalidad de ellos pues ser visitada en el Anexo 1.

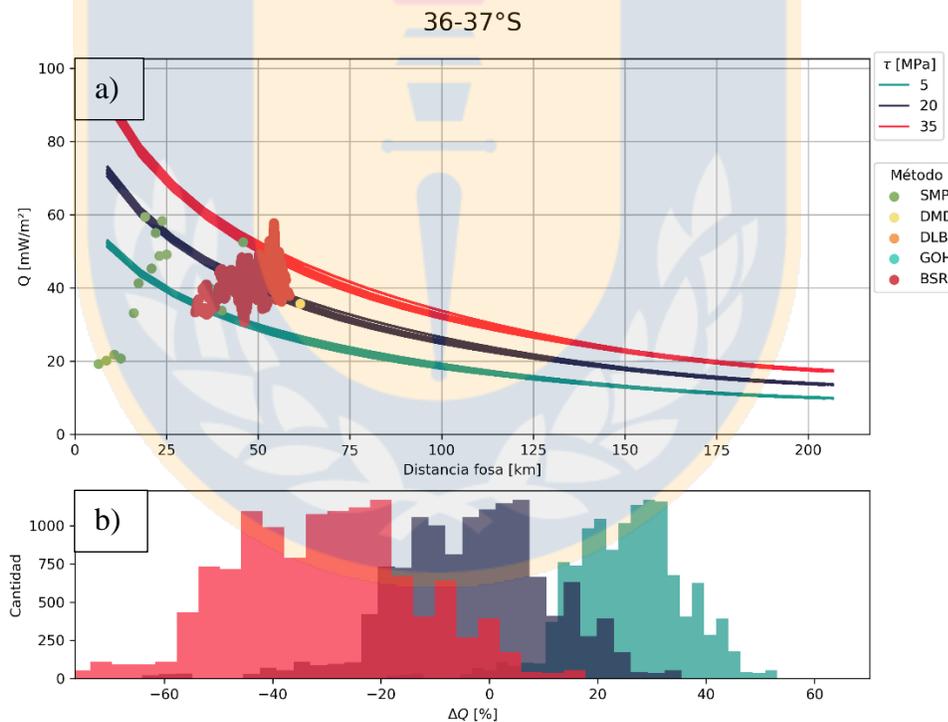


Figura 5.1: Ejemplo de ajuste entre los 36 y 37°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste (ΔQ). Los perfiles de todos los segmentos están en Anexo 1.

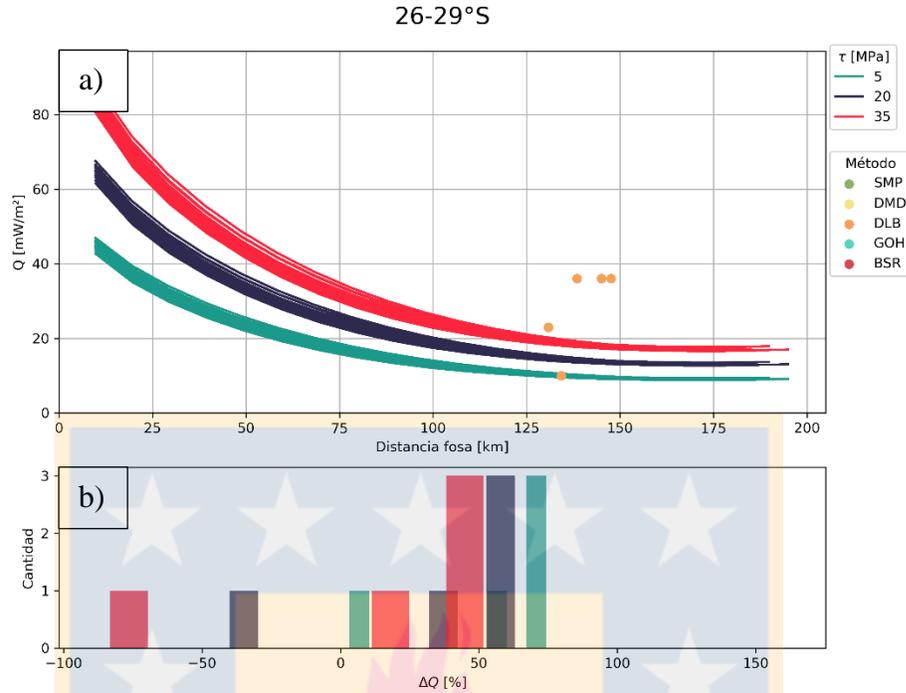


Figura 5.2: Ejemplo de ajuste entre los 26 y 29°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste (ΔQ). Los perfiles de todos los segmentos están en Anexo 1.

5.2 ESTRÉS DE CIZALLE VARIABLE

Las figuras son construidas de la misma manera que se describió en 5.1 para valores de τ constantes. La única diferencia es que, en este caso, el estrés de cizalle depende de la razón de presión de poros (λ), por lo tanto, cada perfil predicho por el modelo (figura 5.3a y 5.4a), así como los histogramas asociados (figuras 5.3b y 5.4b), se construyen considerando solo los valores de λ de 0.93, 0.95 y 0.97 para no saturar las figuras. El Anexo 2 contiene la totalidad de los perfiles en cada segmento.

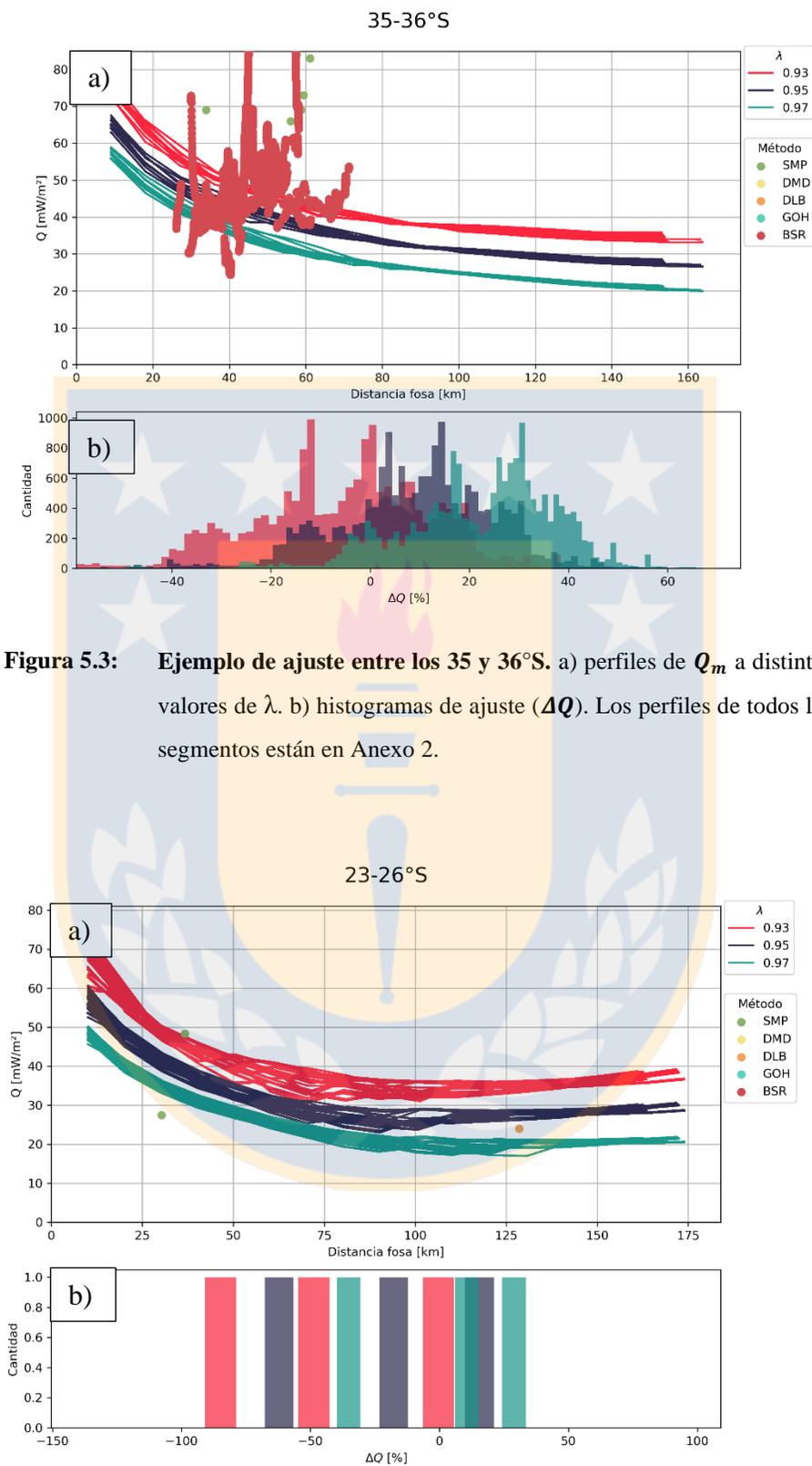


Figura 5.3: Ejemplo de ajuste entre los 35 y 36°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste (ΔQ). Los perfiles de todos los segmentos están en Anexo 2.

Descripción de la figura en la página siguiente

Figura 5.4: Ejemplo de ajuste entre los 23 y 26°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste (ΔQ). Los perfiles de todos los segmentos están en Anexo 2.

5.3 ELECCIÓN DE TAU Y LAMBDA

Al igual que las figuras 5.1b, 5.2b, 5.3b y 5.4b, se construyen histogramas para cada segmento y valores de τ y λ no representados en tales figuras. Desde cada uno de estos histogramas se extrae un valor promedio ($\overline{\Delta Q}$), y el resumen para todo el margen chileno se expone en las figuras 5.5a (τ constante) y 5.6a (τ dependiente de λ). Las figuras 5.5b y 5.6b muestran la distribución de las observaciones de flujo de calor superficial disponibles en cada segmento.

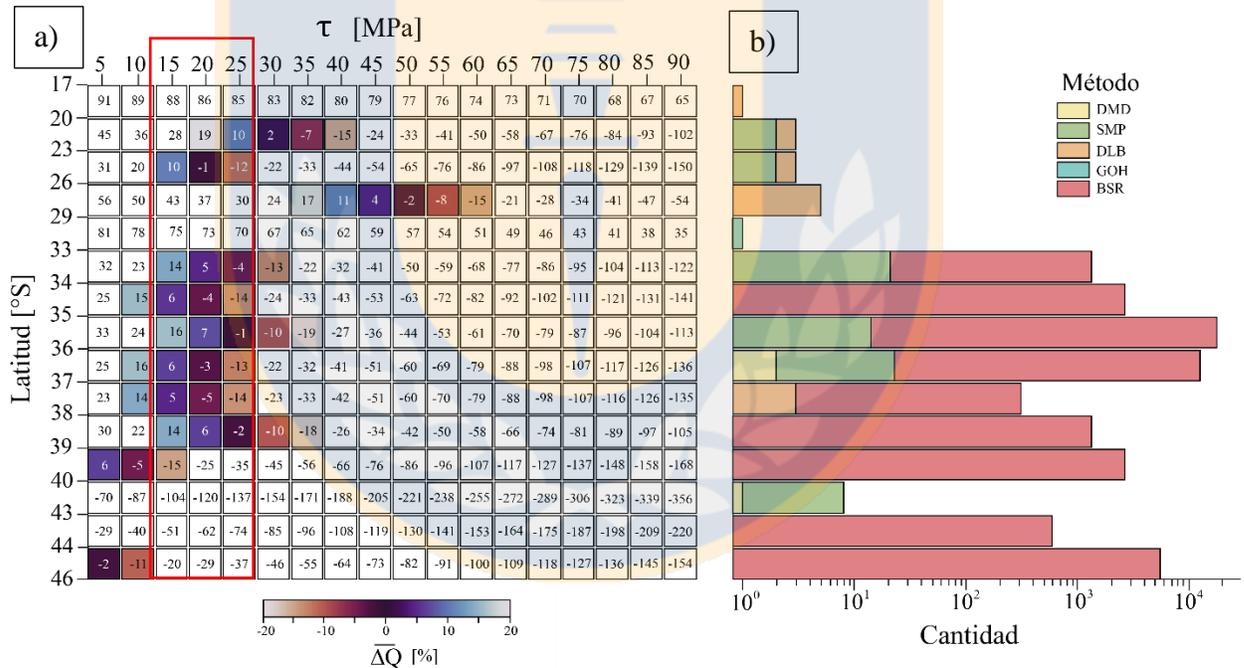


Figura 5.5: Resumen de ajuste para estrés de cizalle constante. a) Resumen de los $\overline{\Delta Q}$. Los cuadros coloreados corresponden a aquellos valores que están dentro del rango aceptable del 20%. El rectángulo rojo indica los valores de τ que permiten un ajuste adecuadamente. b) Cantidad de datos disponible y su metodología usada en cada segmento.

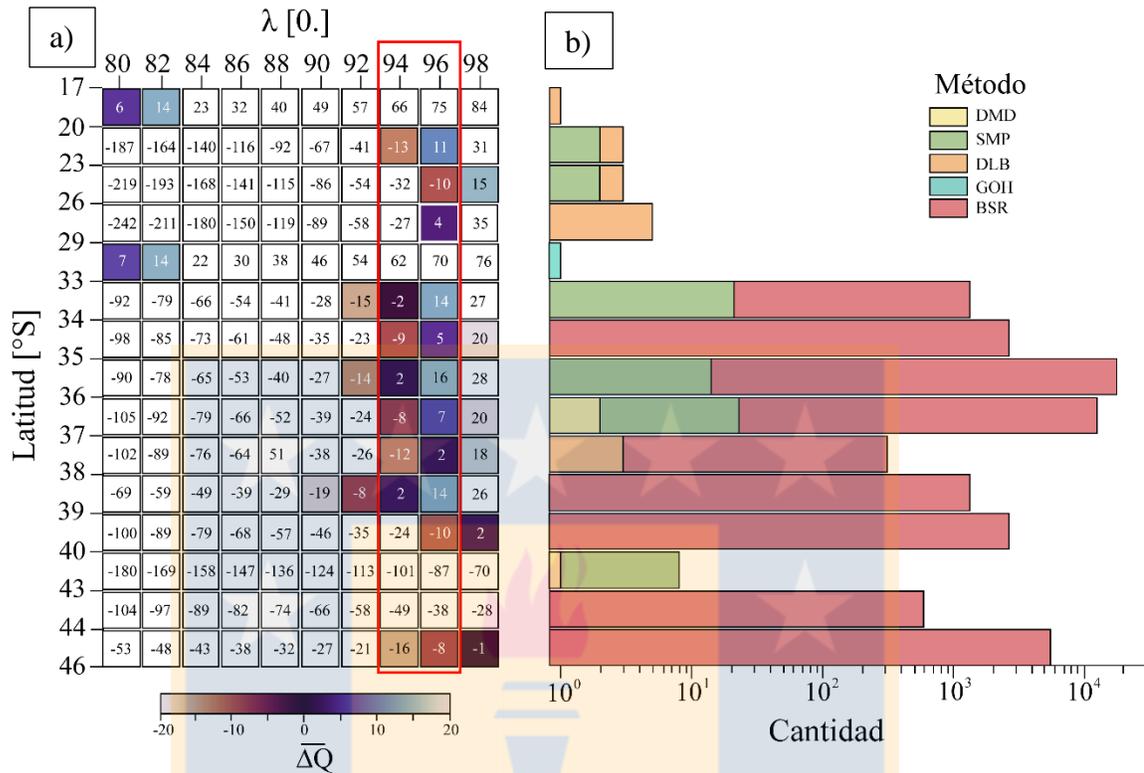


Figura 5.6: Resumen de ajuste para estrés de cizalle variable. a) Resumen de los ΔQ . Los cuadros coloreados corresponden a aquellos valores que están dentro del rango aceptable del 20%. El rectángulo rojo indica los valores de λ que permiten un ajuste adecuadamente. b) Cantidad de datos disponible y su metodología usada en cada segmento.

Como se explicó en la sección 3.1, la temperatura sobre la falla de subducción es expresada en término de dos fuentes de calor (ecuación (2)) ignorando un potencial efecto del calor radiogénico, sin embargo, diferentes estudios posteriores consideran que esta simplificación es incorrecta y lo han incluido de diferentes maneras en el cálculo del estado termal tanto en el margen continental chileno (Lamb, 2006; Tichelaar & Ruff, 1993; Grevemeyer & otros, 2003; Oleskevish & otros, 1999) como en otras partes del mundo (England, 2018; Hyndman & Wang, 1993, etc.). La diversidad de valores utilizados se debe principalmente a la complejidad del antearco y su relación poco comprendida con la producción de calor radiogénico (Grevemeyer & otros, 2003). Lamb (2006), le atribuye un rol bastante menor del 20% en el estado termal del *megathrust*, mientras que para otros autores (por ejemplo: Grevemeyer & otros, 2003) es mucho mayor.

Las mediciones también pueden estar afectadas por la advección de calor debido al movimiento de fluidos (Villar-Muñoz & otros, 2014; Ganguly & otros, 2000). Estos fluidos pueden venir del canal de subducción o de un prisma acrecionario altamente poroso, los cuales están sometidos a compresiones constantes, migrando a través de fallas u otro control estructural, sobre todo en grandes eventos sísmicos (Grevemeyer & otros, 2006; Ranero & otros, 2008; Saffer & Tobin, 2011), provocando que las anomalías sean locales (Grevemeyer & otros, 2003). El efecto y rango de acción de los fluidos es poco conocido, por lo tanto, para abordar esta problemática y en conjunto con la acción del calor radiogénico, se establece un límite arbitrario inferior y superior del 20%. Esto quiere decir que los valores de τ y λ , cuyos $\overline{\Delta Q}$ indiquen un ajuste de calor entre estos límites, serán considerados para la realización de los modelos termales.

En la figura 5.5 se puede ver la distribución de estreses constantes versus rangos latitudinales. Lo primero que se desprende de esta figura es que el valor de τ necesario para realizar el ajuste varía a lo largo del margen e incluso, hay cierta tendencia a valores menores hacia el sur. Para Lamb y Davis (2003), esto es bastante probable, debido a que en el sur de Chile el clima lluvioso aportaría gran cantidad de sedimentos a la fosa y al canal de subducción, induciendo cierta lubricación. Todo lo contrario, ocurre para el clima desértico del norte de Chile y, por ende, valores más altos de resistencia al cizalle son esperables para esta zona. Se puede sistematizar un poco en el análisis al considerar la segmentación de primer orden. Los Andes Centrales (al norte de los 33°S) presentan dispersión en los ajustes, la cual esté probablemente relacionada a la poca cantidad de datos de este segmento (figura 5.5b), es más, en algunas zonas ningún ajuste es posible (de 17 a 20°S y 29 a 33°S). Por su lado, los Andes del Sur (sur de los 33°S) concentran una cantidad de datos suficientes para analizarlos con mayor confianza. A pesar de que también se observan segmentos en donde ningún ajuste es posible (40 a 44°S), la zona con mejor cobertura de datos (33 a 40°S) pareciera ser bastante consistente entre sí, con poca dispersión. Esta metodología podría ayudar a estimar valores de τ según la latitud, sin embargo, producto de la gran diferencia de datos disponibles al norte y sur de los 33°S, y a la consistencia que estos presentan en el segmento de los Andes del Sur, se considera que los valores entre 15 MPa y 25 MPa son aplicables a todo el margen chileno (figura 5.5).

A pesar de que cada región del mundo es distinta, hay valores elevados de cizalle ~ 100 MPa que provienen tanto de trabajos que han ignorado la producción de calor radiogénico (Molnar & England, 1990; Kao & Chen, 1991), como de otros que si lo han considerado (England, 2018). El presente trabajo no es capaz de llegar a tan elevados valores si esta fuente de calor es ignorada, pero sí sufrirían una pequeña alza. Por otra parte, la literatura que obtiene valores pequeños de estrés de cizalle, siempre están considerando la producción de calor radiogénico. Por ejemplo Grevemeyer & otros (2003) y Oleskevich & otros (1999) casi desprecian el rol del calor producido por la fricción interplaca, asociándolo a un bajísimo cizalle, Tichelaar & Ruff (1993) obtienen un valor de 14 MPa combinando sus análisis de diferentes zonas de subducción, y Lamb (2006), desde un balance de fuerza en el antearco, estima valores promedios de ~ 15 MPa para el centro-sur de Chile y ~ 37 MPa para el norte. England (2018), también aprecia diferencias de cizalle notables para distintas latitudes en Chile, pero en órdenes de magnitud mayores.

La evaluación de la razón de presión de poros es similar en cuanto a la metodología. En la figura 5.6 se observa que la razón de presión de poros necesaria para restringir el ajuste del flujo de calor superficial medido con el calculado, está entre los 0.94 y 0.96. Estos valores elevados expresan que en el límite de placas hay una alta presión de fluidos que se puede acercar a valores litostáticos, así como lo observaron England (2018), Grevemeyer & otros (2003), entre otros; y podrían jugar un rol principal en el comportamiento sismogénico del *megathrust* (Ranero & otros, 2008; Saffer & Tobin, 2011; Bedford & otros, 2021). Las diferencias en la cantidad de sedimentos del canal de subducción entre los Andes Centrales y del Sur (Lamb & Davis, 2003) implicarían que los primeros tuvieran menor capacidad de almacenar fluidos, y por ende valores de presión de poros menores; sin embargo, estos márgenes convergentes erosivos poseen abundante fracturamiento en donde se pueden desarrollar sistemas hidrológicos que varían con la profundidad (Ranero & otros, 2008) o incluir sedimentos pelágicos provenientes del piso oceánico de la placa subductada (Wang, 1980). Desde la figura 5.6 se puede apreciar cierta consistencia del valor de λ necesario para el ajuste en todo el margen, a excepción de algunas zonas anómalas. Por lo tanto, se considera una razón de presión de poros entre 0.94 y 0.96 es aplicable para toda el área de estudio.

5.4 MODELOS TERMALES

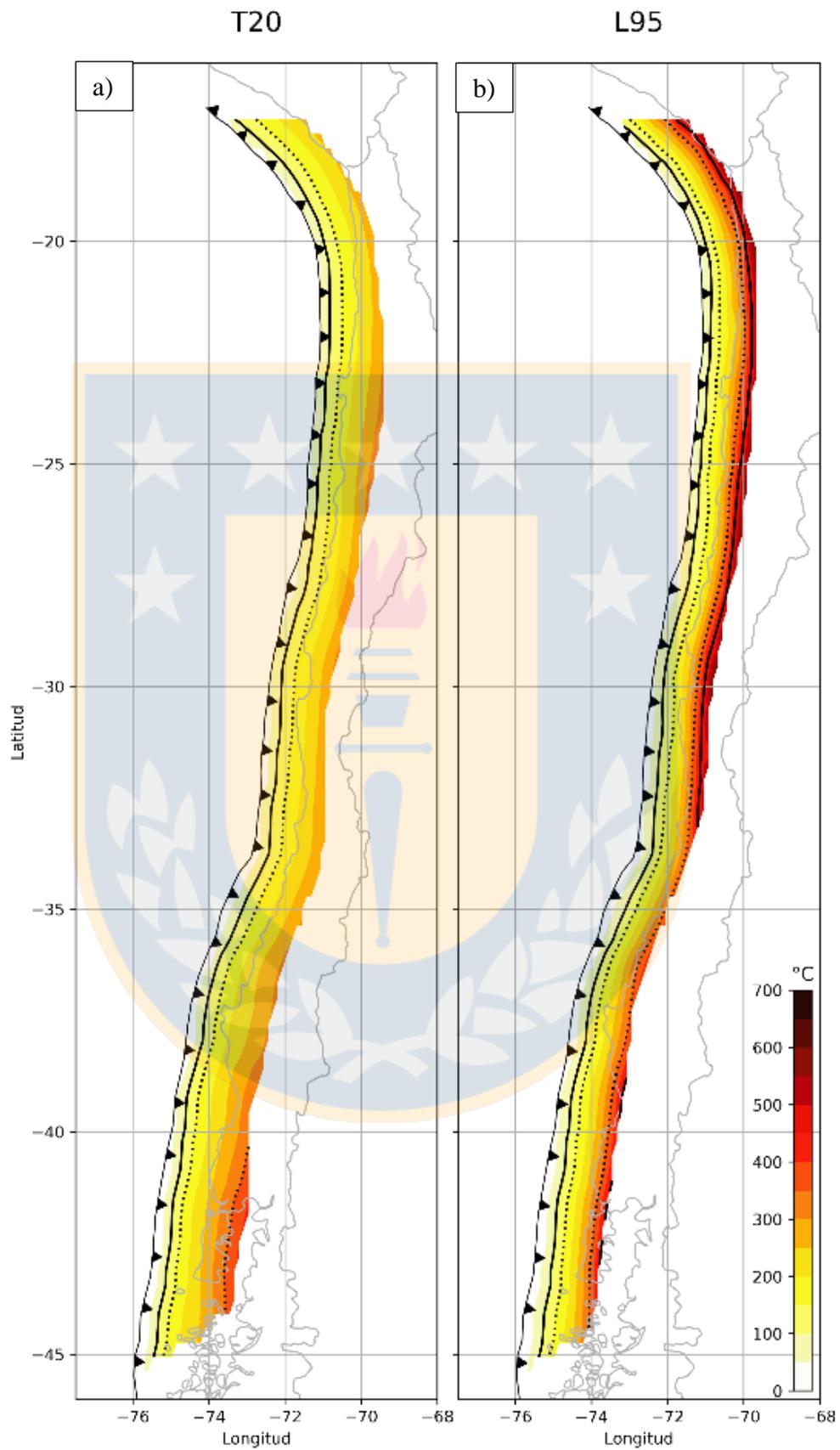
A partir de lo discutido en la sección anterior se definen 2 modelos termales (figura 5.7), uno para τ y otro para λ . Ambos modelos tomarán valores centrales del rango aceptable en el ajuste, es decir, $\tau=20$ MPa y $\lambda=0.95$, los cuales serán nombrados como T20 y L95 respectivamente.

El modelo T20 es más “frío” y sus mayores temperaturas son alcanzadas en el extremo sur, en donde la placa subductada es más joven y caliente. Por su lado, el modelo L95 es más “caliente” y presenta temperaturas similares a T20 en el extremo sur, pero sus máximos son apreciables en el norte, lugar en donde la corteza continental es más gruesa provocando una mayor carga litostática.



Figura en la página siguiente.

Figura 5.7: Modelos termales. Modelos T20 y L95 representados en a) y b) respectivamente. La barra de temperatura es la misma para ambos modelos. La línea con triángulos representa a la fosa, las líneas continuas corresponden a las isotermas de 100 y 450°C respectivamente, mientras que las líneas discontinuas representan las isotermas de 150 y 350°C.



6 DISCUSIÓN

6.1 SENSIBILIDAD

Como se mencionó en el capítulo 4.2, hay parámetros que han sido elegidos arbitrariamente dentro de un rango de valores físicamente razonables y utilizados por diferentes autores con anterioridad. En esta sección se expondrá la sensibilidad que presenta el modelo ante la variación de la temperatura potencial del manto (T_p), conductividad termal de la corteza continental (k_c) y si el ángulo de manteo del *megathrust* fuese considerado constante (α).

Una variación de estos parámetros (a excepción de k_c) afecta directamente el ajuste del flujo de calor ($\overline{\Delta Q}$), desde el cual se desprenden los valores de τ y λ para calcular la temperatura final del *megathrust*. El análisis será llevado a cabo como si estos valores fuesen obtenidos de manera independiente, para poder focalizarse solo en el efecto que tendrá la variable testeada. Los efectos termales de los posibles valores que toman τ y λ , al testear los otros parámetros, serán evaluados en conjunto en la sección 6.1.4.

Para facilitar la comprensión de este subcapítulo, se hablará de escenario mínimo (o Mínimo) cuando se refiera al escenario que alcanza las temperaturas más bajas, escenario máximo (o Máximo) cuando se alcancen las mayores temperaturas y escenario estándar (o Estándar) al aludir al escenario desarrollado con los parámetros de este trabajo (tabla 4.1).

6.1.1 TEMPERATURA POTENCIAL DEL MANTO

Dentro de la literatura, la temperatura potencial del manto utilizada para realizar modelos termales puede oscilar entre los 1280°C (Lamb, 2006) y 1450°C (Peacock & Wang, 1999). En este trabajo, de manera arbitraria se utilizó un valor intermedio de 1350°C (Estándar), y se evaluará el efecto que podría tener una diferencia de 100°C, es decir un escenario donde la temperatura potencial del manto sea de 1250°C (Mínimo) y otro de 1450°C (Máximo). La figura 6.1 muestra el estado termal para estos tres escenarios a un estrés de cizalle constante de 20 MPa (T20), mientras la figura 6.2 muestra la comparación Estándar-Mínimo y Estándar-Máximo.

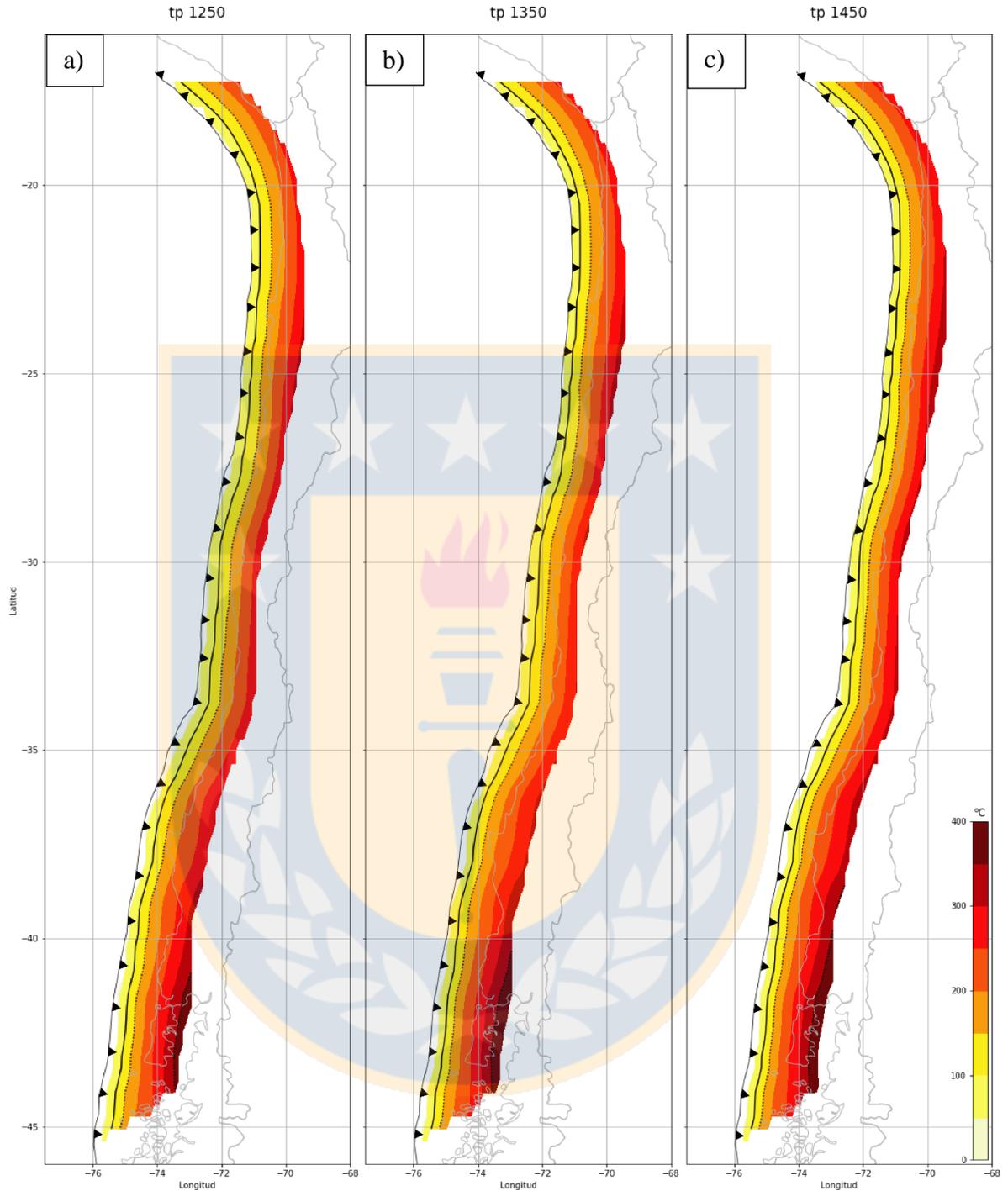


Figura 6.1: Variación de temperatura potencial del manto en T20. En a) se utiliza un $T_p=1250^\circ\text{C}$ correspondiente al escenario Mínimo, b) es el escenario Estándar con $T_p=1350^\circ\text{C}$ y c) donde $T_p=1450^\circ\text{C}$ correspondiente al escenario Máximo. La barra de temperatura es aplicable a todos los escenarios.

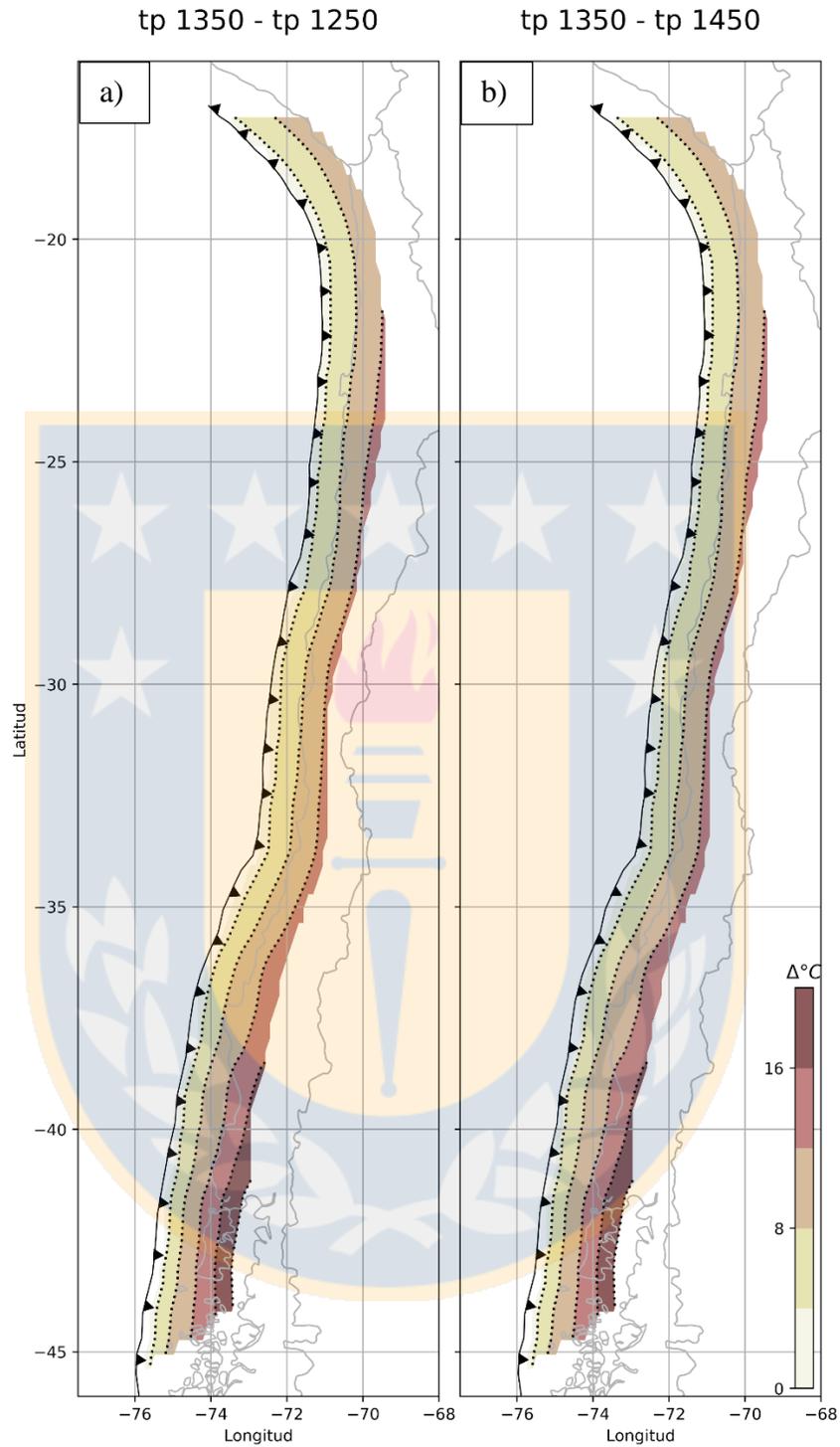


Figura 6.2: Comparación temperatura potencial del manto en T20. En a) se compara el escenario Estándar con Mínimo. En b) se compara el escenario Estándar con Máximo. Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto. La barra de temperatura es aplicable a ambas comparaciones.

La temperatura presenta una elevación pequeña y directamente proporcional al valor del parámetro T_p (figura 6.1). Su diferencia no es constante con la profundidad, más bien, se acrecienta con ella (figura 6.2) y es relativamente simétrica si se consideran 100°C más o menos en T_p . Las mayores variaciones pueden alcanzar hasta los $16\text{-}20^\circ\text{C}$ y se concentran en el extremo sur del área de estudio, mismo lugar en donde los modelos T20 alcanzan sus mayores temperaturas. Por su parte, una diferencia de $8\text{-}12^\circ\text{C}$ es más esperable en todo el margen continental, considerando que a menores profundidades las variaciones termales son más insignificantes.

Un nuevo ajuste calórico (figura 6.3) entregaría un rango de valores de τ más amplio en ambos casos, 15 a 30 MPa en Mínimo ($T_p=1250^\circ\text{C}$) y 10 a 25 MPa Máximo ($T_p=1450^\circ\text{C}$). Ambos escenarios engloban al Estándar (T20) y a los límites definidos en este trabajo, sin alejarse demasiado de estos.

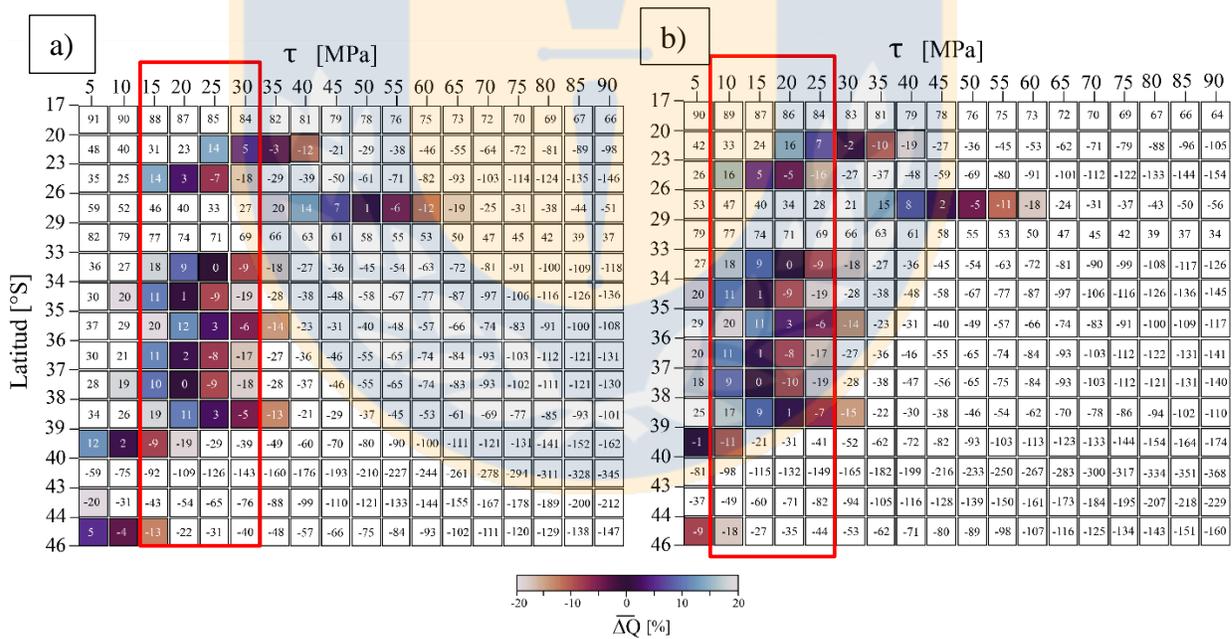


Figura 6.3: Ajuste de flujo de calor en τ constante variando T_p . Ajuste de ΔQ si se considera una temperatura potencia del manto de a) 1250°C y b) 1450°C . El rectángulo rojo indica los valores de τ que se ajustan considerando un rango del 20%.

La comparación también se lleva a cabo con los modelos de estrés de cizalle variable, cuyo escenario Estándar considerará una razón de presión de poros de 0.95 (L95). Los escenarios de Mínimo y Máximo serán los mismos que para T20 (es decir 1250 y 1450°C respectivamente) y sus estados termales se muestran en la figura 6.4. Por su parte, la figura 6.5 muestra las comparaciones entre los escenarios Estándar-Mínimo y Estándar-Máximo.

En la figura 6.4 se ve un aumento en la temperatura absoluta al considerar una temperatura potencial del manto mayor. Este aumento puede alcanzar hasta los 12-16°C (figura 6.5) en el extremo sur. Al igual que las comparaciones realizadas con T20, la diferencia de 100°C en T_p es simétrica y una variación máxima entre 8-12°C es más representativa para todo el margen.

El ajuste calórico (figura 6.6) amplía levemente el rango de valores de λ posibles en Mínimo ($T_p=1250^\circ\text{C}$) de 0.92 a 0.96, mientras que en Máximo no se aprecian otros valores de la razón de presión de poros distinta a los ya usados en Estándar y sus respectivos límites (0.94 a 0.96).

La temperatura potencial del manto solo atañe al flujo de calor proveniente de la corteza oceánica (ecuación (6)), y su variación afecta como máximo en unos 8-12°C a la temperatura final del *megathrust*, lo cual es un efecto relativamente pequeño.

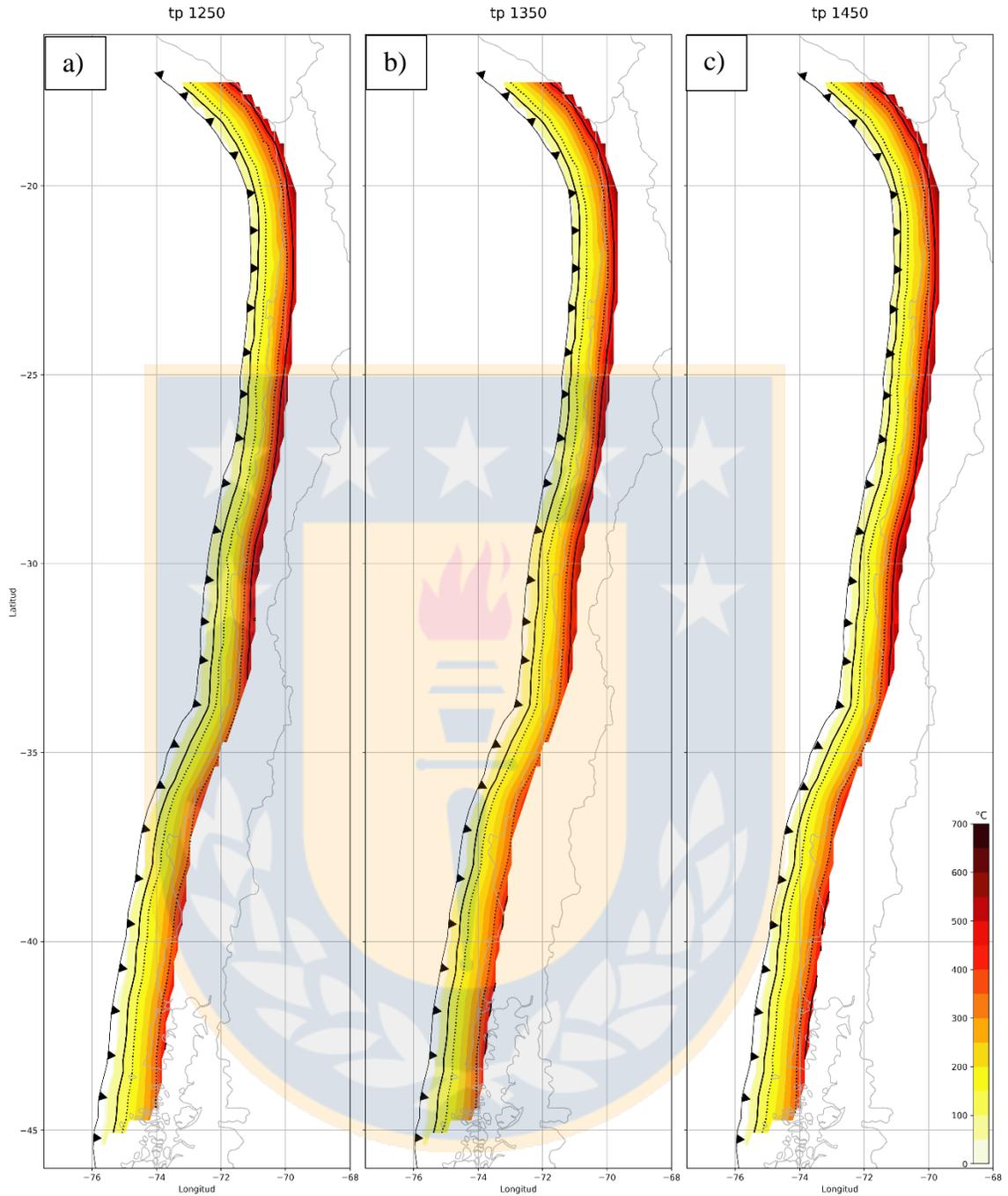


Figura 6.4 Variación de temperatura potencial del manto en L95. En a) se utiliza un $T_p=1250^\circ\text{C}$ correspondiente al escenario Mínimo. b) es el escenario Estándar con $T_p=1350^\circ\text{C}$. En c) se utiliza un $T_p=1450^\circ\text{C}$ correspondiente al escenario Máximo. La barra de temperatura es aplicable a todos los escenarios.

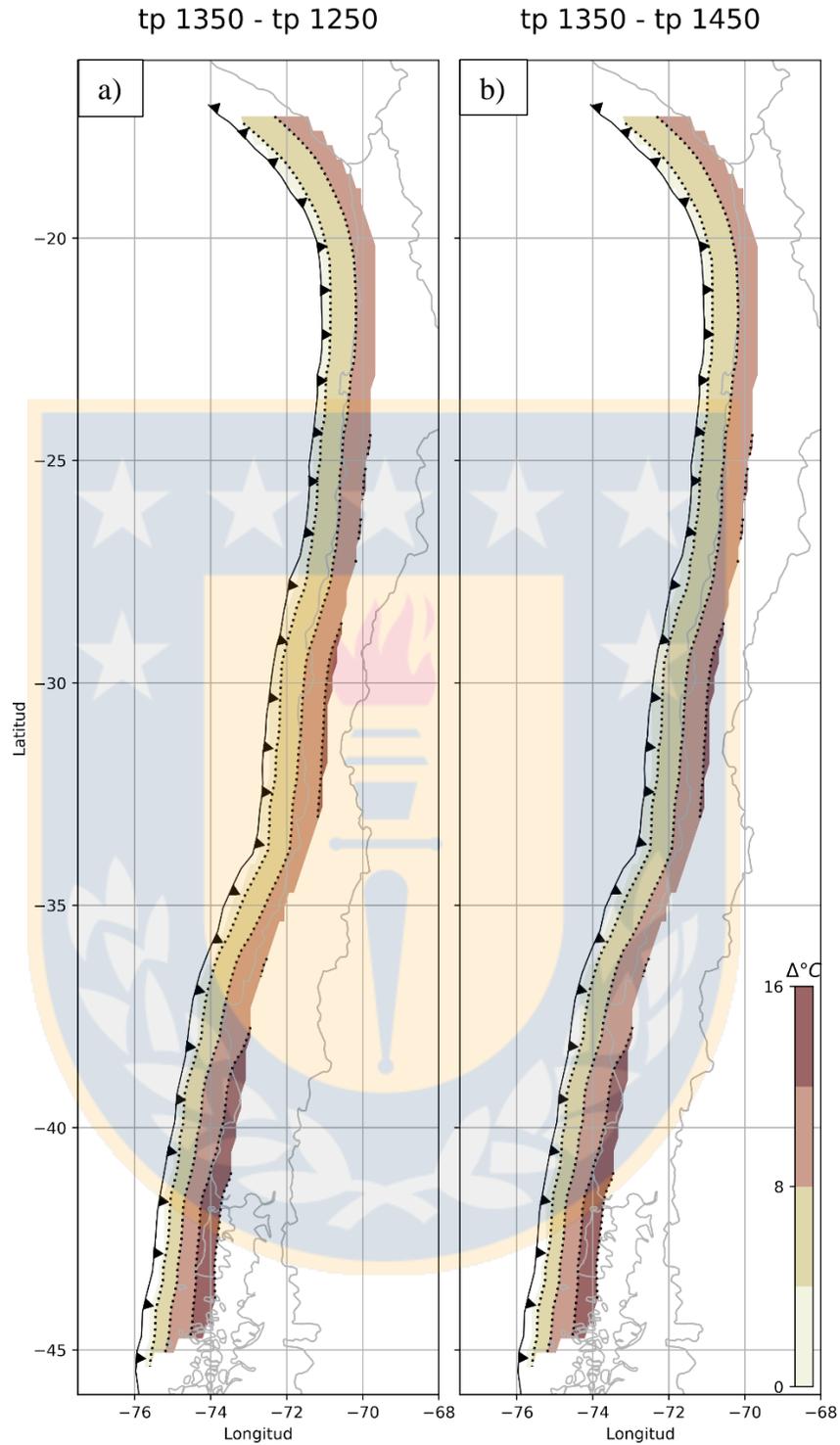


Figura 6.5: Comparación temperatura potencial del manto en L95. En a) se compara el escenario Estándar con Mínimo. En b) se compara el escenario Estándar con Máximo. Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto. La barra de temperatura es aplicable a ambas comparaciones.

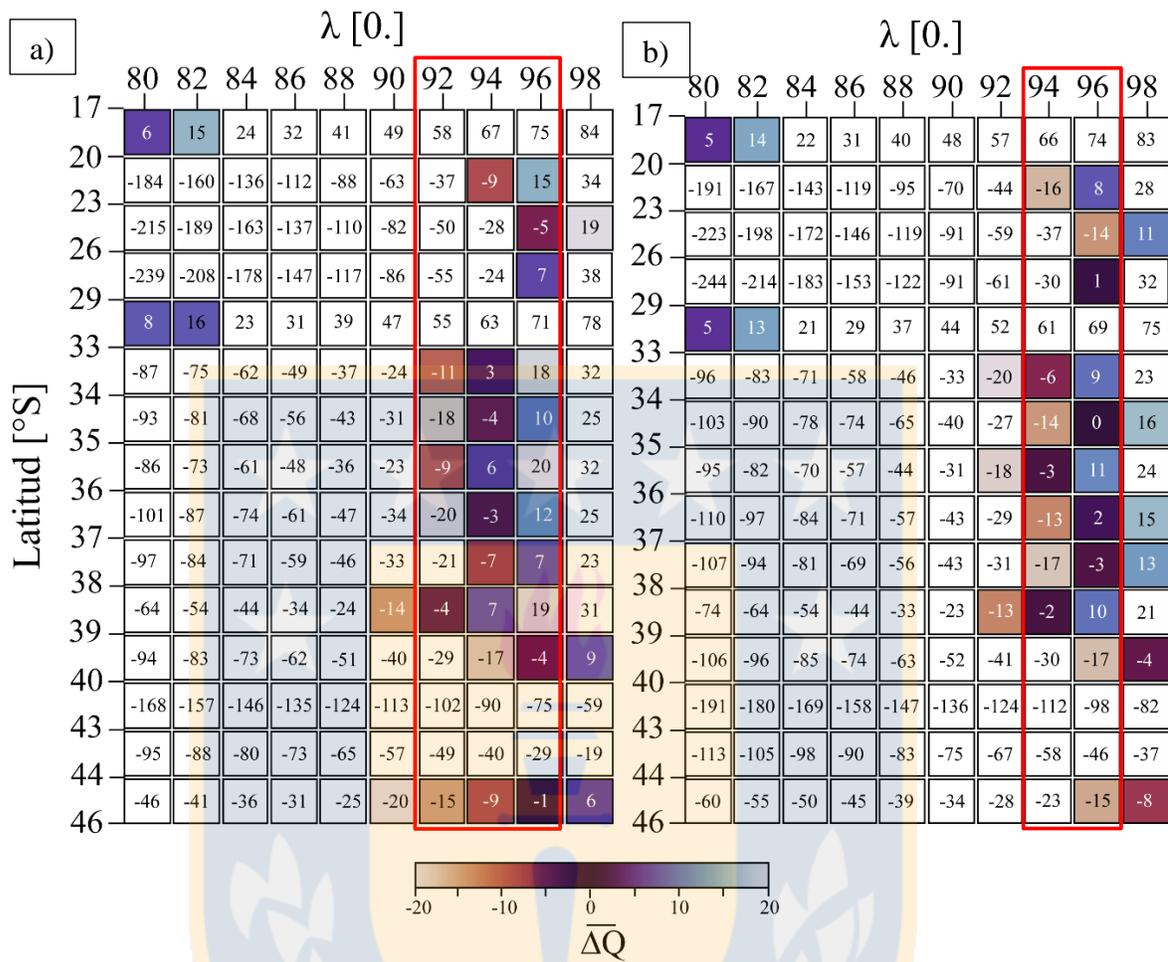


Figura 6.6 Ajuste de flujo de calor en λ constante variando T_p . Ajuste de $\overline{\Delta Q}$ si se considerase una temperatura potencia del manto de a) 1250°C y b) 1450°C. El rectángulo rojo indica los valores de λ que se ajustan considerando un rango del 20%.

6.1.2 CONDUCTIVIDAD TERMAL CONTINENTAL

De acuerdo a la ecuación (7), la conductividad termal de la corteza continental es inversamente proporcional a la temperatura, y es un parámetro que afecta directamente al cálculo del estado termal del *megathrust*, más no al ajuste del flujo de calor. En la literatura, comúnmente se usa una conductividad termal de $2.5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, aunque a veces oscila entre los 2.4 y $3 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (Rudnick & Nyblade, 1999; Turcotte & Schubert, 2014).

Esta sección considerará a $2.5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ como Estándar, mientras que 2 y $3 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ corresponderán al Máximo y Mínimo respectivamente.

La figura 6.7 muestra estos tres escenarios a un valor de estrés de cizalle constante de 20 MPa (T20), mientras que en la figura 6.8 se observa la comparación entre Estándar-Mínimo y Estándar-Máximo.

El modelo es altamente sensible a cambios en k_c alcanzando hasta una variabilidad máxima de $80\text{-}100^\circ\text{C}$ si este se toma valores de $2 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. Por su parte, en Mínimo las mayores diferencias termal alcanzan los $60\text{-}80^\circ\text{C}$. Ambas localizadas en el extremo sur del área de estudio. Rangos de $60\text{-}80^\circ\text{C}$ y $40\text{-}60^\circ\text{C}$ se pueden encontrar como variaciones de temperaturas máximas presentes a lo largo de todo el margen chileno, en Máximo y Mínimo respectivamente.

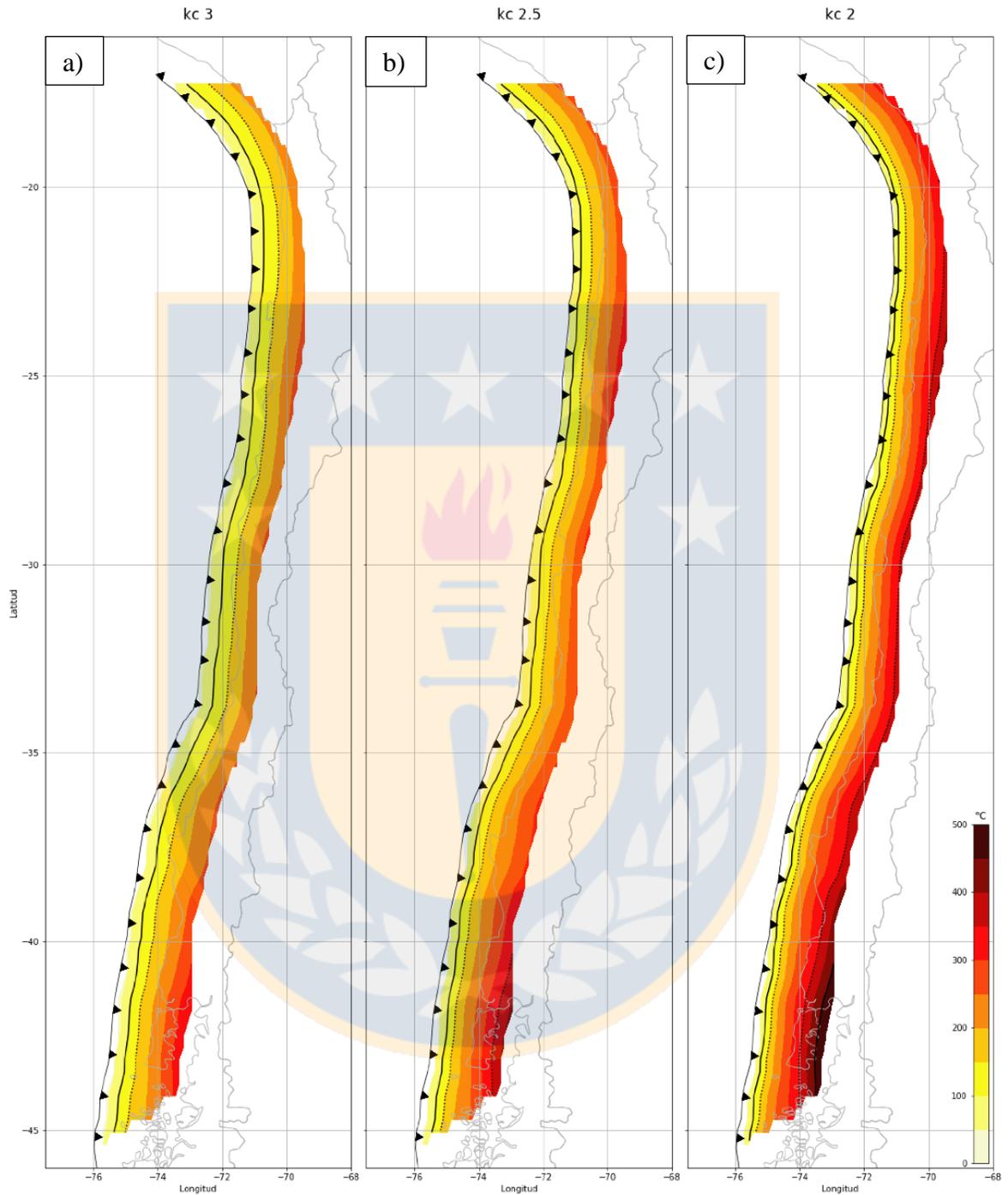


Figura 6.7: Variación de la conductividad termal en T20. En a) se utiliza un $k_c=3$ W/m°C correspondiente al escenario Mínimo. b) es el escenario Estándar con $k_c=2.5$ W/m°C. En c) se utiliza un $k_c=2$ W/m°C correspondiente al escenario M+aximo. La barra de temperatura es aplicable a todos los escenarios.

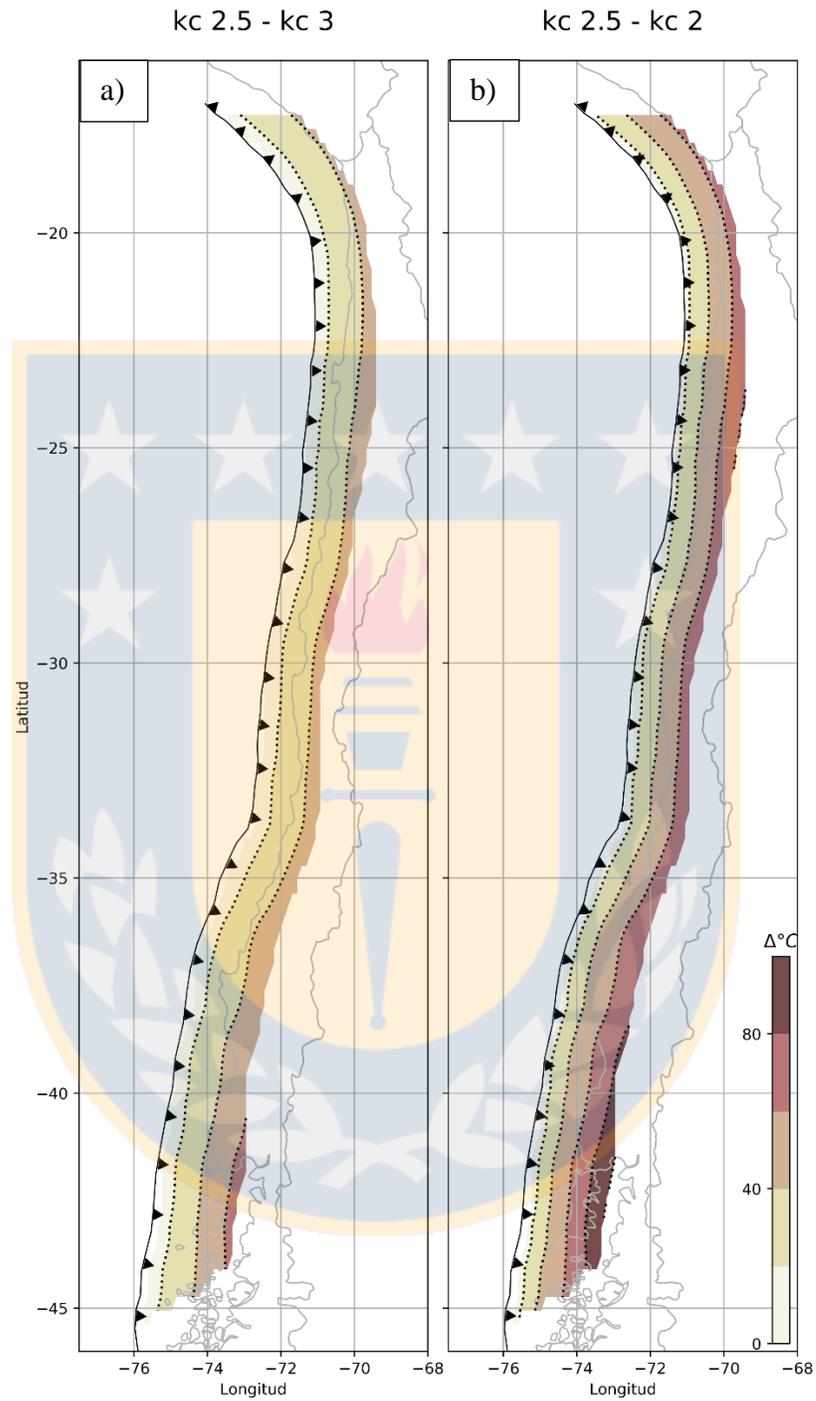
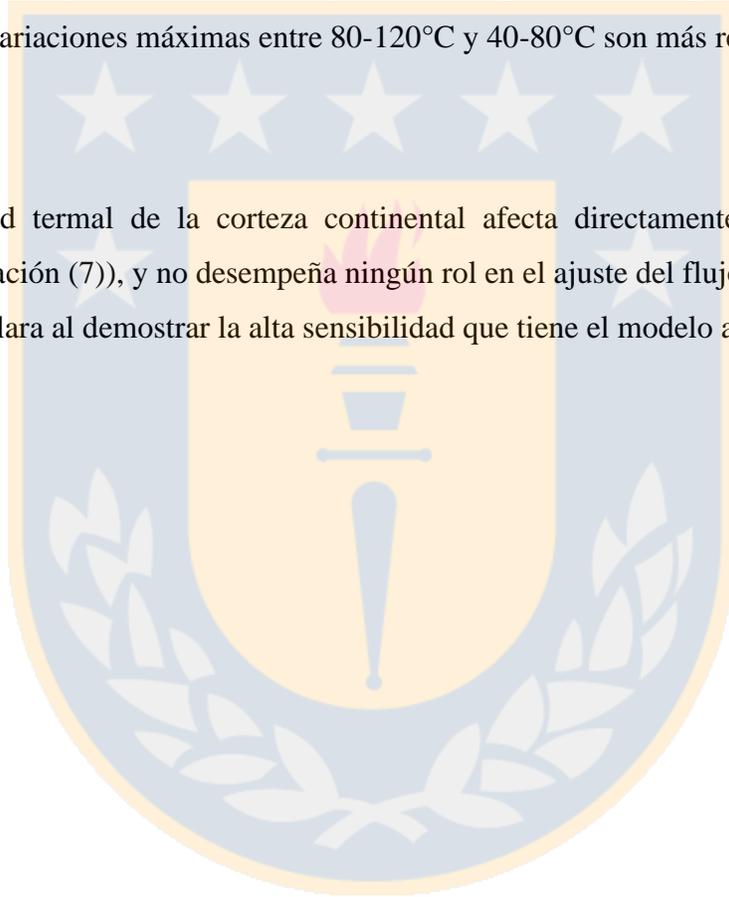


Figura 6.8: Comparación conductividad termal en T20. En a) se compara el escenario Estándar con Mínimo. En b) se compara el escenario Estándar con Máximo. Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto. La barra de temperatura es aplicable a ambas comparaciones.

La figura 6.9 muestra los escenarios en que considera un estrés de cizalle variable con una razón de presión de poros del 0.95 (L95). La comparación entre ellos se muestra en la figura 6.10.

De manera contraria a los escenarios expuestos hasta ahora, aquí se observan las mayores variaciones termales en el norte de Chile, en donde se pueden encontrar diferencias levemente mayores a los 120°C y 80°C en Máximo y Mínimo respectivamente, pero concentrando un área muy reducida. Variaciones máximas entre 80-120°C y 40-80°C son más representativas para todo el margen.

La conductividad termal de la corteza continental afecta directamente a la temperatura del *megathrust* (ecuación (7)), y no desempeña ningún rol en el ajuste del flujo de calor. Esta relación queda bastante clara al demostrar la alta sensibilidad que tiene el modelo a este parámetro.



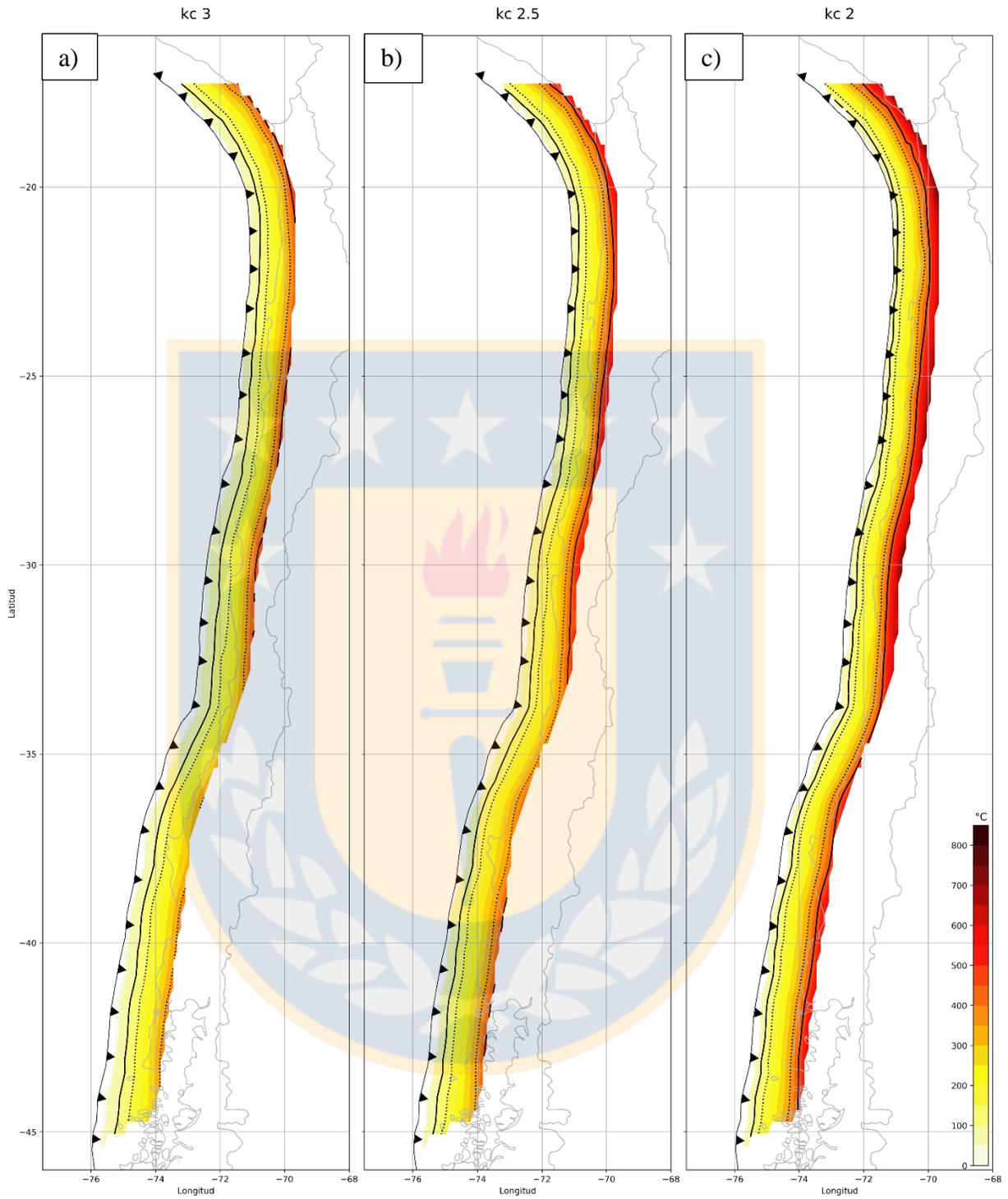


Figura 6.9: Variación de la conductividad termal en L95. En a) se utiliza un $k_c=3 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ correspondiente al escenario Mínimo. b) es el escenario Estándar con $k_c=2.5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$. En c) se utiliza un $k_c=2 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ correspondiente al escenario Máximo. La barra de temperatura es aplicable a todos los escenarios.

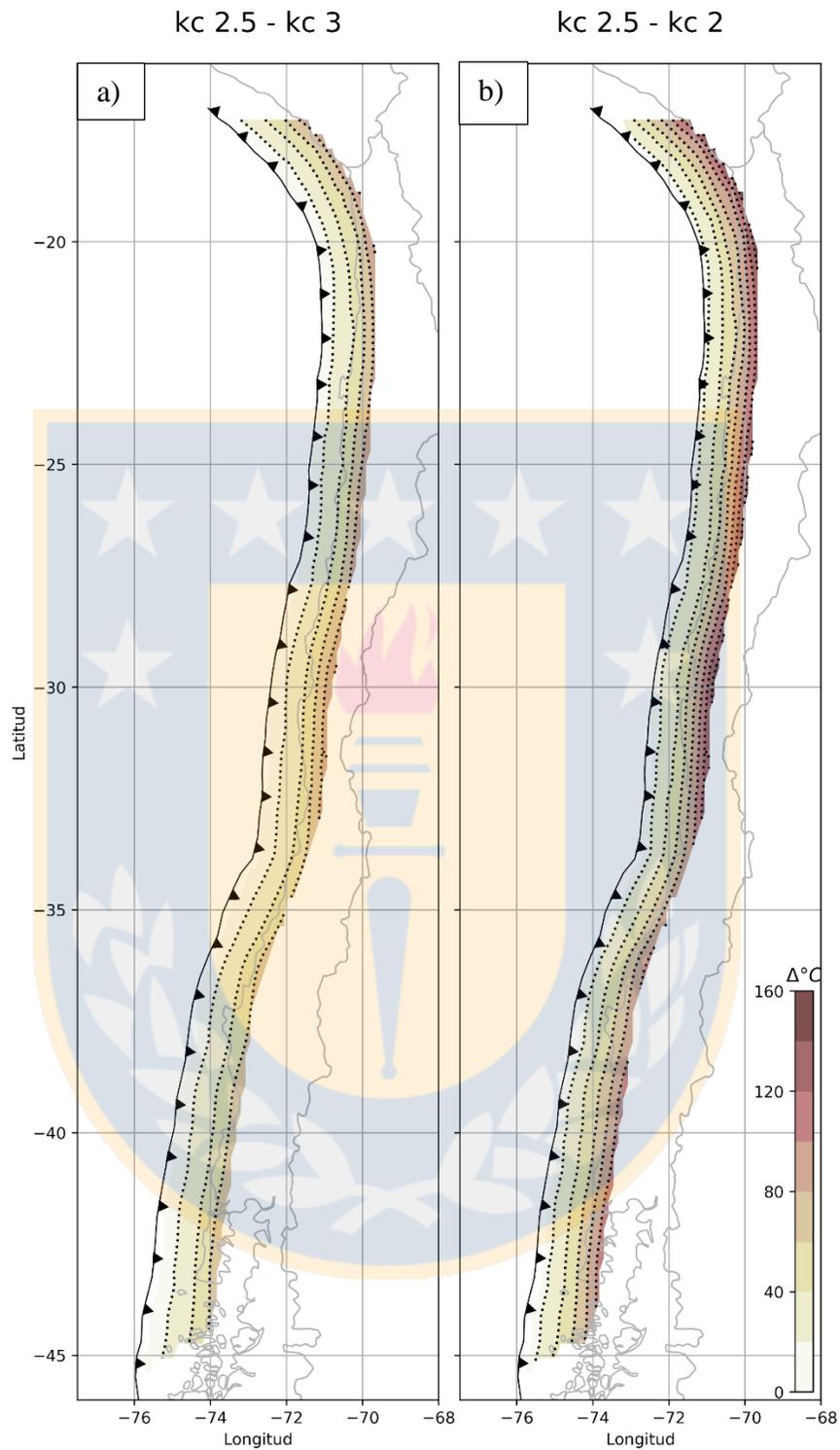


Figura 6.10: Comparación conductividad termal en L95. En a) se compara el escenario Estándar con Mínimo. En b) se compara el escenario Estándar con Máximo. Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto. La barra de temperatura es aplicable a ambas comparaciones.

6.1.3 ÁNGULO DE MANTEO

El trabajo de Molnar & England (1990), del cual proviene la principal base teórica de este trabajo, asume una geometría simple del *slab* con un ángulo constante de manteo (figura 3.1). Esto simplifica la matemática y no trae consigo un error importante. Para ser aplicable, las ecuaciones fueron discretizadas en una grilla de puntos y de esa manera se permitió el uso de la información de modelos detallados del margen continental chileno, en este caso, la geometría del *slab* de Hayes & otros (2018). Esta sección buscará analizar la sensibilidad del modelo si se considerase un ángulo de manteo constante.

El promedio de los manteos en el área de estudio es de 17.7° (figura 6.11). La comparación será realizada entre este escenario y el Estándar en donde cada punto de la grilla posee el valor asignado por el modelo Slab2.

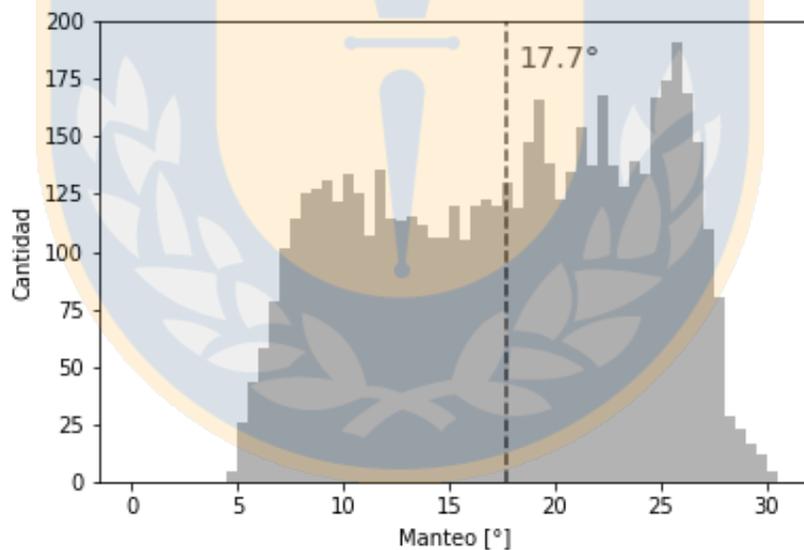
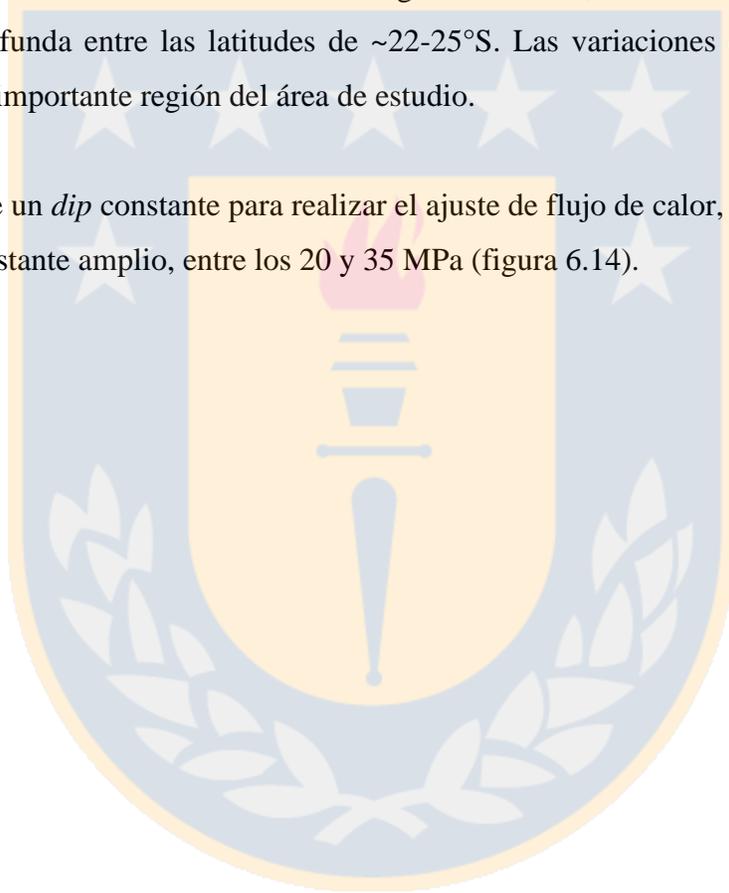


Figura 6.11: Manteos del *megathrust*. Distribución del ángulo de manteo de toda el área de estudio según el modelo Slab2 de Hayes & otros (2018). La línea punteada señala el valor promedio.

En las figuras 6.12 y 6.13 se puede ver el efecto del manto del *slab* cuando el estrés de cizalle es constante (T20). El escenario con un manto constante alcanza mayores temperaturas, sobre todo a profundidad. Esto se puede observar en casi todo el margen continental, aunque no es una relación tan directa entre el aumento de la profundidad con el aumento de la diferencia de temperatura (figura 6.13).

Las mayores variaciones termales pueden alcanzar hasta los 60-80°C en el extremo sur. Sin embargo, las diferencias de 0-20°C cubren una gran extensión, extendiéndose desde la fosa hasta la zona más profunda entre las latitudes de ~22-25°S. Las variaciones de 20-40°C igualmente constituyen una importante región del área de estudio.

Si se considerase un *dip* constante para realizar el ajuste de flujo de calor, el rango de valores de τ posibles sería bastante amplio, entre los 20 y 35 MPa (figura 6.14).



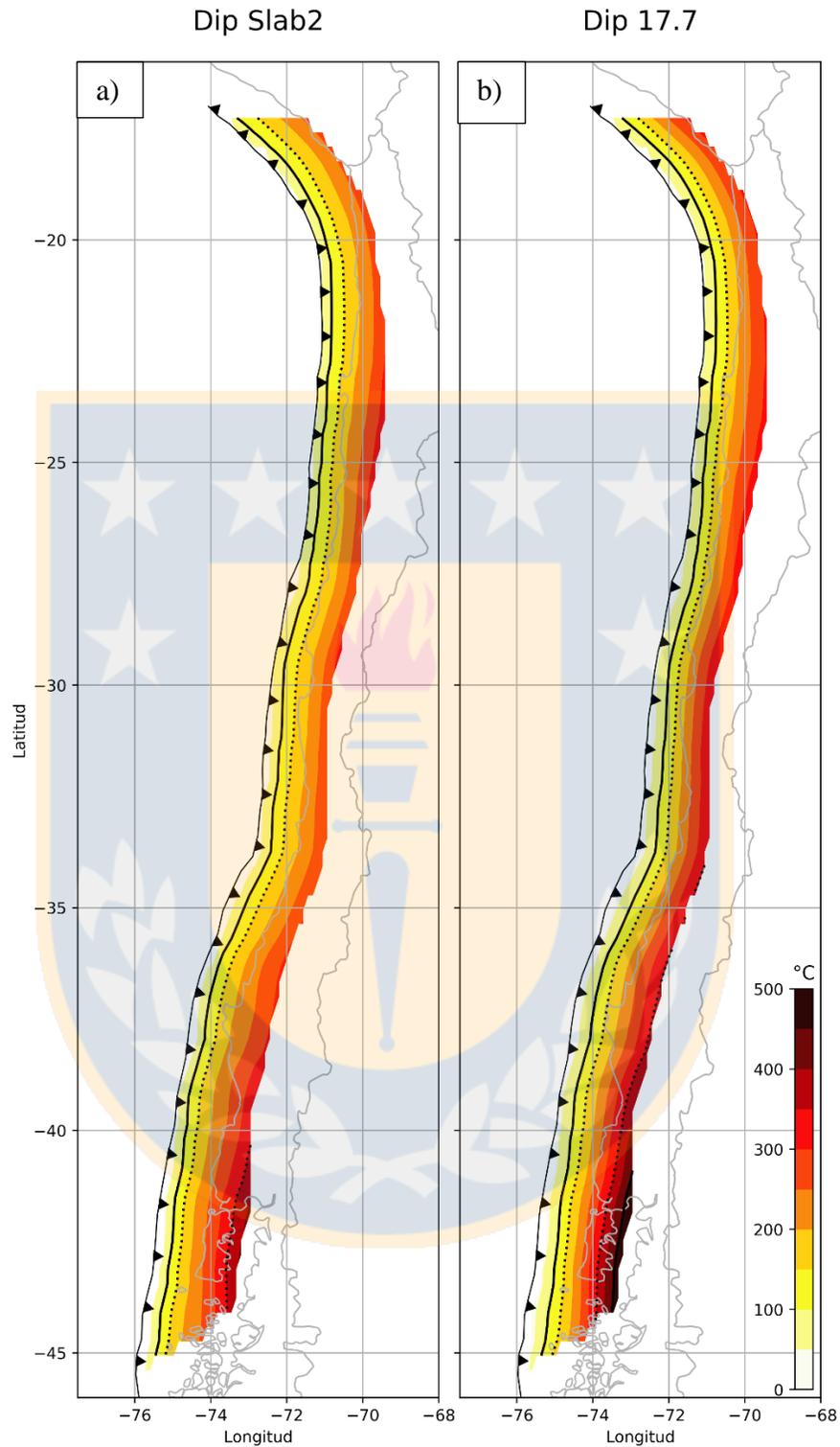


Figura 6.12: Variación del manto en T20. En a) se utiliza la geometría de Slab2, mientras que b) es el escenario de un manto constante de 17.7°. La barra de temperatura es aplicable a ambos escenarios.

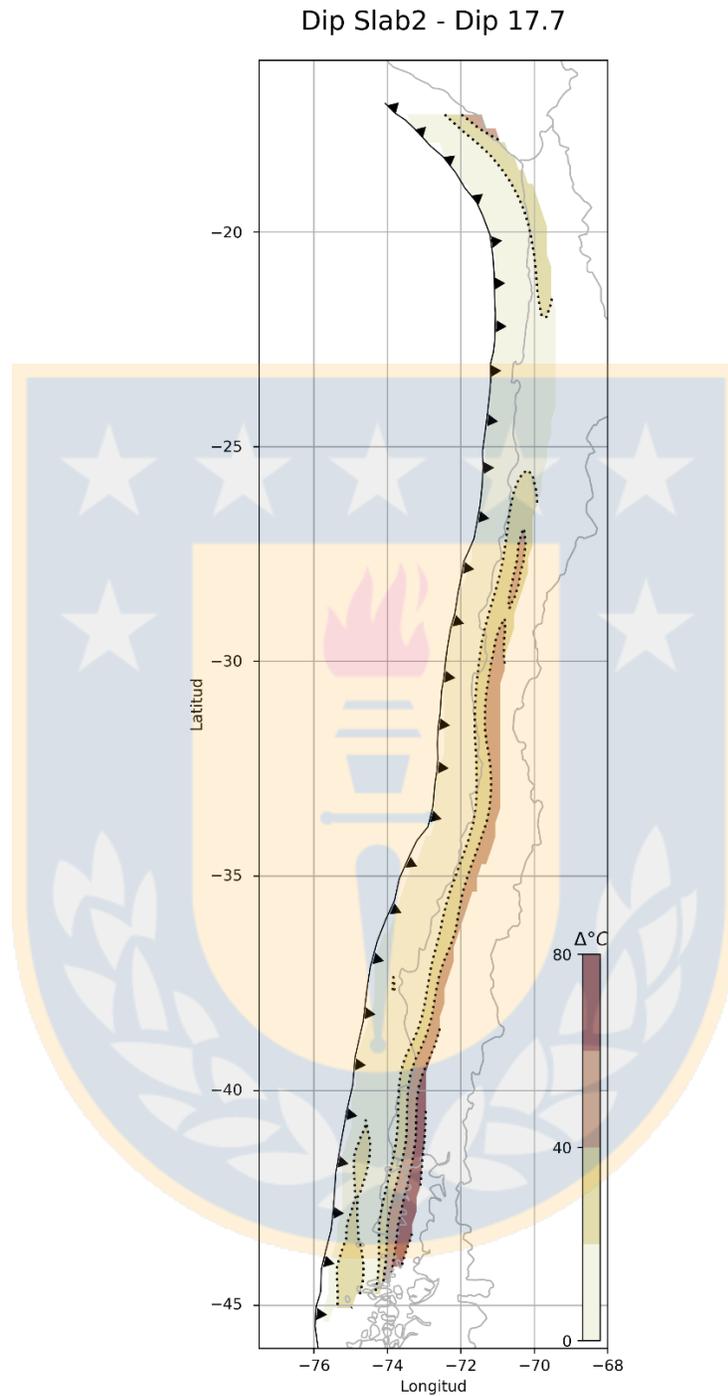


Figura 6.13: Comparación ángulo de manto en T20. Se compara el escenario Estándar con un manto constante de 17.7° . Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto.

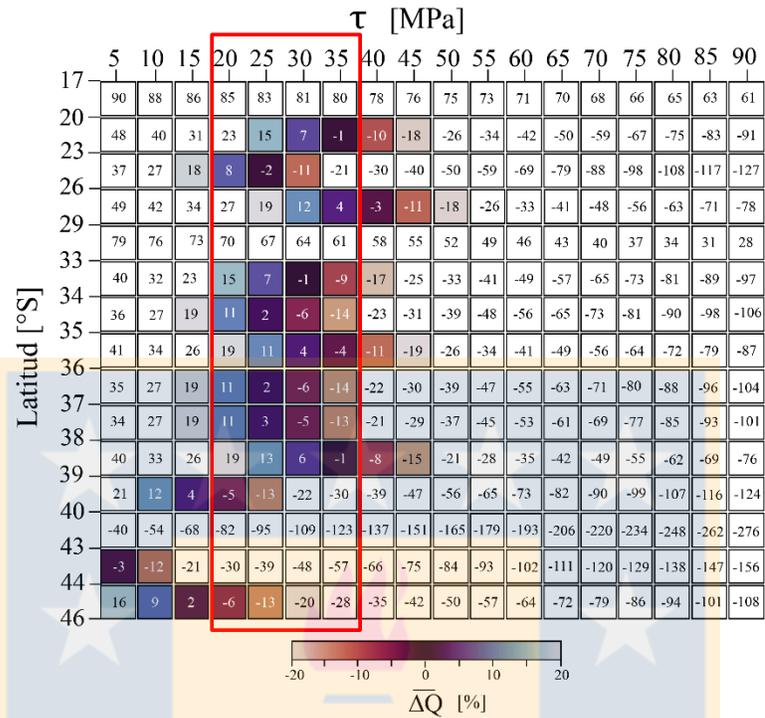


Figura 6.14: Ajuste de flujo de calor en τ constante variando el manto. Ajuste de $\overline{\Delta Q}$ si se considerase un manto constante de 17.7° . El rectángulo rojo indica los valores de τ que se ajustan considerando un rango del 20%.

La comparación también se realiza para L95 y está representado en las figuras 6.15 y 6.16. Al igual que para T20, considerar el manto constante hace al modelo levemente más “caliente” y el rango de diferencias de temperaturas entre $0-40^\circ\text{C}$ domina la mayor parte del área de estudio, llegando desde la fosa hasta lo más profundo cerca de los 24°S . En esta ocasión, las mayores variaciones termales oscilan entre los $60-100^\circ\text{C}$ y se encuentran de manera localizada en el centro y extremo norte del área de estudio, hacia profundidad.

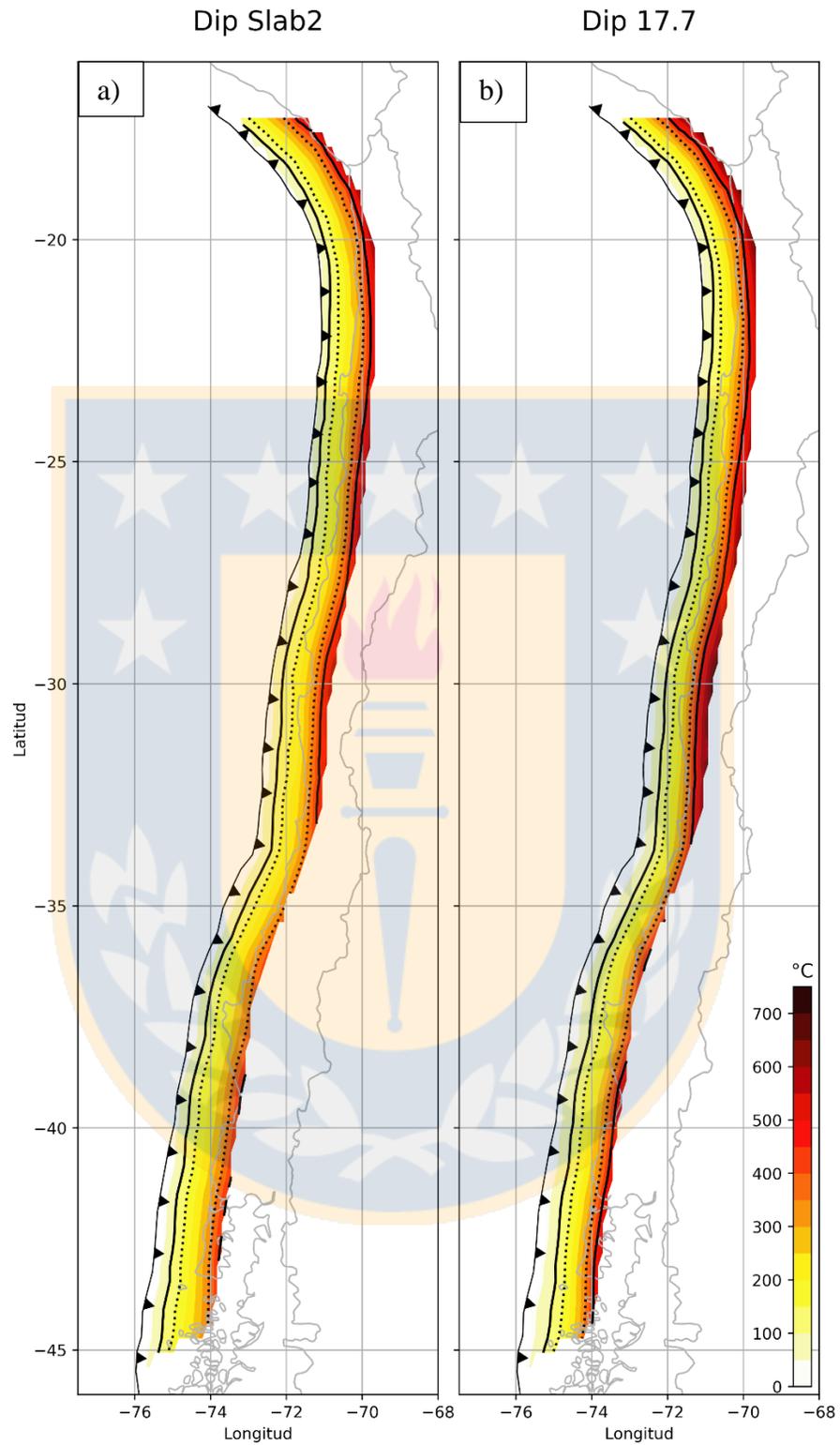


Figura 6.15: Variación del manto en L95. En a) se utiliza la geometría de Slab2, mientras que b) es el escenario de un manto constante de 17.7° . La barra de temperatura es aplicable a todos los escenarios.

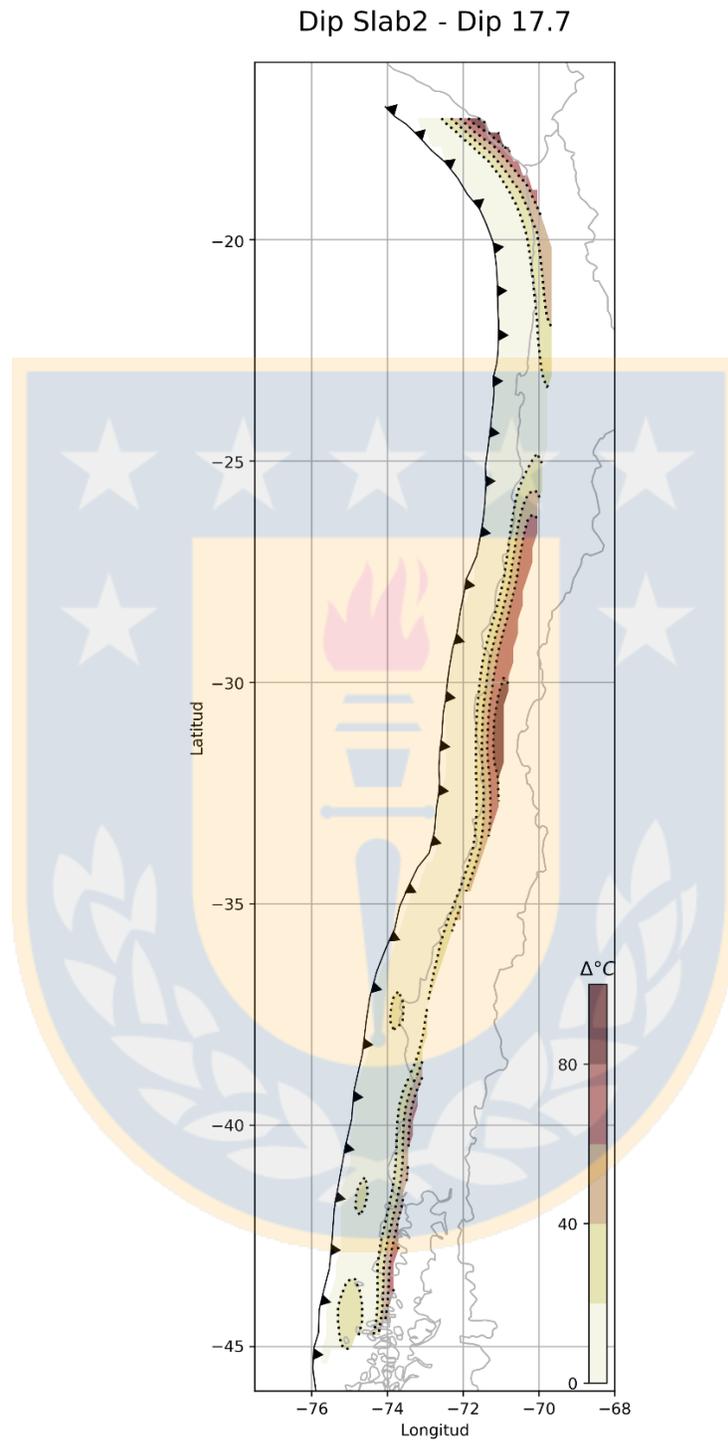


Figura 6.16: Comparación ángulo de manto en L95. Se compara el escenario Estándar con un manto constante de 17.7° . Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto.

Si se considerase un *dip* constante para realizar el ajuste de flujo de calor, el rango de valores de λ posibles sería entre los 0.92 y 0.94 (figura 6.17).

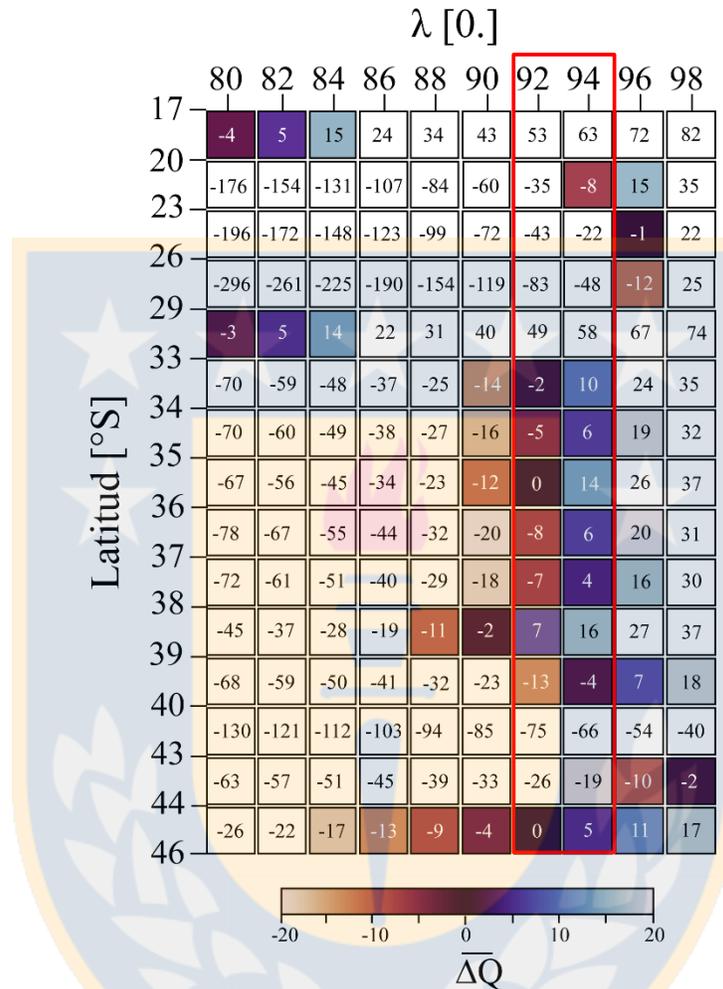


Figura 6.17: Ajuste de flujo de calor en λ constante variando el manteo. Ajuste de $\overline{\Delta Q}$ si se considerase un manteo constante de 17.7° . El rectángulo rojo indica los valores de τ que se ajustan considerando un rango del 20%.

Cizalles más altos, ya sea por el valor absoluto de τ o por una disminución de λ , serían necesarios para ajustar $\overline{\Delta Q}$ en un escenario con el ángulo de manteo constante. Es decir, un mayor aporte del calor proveniente de la fricción. Las temperaturas absolutas para ambos modelos aumenta con un *dip* constante (6.15 y 6.12), la cual puede estimarse entre los 0 y 40°C.

6.1.4 ESTRÉS DE CIZALLE

En las secciones anteriores, además de la sensibilidad que tienen los modelos termales a ciertos parámetros, también se propusieron diferentes rangos de valores de τ y λ si es que dichos parámetros fueran utilizados para realizar el ajuste calórico. En esta sección se analizará la sensibilidad que presentan los modelos ante eventuales variaciones de τ y λ .

Modificar la temperatura potencial del manto arroja valores de τ que van desde los 10 a los 30 MPa, mientras que considerar un ángulo de manteo constante lo hace entre 20 y 35 MPa. El Estándar considera un cizalle de 20 MPa (T20) y el análisis se realizará considerando una variación ± 10 MPa.

La figura 6.18 muestra los estados termales de los escenarios Mínimo (10 MPa), Estándar (20 MPa) y Máximo (30 MPa), mientras que en la figura 6.19 se pueden observar las comparaciones de temperaturas entre Estándar-Mínimo y Estándar-Máximo.

A diferencia de los parámetros analizados previamente, el estrés de cizalle no concentra sus cambios termales de manera localizada según ciertas latitudes, más bien es un cambio de temperatura constante con la profundidad, llegando a alcanzar los 45-60°C como máximo, a lo largo de todo el margen continental chileno (figura 6.19).

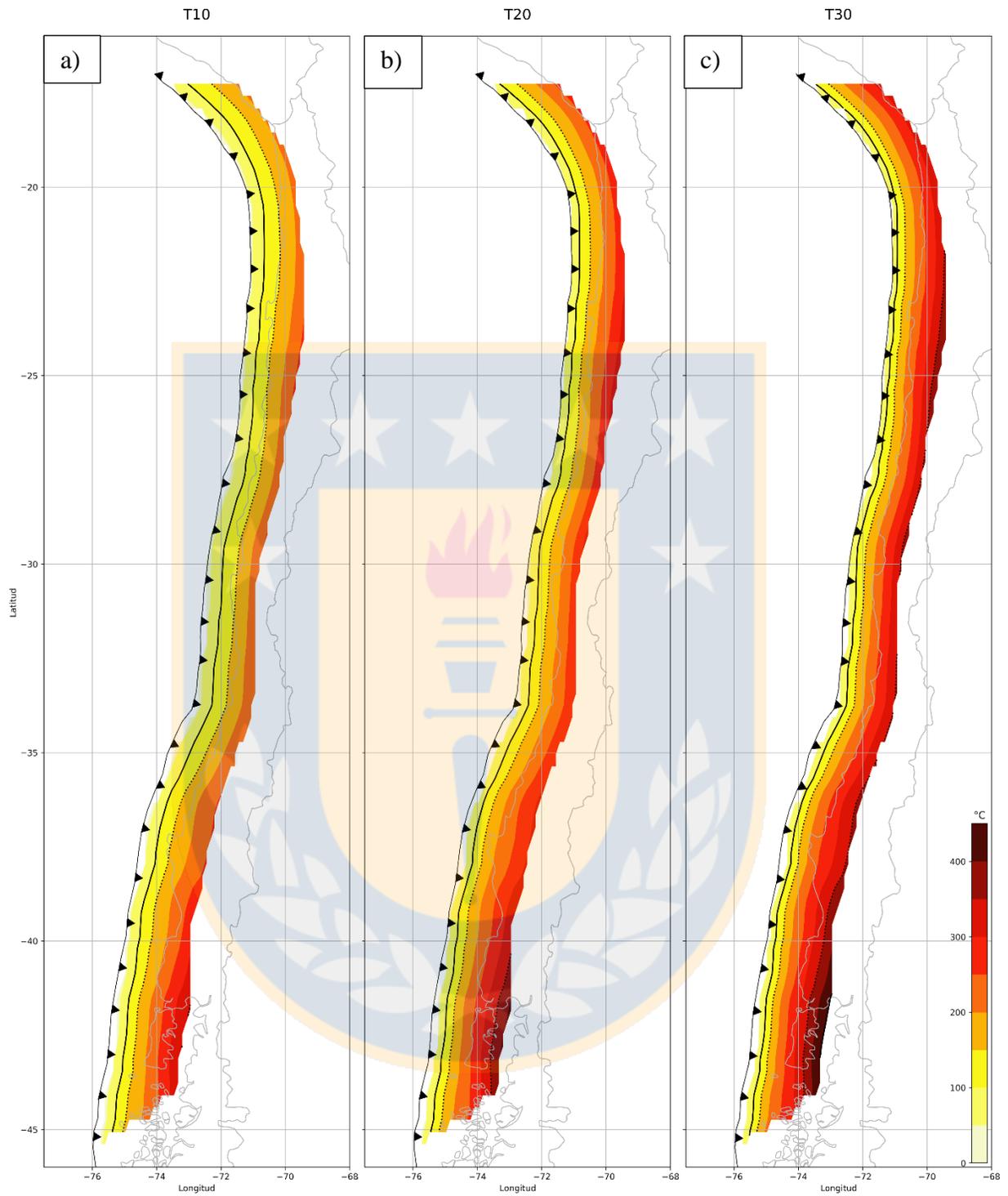


Figura 6.18: Variación de tau. En a) se utiliza un $\tau = 10$ MPa correspondiente al escenario Mínimo. b) es el escenario Estándar con $\tau = 20$ MPa. En c) se utiliza un $\tau = 30$ MPa correspondiente al escenario Máximo. La barra de temperatura es aplicable a todos los escenarios.

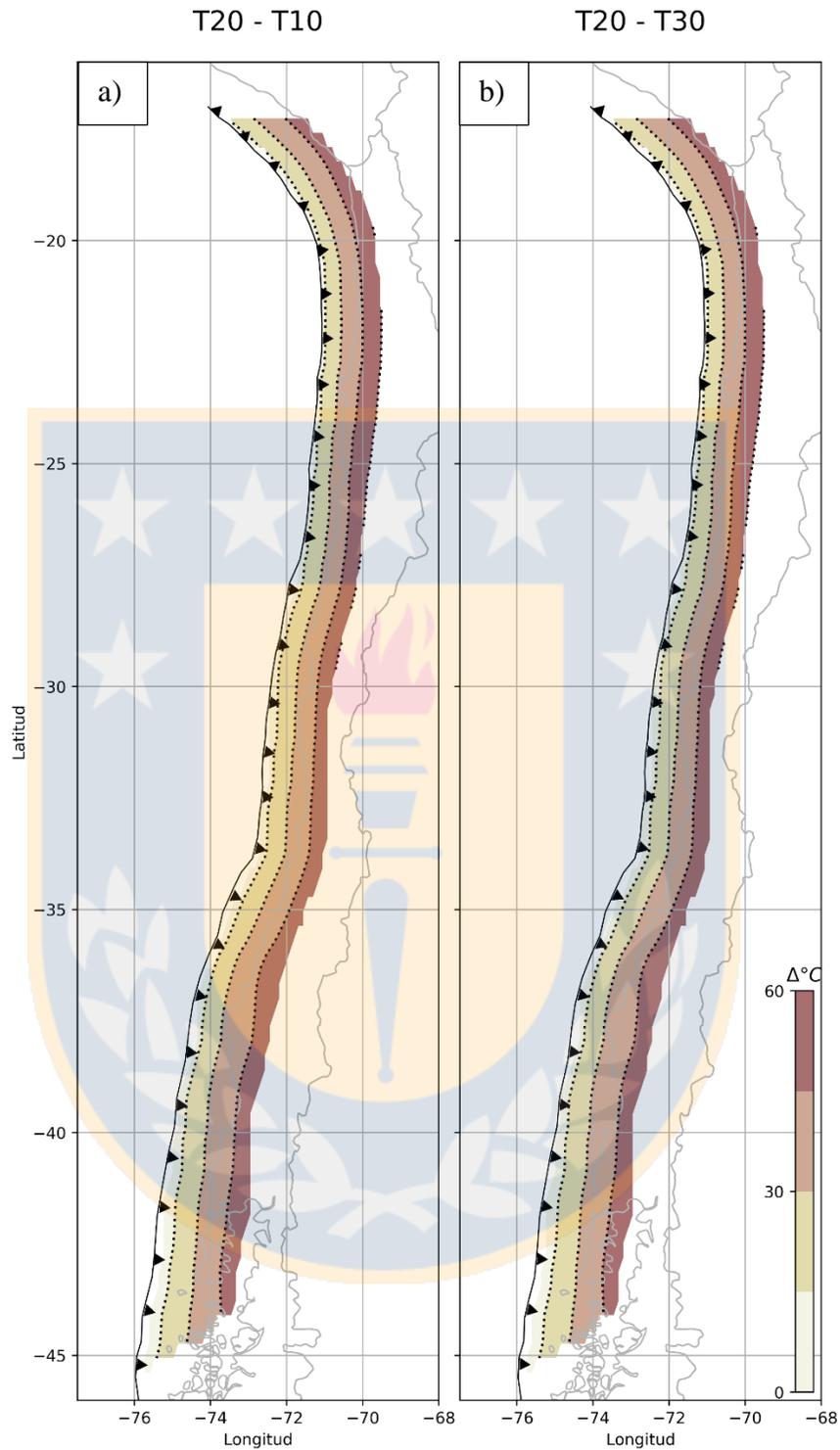


Figura 6.19: Comparación de temperatura a diferentes taus. En a) se compara el escenario Estándar con Mínimo. En b) se compara el escenario Estándar con Máximo. Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto. La barra de temperatura es aplicable a ambas comparaciones.

El análisis también se lleva a cabo para la variación en la razón de presión de poros. Desde el testeo de T_p y un *dip* constante, el rango de valores posibles para λ es oscila entre los 0.92 y los 0.96. El estándar de este trabajo considera un $\lambda=0.95$ (L95), por lo que sus escenarios Máximo y Mínimo serán definidos en 0.92 y 0.98 respectivamente.

Los estados termales de los distintos de escenarios de valores de λ se encuentran en la figura 6.20, mientras que sus comparaciones se pueden observar en la figura 6.21.

Considerar un valor elevado de λ , de 0.98, indica una altísima presencia de fluidos, minimizando el estrés de cizalle efectivo y provocando un modelo bastante frío que apenas supera los 200°C en gran parte del margen continental chileno (figura 6.20 a). Por su parte considerar un λ de 0.92, dispara los valores de estrés de cizalle a profundidad y a su vez la temperatura, la cual puede fácilmente superar los 850°C en los Andes Centrales (figura 6.20 c).

En ambos casos las variaciones de temperaturas son bastante significativas, de más de 180°C en los Andes Centrales en las mayores profundidades (figura 6.21). Al sur las máximas variaciones de temperatura son apenas levemente superior a los 120°C.

El modelo resulta bastante sensible a la variación de los esfuerzos de cizalle, en especial cuando este es dependiente de la razón de presión de poros.

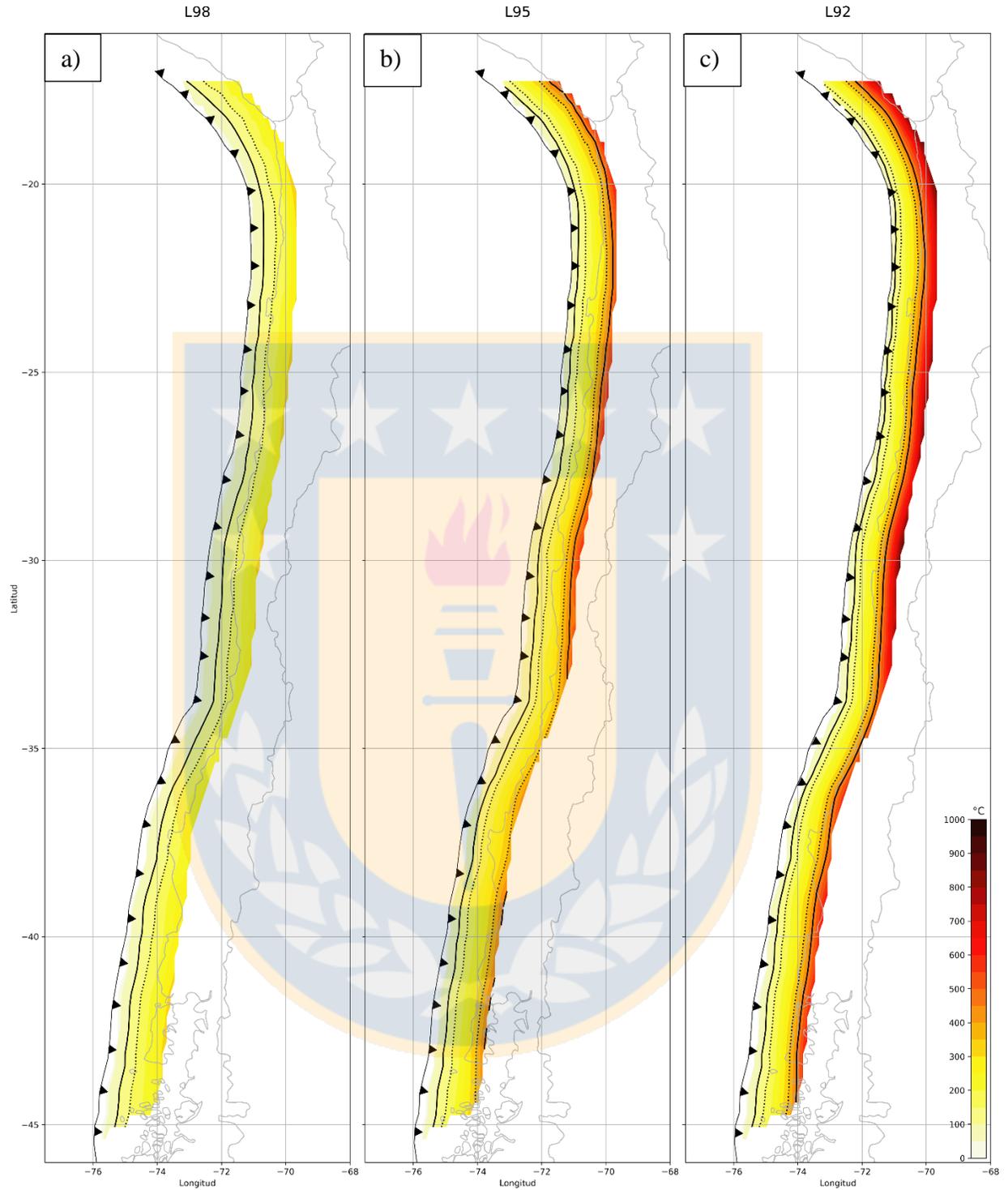


Figura 6.20: Variación de lambda. En a) se utiliza un $\lambda= 0.98$ correspondiente al escenario Mínimo. b) es el escenario Estándar con $\lambda= 0.95$. En c) se utiliza un $\lambda= 0.92$ correspondiente al escenario Máximo. La barra de temperatura es aplicable a todos los escenarios.

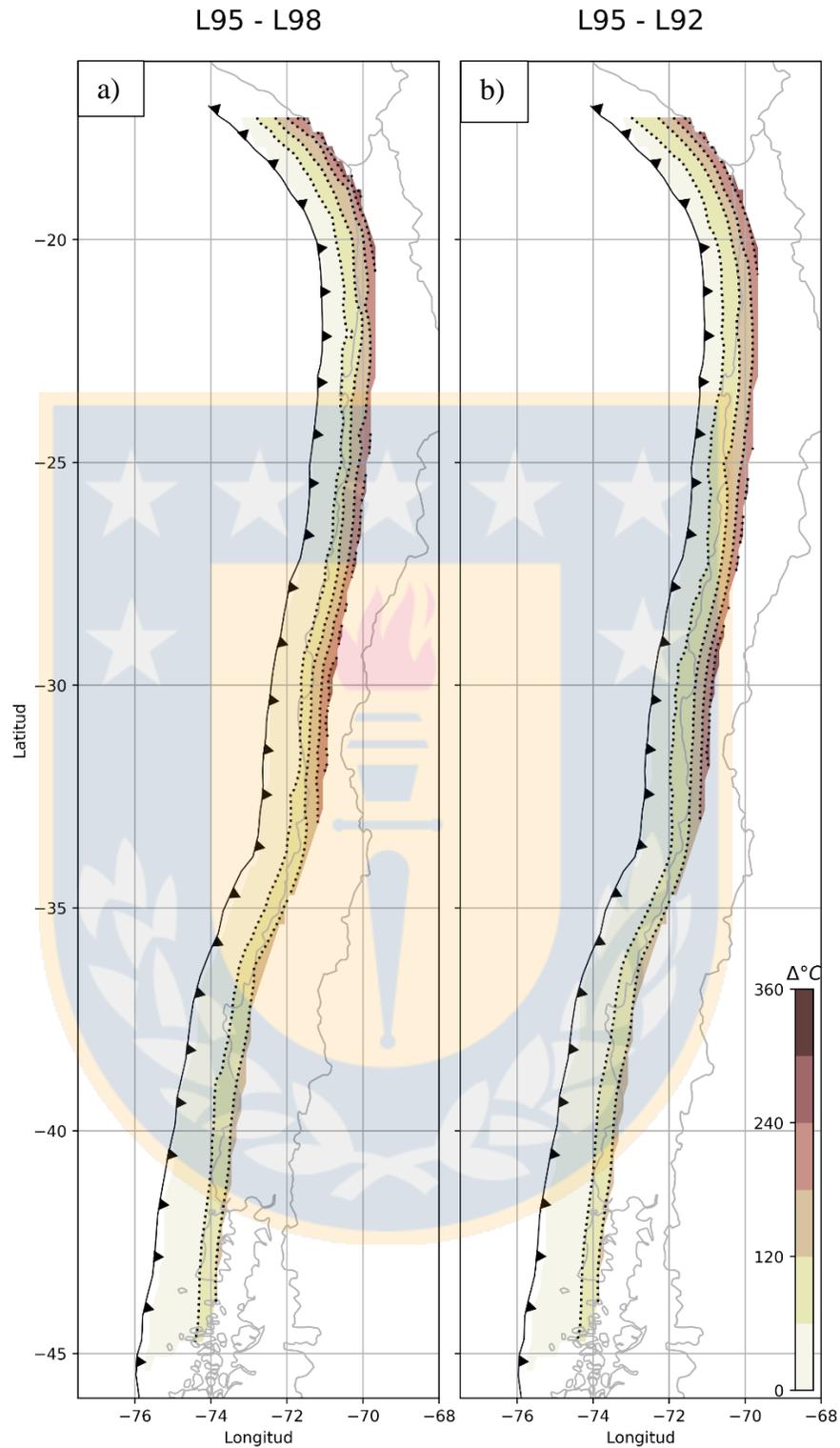


Figura 6.21: Comparación de temperatura a diferentes lambdas. En a) se compara el escenario Estándar con Máximo. En b) se compara el escenario Estándar con Mínimo. Las diferencias termales se consideran con su valor absoluto. La barra de temperatura es aplicable a ambas comparaciones.

6.2 LIMITACIONES DEL MODELO

En las secciones anteriores se ha descrito todo el proceso lógico que se ha llevado a cabo para poder desarrollar los modelos termal. También se ha intentado cuantificar la sensibilidad de estos a ciertas variaciones en parámetros específicos. Sin embargo, el modelo también está sujeto a limitaciones producto de simplificaciones que se han hecho, las cuales serán detalladas en esta sección.

Como explica Lamb (2006), el estrés de cizalle se puede calcular a partir de la consideración de una reología simple frágil-dúctil. La localización exacta del cambio de régimen es incierta y probablemente no corresponda a un punto específico, más bien a una zona de transición (Strehlau, 1986). Lamb (2006) utiliza la distribución de la sismicidad para fijar dicho límite, metodología que no es aplicable en este trabajo debido a que el objetivo final es la evaluación de la sismicidad en un modelo termal obtenido independientemente y, por lo tanto, se opta por asumir un estrés de cizalle frágil para todo el *megathrust*. Esta problemática podría ser resuelta con más medidas de flujo de calor hacia el interior del continente. Recordar que la mayoría de los datos usados en este trabajo están cercanos a la fosa (ver figura 4.1). De esta manera, al igual que con los valores de τ y λ , se podrían asumir diferentes ubicaciones del límite frágil-dúctil, el cual sería ajustado a partir de las nuevas medidas de flujo de calor.

De manera similar, la teoría NCCW no es aplicable en régimen dúctil (Davis & otros, 1983), e incluso puede que no sea una buena metodología para evaluar la deformación continua de una falla en específico (Cubas & otros, 2013; Maksymowicz & otros, 2015), pero aun así describe de buena manera el estilo de deformación del antearco resultante en la geometría de primer orden en una escala de tiempo de millones de años (Molina & otros, 2021). Estos puntos provocan que al construir un modelo termal en donde el estrés de cizalle dependa de la razón de presión de poros, el procedimiento descrito en este trabajo deba ser complementado con una metodología que considere tal dependencia en un régimen dúctil. El cizalle tiene una tendencia a disminuir con el aumento de la profundidad en un régimen dúctil (Lamb, 2006), lo cual induciría una disminución de la temperatura. Esto permite concluir que, si el límite frágil-dúctil está dentro del área modelada en este estudio, la temperatura está sobreestimada hacia profundidad.

Aunque menos importante, la acción del flujo de cuña también juega un rol en calentar el *megathrust* hacia profundidad (Lamb, 2006; England & Wilkins, 2004). Aunque el efecto sería menor (Currie & otros, 2002), esto provocaría una subestimación de la temperatura hacia profundidad en los modelos propuestos si es que tal fenómeno alcanza a afectar el área modelada. Wada & otros (2008) han observado que el efecto del flujo de cuña se extiende muy poco en el antearco y no es significativo hasta el arco volcánico. Wada & otros (2008) y Wada & Wang (2009) han usada el flujo de cuña para estimar el desacople del *slab* con la cuña del manto, la cual ocurre entre los 70-80 km de profundidad. Por este motivo, la extensión de 70 km de profundidad del área de estudio evitaría la incorporación de esta variable.

Existen incertidumbres válidas asociadas al modelo, sobre todo hacia profundidad. La temperatura puede estar sobreestimada o subestimada, pero se desconoce la magnitud y el punto en donde dichos efectos comienzan a ser importantes. A pesar de todo, hay autores que han relacionado directamente a la isoterma de los 450°C con la transición frágil-dúctil (Oleskevish & otros, 1999; Hyndman, 2013), por lo que se puede considerar que los modelos serán totalmente válidos mínimamente hasta esta temperatura. Al momento de evaluar la actividad sismogénica no habrá mayor inconveniente ya que, como se expuso en la sección 5.4, solo L95 supera tal isoterma y lo hace en un área poco extensa. Por lo tanto, el objetivo final de este trabajo podrá ser alcanzado sin inconveniente.

En el desarrollo del modelo tampoco se ha considerado la presencia de sedimentos sobre la capa subductada o del prisma acrecionario, los cuales también juegan un rol en el estado termal (Völker & otros, 2011; Oleskevish & otros, 1999; Hyndman, 2007; Currie & otros, 2002; Hyndman & otros, 1995). Esta alternativa no se analizó con mayor detalle suponiendo que el modelo de densidades incluye de manera indirecta el efecto que los sedimentos podrían desempeñar.

6.3 CONTROL TERMAL EN LA SISMICIDAD. PRIMER ORDEN

En esta sección se analizará la distribución de la sismicidad en cada modelo termal (L95 y T20) considerando la segmentación de primer orden y la totalidad del margen continental chileno. Para esto la sismicidad se representa en histogramas que se distribuyen según la temperatura. La base de datos proviene del Centro Sismológico Nacional (CSN) entre los años 2000 y 2018, facilitado por su director (Dr. Sergio Barrientos) para el desarrollo de esta y otras investigaciones a cargo del Dr. Andrés Tassara. Se considerarán aquellos sismos cuya magnitud sea superior a 3 y que se encuentren a una distancia de 5 km del *megathrust* según la geometría del Slab2 de Hayes & otros (2018). La ubicación del Moho es obtenida a partir de Tassara & Echaurren (2012).

6.3.1 MODELO L95

El principal quiebre que determinan un aumento considerable de la sismicidad no coincide con la temperatura que marca el 10% de la sismicidad en los Andes Centrales (figura 6.22 a), más bien se localiza a una isoterma menor cercana a los $\sim 100^{\circ}\text{C}$. Por su parte, en los Andes del Sur (figura 6.22 b), el 10% de la sismicidad sí coincide con un quiebre importante, más no es el primero que se observa, por lo que en este segmento el límite *updip* podría definirse entre los ~ 80 y $\sim 130^{\circ}\text{C}$. Hacia profundidad, los límites *downdip* son levemente mayores que las temperaturas que marcan el 90% de la sismicidad, a los $\sim 410^{\circ}\text{C}$ para los Andes Centrales y $\sim 430^{\circ}\text{C}$ para los Andes del Sur.

En los Andes Centrales el mayor *peak* de sismicidad es cercana a la temperatura media del Moho, mientras que, en los Andes del Sur, los principales *peaks* se acercan a los límites *updip* y *downdip*.

La sismicidad total del margen continental chileno con el modelo L95 se encuentra en la figura 6.23. Como límite *updip*, los $\sim 130^{\circ}\text{C}$ podrían ser la barrera termal más importante, sin embargo, al igual que en los Andes del Sur, a los $\sim 80^{\circ}\text{C}$ se observa otro quiebre. Hacia profundidad el límite *downdip* se localiza a una isoterma levemente superior a aquella que marca el 90% de la sismicidad, $\sim 420^{\circ}\text{C}$. La mayor parte de la sismicidad se concentra entre el límite *updip* y el Moho.

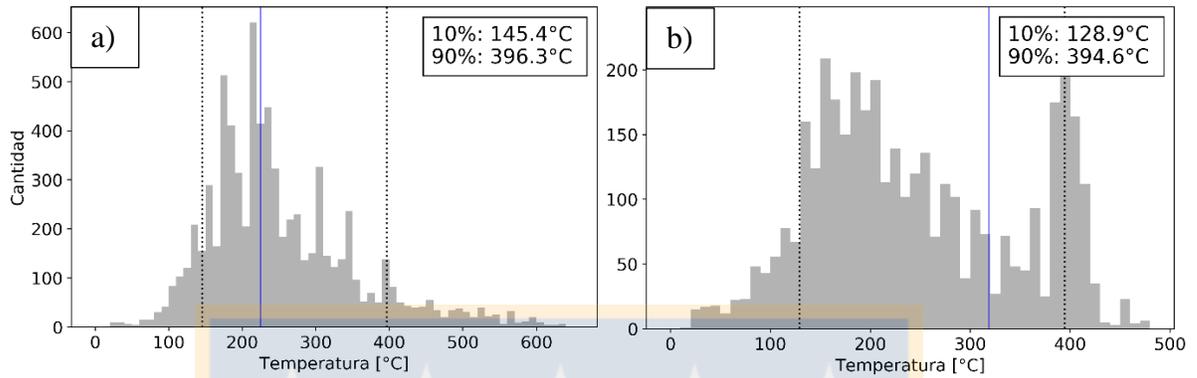


Figura 6.22: Distribución de la sismicidad de la segmentación de primer orden en L95. a) Andes Centrales y b) Andes del Sur. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

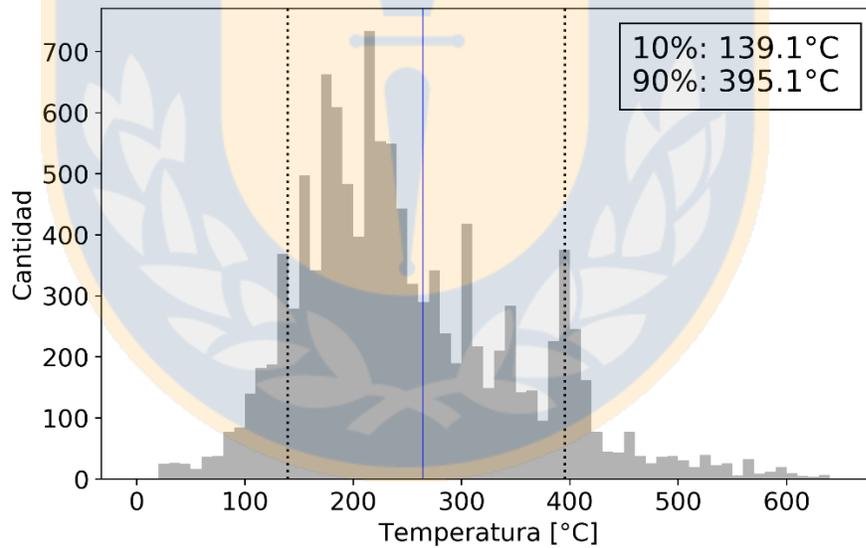


Figura 6.23: Distribución de la sismicidad total en L95. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

6.3.2 MODELO T20

De acuerdo al modelo T20, en los Andes Centrales se observa un aumento repentino en la cantidad de sismos luego de los $\sim 100^{\circ}\text{C}$ y otro salto importante a los $\sim 150^{\circ}\text{C}$ (figura 6.24 a), por sobre la isoterma que marca el 10% de la sismicidad; mientras que en los Andes del Sur (figura 6.51 b) también se pueden reconocer un salto inicial seguido de otro importante a los ~ 80 y $\sim 120^{\circ}\text{C}$ respectivamente. Hacia profundidad, el 90% de la sismicidad de los Andes Centrales es definida por los 236.3°C , sin embargo, esta temperatura se ubica en una zona en donde la sismicidad aún viene decreciendo significativamente, por lo que una temperatura mayor de $\sim 260^{\circ}\text{C}$ es una mejor opción para considerarse como límite *downdip*. Posterior a esta isoterma la sismicidad se “aplana” y continúa su atenuación hasta el fin del modelo. En los Andes del Sur, la sismicidad cae abruptamente a los $\sim 270^{\circ}\text{C}$, levemente por sobre la isoterma que marca el 90%.

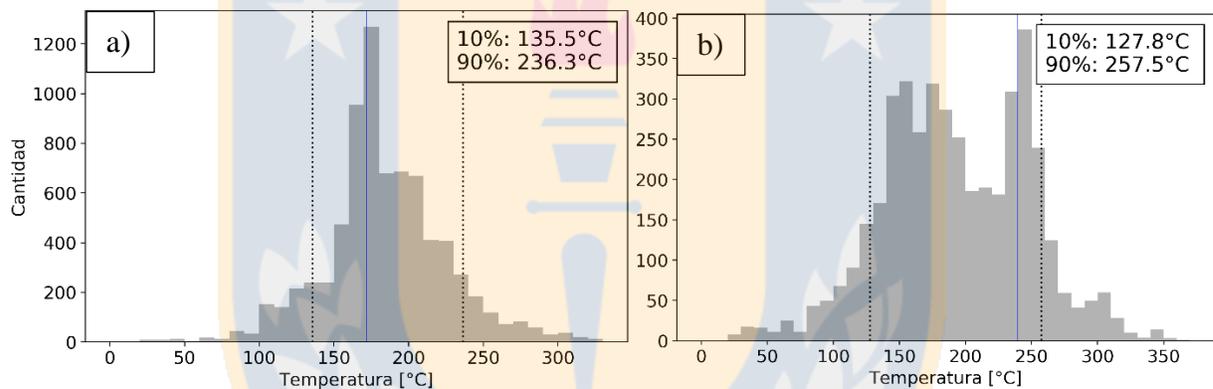


Figura 6.24: Distribución de la sismicidad de la segmentación de primer orden en T20. a) Andes Centrales y b) Andes del Sur. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

En los Andes Centrales, la temperatura promedio del Moho coincide con el mayor *peak* de sismicidad, mientras que, en los Andes del Sur, el mayor *peak* se ubica entre el Moho y el límite *downdip*.

Para la totalidad del margen continental chileno, el modelo T20 señala que el 10% de la sismicidad en marcada por la isoterma 132°C (figura 6.25), sin embargo, a los $\sim 100^{\circ}\text{C}$ se observa el primer salto importante relacionado a un aumento de la sismicidad. Hacia profundidad, el último quiebre que podría considerarse como el límite *downdip* se ubica a los $\sim 260^{\circ}\text{C}$.

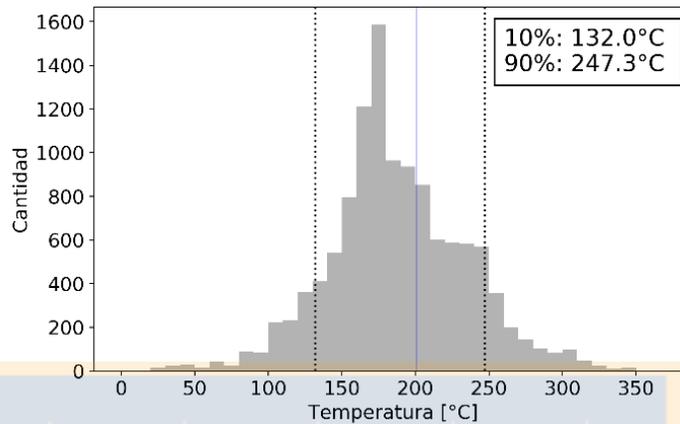


Figura 6.25: Distribución de la sismicidad total en T20.

La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento

6.4 CONTROL TERMAL EN LA SISMICIDAD. SEGUNDO Y TERCER ORDEN

En este capítulo se discutirá el detalle de las posibles isotermas que están actuando como barreras termal en los segmentos de segundo orden y los de tercer orden contenidos en ellos.

6.4.1 ALTIPLANO

El Altiplano contiene 3 segmentos de tercer orden (NN1, I1 e I2), y gran parte de I3. La distribución de la sismicidad, así como el contorno de *slips* de los últimos grandes eventos sísmicos en el modelo L95, se pueden observar en la figura 6.26.

En NN1 el 10% de la sismicidad se localiza por debajo de los 198.8°C y justo por sobre esta isoterma se localiza el *peak* más importante de sismicidad, la cual viene ascendiendo abruptamente desde los ~160°C. Algo similar ocurre en I2 e I3, en donde el aumento en la cantidad de sismicidad comienza a los ~70 y 130°C respectivamente; Por su lado, en I1 el límite *updip* se define a los

$\sim 90^{\circ}\text{C}$ mientras que los mayores *peaks* coinciden con el Moho. Hacia el continente, el 90% de la sismicidad está contenida bajo los 565.6 , 484.3 y 482.5°C en NN1, I1 e I2 respectivamente, y en ninguna de estas isotermas pareciera observarse un quiebre claro en los histogramas, asociado a una barrera termal que controlase la extensión de la sismicidad hacia profundidad. Tal quiebre solo podría observarse en I3 a los $\sim 400^{\circ}\text{C}$, mientras que los otros segmentos la disminución de la sismicidad es continua a partir de los grandes *peaks*.

El terremoto de Iquique 2014 ocurrió en el segmento I1 y nucleó a temperaturas levemente menores de las que se localiza el Moho (figura 6.26). La figura 6.27 muestra la potencia sísmica de este evento. Esta se construye a partir del producto entre el *slip* (en metros) y el área que representa cada nodo de la grilla (m^2), versus la temperatura asociada al nodo de acuerdo al modelo utilizado. Para el segmento I1, de acuerdo a la sismicidad, el límite *updip* se podría definir a los $\sim 90^{\circ}\text{C}$; sin embargo, al analizar la potencia sísmica del terremoto (figura 6.27), no se observa ninguna relación con esta isoterma. Por su parte, hacia profundidad, la potencia sísmica se distribuye hasta el final de las temperaturas modeladas, sin embargo, a partir de los $\sim 400^{\circ}\text{C}$, la caída pareciera suavizarse aún más. De todos modos, no hay coincidencias aparentes entre la distribución de la sismicidad y la potencia sísmica como para definir con claridad los límites *updip* y *downdip* de el segmento I1.

El terremoto de Tocopilla 2007 se ubicó en I3 y su epicentro se localiza a una temperatura $\sim 400^{\circ}\text{C}$ (figura 6.26), misma isoterma considerada como límite *downdip* para el segmento. Esta temperatura también contiene la distribución de la potencia sísmica hacia profundidad (figura 6.28). Hacia el mar, un quiebre importante ocurre a los $\sim 200^{\circ}\text{C}$, mientras la potencia sísmica se extiende débilmente hasta los $\sim 130^{\circ}\text{C}$. En este segmento se puede ver claramente como la extensión del terremoto de Tocopilla en 2007 está controlada termalmente por las isotermas definidas a partir del análisis de la sismicidad, con un límite *updip* de $\sim 130^{\circ}\text{C}$ y *downdip* de $\sim 400^{\circ}\text{C}$.

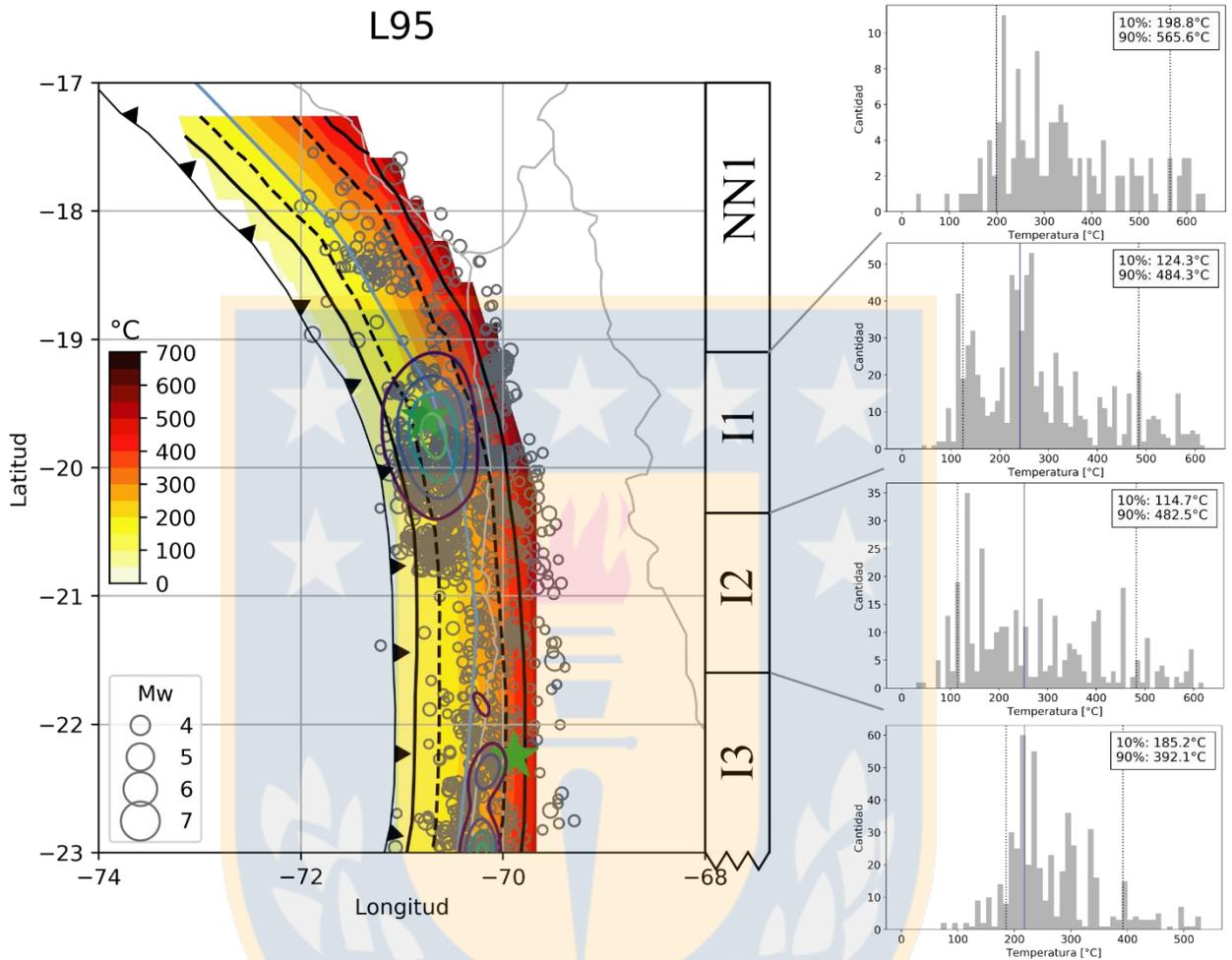


Figura 6.26: Control termal de L95 en la sismicidad del Altiplano. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isothermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isothermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan *slips* de los terremotos de Iquique 2014 (norte) (Schurr & otros, 2014) y Tocopilla 2007 (sur) (Motagh & otros, 2010), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 1 m y 0.5 m respectivamente. Las estrellas verdes representan el epicentro de ambos eventos de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento.

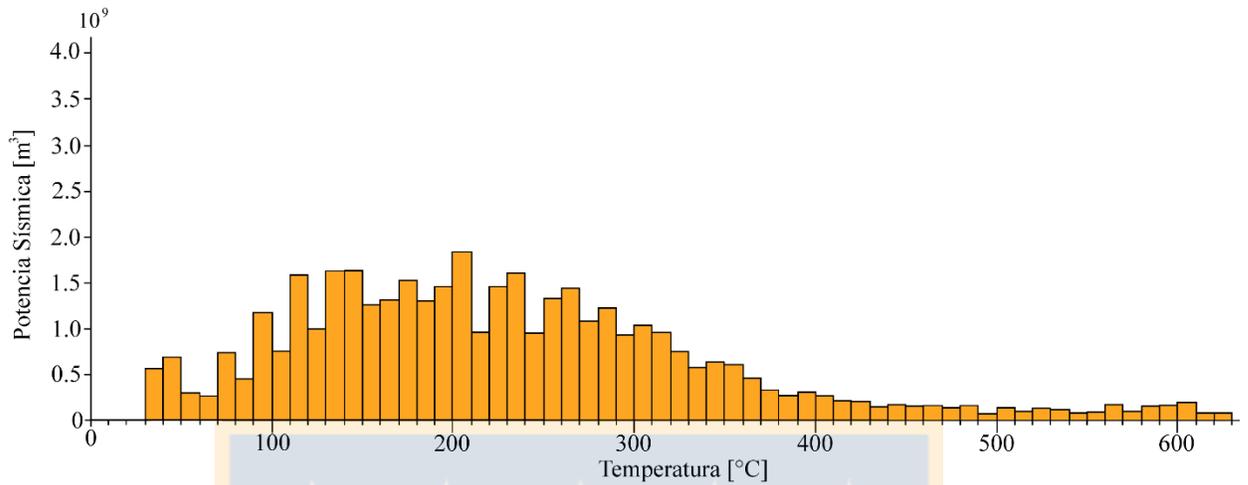


Figura 6.27: Potencia sísmica del terremoto de Iquique 2014 en L95.

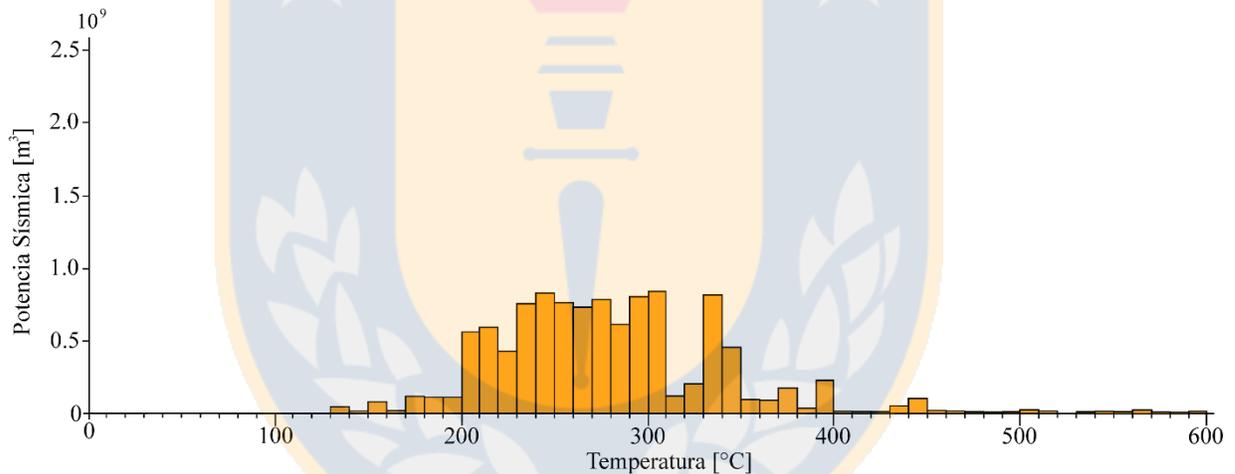


Figura 6.28: Potencia sísmica del terremoto de Tocopilla 2007 en L95.

La distribución de la sismicidad y el contorno de *slips* de los últimos grandes eventos sísmicos, considerando esta vez el modelo T20, se pueden observar en la figura 6.29.

Para NN1, el 10% de la sismicidad está por debajo de los 153.4°C, estrechamente relacionado a la ubicación del Moho. Una isoterma similar (151.5°C) desempeña el mismo papel en I3. Para I1 e I2 el 10% de la sismicidad se localiza a una temperatura levemente mayor que el primer gran

quiebre y posterior *peak*. La isoterma de $\sim 100^{\circ}\text{C}$ está más asociada a esto. Hacia profundidad, el segmento NN1 pareciera cortarse producto de que no hay mayores temperaturas modeladas, mientras que el 90% de la sismicidad en I1, I2 e I3 es contenida por las isotermas 245.2, 248.8 y 237.6°C respectivamente, las cuales si están asociadas a quiebres a partir de los cuales la sismicidad decae constantemente.

La figura 6.30 muestra la distribución de la potencia sísmica para el terremoto de Iquique 2014 en el modelo T20. Esta presenta una distribución normal, entre los 30 y 310°C , el ascenso de la potencia sísmica es constante, así como también su caída, sin quiebres evidentes. A partir del análisis de la sismicidad en el segmento donde ocurrió este terremoto (I1), las isotermas de $\sim 100^{\circ}\text{C}$ y $\sim 250^{\circ}\text{C}$ actuarían como los límites *updip* y *downdip* respectivamente. Si bien la acción de estas temperaturas no se aprecia claramente en la figura 6.24, los 250°C se ubican en una zona en donde ya no hay una cantidad importante de potencia sísmica, por lo que se podría considerar como un límite *downdip*.

La potencia sísmica del terremoto de Tocopilla 2007 es graficada en la figura 6.31, y al igual que para Iquique 2014, posee una distribución normal entre los 120 a 260°C . Las isotermas de ~ 150 y $\sim 240^{\circ}\text{C}$ contienen el 10 y 90% de la sismicidad respectivamente, en el segmento I3; y contienen de buena forma a la gran mayoría de la potencia sísmica, al igual que lo observado en el modelo L95.

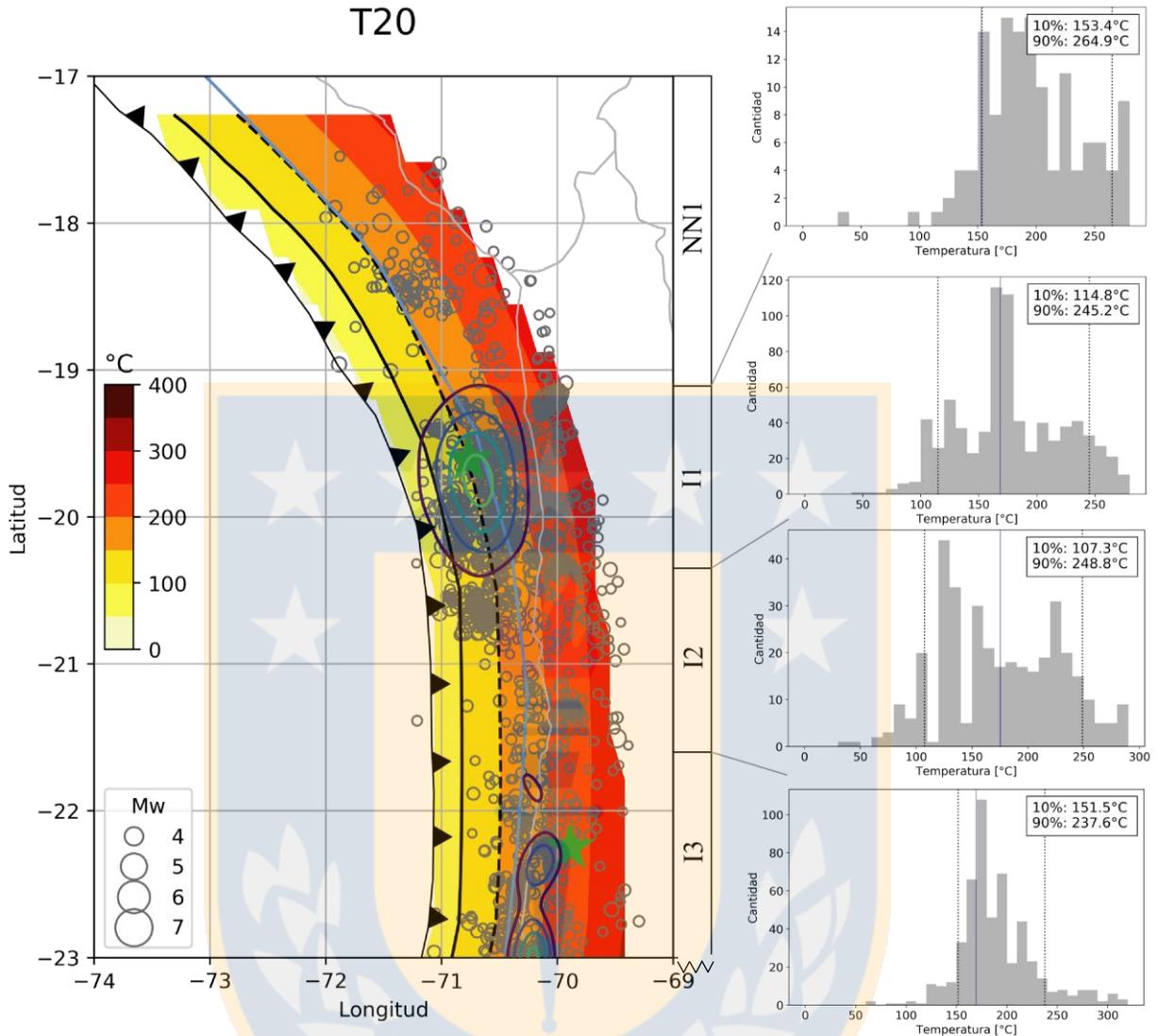


Figura 6.29: Control termal de T20 en la sismicidad del Altiplano. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isothermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isothermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan *slips* de grandes terremotos, Iquique 2014 (norte) (Schurr & otros, 2014) y Tocopilla 2007 (sur) (Motagh & otros, 2010), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 1 m y 0.5 m respectivamente. Las estrellas verdes representan el epicentro de ambos eventos de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento

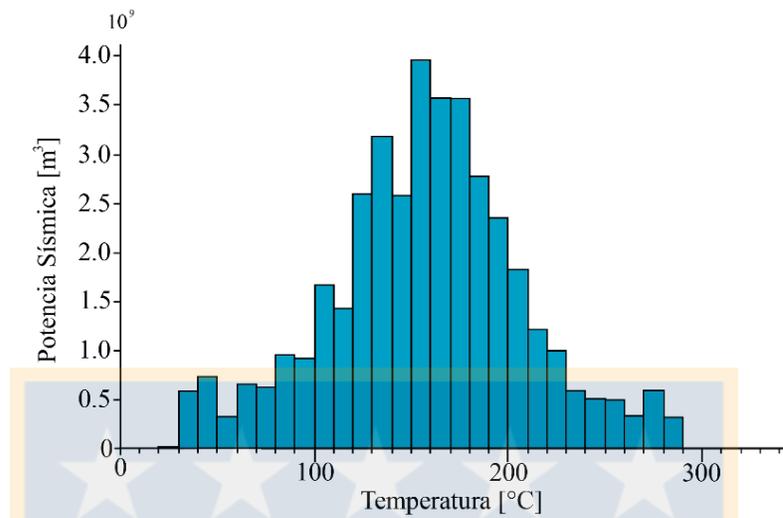


Figura 6.30: Potencia sísmica del terremoto de Iquique 2014 en T20.

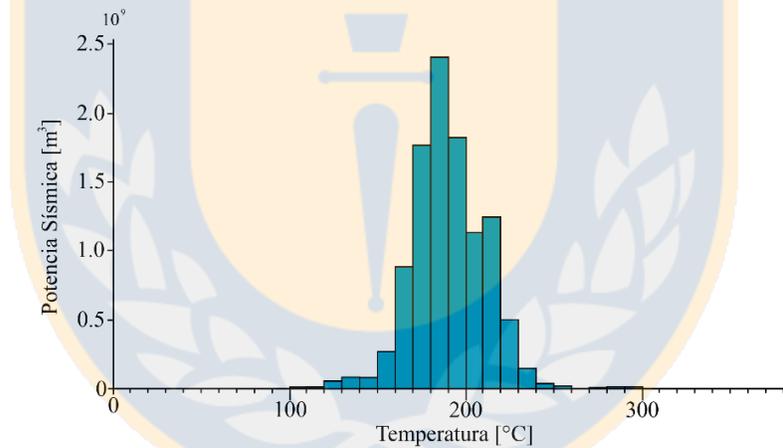


Figura 6.31: Potencia sísmica del terremoto de Tocopilla 2007 en T20.

La sismicidad total del Altiplano es mostrada en la figura 6.32, para el modelo L95 (a) y T20 (b). El modelo L95 contiene el 10% de su sismicidad a una temperatura de 136.4°C, pero esta isoterma no representa un quiebre importante. Dicho quiebre se encuentra en los ~90°C, y gran parte de la sismicidad que define esta temperatura se concentra en el segmento II y parte norte de I2 (figura 6.26). Hacia profundidad, el 90% de la sismicidad es contenido por los 480.6°C, isoterma que no

se asemeja a lo analizado para los segmentos de tercer orden ni a quiebres; sin embargo, continúa siendo mayor que el único límite *down dip* establecido en I3 ($\sim 400^{\circ}\text{C}$).

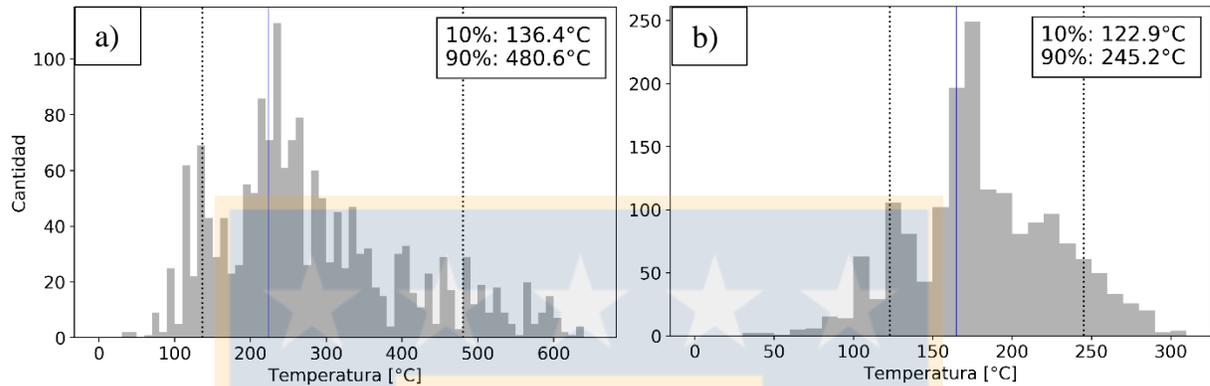


Figura 6.32: Distribución de la sismicidad en el Altiplano. a) modelo L95 y b) modelo T20. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

Para el conjunto del Altiplano, el modelo T20 (figura 6.32 b) contiene el 10% de la sismicidad a la temperatura de 122.9°C , isoterma intermedia entre los límites *up dips* del análisis de los segmentos de tercer orden, es decir $\sim 100^{\circ}\text{C}$ (para I2) y $\sim 150^{\circ}\text{C}$ (para NN1 e I3). A los $\sim 100^{\circ}\text{C}$ también se observa un quiebre (figura 6.32 b), por lo que esta isoterma podría representar de mejor manera a todo el Altiplano. Por su parte, el 90% de la sismicidad, al igual que en el detalle de los segmentos de tercer orden, se contiene en una isoterma cercana a los 250°C .

6.4.2 PUNA

La Puna contiene 2 segmentos de tercer orden, A1 y C1; y una pequeña parte de I3 y C2. Estos dos últimos son analizados en las secciones 6.4.1 y 6.4.3 respectivamente. La distribución de la sismicidad, así como el contorno del *slip* de eventos sísmicos mayores para el modelo L95, pueden observarse en la figura 6.33.

En A1, el 10% de la sismicidad es contenida por los 193.3°C , sin embargo, el aumento exponencial de la sismicidad ocurre a una temperatura levemente menor, $\sim 170^{\circ}\text{C}$. Para C1, el quiebre también pareciera estar a una temperatura menor que la definida por el 10% de la sismicidad, $\sim 90^{\circ}\text{C}$, la mayor parte de ella en el sur. Ambos quiebres vienen seguidos de grandes *peaks*. Hacia profundidad, el 90% de la sismicidad es cercanas a las isotermas que estarían actuando como barreras, a los $\sim 480^{\circ}\text{C}$ en A1 y 450°C en C1.

El terremoto de Antofagasta de 1995 se localizó principalmente en el segmento A1. La distribución de su potencia sísmica se grafica en la figura 6.34. La isoterma de $\sim 170^{\circ}\text{C}$, correspondiente al inicio de la sismicidad en el segmento A1 y no se relaciona a ningún quiebre que pudiese marcar el inicio de la sismicidad. A los $\sim 90^{\circ}\text{C}$ se aprecia un salto importante en la distribución de la potencia sísmica, temperatura similar que en C1, por lo que podría considerarse como límite *updip* en ambos segmentos. Hacia profundidad, la potencia sísmica se distribuye hasta los $\sim 470^{\circ}\text{C}$, temperatura menor que la definida por la sismicidad ($\sim 480^{\circ}\text{C}$); sin embargo, se observa un quiebre importante a los $\sim 450^{\circ}\text{C}$. Al igual que el límite *updip* esta temperatura es coincidente con los límites de C1, por lo que el límite *downdip* del segmento A1 podría definirse entre los 450 y 480°C . El hipocentro se localiza entre los 250 - 300°C a mayor profundidad que el Moho.

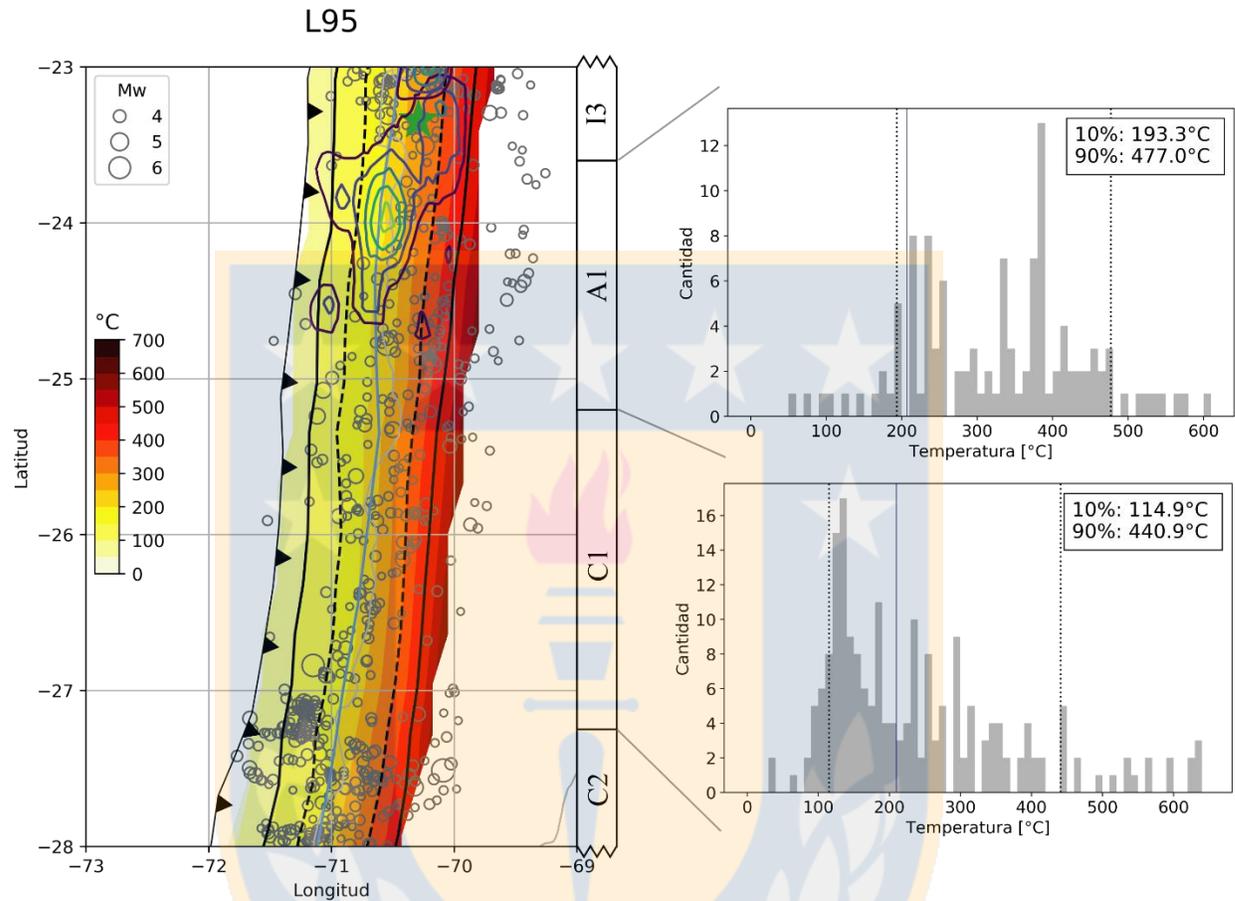


Figura 6.33: Control termal de L95 en la sismicidad de la Puna. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isotermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isotermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan el *slip* del terremoto de Antofagasta 1995 (Hayes, 2017), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 1 m. La estrella verde representa el epicentro de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento.

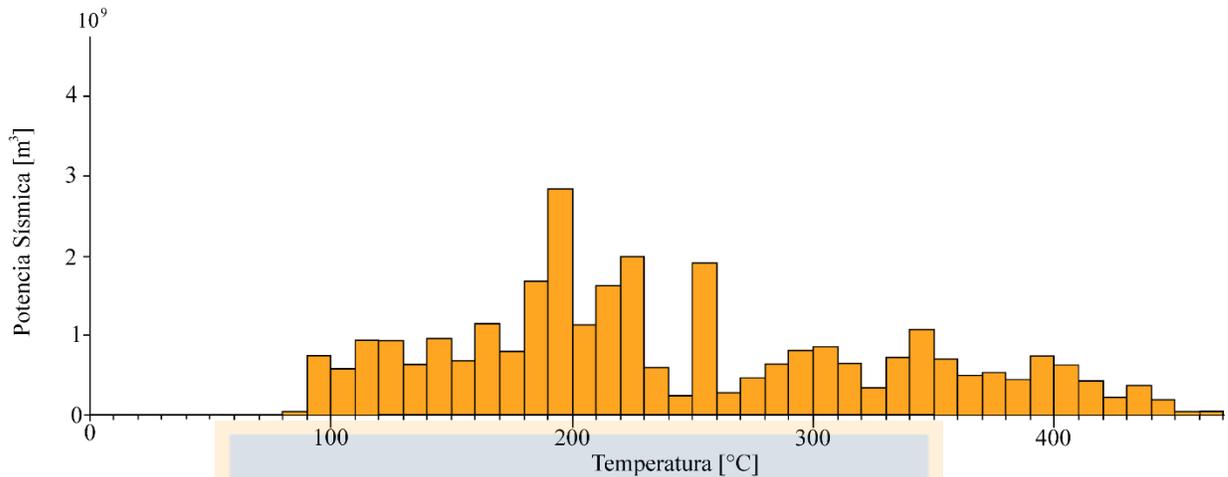


Figura 6.34 Potencia sísmica del terremoto de Antofagasta 1995 en L95.

La distribución de la sismicidad y el contorno de *slip* del terremoto de Antofagasta 1995, considerando esta vez el modelo T20, se pueden observar en la figura 6.35.

En A1 el primer quiebre importante en la sismicidad ocurre a una temperatura levemente mayor de aquella que contiene el 10%, $\sim 170^{\circ}\text{C}$, y es similar a la temperatura promedio del Moho en el segmento. Mientras que para C1, esta temperatura es levemente menor que aquella que contiene el 10%, $\sim 90^{\circ}\text{C}$. Por su parte, hacia profundidad, la sismicidad de A1 pareciera terminar debido a que no hay más temperaturas modeladas, mientras que en C1, la isoterma que contienen el 90% de la sismicidad es bastante cercana a un importante quiebre ($\sim 250^{\circ}\text{C}$), habiendo una leve alza de sismicidad a mayor temperatura.

La distribución de la potencia sísmica del terremoto de Antofagasta de 1995 en el modelo T20 puede verse en la figura 6.36. Al igual que para el modelo L95, no coinciden los posibles límites *updip* y *downdip*, definidos a partir del análisis de la sismicidad de A1. Al observar la potencia sísmica, los 90°C juegan un rol en el inicio, mientras que a los 250°C se termina abruptamente. La isoterma de 90°C también es observada en C1, por lo que podría considerarse como el límite *updip* de ambos segmentos.

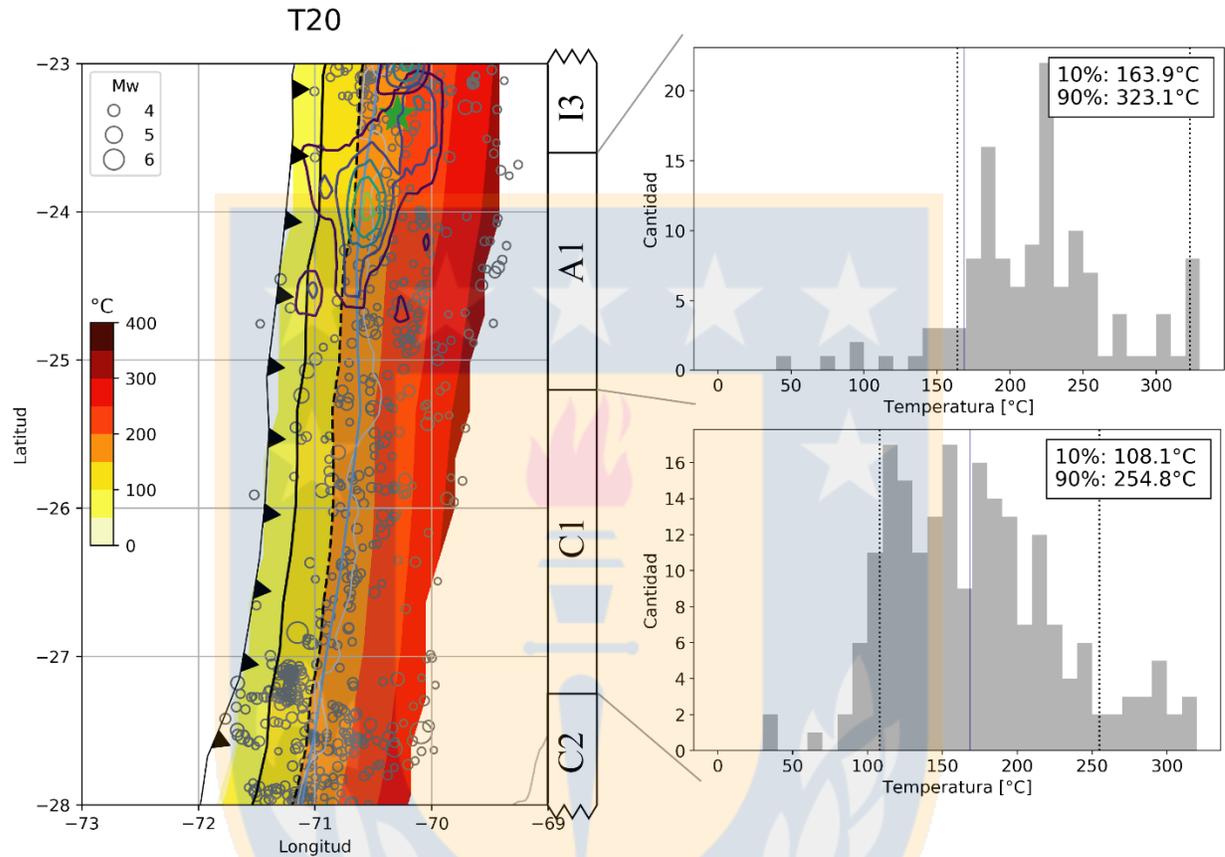


Figura 6.35: Control termal de T20 en la sismicidad de la Puna. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isothermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isothermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan el *slip* del terremoto de Antofagasta 1995 (Hayes, 2017), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 1 m. La estrella verde representa el epicentro de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento.

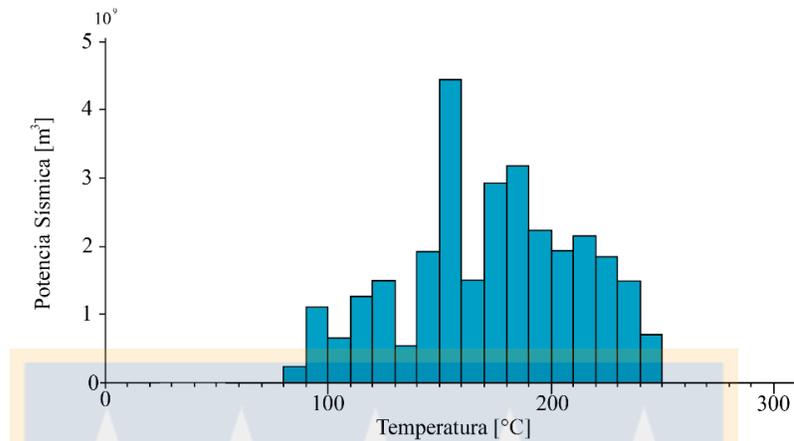


Figura 6.36: Potencia sísmica del terremoto de Antofagasta 1995 en T20.

Para el modelo L95, tanto en A1 como en C1, el límite *updip* se localiza a los 90°C. Al observar la totalidad de la Puna, esta temperatura también se posiciona como un importante quiebre, a partir de la cual la sismicidad aumenta considerablemente (figura 6.37 a). Hacia profundidad, el 90% de la sismicidad está contenido por los 444.3°C, coincidiendo con el penúltimo *peak*. Si bien esta isoterma no se asocia a ningún quiebre importante, es bastante cercana a las definidas en los segmentos de tercer orden (~450°C), la cual también se podría considerar para la Puna debido a la poca cantidad de sismicidad que hay posterior a dicha temperatura.

Por su parte, en el modelo T20, ambos segmentos de tercer orden evidencian un límite *updip* de 90°C, isoterma que también puede ser aplicado a la Puna en su totalidad (figura 6.37 b). Hacia profundidad no es del todo claro, ni en los segmentos de tercer orden, ni en la Puna como un todo. Tal vez los ~250°C podrían considerarse como límite *downdip*, pero pequeños *peaks* posteriores a esta isoterma prohíben una conclusión rotunda.

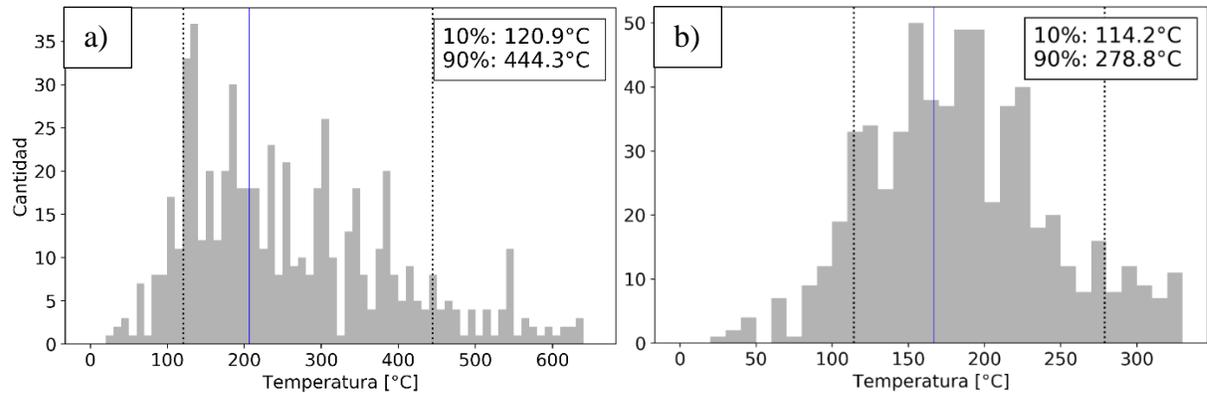


Figura 6.37: Distribución de la sismicidad en la Puna. a) modelo L95 y b) modelo T20. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

6.4.3 CORDILLERA FRONTAL

La Cordillera Frontal incluye los segmentos VP1 y VP2, y la gran mayoría de C1. La distribución de la sismicidad, así como el contorno de *slip* del terremoto de Illapel 2015 en el modelo L95 se encuentran en la figura 6.38.

En VP1 y VP2, ocurren dos quiebres que delimitarían la extensión de la sismicidad. El primero es pequeño y se localiza a los $\sim 100^{\circ}\text{C}$, mientras que el segundo es bastante marcado a los $\sim 150^{\circ}\text{C}$. Por su parte, en C2, solo se observa un posible quiebre a los $\sim 100^{\circ}\text{C}$, con algunos *peaks* pequeños a menores temperaturas. Hacia profundidad, en todos los segmentos el 90% de la sismicidad se asocia a quiebres que podrían definirse como barreras termales. Estas isothermas corresponden a los 429.7 , 349.7 y 349.4°C en C2, VP1 y VP2 respectivamente.

El terremoto de Illapel 2015, rompió mayoritariamente en el segmento VP1 y parte de VP2 (figura 6.38) y ha sido descrito como un evento que rompió gran parte del *megathrust* con un gran *slip* cercano a la fosa (Melgar & otros, 2016; Tilmann & otros, 2016). Esto puede verse tanto en la figura 6.38, como en la distribución de su potencia sísmica en la figura 6.39. La presencia de un evento tan grande, hace difícil analizar los posibles límites *updips* y *downdips*, debido a que liberan tal cantidad de energía que influyen en aquellas zonas potencialmente inestables más allá de la extensión de la zona sismogénica. Esto se puede ver claramente en la figura 6.39, en donde ninguna

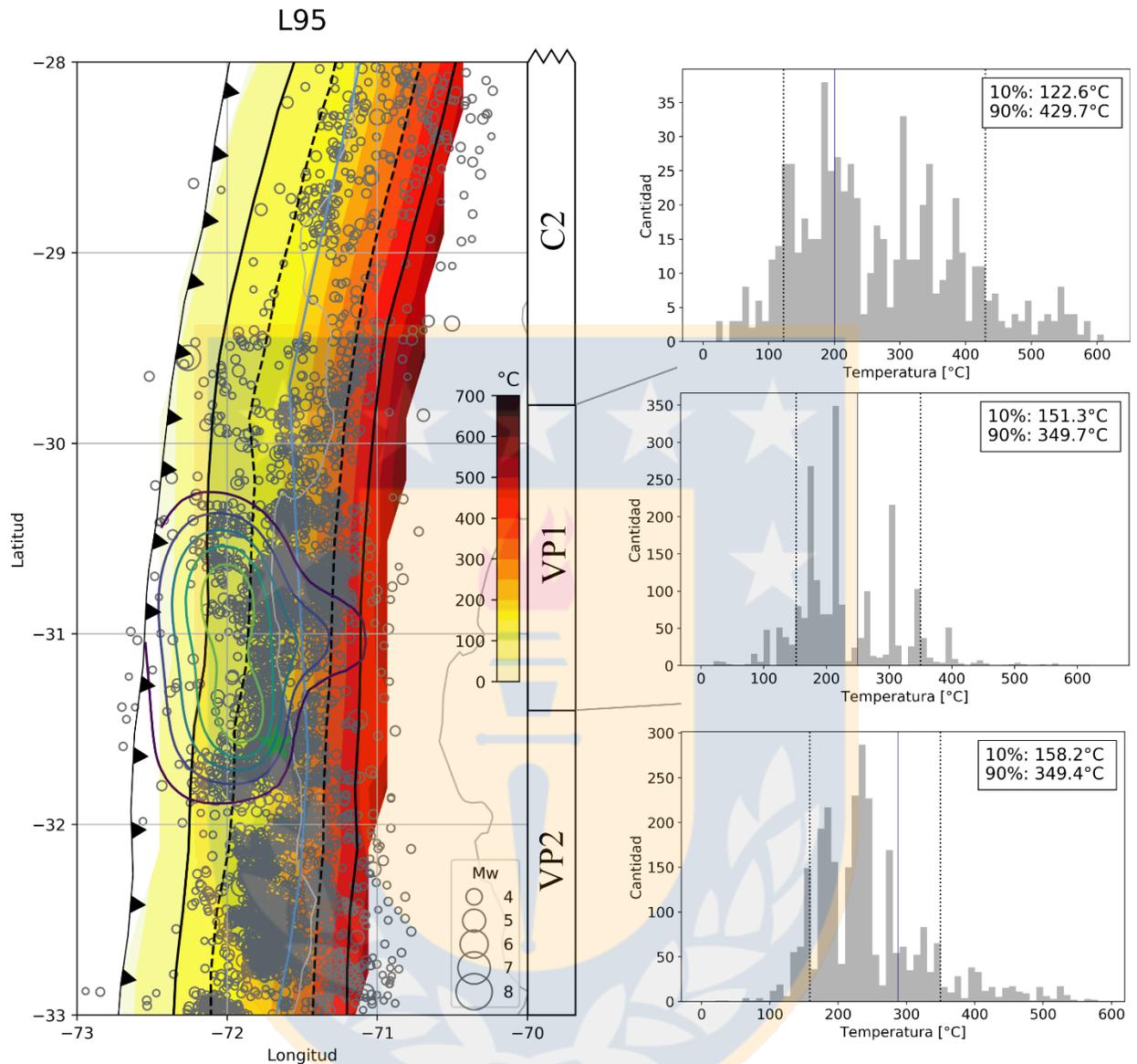


Figura 6.38: Control termal de L95 en la sismicidad de la Cordillera Frontal. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isotermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isotermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan el *slip* del terremoto de Illapel 2015 (Tilman & otros, 2016), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 1 m. La estrella verde representa el epicentro de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento.

de las isothermas definidas como límites *updip* (~100 y ~150°C) y *downdip* (~350°C) en VP1 y VP2 desempeñan un rol decisivo en la extensión del *slip* cosísmico. Hacia profundidad, gran parte de la potencia sísmica se corta a los 200°C, pero posterior a esta continúa con ciertos *peaks* hasta desvanecerse por completo.

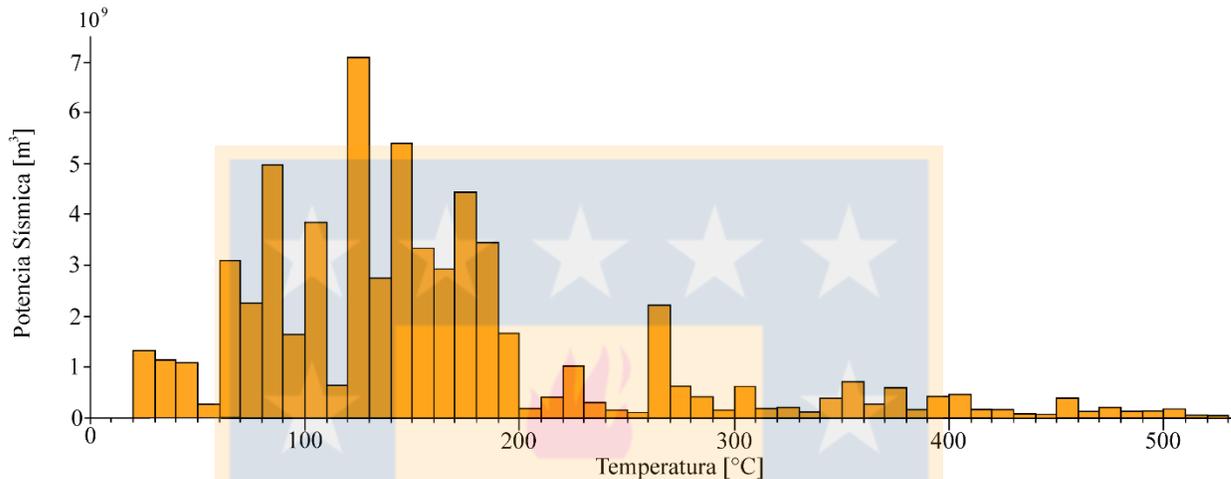


Figura 6.39: Potencia sísmica del terremoto de Illapel 2015 en L95.

La relación de la sismicidad de la Cordillera Frontal con el modelo T20, se encuentra en la figura 6.40.

Las isothermas en donde ocurre un quiebre provocando un aumento exponencial en la sismicidad corresponden a ~110°C, ~150°C y ~130°C en C2, VP1 y VP2 respectivamente. Por su parte, hacia profundidad, el 90% de la sismicidad coincide de buena manera con las caídas importantes en la cantidad de sismicidad en C2 y VP2, cuyas isothermas son 248.6 y 231°C respectivamente. En VP2, este punto está a los ~240°C, muy cerca del fin de las temperaturas del *megathrust* modelado.

La distribución de la potencia sísmica del terremoto de Illapel 2015 en el modelo T20, recorre casi todo el *megathrust* (figura 6.41), desde los 20°C hasta los 280°C sin observarse una isoterma importante que limite su extensión.

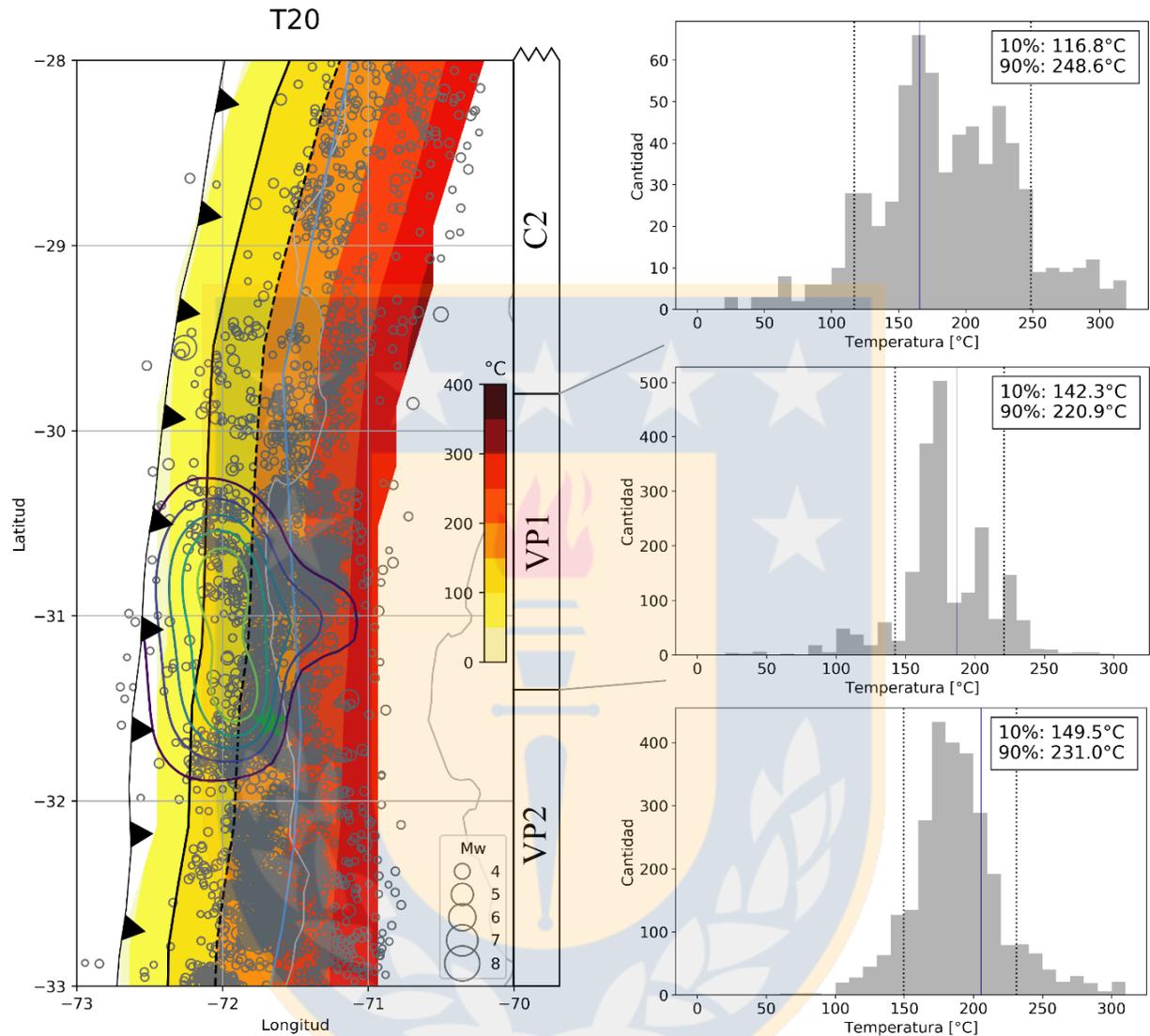


Figura 6.40: Control termal de T20 en la sismicidad de la Cordillera Frontal. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isothermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isothermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan el *slip* del terremoto de Illapel 2015 (Tilmann & otros, 2016), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 1 m. La estrella verde representa el epicentro de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento.

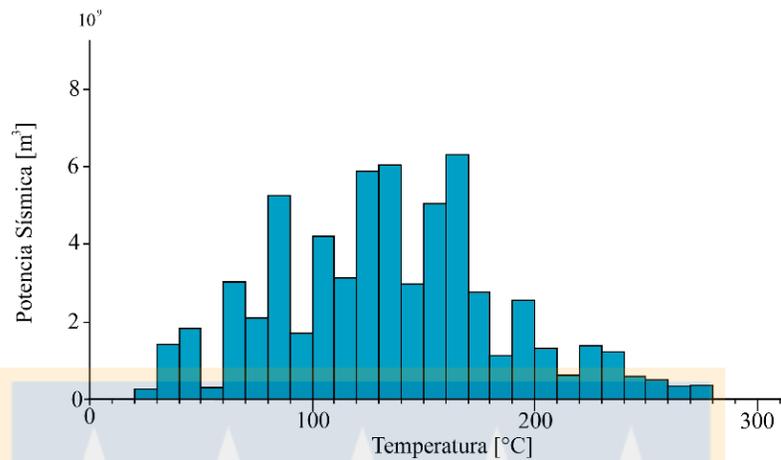


Figura 6.41: Potencia sísmica del terremoto de Illapel 2015 en T20.

Para la totalidad de la Cordillera Frontal, el modelo L95 (figura 6.42 a) presenta un primer quiebre a los $\sim 100^\circ\text{C}$ seguido de otro importante salto en la cantidad de sismicidad a los $\sim 150^\circ\text{C}$, comportamiento similar a VP1 y VP2.. Hacia profundidad el 90% de la sismicidad está bien correlacionado con un quiebre a los 351.5°C . Los mayores *peaks* de sismicidad se localizan entre el límite *updip* y el Moho.

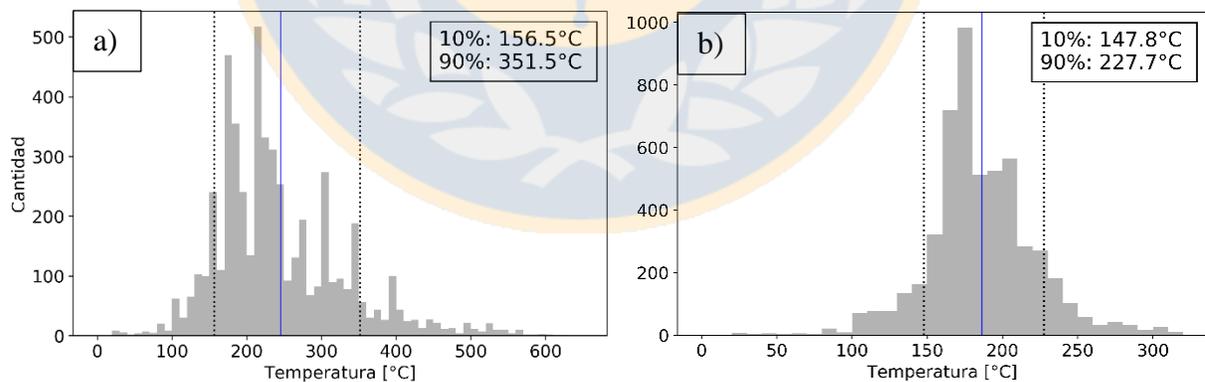


Figura 6.42: Distribución de la sismicidad en la Cordillera Frontal. a) modelo L95 y b) modelo T20. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

Por su parte, el modelo T20 (figura 6.42 b) evidencia un límite *updip* de $\sim 150^{\circ}\text{C}$, mayor a los definidos en C2 y VP2, pero similar al comienzo de la sismicidad de VP1, aunque no se pueda definir tal límite en este último segmento cuando se considera la potencia sísmica. Hacia profundidad, el 90% de la sismicidad se contienen a los $\sim 230^{\circ}\text{C}$, sin embargo, el quiebre más importante se localiza a los $\sim 250^{\circ}\text{C}$, similar a C2.

6.4.4 CORDILLERA PRINCIPAL

La Cordillera Principal incluye los segmentos VP3, M1, M2, M3 y VD1, y una pequeña parte de VD2, el cual será tratado en la sección 6.4.5. El mapa de la distribución de la sismicidad y los contornos de *slip* de grandes terremotos en el modelo L95, se puede observar en la figura 6.43. En esta figura solo están ploteados los sismos mayores a 4 Mw, sin embargo, los histogramas de cada segmento incluyen a aquellos mayores a 3 Mw, al igual que todos los anteriores.

VP3 y M1 son los únicos segmentos en los cuales se puede observar un quiebre, a los $\sim 100^{\circ}\text{C}$, que funcionaría como límite *updip*. Esto a una temperatura menor de aquella que marca el 10% de la sismicidad en ambos casos. En M2, M3 y VD1 también se observan quiebres a los ~ 80 , ~ 140 y $\sim 120^{\circ}\text{C}$ respectivamente, pero en estos casos hay pequeños *peaks* a menor temperaturas, los cuales evidencian que dichas isothermas no estarían actuando como barreras sísmicas. Hacia profundidad ocurre algo similar, continúan habiendo *peaks* hasta las temperaturas más altas modeladas, sin quiebres importantes, sobre todo aquella localizada en M3. Sin tener una ubicación determinante, el Moho se posiciona posterior a la zona más densa sísmicamente en VP3, M2 y M3.

El terremoto del Maule 2010 rompió la totalidad de los segmentos M1, M2 y M3, y parte de VD1 y todo el ancho del *megathrust* del modelo L95 (Figura 6.43). De igual manera, su potencia sísmica (figura 6.44), se distribuye a lo largo de todas las isothermas, con un ascenso y descenso gradual, sin quiebres que evidencien barreras termales.

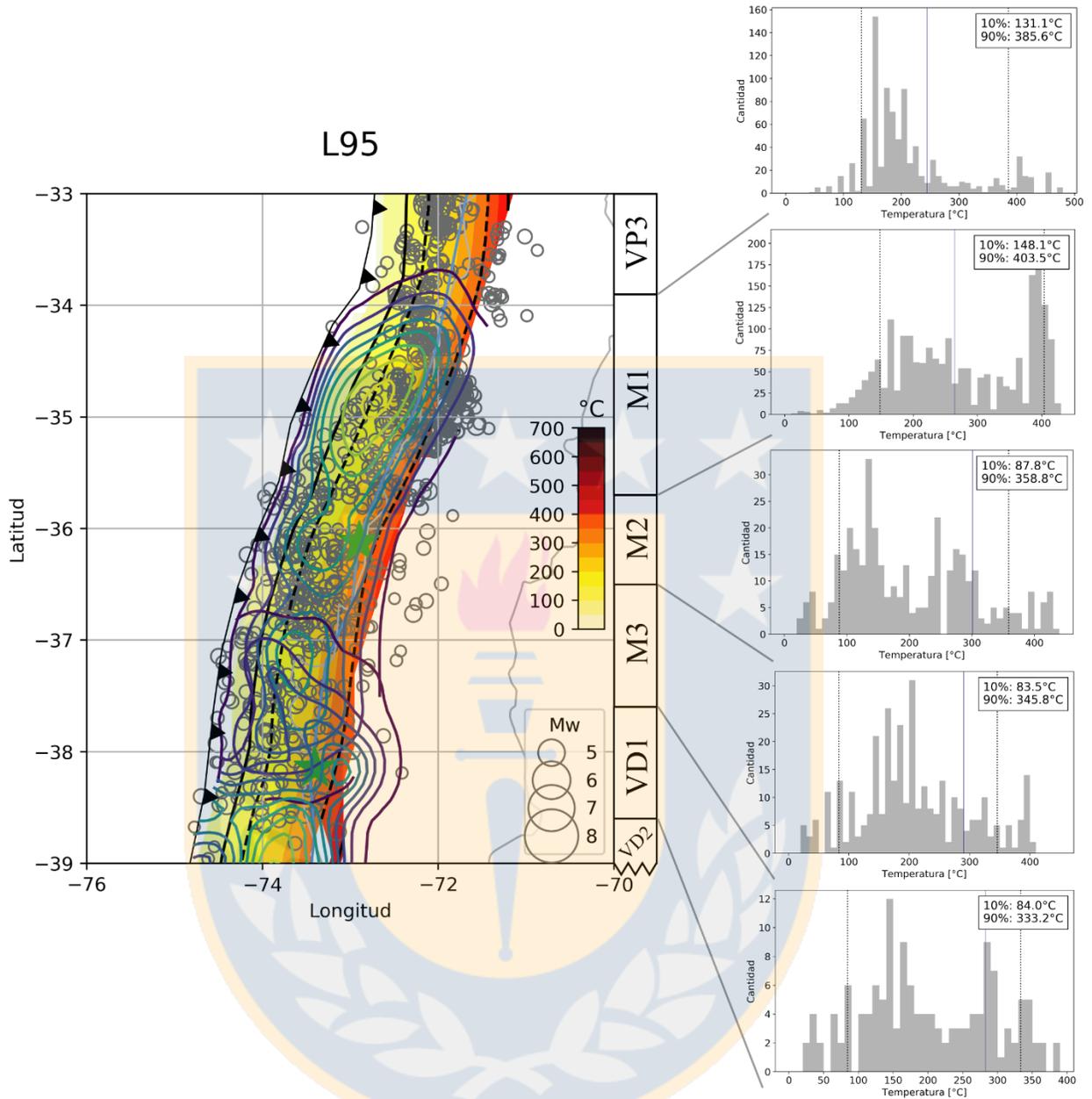


Figura 6.43: Control termal de L95 en la sismicidad de la Cordillera Principal. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isotermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isotermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan los *slips* de los terremotos del Maule 2010 (Moreno & otros, 2012) y parte de Valdivia 1960 (Moreno & otros, 2009) superponiéndose al sur. Comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 2 m y 4 m respectivamente. La estrella verde representa el epicentro de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento.

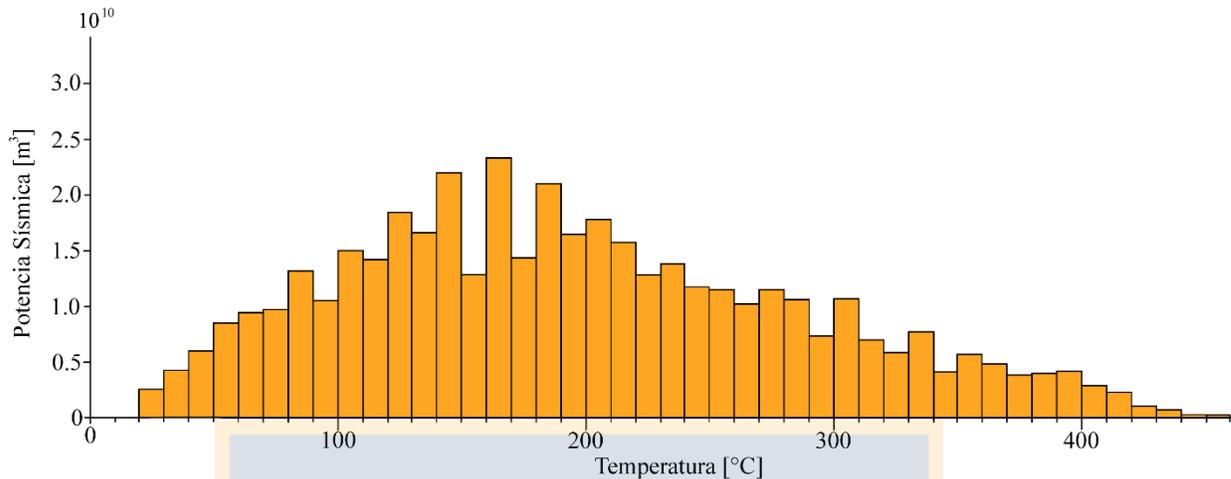


Figura 6.44: Potencia sísmica del terremoto del Maule 2010 en L95.

La comparación de la sismicidad y *slips* cosísmicos con el modelo T20 puede observarse en la figura 6.45.

Los segmentos VP3, M1 y M2 presentan saltos importantes en la cantidad de sismicidad a partir de los ~ 110 , 130 y 90°C respectivamente, sin *peaks* considerable a temperaturas menores. Estos saltos también se observan en M3 y VD1 a los 130 y 120°C respectivamente, temperaturas mayores que las que marcan el 10% de sismicidad, y con pequeños *peaks* a isothermas más bajas. Al igual que para el modelo L95, el problema de esta sismicidad a menor temperatura es que las isothermas que marcan quiebres no actúan como barreras, por lo tanto, no se podrían considerar como límites *updips*. Por otra parte, hacia profundidad, el modelo T20 presenta isothermas que desempeñan un rol de barrera con mayor claridad, ~ 250 , 270 , 250 y 250°C para VP1, M1, M3 y VD1 respectivamente.

Analizar la distribución de la potencia sísmica del terremoto del Maule 2010 (figura 6.46) no esclarece un análisis de barreras termales, debido a que un evento de tal magnitud rompe la totalidad de la zona sismogénica y más.

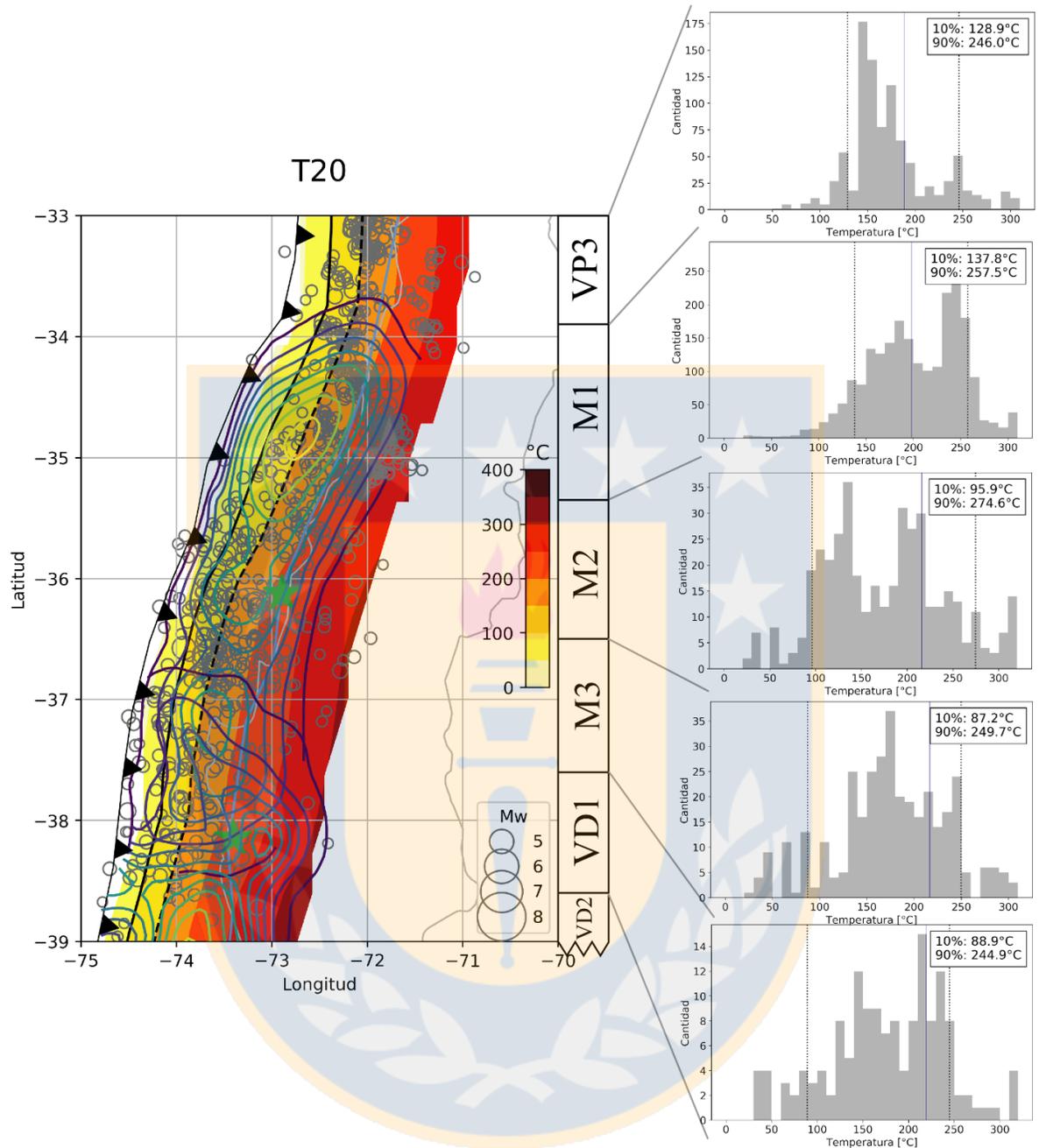


Figura 6.45: Control termal de T20 en la sismicidad de la Cordillera Principal. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isothermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isothermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan los *slips* de los terremotos del Maule 2010 (Moreno & otros, 2012) y parte de Valdivia 1960 (Moreno & otros, 2009) superponiéndose al sur. Comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 2 m y 4 m respectivamente. La estrella verde representa el epicentro de acuerdo al catálogo del USGS. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento.

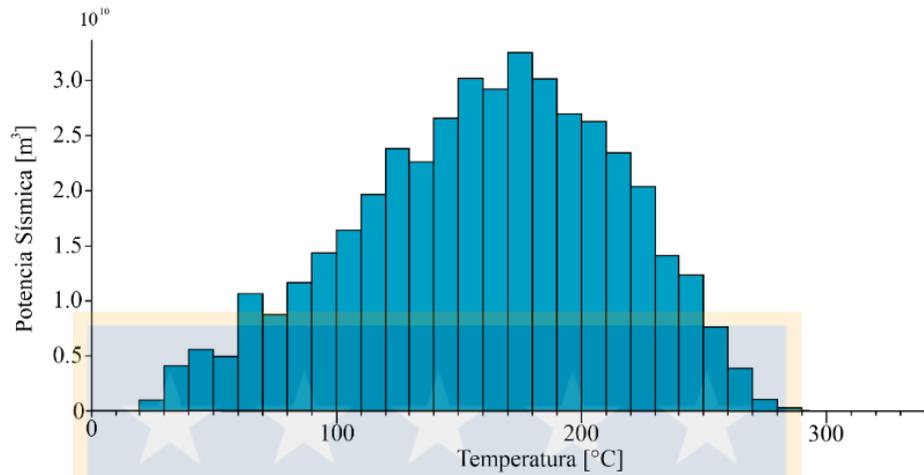


Figura 6.46: Potencia sísmica del terremoto del Maule 2010 en T20.

La sismicidad de la Cordillera Principal en el modelo L95 (figura 6.47 a) experimenta un primer quiebre a los $\sim 80^{\circ}\text{C}$ seguido de uno más marcado a los $\sim 130^{\circ}\text{C}$ y una abrupta disminución a los $\sim 430^{\circ}\text{C}$, esta última no observable en el detalle de los segmentos de tercer orden. Los mayores *peaks* se localizan muy cercanos a cada límite termal, con una atenuación en la zona central que rodea al Moho. Por su parte, en el modelo T20 (figura 6.47 b) también se observan isothermas que funcionarían como barreras, a diferencia del análisis en detalle. 110 a 120°C como límite *updip* y $\sim 270^{\circ}\text{C}$ como límite *downdip*. Los hipocentros de los terremotos del Maule 2010 y Valdivia 1960 ocurren en posiciones similares a la del Moho.

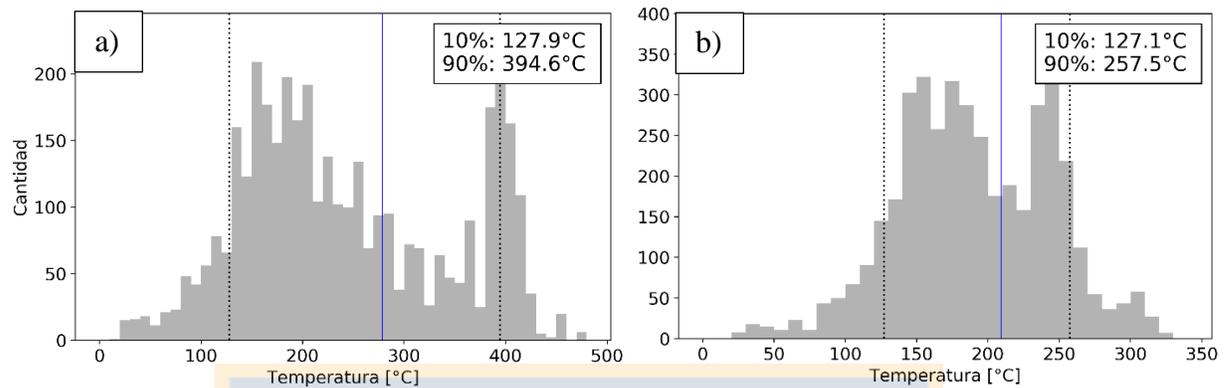


Figura 6.47: Distribución de la sismicidad en la Cordillera Principal. a) modelo L95 y b) modelo T20. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

6.4.5 CORDILLERA PATAGÓNICA

La Cordillera Patagónica comprende los segmentos VD3, VD4, VD5 y VD6, además de gran parte de VD2. Es la zona con menor sismicidad, pero posee el modelo de *slip* del terremoto más grande registrado por la humanidad (Cifuentes, 1989) (figura 6.48).

Si bien en los segmentos VD3 y VD4 se distinguen quiebres, no serán considerados ya que sus máximos *peaks* son alcanzados con apenas 2 y 3 sismos respectivamente. Mientras que VD2, VD5 y VD6 presentan levemente más sismicidad y quiebres a los ~210, ~250 y ~210°C respectivamente. Hacia profundidad, la isoterma que marca el 90% de la sismicidad se correlaciona de buena manera con el quiebre que evidenciaría una barrera termal solamente en VD6 a los ~310°C. El Moho se encuentra a mayor profundidad en que el *downdip* en VD5 y VD6.

El terremoto de Valdivia de 1960 rompió todo el *megathrust* de la Cordillera Patagónica, tanto latitudinal como longitudinalmente (figura 6.48). La figura 6.49 evidencia la extensión de este evento por todo el ancho del límite interplaca modelado, sin observarse quiebres aparentes que podrían estar actuando como barreras. Al igual que para el terremoto del Maule 2010, la ocurrencia de un evento gigante complica la tarea de definir una zona sismogénica debido a que tales sismos la afectan en su totalidad e incluso más allá.

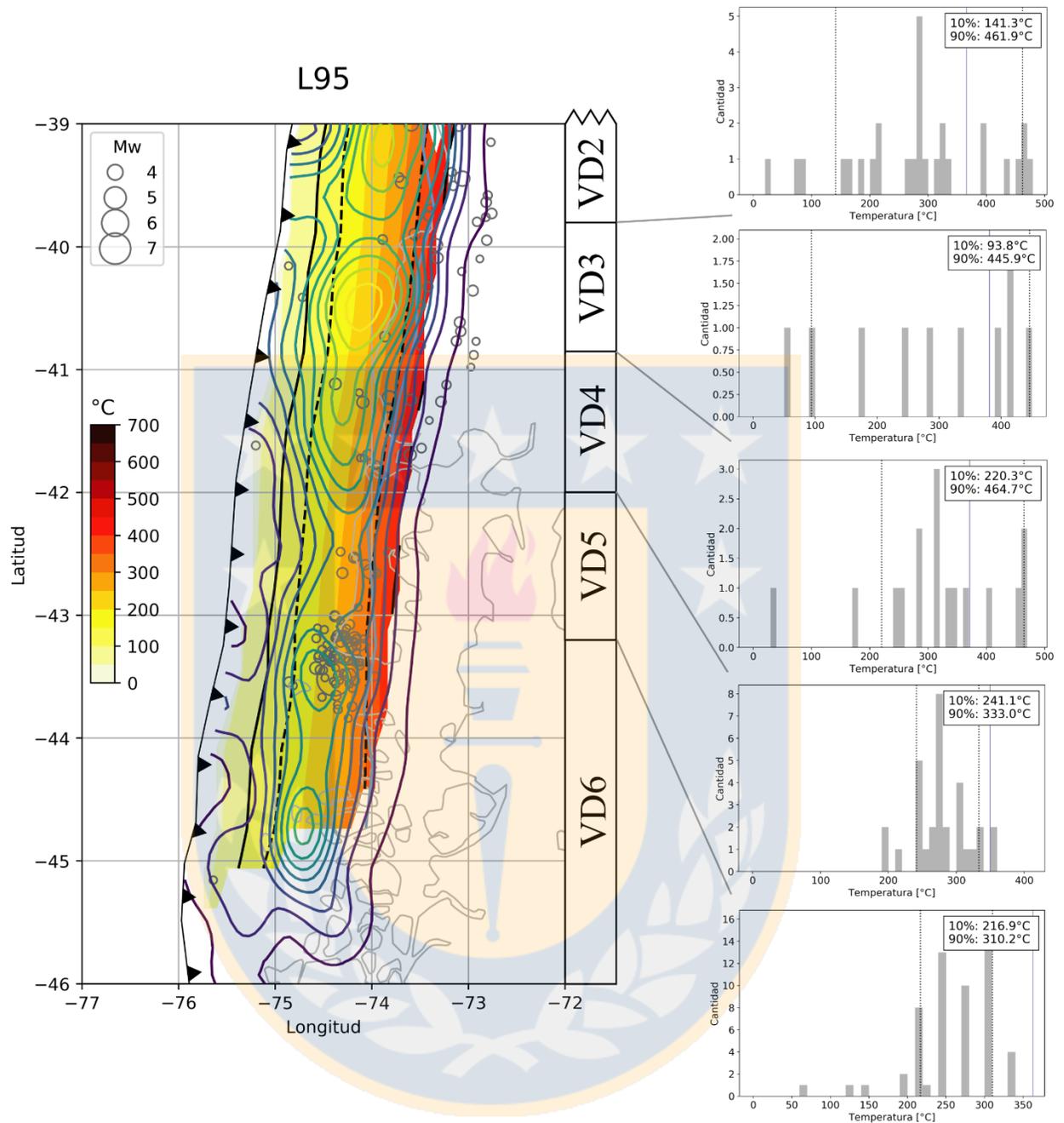


Figura 6.48: Control termal de L95 en la sismicidad de la Cordillera Patagónica. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isotermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isotermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan el *slip* del terremoto de Valdivia 1960 (Moreno & otros, 2009), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 4 m. El epicentro de este evento se localiza en el segmento Cordillera Principal. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento

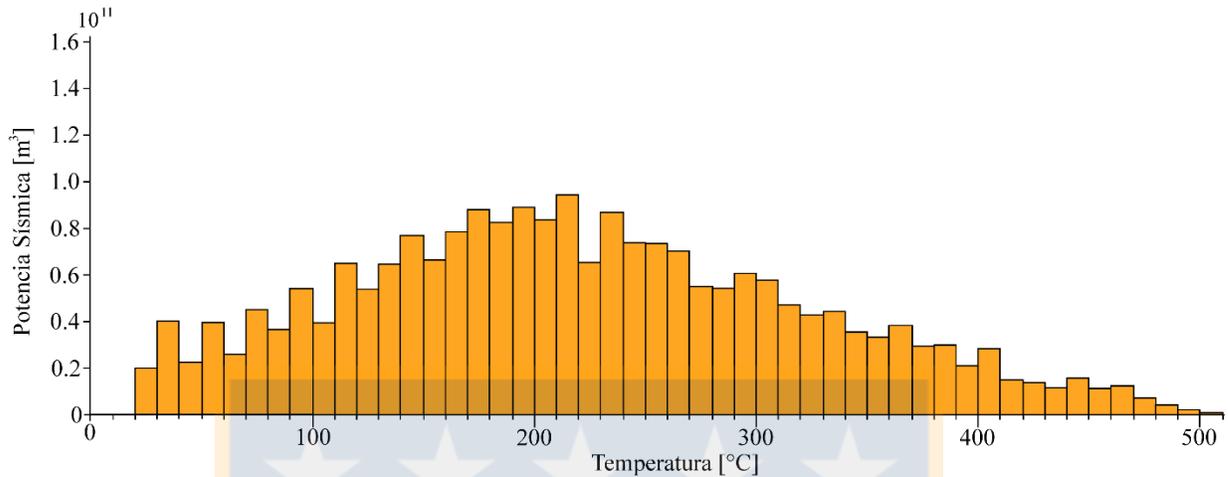
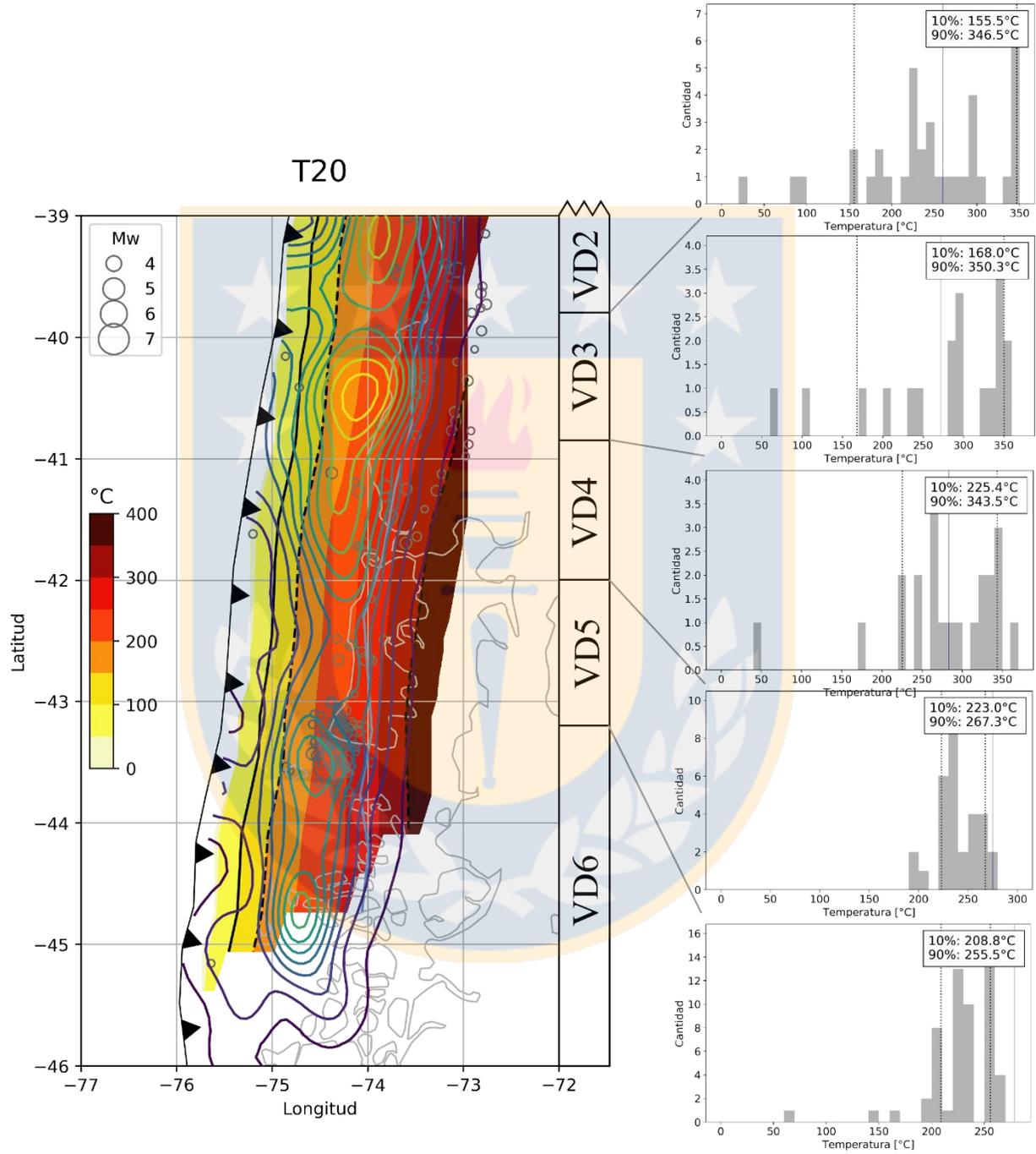


Figura 6.49: Potencia sísmica del terremoto del Valdivia 1960 en L95.

La sismicidad, así como el *slip* del terremoto de Valdivia 1960 en el modelo T20, puede observarse en la figura 6.50.

Las isothermas de ~ 150 , ~ 280 , ~ 220 , ~ 220 y 200°C se ubican en quiebres importantes en VD2, VD3, VD4, VD5 y VD6 respectivamente. Siempre muy cercanas a la temperatura que marca el 10% de la sismicidad, a excepción de VD3, en donde el quiebre se acerca bastante al Moho. Hacia profundidad la sismicidad desaparece con el fin del *megathrust* modelado, solo leves quiebres se podrían distinguir en VD4, VD5 y VD6 a los ~ 350 , ~ 270 y $\sim 260^\circ\text{C}$ respectivamente, todos cercanos a la isoterma que marca el 90% de la sismicidad. En VD5 y VD6, el Moho se localiza a mayor temperatura que los posibles límites *downdips*.



Descripción de la figura en la página siguiente.

Figura 6.50: Control termal de T20 en la sismicidad de la Cordillera Patagónica. En el mapa se destacan con líneas negras continuas las isothermas de 100 y 450°C, mientras que las líneas punteadas representan las isothermas de 150 y 350°C. Las curvas concéntricas representan el *slip* del terremoto de Valdivia 1960 (Moreno & otros, 2009), comienzan en 1 m y poseen una equidistancia de 4 m. El epicentro de este evento se localiza en el segmento Cordillera Principal. La línea azul corresponde a la ubicación del Moho, tanto en el mapa como en los histogramas. En estos últimos, el Moho es representado con la temperatura promedio que recorre en el segmento

Como es de esperar, el análisis de la distribución de la potencia sísmica en el modelo T20 para el terremoto de Valdivia (figura 6.51), no ofrece la visibilidad de isothermas que podrían actuar como barreras térmicas.

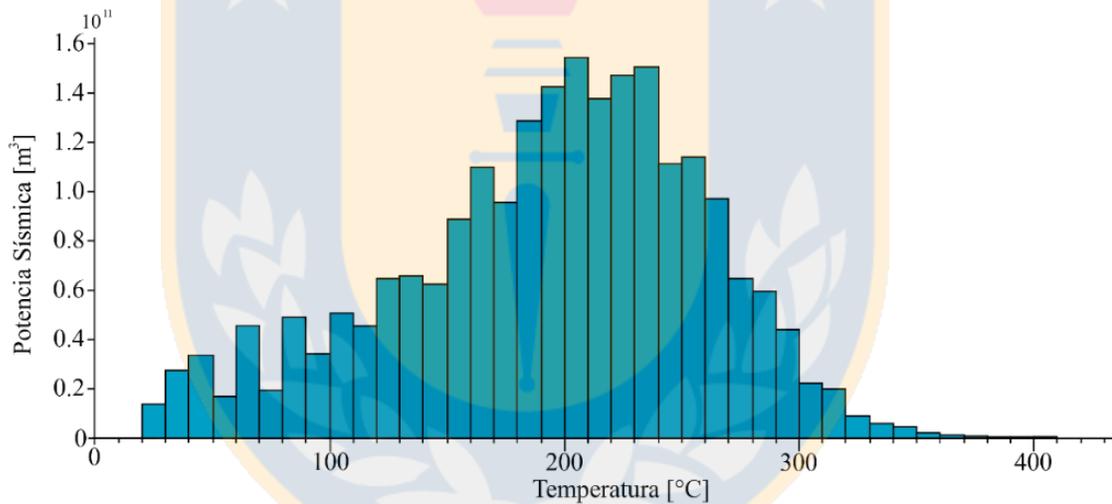


Figura 6.51: Potencia sísmica del terremoto del Valdivia 1960 en L95.

Para la totalidad de la Cordillera Patagónica, el modelo L95 (figura 6.52 a) evidencia un aumento de la sismicidad a los $\sim 190^{\circ}\text{C}$, levemente inferior del límite del 10%, mientras que el quiebre que marcaría un límite *downdip* se observa a los $\sim 350^{\circ}\text{C}$, cercano al Moho. Estas mismas isothermas son observables en el modelo T20 (figura 6.52 b), solo que esta vez son bastante más cercanas a las temperaturas que marcar el 10% y 90% respectivamente.

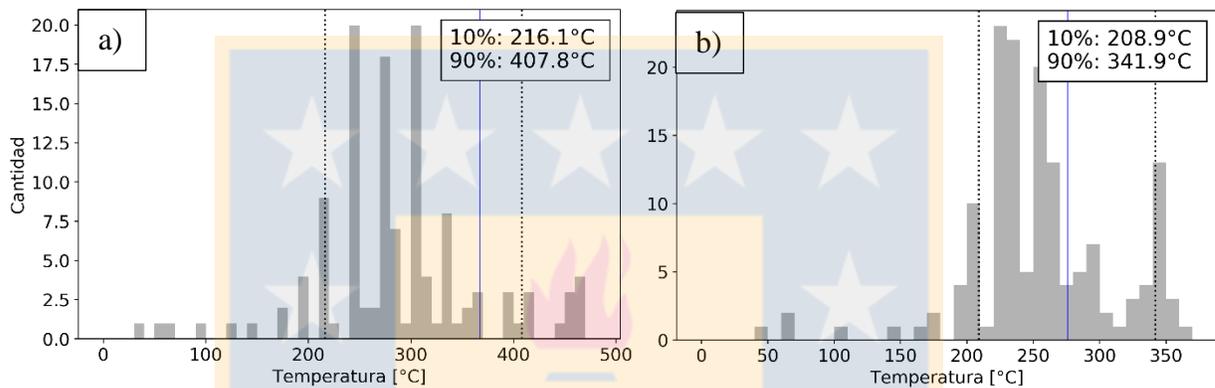


Figura 6.52: Distribución de la sismicidad en la Cordillera Patagónica. a) modelo L95 y b) modelo T20. La línea azul corresponde a la temperatura promedio que recorre el Moho en este segmento.

6.5 RESUMEN

Es este subcapítulo se expone el resumen de las isotermas propuestas como límites *updip* y *downdip* a partir del análisis en detalle realizado en las secciones 6.3 y 6.4.

La tabla 6.1 ofrece el resumen de las barreras termales para la totalidad del margen continental chileno y para la segmentación de primer orden en ambos modelos.

Tabla 6.1: Tabla resumen límites termales segmentación primer orden y total

	L95		T20	
	<i>Updip</i> [°C]	<i>Downdip</i> [°C]	<i>Updip</i> [°C]	<i>Downdip</i> [°C]
Total	80-130	420	100	260
A. Centrales	100	410	100-150	260
A. Del Sur	80-130	430	80-120	270

El mismo resumen puede observarse para la segmentación de segundo orden en la tabla 6.2. El análisis a esta escala no considera el efecto de la potencia sísmica de ningún terremoto, aunque hay que tener en cuenta que el terremoto del Maule 2010 abarca casi la totalidad de la Cordillera Principal y el Terremoto de Valdivia a la totalidad de la Cordillera Patagónica, por lo que los límites *updip* y *downdip* en estas zonas puede ser engañoso.

Tabla 6.2: Tabla resumen límites termales segmentación segundo orden

	L95		T20	
	<i>Updip</i> [°C]	<i>Downdip</i> [°C]	<i>Updip</i> [°C]	<i>Downdip</i> [°C]
Altiplano	90	-	100	250
Puna	90	450	90	-
Frontal	100-150	351.5	150	250
Principal	80-130	430	110-120	270
Patagónica	190	340	190	350

Tanto para L95 y T20, en los Andes del Sur los límites *updip* y *downdip* están altamente subordinados al comportamiento de la Cordillera Principal (ver tabla 6.2), debido a que el otro segmento (Cordillera Patagónica) presenta muy poca sismicidad, teniendo muy poco peso al analizar a los Andes del Sur en su totalidad. Algo similar ocurre en los Andes Centrales, con la abundante sismicidad de la Cordillera Frontal (ver tabla 6.2), pero con un efecto menor.

La tabla 6.3 muestra el resumen de las temperaturas que actúan como límites *updip* y *downdip* para los segmentos de tercer orden. Al norte, dichas isotermas se pueden distinguir con mayor claridad, sin embargo, se hace complicado en aquellos segmentos que han sufrido grandes eventos. Esto es debido a que terremotos de gran magnitud son capaces de romper más allá de las barreras que contienen a eventos más pequeños; como I1 (exceptuando el modelo T20) con el terremoto de Iquique 2014, VP1 con el terremoto de Illapel 2015, M1, M2 y M3 con Maule 2010 y de VD1 a VD6 con el terremoto de Valdivia 1960. Por otro lado, también hay que destacar que el *slip* cosísmico de eventos de magnitud moderada, como Tocopilla 2007 y Antofagasta 1995, se distribuye de buena manera entre las barreras termales resultante del análisis de la sismicidad.

Tabla 6.3: Tabla resumen límites termales segmentación tercer orden

	L95		T20	
	<i>Updip</i> [°C]	<i>Downdip</i> [°C]	<i>Updip</i> [°C]	<i>Downdip</i> [°C]
NN1	160	-	150	-
I1	-	-	-	250
I2	70	-	100	250
I3	130	400	150	240
A1	90	450-480	90	-
C1	90	450	90	-
C2	100	429.7	110	248.6
VP1	-	-	-	-
VP2	100-150	349.4	140	231
VP3	100	-	110	250
M1	-	-	-	-
M2	-	-	-	-
M3	-	-	-	-
VD1	-	-	-	250
VD2	-	-	-	-
VD3	-	-	-	-
VD4	-	-	-	-
VD5	-	-	-	-
VD6	-	-	-	-

7 CONCLUSIONES

De acuerdo a la base de datos de mediciones de flujo de calor, los valores razonables de estrés de cizalle para un margen de subducción como el chileno, deben oscilar entre los 15 y 25 MPa si se considera como una variable constante, y difícilmente alcancen valores de 100 MPa, tal como se ha propuesto en otras partes del mundo (Kao & Chen, 1991; Molnar & England, 1990). Por su lado, si se examina un estrés de cizalle variable y se considera a la razón de presión de poros como un valor constante de la cual depende, esta última debe tener valores entre 0.94 y 0.96 lo que refleja una abundancia de fluidos en el *megathrust* chileno.

Los modelos son altamente sensibles a variaciones en la conductividad termal de la corteza continental (k_c) y a los valores de estrés de cizalle, sobre todo cuando este depende de la razón de presión de poros (λ).

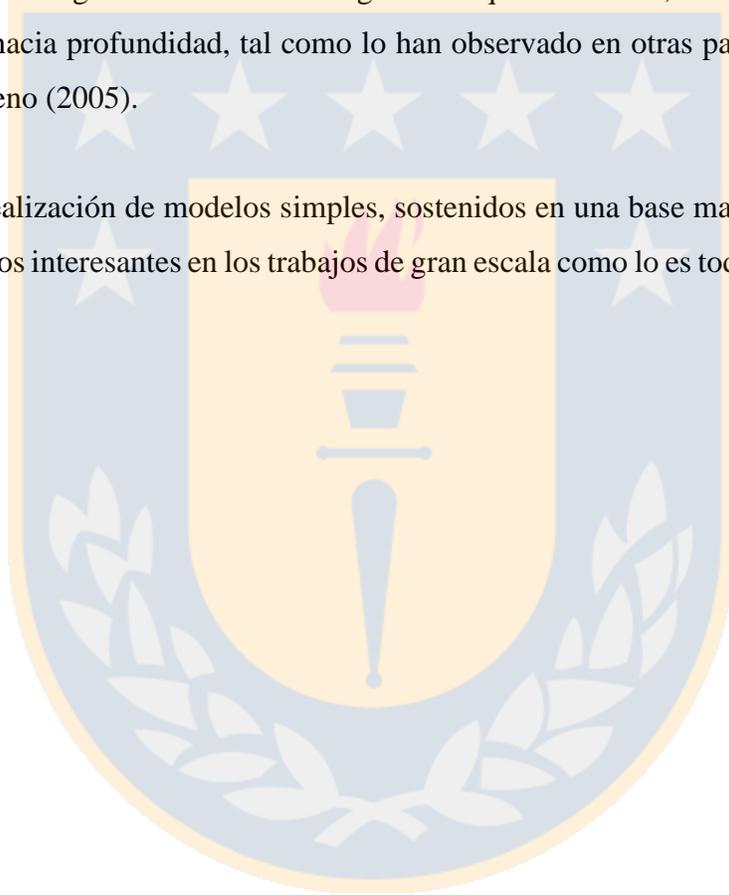
Se definen temperaturas que actúan como barreras sísmicas en cada modelo, sin adentrarse en el proceso físico hay detrás de ellas. Para L95, el límite *updip* oscila entre los 70 a 160°C, siendo los segmentos I2 y NN1 los representantes de estos extremos, y otras zonas alejadas de este rango como la Cordillera Patagónica (~190°C). Los límites *downdips* oscilan en un mayor rango que va desde los 340 a 450°C, con A1 como la única excepción en donde dicho límite podría extenderse hasta los 480°C. Por su parte, el modelo T20 evidencia una zona sismogénica más estrecha termalmente hablando. Sus límites *updips* van de los 90 a 150°C, mientras los *downdips* oscilan entre los 230 a 270°C. Nuevamente la Cordillera Patagónica es la excepción con 190 y 350°C para cada límite respectivamente.

Incluir la distribución de la potencia sísmica de grandes terremotos no ayuda a esclarecer la determinación de los límites *updip* y *downdip*, debido a que eventos de tal magnitud rompen más allá de la zona sismogénica, en secciones que presentan una estabilidad condicional. Esto afecta mayormente al trabajar con la segmentación de tercer orden. Sin embargo, al trabajar con la segmentación de segundo orden y considerando solamente la sismicidad “periódica”, tales límites se pueden ver con mayor claridad. Tal impedimento no se observa con eventos de mediana magnitud, es más, su *slip* cosísmico se restringe a los límites termales deducidos a partir de la sismicidad “periódica”.

Es común observar los mayores *peaks* de sismicidad posterior a las isotermas que marcan el límite *updip*.

No es claro el rol que juega el Moho en el margen continental chileno. A veces, en conjunto con el límite *updip* controlan la zona de mayor sismicidad, en ocasiones actúa como límite *updip*, incluso a veces coincide con los mayores *peaks* de sismicidad o hipocentros de grandes terremotos, y también se ubica en lugares sin relevancia alguna. Lo que sí es claro, es su nula acción como una barrera sísmica hacia profundidad, tal como lo han observado en otras partes del mundo Hino & otros (1996) y Seno (2005).

Finalmente, la realización de modelos simples, sostenidos en una base matemática sólida, pueden entregar resultados interesantes en los trabajos de gran escala como lo es todo el margen continental chileno.



8 REFERENCIAS

- Abers G. A., van Keken P. E., Kneller E. A., Ferris A. & Stachnik J. C. 2006. The thermal structure of subduction zones constrained by seismic imaging: Implications for slab deshydration and wedge flow. *Earth and Planetary Science Letters*, 387-397.
- Bassett D. & Watts A. 2015a. Gravity anomalies, crustal structure, and seismicity at subduction zones: 1.Seafloor roughness and subducting relief. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 16(5), 1508-1540.
- Bassett D. & Watts A. 2015b. Gravity anomalies, crustal structure, and seismicity at subduction zones: 2.Interrelationships between fore-arc structure and seismogenic behavior. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 16(5), 1541-1576.
- Bassett D., Sandwell D., Fialko Y. & Watts A. 2016. Upper-plate controls on co-seismic slip in the 2011 magnitude 9.0 Tohoku-oki earthquake. *Nature*, 531(7592), 92-96.
- Bedford J. D., Faulkner D. R., Allen M. J. & Hirose T. 2021. The stabilizing effect of high pore-fluid pressure along subduction megathrust faults: Evidence from friction experiments on accretionary sediments from the Nankai Trough. *Earth and Planetary Science Letters*, 574.
- Bilek S. 2010. Invited review paper: Seismicity along the South American subduction zone: Review of large earthquakes, tsunamis, and subduction zone complexity. *Tectonophysics*, 495(1-2), 2-14.
- Brace W. F. & Kohlstedt D. L. 1980. Limits on Lithospheric Stress Imposed by Laboratory Experiments. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 85(B11), 6248-6252.
- Byerlee J. 1978. Friction of rocks. *Rock friction and earthquake prediction*, 116, 615-626.
- Byrne D. E., Davis D. M. & Sykes L. R. 1988. Loci and maximum size of thrust earthquakes and the mechanics of the shallow region of subduction zones. *Tectonics*, 7(4), 833-857.
- Cammarano F. & Guerri M. 2017. Global thermal models of the lithosphere. *Geophysical Journal International*, 210(1), 56-72.
- Carrasco S., Ruiz J. A., Contreras-Reyes E. & Ortega-Culaciati F. 2019. Shallow intraplate seismicity related to the Illapel 2015 Mw 8.4 earthquake: implications from the seismic source. *Tectonophysics*, 766, 205-218.
- Chapman D. S. 1986. Thermal gradients in the continental crust. *Geological Society, London, Special Publications*, 24(1), 63-70.

- Charrier R., Pinto L. & Rodríguez M. P. 2007. Tectonostratigraphic evolution of the Andean orogen in Chile. En T. Moreno, & W. Gibbons, *The geology of Chile* (págs. 21-114). Londres, Reino Unido: The geological society.
- Cifuentes I. L. 1989. The 1960 Chilean earthquakes. *Journal of Geophysical Research*, 94(B1), 665-680.
- Comte D. & Pardo M. 1991. Reappraisal of great historical earthquakes in the northern Chile and southern Peru seismic gaps. *Natural Hazards*, 4, 23-44.
- Cubas N., Avouac J.-P., Souloumiac P. & Leroy Y. 2013. Megathrust friction determined from mechanical analysis of the forearc in the Maule earthquake area. *Earth and Planetary Science Letters*, 381, 92-103.
- Currie C. A., Hyndman R. D., Wang K. & Kostoglodov V. 2002. Thermal models of the Mexico subduction zone: Implications for the megathrust seismogenic zone. *Journal of Geophysical Research*, 107(B12).
- Dahlen F. A. 1984. Noncohesive critical coulomb wedges: an exact solution. *Journal of Geophysical Research*, 89(B12), 10125-10133.
- Dahlen F. A., Supper J. & Davis D. 1984. Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges cohesive coulomb theory. *Journal of Geophysical Research*, 89(B12), 10087-10101.
- Dalton C. A., Langmuir C. H. & Gale A. 2014. Geophysical and geochemical evidence for deep temperature variations beneath mid-ocean ridges. *Science*, 344(6179), 80-83.
- Davis D., Suppe J. & Dahlen F. 1983. Mechanics of Fold-and-Thrust Belts and Accretionary Wedges. *Journal of Geophysical Research*, 88(B2), 1153-1172.
- del Rey A., Deckart K., Arriagada C. & Martínez F. 2016. Resolving the paradigm of the late Paleozoic–Triassic Chilean magmatism: Isotopic approach. *Gondwana Research*, 37, 172-181.
- England P. 2018. On shear stresses, temperatures, and the maximum magnitudes of earthquakes at convergent plate boundaries. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123, 7165-7202.
- England P. C. & Katz R. F. 2010. Melting above the anhydrous solidus controls the location of volcanic arcs. *Nature*, 467(7316), 700-703.

- England P. & Wilkins C. 2004. A simple analytical approximation to the temperature structure in subduction zones. *Geophysical Journal International*, 159(3), 1138-1154.
- Förster A., Fuchs S., Förster H.-J. & Norden B. 2021. Ambiguity of crustal geotherms: A thermal-conductivity perspective. *Geothermics*, 89.
- Fujii Y. & Satake K. 2013. Slip distribution and seismic moment of the 2010 and 1960 Chilean earthquakes inferred from tsunami waveforms and coastal geodetic data. *Pure and Applied Geophysics*, 170, 1493-1509.
- Ganguly N., Spence G., Chapman N. R. & Hyndman R. D. 2000. Heat flow variations from bottom simulating reflectors on the Cascadia margin. *Marine Geology*, 164, 53-68.
- Grevemeyer I., Diaz-Naveas J. L., Ranero C. R., Villinger H. W. & Ocean Drilling Program Leg 202 Scientific Party. 2003. Heat flow over the descending Nazca plate in central Chile, 32°S to 41°S: observations from ODP Leg 202 and the occurrence of natural gas hydrates. *Earth and Planetary Science Letters*, 213, 285-298.
- Grevemeyer I., Kaul N. & Diaz-Naveas L. 2006. Geothermal evidence for fluid flow through the gas hydrate stability field off Central Chile—transient flow related to large subduction zone earthquakes? *Geophysical Journal International*, 166(1), 461-468.
- Hall P. S. 2012. On the thermal evolution of the mantle wedge at subduction zones. (M. Jellinek, Ed.) *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 9-27.
- Hayes G. P. 2017. The finite, kinematic rupture properties of great-sized earthquakes since 1990. *Earth and Planetary Science Letters*, 468, 94-100.
- Hayes G. P., Moore G. L., Portner D. E., Hearne M., Flamme H., Furtney M. & Smoczyk G. M. 2018. Slab2, a comprehensive subduction zone geometry model. *Science*, 362(6410), 58-61.
- Hayes G. P., Wald D. J. & Johnson R. L. 2012. Slab1.0: A three-dimensional model of global subduction zone geometries. *Journal of Geophysical Research*, 117, B1.
- Herzberg C., Asimow P. D., Arndt N., Niu Y., Leshner C., Fitton J. G., Cheadle M. J. & Saunders A. D. 2007. Temperatures in ambient mantle and plumes: Constraints from basalts, picrites, and komatiites. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 8(2).

- Hino R., Ito S., Shiobara H., Shimamura H., Sato T., Kanazawa T., Kasahara J. & Hasegawa A. 2000. Aftershock distribution of the 1994 Sanriku-oki earthquake (Mw 7.7) revealed by ocean bottom seismographic observation. *Journal of Geophysical Research*, 105(B9), 21697-21710.
- Hino R., Kanazawa T. & Hasegawa A. 1996. Interplate seismic activity near the northern Japan Trench deduced from ocean bottom and land-based seismic observations. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 93, 37-52.
- Hobbs B. E., Ord A. & Teyssier C. 1986. Earthquakes in the ductile regime? *Pure and Applied Geophysics*, 124(1-2), 309-336.
- Hyndman R. D. 2007. 2. The seismogenic zone of subduction thrust faults. En T. H. Dixon, & J. C. Moore, *The seismogenic zone of subduction thrust faults* (págs. 15-40). Columbia University Press.
- Hyndman R. D. 2013. Downdip landward limit of Cascadia great earthquake rupture. *Journal of Geophysical Research*, 118, 5530-5549.
- Hyndman R. D. & Wang K. 1993. Thermal constraints on the zone of major thrust earthquake failure: The Cascadia subduction zone. *Journal of Geophysical Research*, 98(B2), 2039-2060.
- Hyndman R. D., Wang K. & Yamano M. 1995. Thermal constraints on the seismogenic portion of the southwestern Japan subduction thrust. *Journal of Geophysical Research*, 100(B8), 15373-15392.
- Hyndman R. D., Yamano M. & Oleskevich D. A. 1997. The seismogenic zone of subduction thrust faults. *Island Arc*, 6(3), 244-260.
- Ito K. 1999. Seismogenic layer, reflective lower crust, surface heat flow and large inland earthquakes. *Tectonophysics*, 306(3-4), 423-433.
- Jara-Muñoz J., Melnick D., Brill D. & Strecker M. 2015. Segmentation of the 2010 Maule Chile earthquake rupture from a joint analysis of uplifted marine terraces and seismic-cycle deformation patterns. *Quaternary Science Reviews*, 113, 171-192.
- Kao H. & Chen W.-P. 1991. Earthquakes along the Ryukyu-Kyushu arc: strain segmentation, lateral compression, and the thermomechanical state of the plate interface. *Journal of Geophysical Research*, 96(B13), 21443-21485.

- Kelleher J. A. 1972. Rupture zones of large south American earthquakes and some predictions. *Journal of Geophysical Research*, 77(11), 2087-2103.
- Kendrick E., Bevis M., Smalley Jr. R., Brooks B., Barriga Vargas R., Lauría E. & Souto Fortes L. P. 2003. The Nazca–South America Euler vector and its rate of change. *Journal of South America Earth Science*, 16, 125-131.
- Kirby S. H. 1980. Tectonic stresses in the lithosphere: Constrains provided by the experimental deformation of rocks. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 85(B11), 6353-6363.
- Klingelhoefer F., Gutscher M.-A., Ladage S., Dessa J.-X., Graindorge D., Franke D., André C., Permana H., Yudistira T. & Chauhan A. 2010. Limits of the seismogenic zone in the epicentral region of the 26 December 2004 great Sumatra-Andaman earthquake: Results from seismic refraction and wide-angle reflection surveys and thermal modeling. *Journal of Geophysical Research*, 115(B1).
- Klotz J., Abolghasem A., Khazaradze G., Heinze B., Vietor T., Hackney R., Bataille K., Maturana R., Viramonte J. & Perdomo R. 2006. Long-term signals in the present-day deformation field of the central and southern Andes and constraints on the viscosity of the earth's upper mantle. *The Andes*, 65-89.
- Lamb S. 2006. Shear stresses on megathrusts: Implications for mountain building behind subduction zones. *Journal of Geophysical Research*, 111(B7). doi:10.1029/2005JB003916
- Lamb S. & Davis P. 2003. Cenozoic climate change as a possible cause for the rise of the Andes. *Nature*, 425, 792-797.
- Lay T., Kanamori H., Ammon C., Koper K., Hutko A., Ye L., Yue H. & Rushing T. 2012. Depth-varying rupture properties of subduction zone megathrust faults. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(B4).
- Lay T., Yue H., Brodsky E. E. & An C. 2014. The 1 April 2014 Iquique, Chile, Mw 8.1 earthquake rupture sequence. *Geophysical Research Letters*, 41, 3818-3825.
- Maksymowicz A., Tréhu A. M., Contreras-Reyes E. & Ruiz S. 2015. Density-depth model of the continental wedge at the maximum slip segment of the Maule Mw 8.8 megathrust earthquake. *Earth and Planetary Science Letters*, 409, 265-277.
- McCaffrey R. 2008. Global frequency of magnitude 9 earthquakes. *Geology*, 36(3), 263-266.
- McKenzie D. P. 1969. Speculations on the consequences and cause of plate motions. *Geophysical Journal International*, 18(1), 1-32.

- McKenzie D., Jackson J. & Priestley K. 2005. Thermal structure of oceanic and continental lithosphere. *Earth and Planetary Science Letters*, 233, 337-349.
- Melgar D., Fan W., Riquelme S., Geng J., Liang C., Fuentes M., Vargas G., Allen R., Shearer P. & Fielding, E. 2016. Slip segmentation and slow rupture to the trench during the 2015, Mw8.3 Illapel, Chile earthquake. *Geophysical Research Letters*, 43, 961-966.
- Molina D., Tassara A., Abarca R., Melnick D. & Madella A. 2021. Frictional segmentation of the Chilean megathrust from a multivariate analysis of geophysical, geological, and geodetic data. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(6).
- Molnar P. & England P. 1990. Temperatures, heat flux, and frictional stress near major thrust faults. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 95(B4), 4833-4856.
- Moore J. C. & Saffer D. 2001. Updip limit of the seismogenic zone beneath the accretionary prism of southwest Japan: An effect of diagenetic to low-grade metamorphic processes and increasing effective stress. *Geology*, 29(2), 183-186.
- Moreno M. S., Bolte J., Klotz J. & Melnick D. 2009. Impact of megathrust geometry on inversion of coseismic slip from geodetic data: Application to the 1960 Chile earthquake. *Geophysical Research Letters*, 36(L16).
- Moreno M., Melnick D., Rosenau M., Baez J., Klotz J., Oncken O., Tassara A., Chen J., Bataille K., Bevis M., Socquet A., Bolte J., Vigny C., Brooks B., Ryder I., Grund V., Smalley B., Carrizo D., Bartsch M. & Hase, H. 2012. Toward understanding tectonic control on the Mw 8.8 2010 Maule Chile earthquake. *Earth and Planetary Science Letters*, 152-165.
- Moreno M., Rosenau M. & Oncken O. 2010. 2010 Maule earthquake slip correlates with pre-seismic locking of Andean subduction zone. *Nature*, 467(7312), 198-202.
- Motagh M., Schurr B., Anderssohn J., Cailleau B., Walter T. R., Wang R. & Villotte J.-P. 2010. Subduction earthquake deformation associated with 14 November 2007, Mw 7.8 Tocopilla earthquake in Chile: Results from InSAR and aftershocks. (60-68, Ed.) *Tectonophysics*, 490.
- Mpodozis C. & Ramos V. 1990. The Andes of Chile and Argentina. En G. E. Ericksen, M. T. Cañas Pinochet, & J. A. Reinemund, *Geology of the Andes and its relation to hydrocarbon and mineral resources* (págs. 59-90). Houston, Texas, EEUU: Circum-Pacific Council for Energy and Minerals Resources.

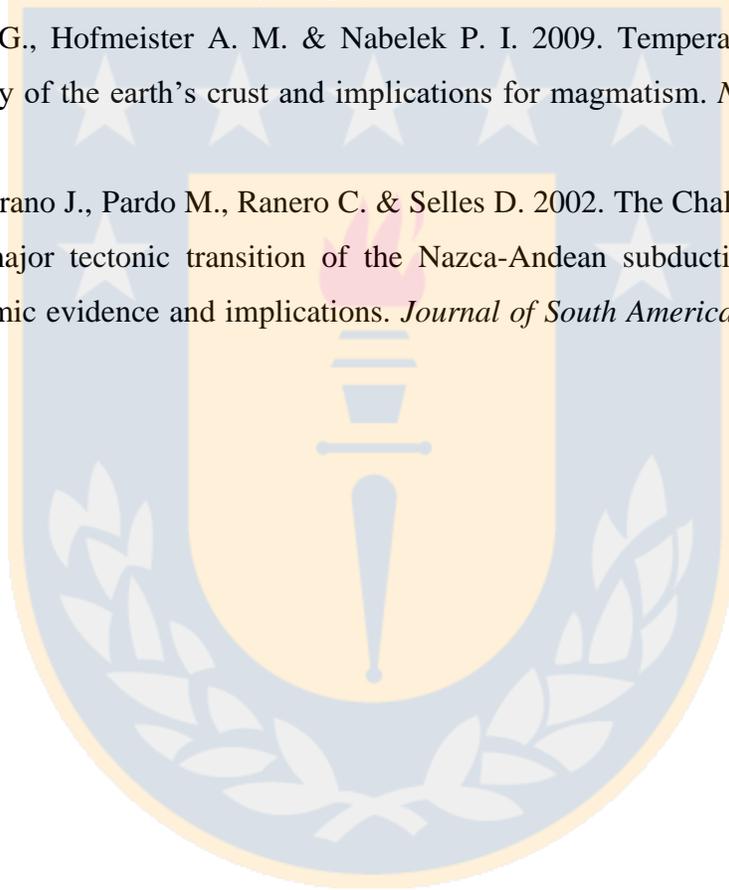
- Müller R. D., Zahirovic S., Williams S. E., Cannon J., Seton M., Bower D. J., Tetley M., Heine C., Breton E., Liu S., Russell S., Yang T., Leonard J. & Gurnis, M. 2019. A global plate model including lithospheric deformation along major rift and orogens since the Triassic. *Tectonics*, 38, 1884-1907.
- Nabelek P. I., Hofmeister A. M. & Whittington A. G. 2012. The influence of temperature-dependent thermal diffusivity on the conductive cooling rates of plutons and temperature-time paths in contact aureoles. *Earth and Planetary Science Letters*, 157-164.
- Nabelek P. I., Whittington A. G. & Hofmeister A. M. 2010. Strain heating as a mechanism for partial melting and ultrahigh temperature metamorphism in convergent orogens: Implications of temperature-dependent thermal diffusivity and rheology. *Journal of Geophysical Research*, 115(B12).
- Oleskevich D. A., Hyndman R. D. & Wang K. 1999. The updip and downdip limits to great subduction earthquakes: Thermal and structural models of Cascadia, South Alaska, SW Japan and Chile. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 104(B7), 14965-14991.
- Oliveros V., González J., Espinoza Vargas M., Vásquez P., Rossel P., Creixell C., Sepúlveda F. & Bastias, F. 2018. The early stages of the magmatic arc in the southern central Andes. *The Evolution of the Chilean-Argentinian Andes*, 165-190.
- Pacheco J. & Sykes L. 1992. Seismic moment catalog of large shallow earthquakes, 1900 to 1989. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 82(3), 1306-1349.
- Peacock S. M. 2020. Advances in the thermal and petrologic modeling of subduction zones. *Geosphere*, 16(4), 936-952.
- Peacock S. M. & Wang K. 1999. Seismic consequences of warm versus cool subduction metamorphism: examples from southwest and northeast Japan. *Science*, 286(5441), 937-939. doi:10.1126/science.286.5441.937
- Ramos V. A. 1999. Rasgos estructurales del territorio argentino. *Geología Argentina*, 29, págs. 715-784.
- Ramos V. A., Jordan T. E., Allmendinger R. W., Kay S. M., Cortés J. M. & Palma M. A. 1984. Chilenia: un terreno alóctono en la evolución Paleozoica de los Andes Centrales. *Congreso Geológico Argentino*, 9, págs. 84-106.

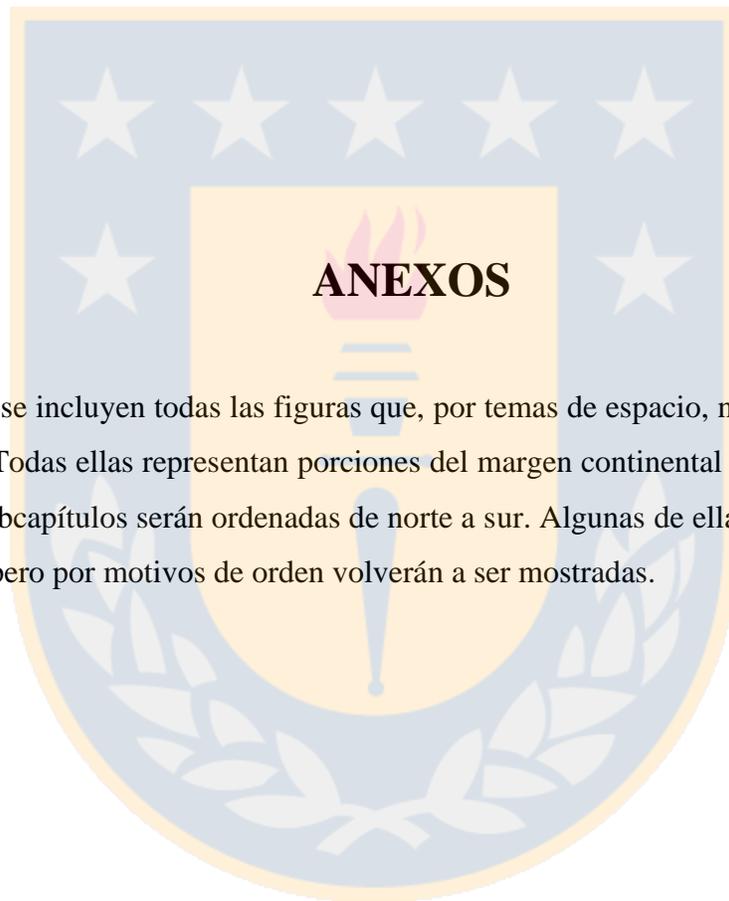
- Ranero C. R., Grevemeyer I., Sahling H., Barckhausen U., Hensen C., Wallman K., Weinrebe W., Vannucchi P., von Huene R. & McIntosh K. 2008. Hydrogeological system of erosional convergent margins and its influence on tectonics and interplate seismogenesis. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 9(3).
- Riuz S. & Madariaga R. 2018. Historical and recent large megathrust earthquakes in Chile. *Tectonophysics*, 733, 37-56.
- Rudnick R. L. & Nyblade A. A. 1999. The thickness and heat production of Archean lithosphere: constraints from xenolith thermobarometry and surface heat flow. *The Geochemical Society, Special Publication*, 6(6), 3-12.
- Ruiz S., Metois M., Fuenzalida A., Ruiz J., Leyton F., Grandin R., Vigny C., Madariaga R. & Campos J. 2014. Intense foreshocks and a slow slip event preceded the 2014 Iquique Mw 8.1 earthquake. *Science*, 345, 1165-1169.
- Saffer D. M. & Marone C. 2003. Comparison of smectite- and illite-rich gouge frictional properties: application to the updip limit of the seismogenic zone along subduction megathrusts. *Earth and Planetary Science Letters*, 215, 219-235.
- Saffer D. M. & Tobin H. J. 2011. Hydrogeology and mechanics of subduction zone forearcs: fluid flow and pore pressure. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 39, 157-186.
- Sarafian E., Gaetani G. A., Hauri E. H. & Sarafian A. R. 2017. Experimental constraints on the damp peridotite solidus and oceanic mantle potential temperature. *Science*, 355(6328), 942-945.
- Savage J. C., Lisowski M. & Prescott W. H. 1991. Strain accumulation in Western Washington. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 96(B9), 14493-14507.
- Schatz J. F. & Simmons G. 1972. Thermal conductivity of earth materials at high temperatures. *Journal of Geophysical Research*, 77(35), 6966-6983.
- Scholz C. H. 1988. The brittle-plastic transition and the depth of seismic faulting. *Geologische Rundschau*, 77(1), 319-328.
- Scholz C. H. 1990. *The mechanics of earthquakes and faulting* (primera ed.). Cambridge, Reino Unido: Cambridge University Press.

- Schurr B., Asch G., Hainzl S., Bedford J., Hoechner A., Palo M., Wang R., Moreno M., Bartsch M., Zhang Y., Oncken O., Tilmann F., Dahm T., Victor P., Barrientos V. & Villote J.-P. 2014. Gradual unlocking of plate boundary controlled initiation of the 2014 Iquique earthquake. *Nature*, 512(7514), 299-302.
- Seno T. 2005. Variation of downdip limit of the seismogenic zone near the Japanese islands: Implications for the serpentinization mechanism of the forearc mantle wedge. *Earth and Planetary Science Letters*, 231, 249-262.
- Shinamoto T., Seno T. & Uyeda S. 1993. A simple rheological framework for comparative subductology. *Relating Geophysical Structures and Processes: The Jeffreys Volume*, 16, 39-52.
- Sibson R. H. 1982. Fault zone models, heat flow, and the depth distribution of earthquakes in the continental crust of the united states. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72(1), 151-163.
- Sibson R. H. 1984. Roughness at the base of the seismogenic zone: contributing factors. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 89(B7), 5791-5799.
- Stein C. A. & Stein S. 1992. A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age. *Nature*, 359(6391), 123-129.
- Strehlau J. 1986. A discussion of the depth extent of rupture in large continental earthquakes. *Earthquake Source Mechanics*, 37(6), 147-155.
- Syracuse E. M., vanKeken P. E. & Abers G. A. 2010. The global range of subduction zone thermal models. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 183(1-2), 73-90.
- Tassara A. & Echaurren A. 2012. Anatomy of the Andean subduction zone: three-dimensional density model upgraded and compared against global-scale models. *Geophysical Journal International*, 189, 161-168.
- Tassara A. & Yáñez G. 2003. Relación entre el espesor elástico de la litósfera y la segmentación tectónica del margen andino (15-47°S). *Andean Geology*, 30(2), 159-186.
- Tassara A., Götze H.-J., Schmidt S. & Hackney R. 2006. Three-dimensional density model of the Nazca plate and the Andean continental margin. *Journal of Geophysical Research*, 111(B09). doi:10.1029/2005JB003976
- Tassara A., Julve J., Echeverría Í. & Stotz I. en prep. Upper plate thermal structure and surface heat flow of the Andean subduction margin. *Earth and Planetary Sciences letters*.

- Tichelaar B. W. & Ruff L. J. 1993. Depth of seismic coupling along subduction zones. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 98(B2), 2017-2037.
- Tilmann F., Zhang Y., Moreno M., Saul J., Eckelmann F., Palo M., Deng Z., Babeyko A., Chen K., Baez J., Schurr B., Wang R. & Dahm, T. 2016. The 2015 Illapel earthquake, central Chile: A type case for a characteristic earthquake? *Geophysical Research Letters*, 43, 574-583.
- Torsvik T. H. & Cocks L. 2013. Gondwana from top to base in space and time. *Gondwana Research*, 24, 999-1030.
- Tse S. T. & Rice J. R. 1986. Crustal earthquake instability in relation to the depth variation of frictional slip properties. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 91(B9), 9452-9472.
- Turcotte D. L. & Schubert G. 2014. *Geodynamics* (Vol. III). Cambridge University Press.
- van Keken P. A., Currie C., King S. D., Behn M. D., Cagnioncle A., He J., Katz R., Lin S.-C., Parmentier E., Spiegelman M. & Wang, K. 2008. A community benchmark for subduction zone modeling. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171, 187-197.
- van Keken P. E., Wada I., Sime N. & Abers G. A. 2019. Thermal structure of the forearc in subduction zones: A comparison of methodologies. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 20, 3268-3288.
- Vigny C., Socquet A., Peyrat S., Ruegg J.-C., Metois M., Madariaga R., Morvan S., Lancieri M., Lacassin R., Campos J., Carrizo D., Bejar-Pizarro M., Barrientos S., Armijo R., Aranda C., Valderas-Bermejo M.-C., Ortega I., Bondoux F., Baize S., Lyon-Caen H., Pavez A., Vilotte J. P., Bevis M., Brooks B., Smalley R., Parra H., Baez J.-C., Blanco M., Cimbaro S. & Kendrick E. 2011. The 2010 Mw 8.8 Maule megathrust earthquake of central Chile, monitored by GPS. *Science*, 332, 1417-1421.
- Villar-Muñoz L., Behrmann J. H., Diaz-Navea J., Klaeschen D. & Karstens J. 2014. Heat flow in the southern Chile forearc controlled by large-scale tectonic processes. *Geo-Marine Letters*, 34, 185-198.
- Völker D., Grevemeyer I., Stipp M., Wang K. & He J. 2011. Thermal control of the seismogenic zone of southern central Chile. *Journal of Geophysical Research*, 116(B10).
- Wada I. & Wang K. 2009. Common depth of slab-mantle decoupling: reconciling diversity and uniformity of subduction zones. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 10(10).

- Wada I., Wang K., He J. & Hyndman R. 2008. Weakening of the subduction interface and its effects on surface heat flow, slab dehydration, and mantle wedge serpentinization. *Journal of Geophysical Research*, 113(B4), 15 pp.
- Wang C.-y. 1980. Sediment subduction and frictional sliding in a subduction zone. *Geology*, 8(11), 530-533.
- Wells R. E., Blakely R. J., Sugiyama Y., Scholl D. W. & Dinterman P. A. 2003. Basin-centered asperities in great subduction zone earthquakes: A link between slip, subsidence, and subduction erosion. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 108(B10).
- Whittington A. G., Hofmeister A. M. & Nabelek P. I. 2009. Temperature-dependent thermal diffusivity of the earth's crust and implications for magmatism. *Nature*, 458(7236), 319-321.
- Yañez G., Cembrano J., Pardo M., Ranero C. & Selles D. 2002. The Challenger-Juan Fernández-Maipo major tectonic transition of the Nazca-Andean subduction system at 33-34°S: geodynamic evidence and implications. *Journal of South America Earth Science*, 15, 23-38.





En este capítulo se incluyen todas las figuras que, por temas de espacio, no fueron incluidas en el texto principal. Todas ellas representan porciones del margen continental chileno, por lo tanto, en los siguientes subcapítulos serán ordenadas de norte a sur. Algunas de ellas fueron incluidas en el texto principal, pero por motivos de orden volverán a ser mostradas.

ANEXO 1

A continuación, todos los perfiles, y sus histogramas correspondientes, del porcentaje necesario para ajustar el flujo de calor observado con el calculado al considerar el estrés de cizalle como una constante. Complemento de la sección 5.1.

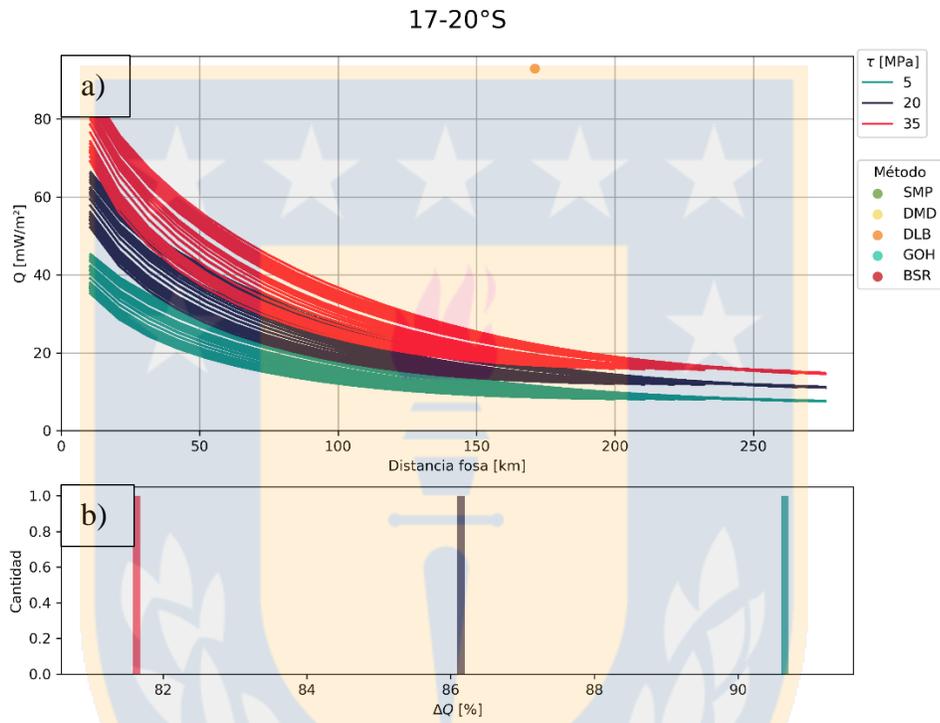


Figura A1.1: Ajuste entre los 17 y 20°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

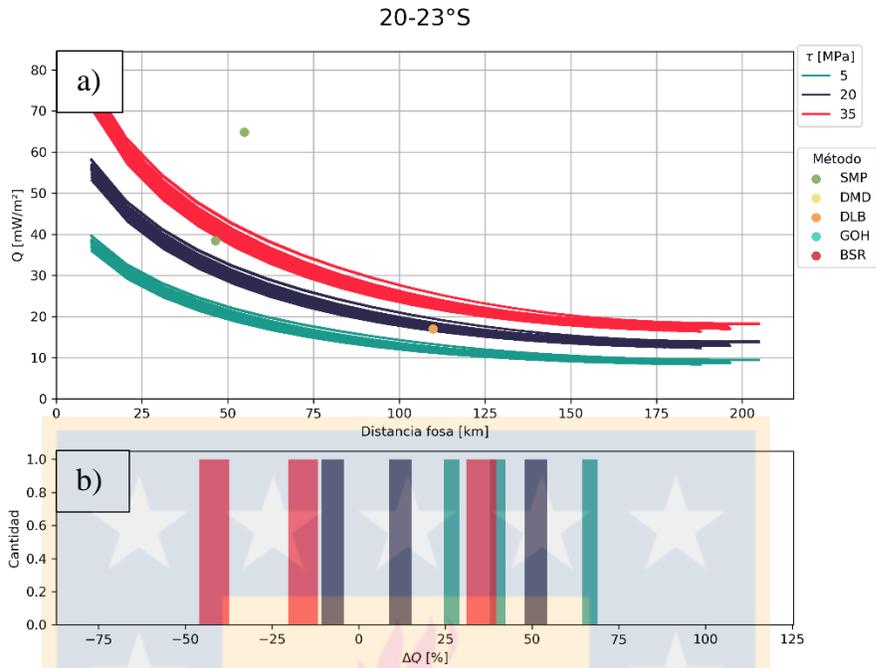


Figura A1.2: Ajuste entre los 20 y 23°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

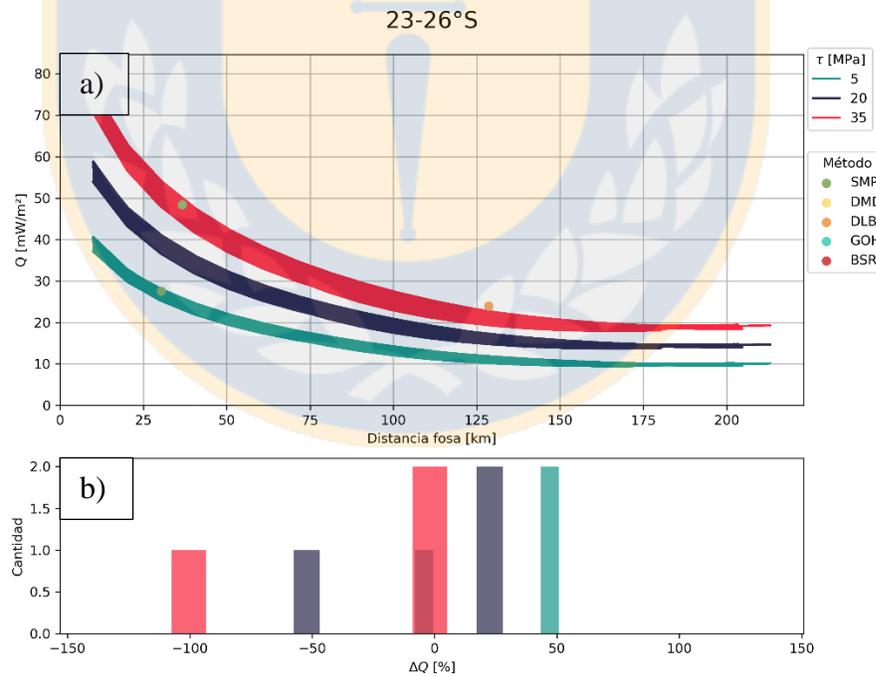


Figura A1.3: Ajuste entre los 23 y 26°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

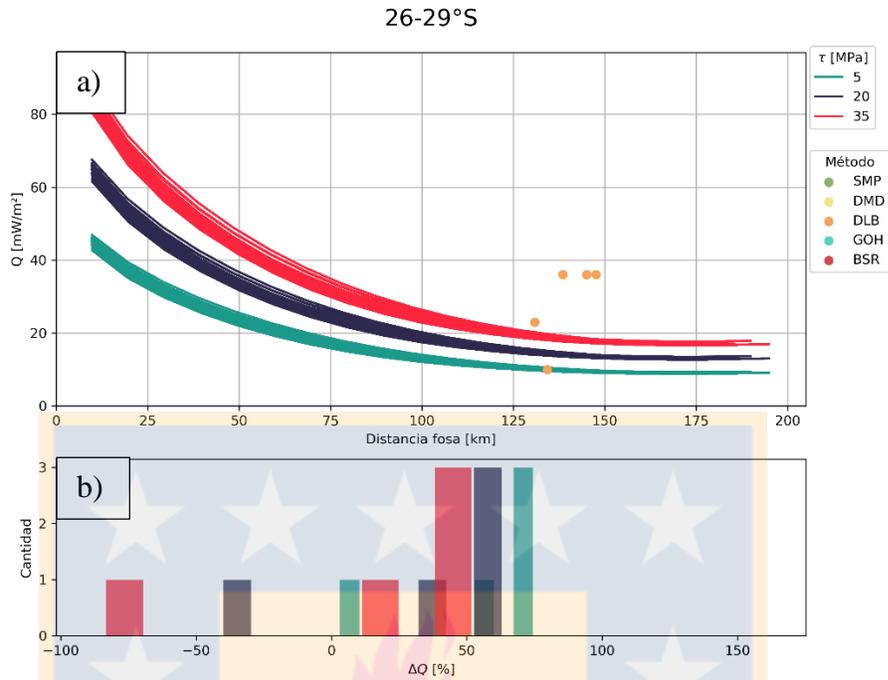


Figura A1.4: Ajuste entre los 26 y 29°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

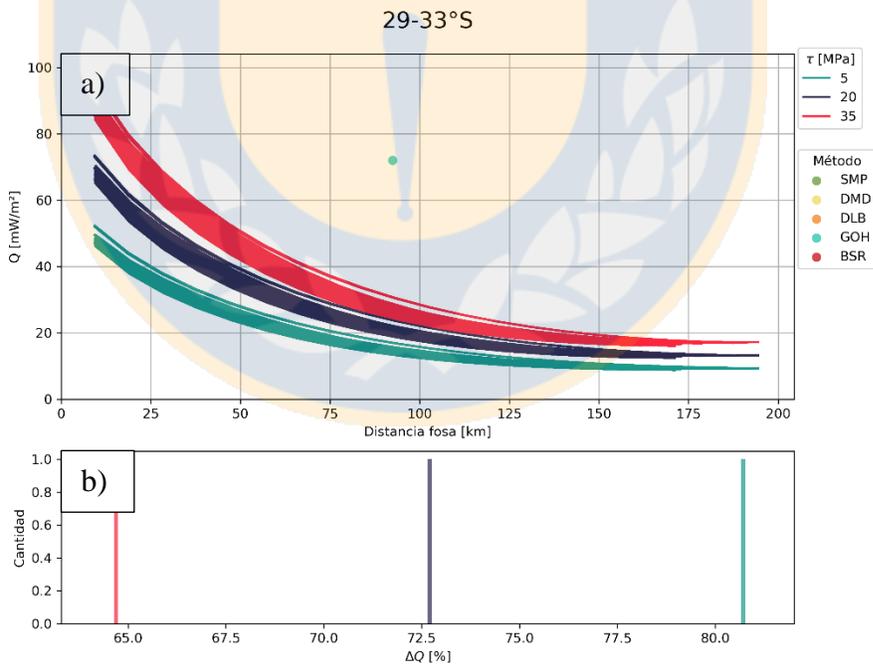


Figura A1.5: Ajuste entre los 29 y 33°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

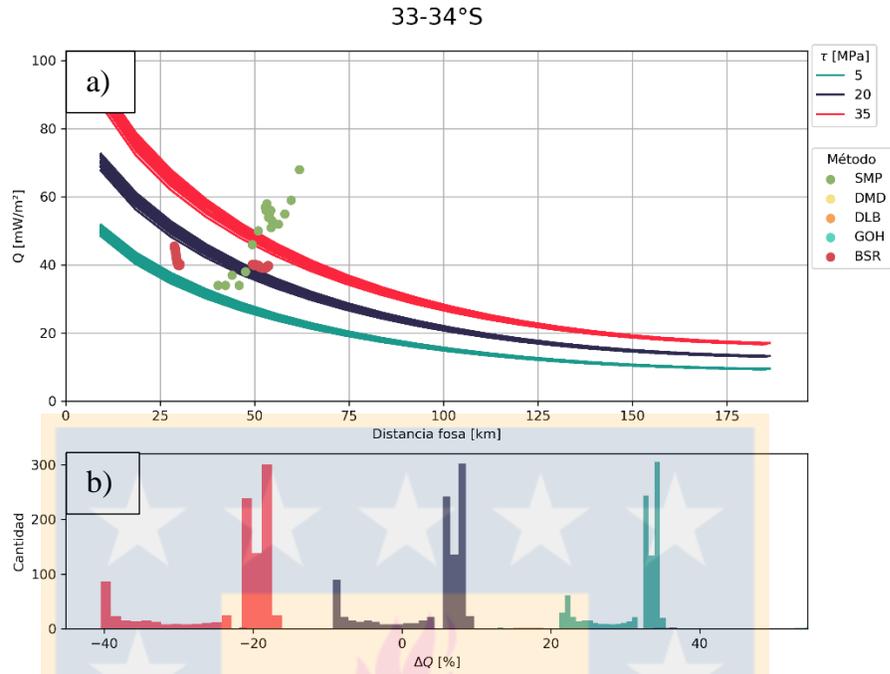


Figura A1.6: Ajuste entre los 33 y 34°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

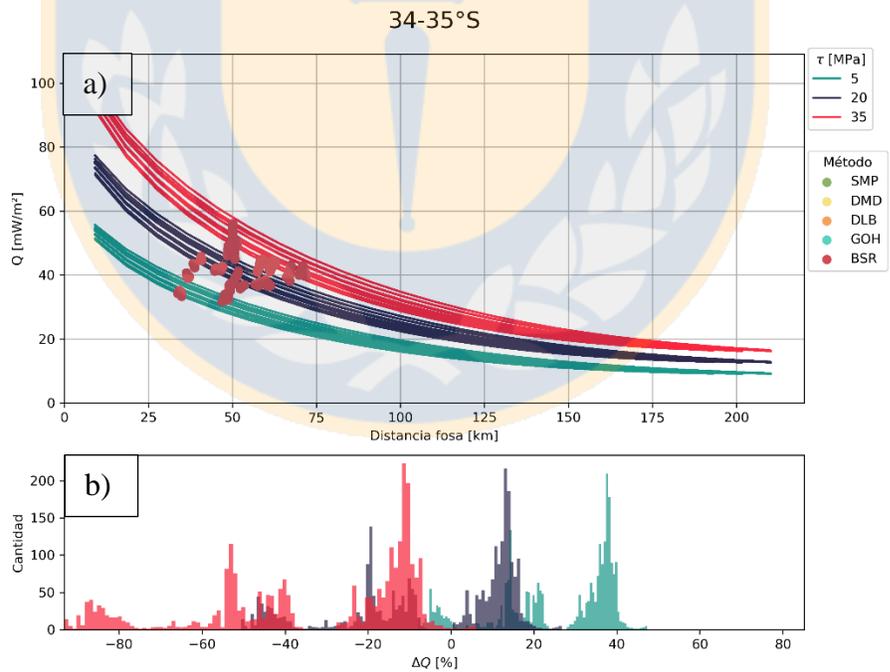


Figura A1.7: Ajuste entre los 34 y 35°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

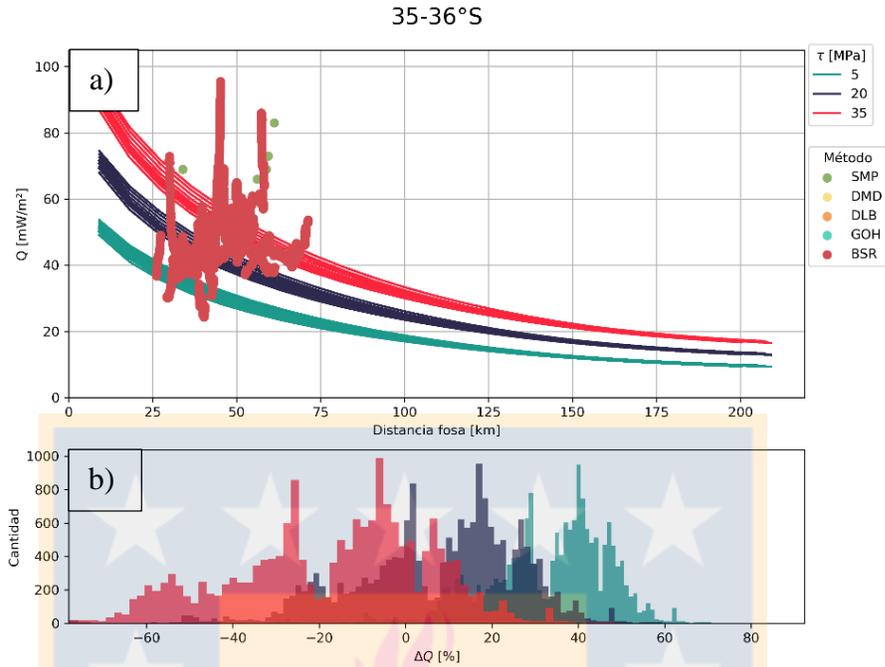


Figura A1.8: Ajuste entre los 35 y 36°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

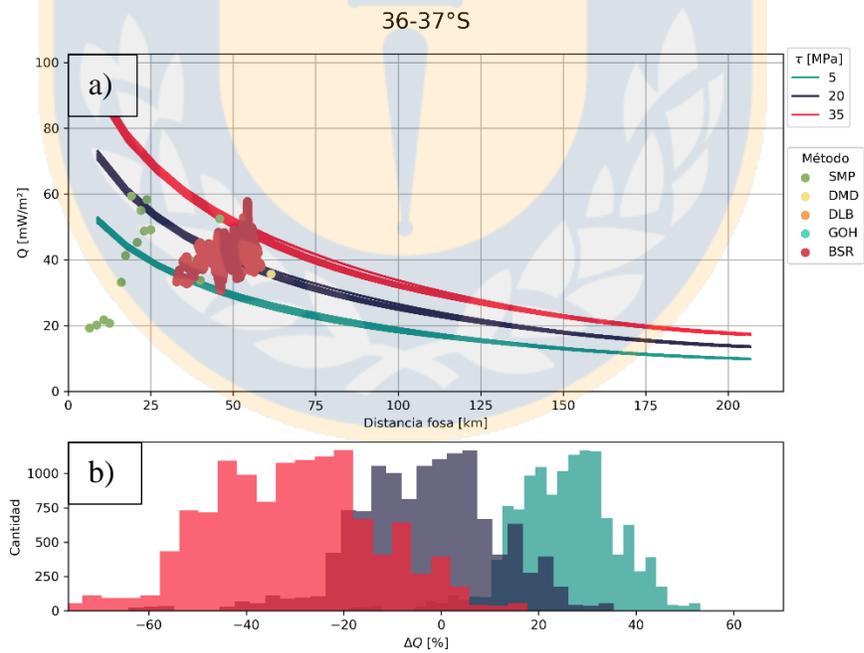


Figura A1.9: Ajuste entre los 36 y 37°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

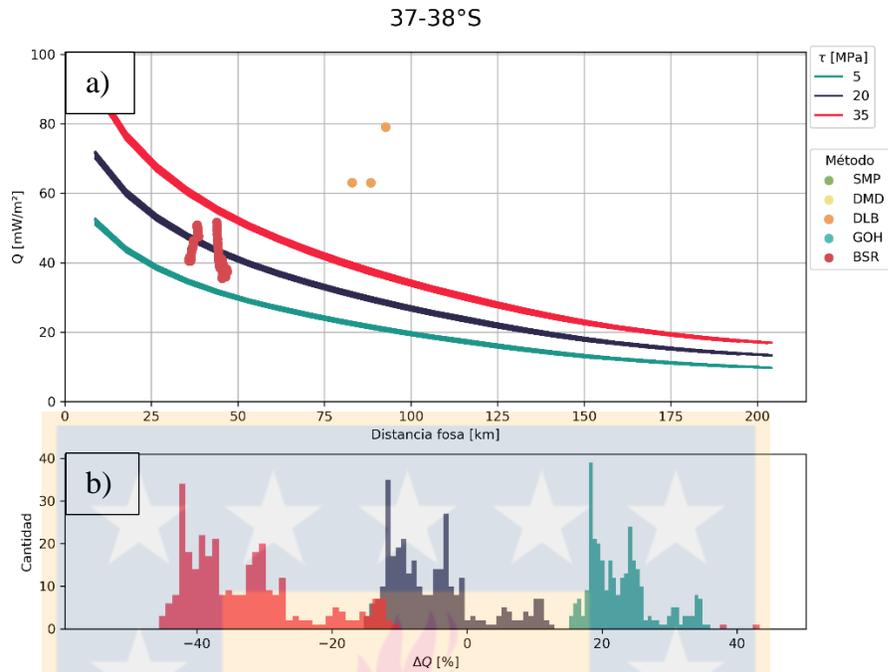


Figura A1.10: Ajuste entre los 37 y 38°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

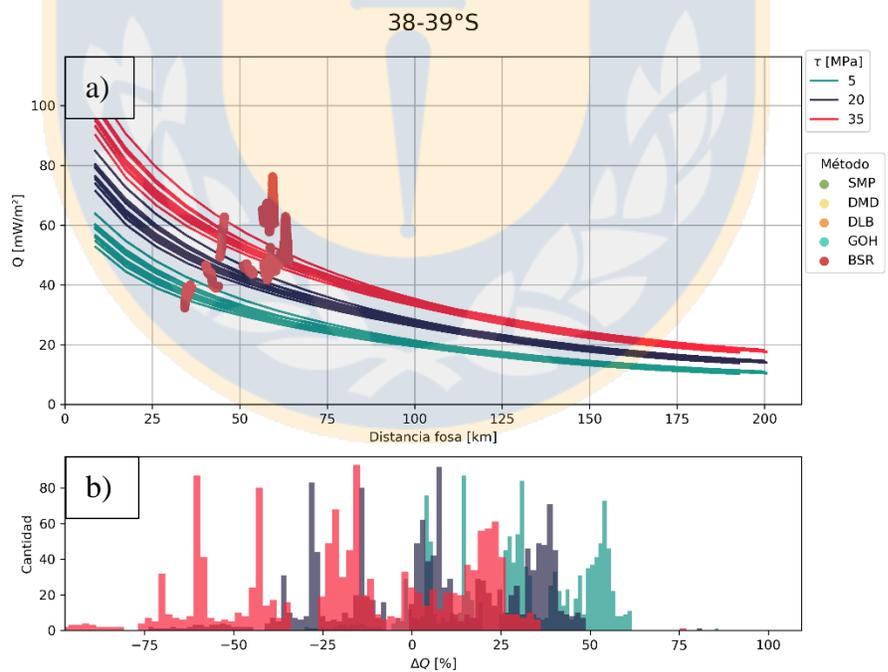


Figura A1.11: Ajuste entre los 38 y 39°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

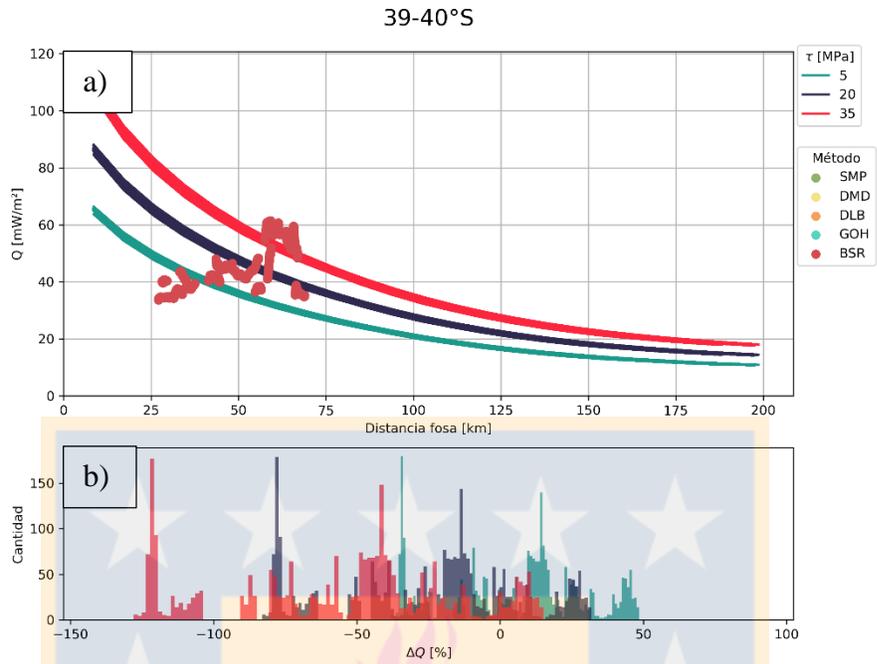


Figura A1.12: Ajuste entre los 39 y 40°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

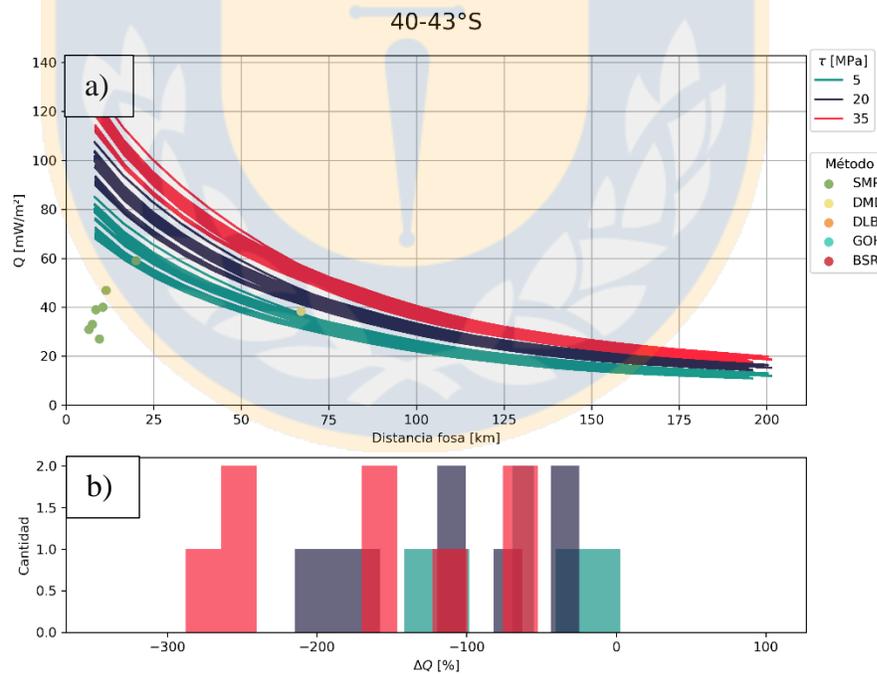


Figura A1.13: Ajuste entre los 40 y 43°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

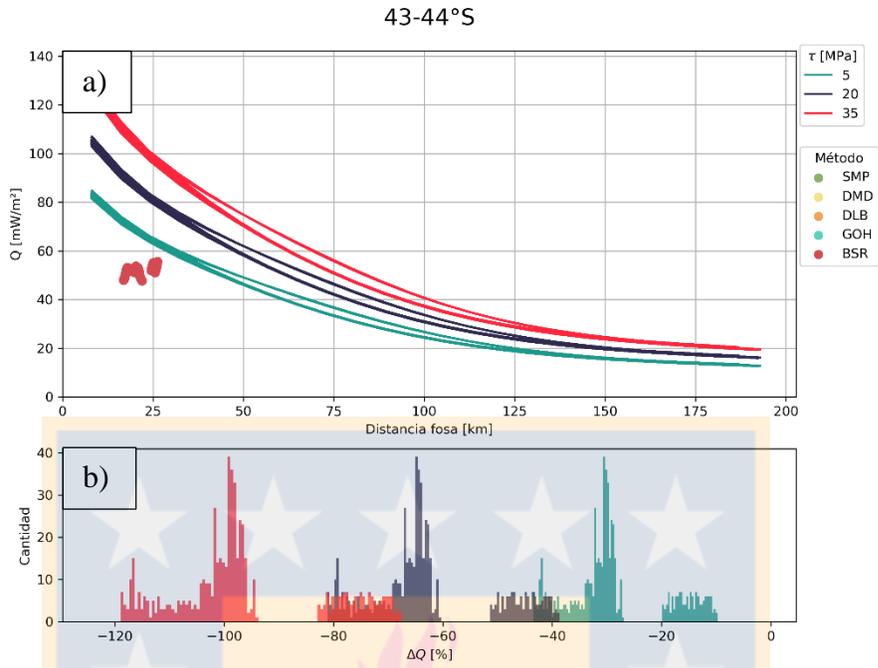


Figura A1.14: Ajuste entre los 43 y 44°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

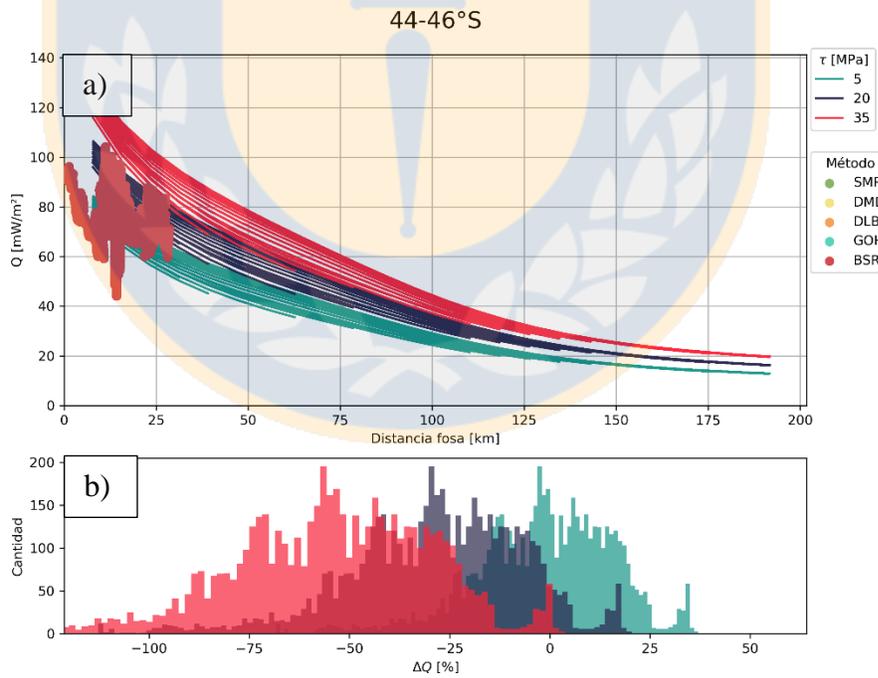


Figura A1.15: Ajuste entre los 44 y 46°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de τ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

ANEXO 2

A continuación, todos los perfiles, y sus histogramas correspondientes, del porcentaje necesario para ajustar el flujo de calor medido con el calculado al considerar el estrés de cizalle variable dependiente de la razón de presión de poros. Complemento de la sección 5.2.

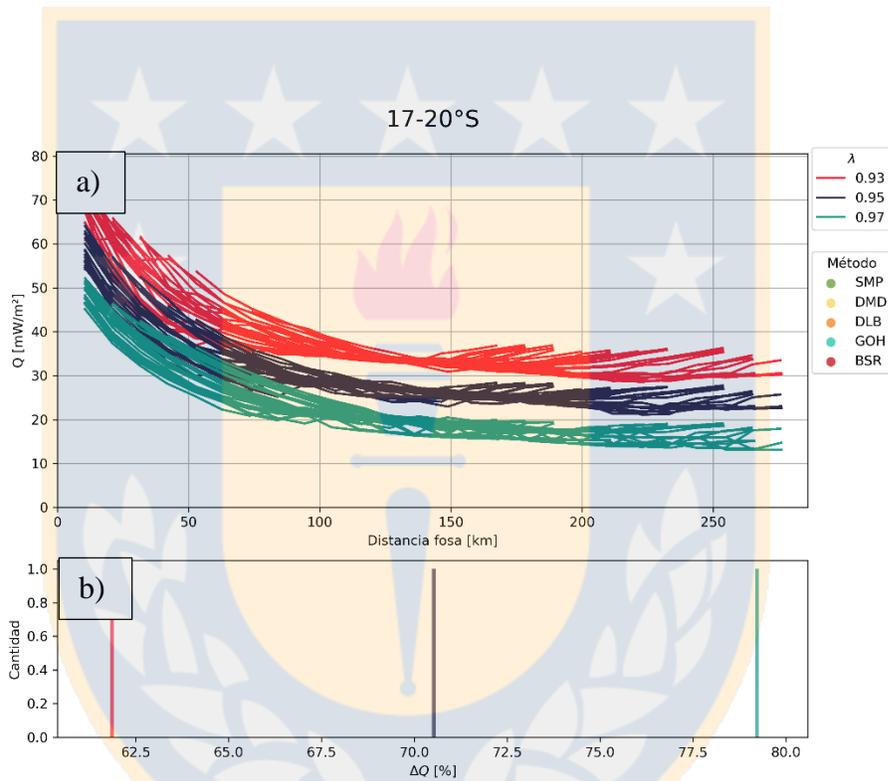


Figura A2.1: Ajuste entre los 17 y 20°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

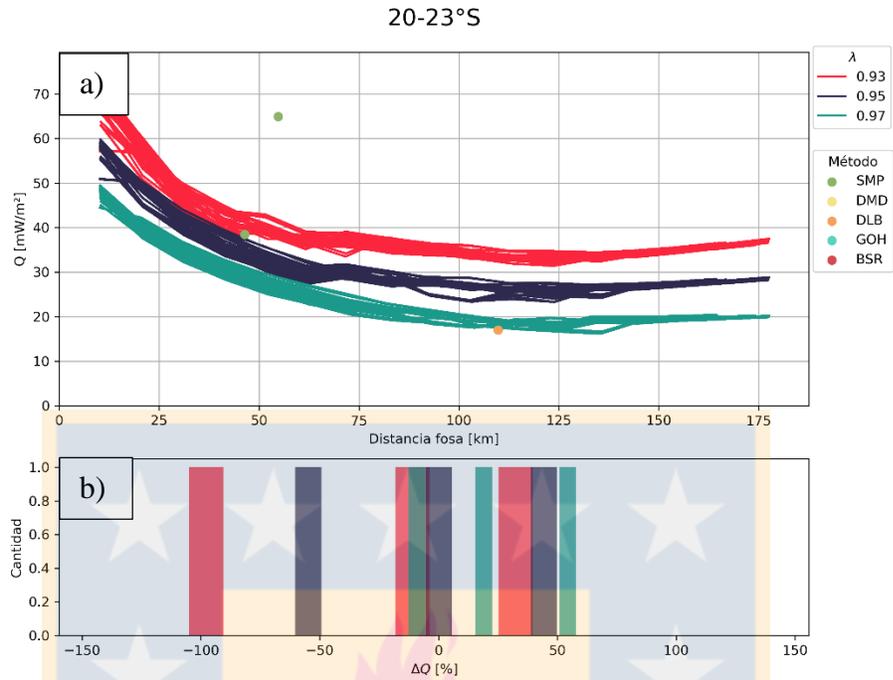


Figura A2.2: Ajuste entre los 20 y 23°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

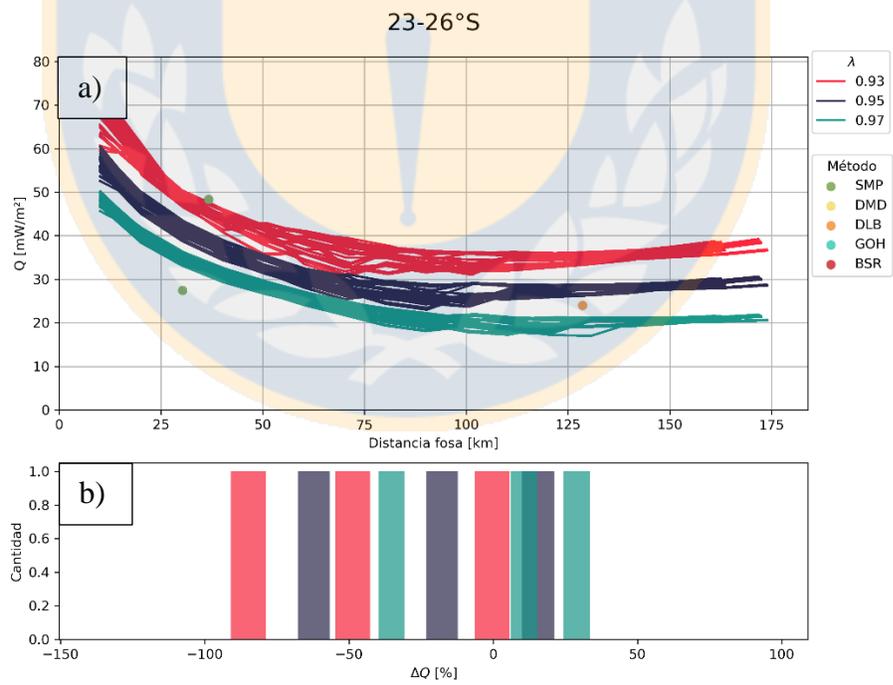


Figura A2.3: Ajuste entre los 23 y 26°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

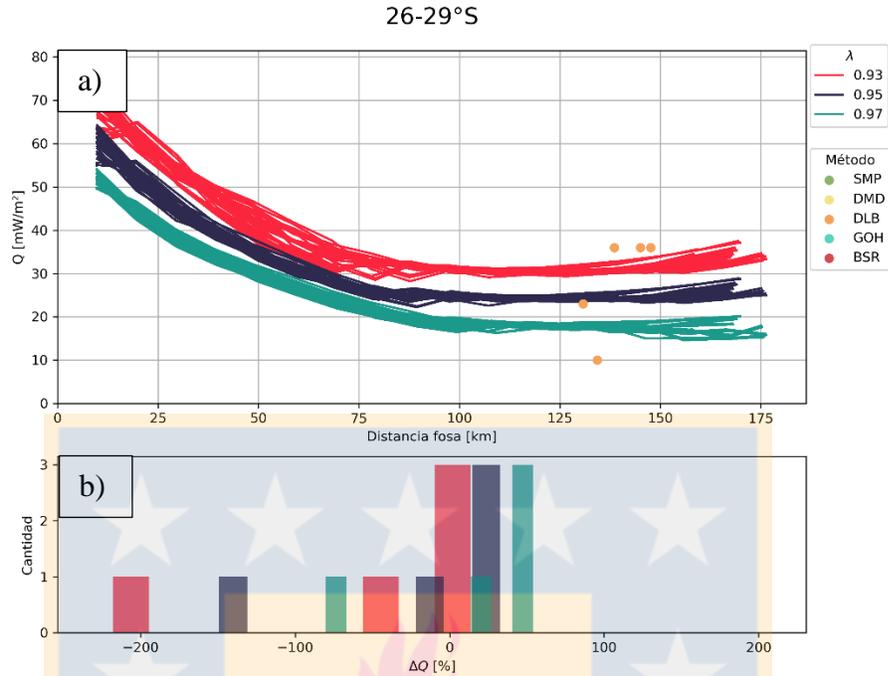


Figura A2.4: Ajuste entre los 26 y 29°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

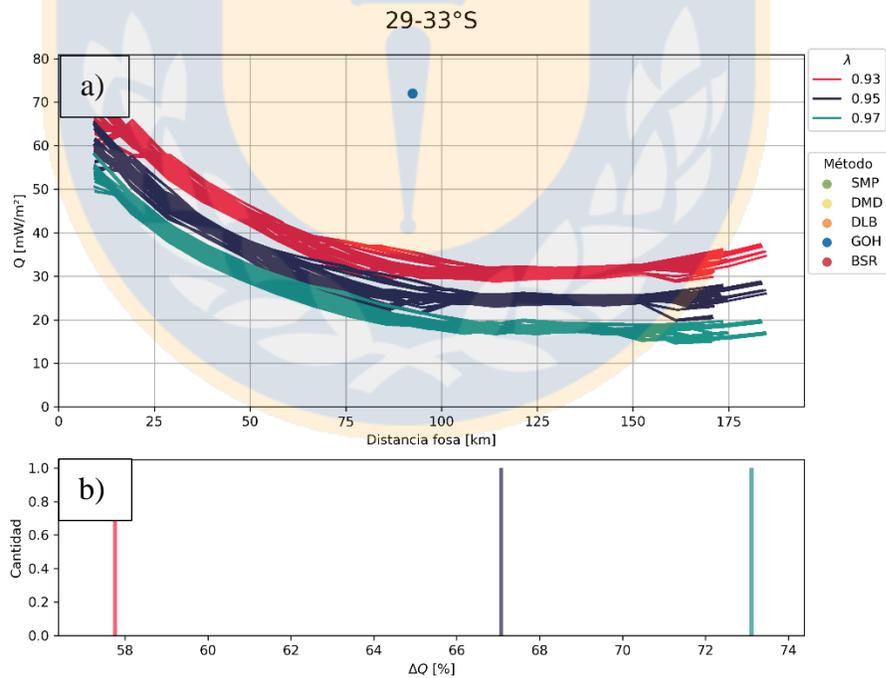


Figura A2.5: Ajuste entre los 29 y 33°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

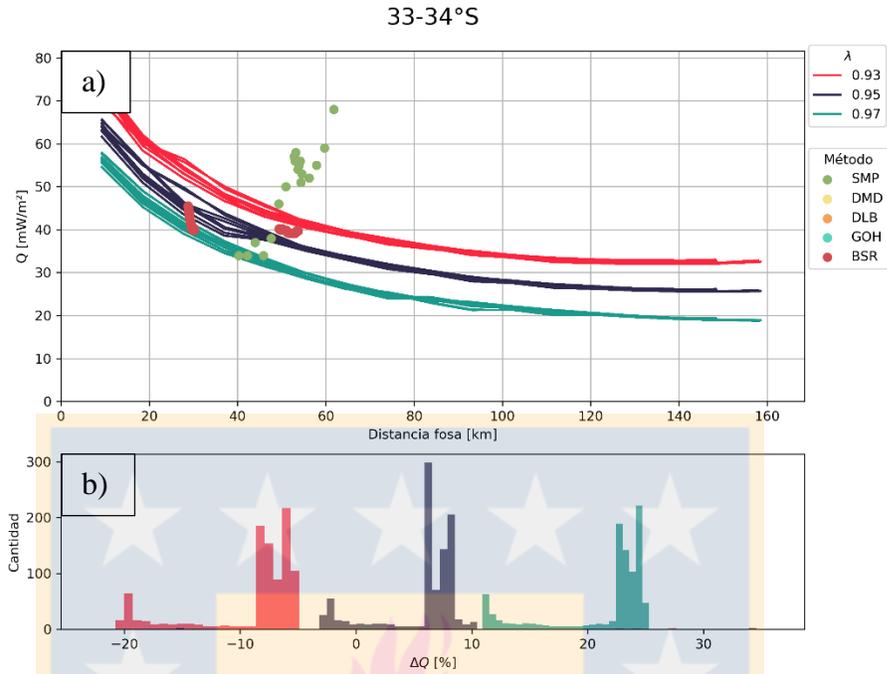


Figura A2.6: Ajuste entre los 33 y 34°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

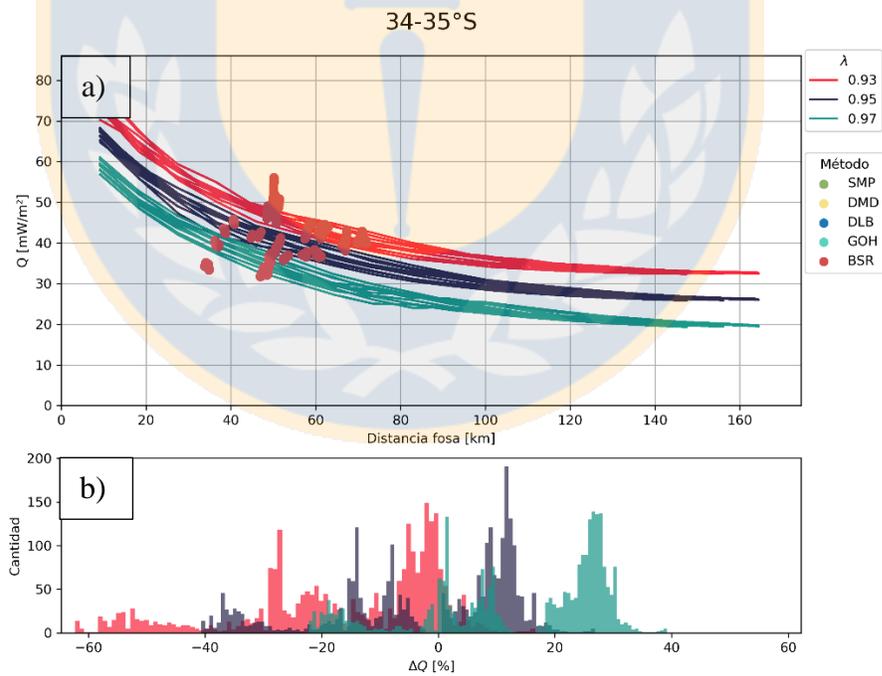


Figura A2.7: Ajuste entre los 34 y 35°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

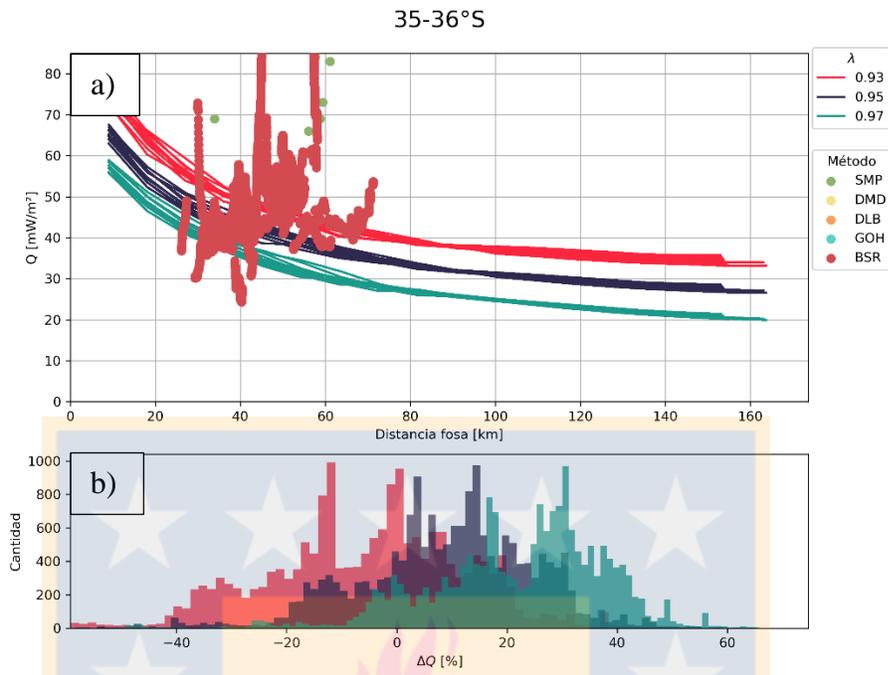


Figura A2.8: Ajuste entre los 35 y 36°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

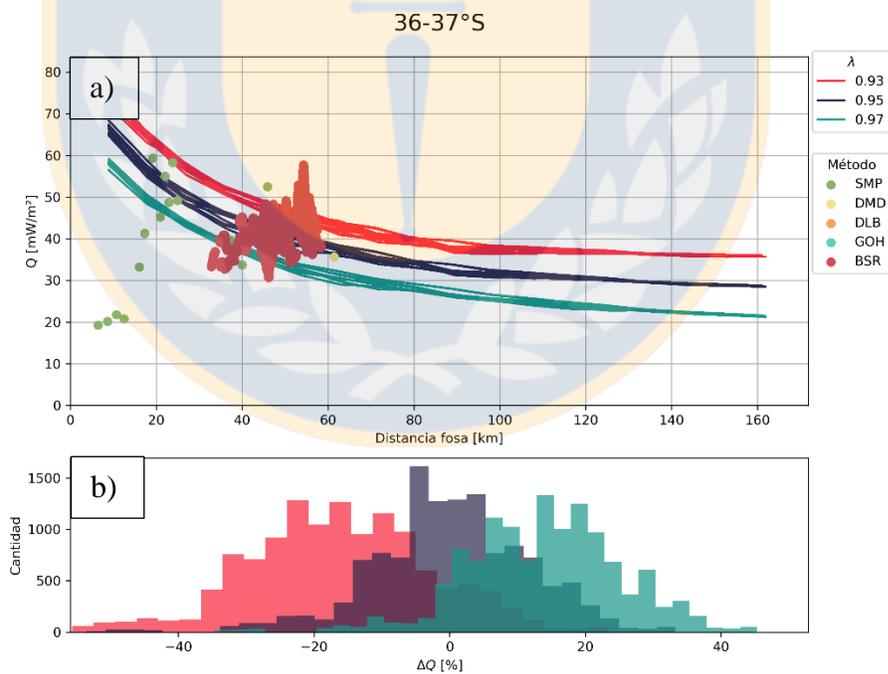


Figura A2.9: Ajuste entre los 36 y 37°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

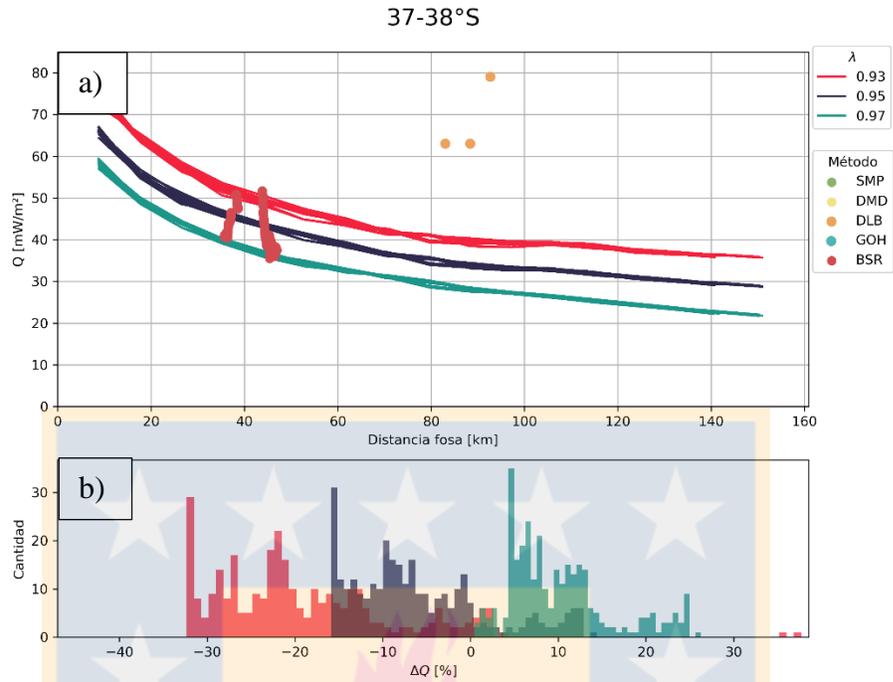


Figura A2.10: Ajuste entre los 37 y 38°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

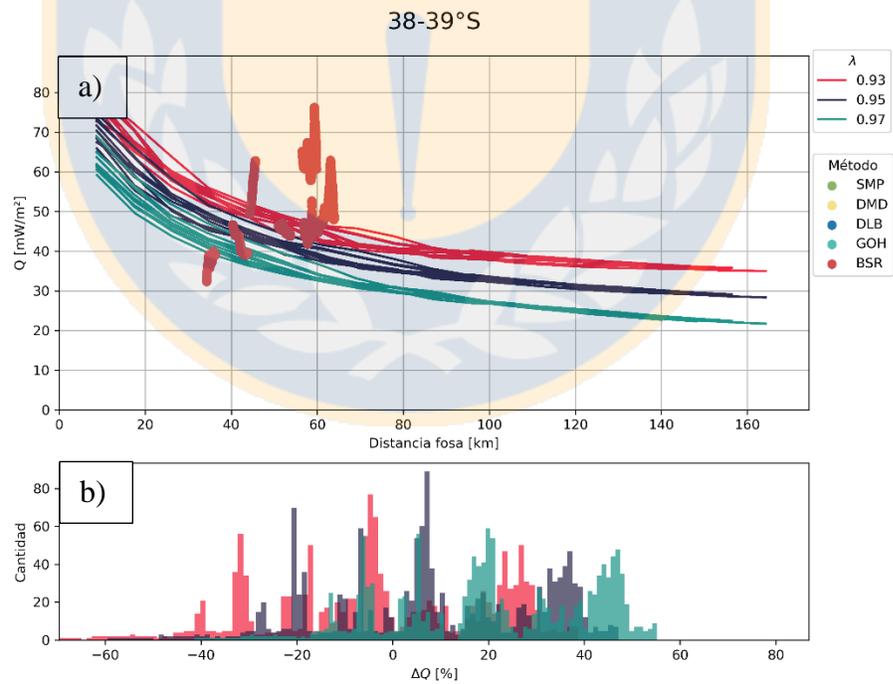


Figura A2.11: Ajuste entre los 38 y 39°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

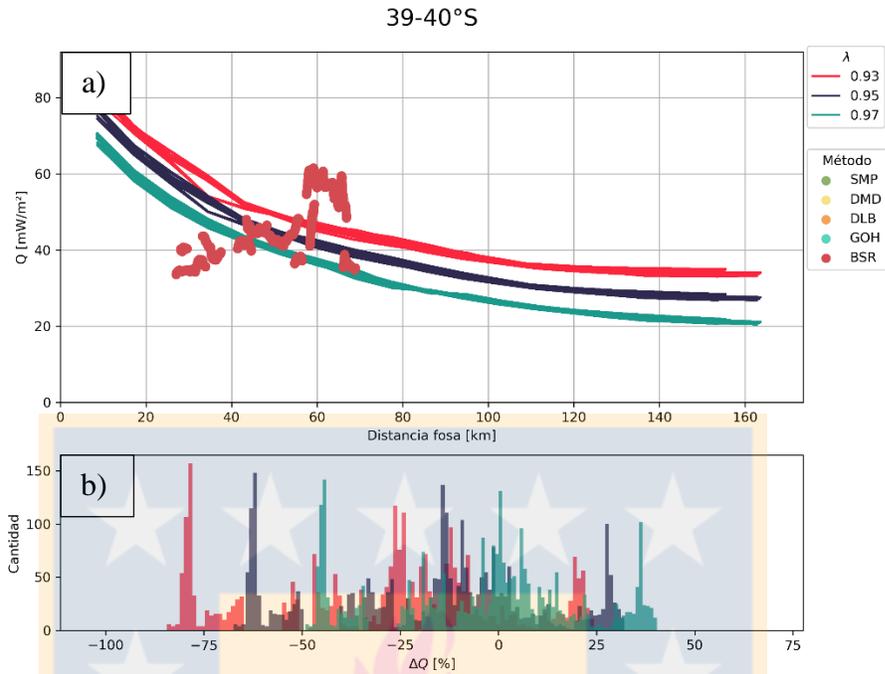


Figura A2.12: Ajuste entre los 39 y 40°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

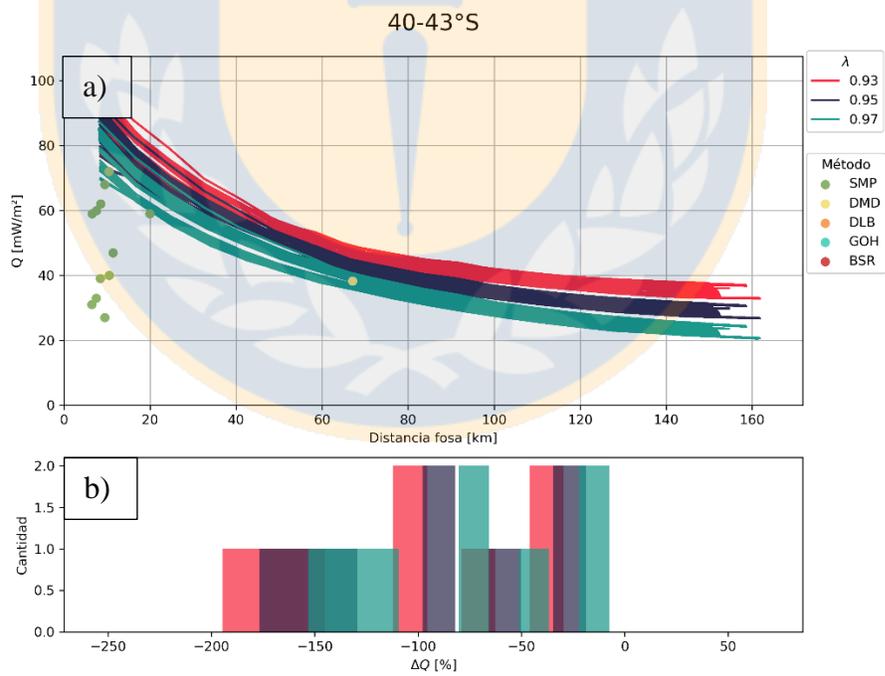


Figura A2.13: Ajuste entre los 40 y 43°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

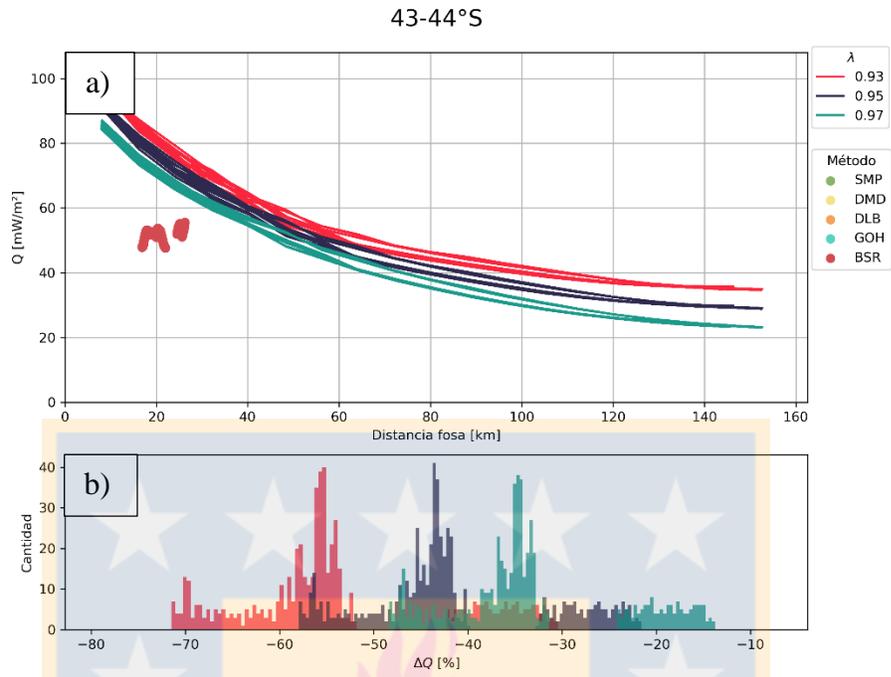


Figura A2.14: Ajuste entre los 43 y 44°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

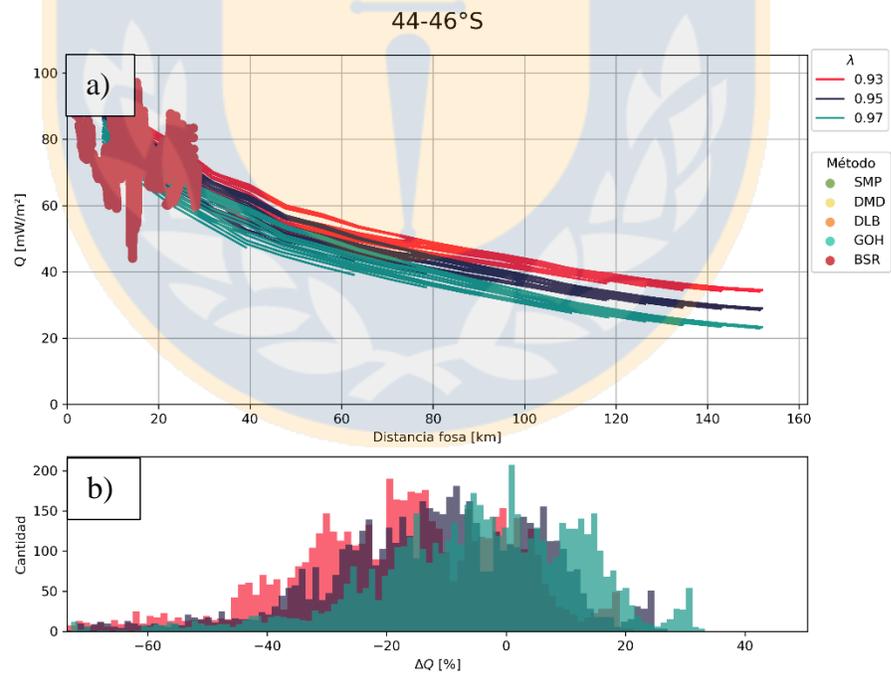


Figura A2.15: Ajuste entre los 44 y 46°S. a) perfiles de Q_m a distintos valores de λ . b) histogramas de ajuste ΔQ .

ANEXO 3

El código escrito para desarrollar esta memoria de título puede ser encontrado en el siguiente [hipervínculo](#). En él están escritos todos los cálculos y la creación de las bases de las figuras que son mostradas en este trabajo.

También se puede encontrar toda la base de datos descrita en el texto, la cual está incorporada a la grilla principal (carpeta BaseDatos, archivo GrillaTotal.csv), mientras que los elementos de comparación, tales como la base de datos de mediciones de flujo de calor, sismicidad, *slips* cosísmicos y Moho se localizan en la misma carpeta (BaseDatos) pero como archivos apartes.

La carpeta Shapes contiene los archivos *shapefiles* incorporados en las figuras base.

Finalmente, se agrega la carpeta Output con los elementos producidos en esta memoria de título y más, tales como los modelos termales T15, T20, T25, L94, L95 y L96 (en °C), así como el valor de estrés de cizalle para los 3 últimos (en MPa).

