La investigación reportada en esta tesis es parte de los programas de investigación del CICESE (Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California).

La investigación fue financiada por el SECIHTI (Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación).

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México). El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo o titular de los Derechos de Autor.

CICESE© 2025. Todos los derechos reservados

Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California



Doctorado en Ciencias en Ciencias de la Tierra con orientación en Geología

La influencia de la atracción gravitacional de la Luna en la formación de las placas tectónicas.

Tesis para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de Doctor en Ciencias

Presenta:

Miguel Ángel Carapia Pérez

Ensenada, Baja California, México 2025

Tesis defendida por Miguel Ángel Carapia Pérez

y aprobada por el siguiente Comité

Dr. Edgardo Cañón Tapia Director de tesis

Dra. Raquel Negrete Aranda

Dra. Guadalupe Cordero Tercero

Dra. Olga Sarychikhina

Dr. Carlos Fernández Rodríguez



Dr. Diego Ruíz Aguilar Coordinador del Posgrado en Ciencias de la Tierra.

> **Dra. Ana Denise Re Araujo** Directora de Estudios de Posgrado

Copyright © 2025, Todos los Derechos Reservados, CICESE Prohibida su reproducción parcial o total sin la autorización por escrito del CICESE Resumen de la tesis que presenta **Miguel Ángel Carapia Pérez** como requisito parcial para la obtención del grado de Doctor en Ciencias en Ciencias de la Tierra con orientación en geología.

La influencia de la atracción gravitacional de la Luna en la formación de las placas tectónicas.

Resumen aprobado por:

Dr. Edgardo Cañón Tapia Director de tesis

Los efectos gravitacionales que son provocados en la actualidad por la Luna en la Tierra sólida son bastante estudiados y conocidos. Sin embargo, estos pudieron haber sido mucho mayores en el pasado geológico, específicamente cerca del impacto que dio origen a la Tierra y la Luna. Esto abre la posibilidad de que los esfuerzos generados por la Luna hayan fracturado la litósfera, favoreciendo la formación de las placas tectónicas. En el análisis presentado en este trabajo se han propuesto dos grupos de simulaciones. Primero, se han constreñido las condiciones de formación de la litósfera y solidificación del manto a partir de modelaciones térmicas, utilizando diferentes tasas de transferencia de calor desde el océano de magma hacia la atmósfera. La estrategia adoptada proporciona una aproximación de primer orden físicamente razonable que evita la complejidad de modelar en detalle la convección y la radiación de la Tierra durante su enfriamiento. Segundo, el cálculo de esfuerzos producto de la atracción gravitacional lunar permite evaluar la formación de fracturas en la litósfera para diferentes velocidades de alejamiento de la Luna, además de considerar diferentes escenarios reológicos y de resistencia de la litósfera. De esta forma, las modelaciones térmicas permiten conocer las características de la formación de la litósfera, mientras que las modelaciones de los efectos gravitacionales permiten calcular qué esfuerzos podrían haberse producido. Así, una parte importante de los resultados de este trabajo radica en la formación de fracturas sobre la superficie del planeta. Estas fracturas se encuentran limitadas a un rango específico de tiempo geológico y distancia entre la Tierra y la Luna. No obstante, este trabajo propone un mecanismo capaz de crear zonas de debilidad favorables para el inicio de la subducción. Aunque evidentemente la formación de debilidades corticales no implica subducción, el mecanismo propuesto sugiere una solución única y elegante a un problema sin resolver. Evidentemente, persiste una gran cantidad de incertidumbres sobre el enfriamiento del planeta durante su formación. Sin embargo, las evoluciones planetarias que se han planteado en este trabajo permiten obtener un amplio rango de resultados en función de la temperatura inicial, la distancia entre la Tierra y la Luna, la resistencia a esfuerzos cortantes de la litósfera, la velocidad de la transferencia de calor, el aislamiento térmico de la litósfera y el estado reológico del planeta.

Palabras clave: Tectónica de placas, atracción gravitacional, esfuerzos, modelación, océano de magma.

Abstract of the thesis presented **by Miguel Ángel Carapia Pérez** as a partial requirement to obtain the Doctor of Science degree in Earth Sciences with orientation in Geology

The influence of the Moon's gravitational attraction on the formation of tectonic plates.

Abstract approved by:

Dr. Edgardo Cañón Tapia Thesis Director

The gravitational effects that are currently caused on the solid Earth by the Moon are well studied and known. However, these could have been much greater in the geological past, specifically near the impact that gave rise to the Earth and the Moon. This opens the possibility that the stresses generated by the Moon have fractured the lithosphere, favoring the formation of tectonic plates. The analysis in this work has been based on two sets of simulations. First, constraining the conditions of formation of the lithosphere and solidification of the mantle from thermal models, using different rates of heat transfer from the magma ocean to the atmosphere. The adopted strategy provides a physically reasonable first-order approximation that avoids the complexity of modelling in detail the convection and radiation of the Earth during its cooling. Second, the calculation of stresses produced by the lunar gravitational attraction allows the evaluation of the formation of fractures in the lithosphere for different speeds of retreat from the Moon. In addition, different rheological and resistance scenarios of the lithosphere are considered. In this way, thermal modelling allows us to understand the characteristics of the formation of the lithosphere, and modelling of the gravitational effects allows us to calculate what stresses could have been generated. Therefore, an important part of the results of this work lies in the formation of fractures over a large part of the planet's surface. These fractures are limited to a specific range of geological time and distance between the Earth and the Moon. Nevertheless, this work proposes a mechanism capable of create zones of weakness favorable to the start of subduction. Although the formation of crustal weaknesses evidently does not imply subduction, the proposed mechanism suggests a unique and elegant solution to an unsolved problem. Evidently, a large number of uncertainties persist regarding the cooling of the planet during its formation. However, the planetary evolutions proposed in this work allow for a wide range of results depending on the initial temperature, the distance between the Earth and the Moon, the shear strength of the lithosphere, the speed of heat transfer, the thermal insulation of the lithosphere and the rheological state of the planet.

Keywords: Plate tectonics, gravitational attractions, stresses, modeling, magma ocean.

Dedicatoria

Para mi hijo

Una gema no puede ser pulida sin fricción, ni un hombre perfeccionado sin desafíos

-Seneca

Agradecimientos

Agradezco de manera muy especial al pueblo de México porque a través de SECIHTI (Secretaría de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación) obtuve el apoyo brindado para la realización del presente trabajo. Además, quiero agradecer al departamento de Geología de la División de Ciencias de la Tierra, en el Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Baja California por la oportunidad de realizar el presente trabajo de tesis.

Agradecimientos

Quiero agradecer infinitamente: a mi hijo, por darme una razón para vivir. A mi esposa, por transformar y alegrar mi vida. A mi madre, por su amor incondicional y por motivarme siempre a ir más allá. A mi padre, porque siempre ha sido y seguirá siendo el mejor de mis maestros. A mis hermanas y a mi sobrino, por inspirarme a ser una mejor persona. A mi director de tesis, por creer en mis ideas, incluso cuando iban contra corriente, y por sus enseñanzas en cada paso de este proyecto. A los miembros del comité, por su amabilidad, consideración, consejos, preguntas desafiantes y la disposición que han mostrado en este trabajo. A los amigos que hice durante la maestría y el doctorado, porque con todos ellos disfruté de buenos momentos y aprendizajes que recordaré siempre.

Finalmente, quiero expresar mi agradecimiento a todos quienes, de una forma u otra, estuvieron presentes en este camino. ¡Gracias a todos!

Tabla de contenido

Página

Resumen	en español	ii		
Resumen	en inglés	iii		
Dedicator	ria	iv		
Agradecin	nientos	v		
Lista de figurasix				
Lista de tablas xiii				
Capítulo 1.	Introducción	1		
1.1 An	ntecedentes	4		
1.1.1	Efectos de la atracción gravitacional	4		
1.1.2	Océano de magma	6		
1.1.3	Formación de las placas tectónicas	7		
1.1.4	Respuesta elástica de la Tierra	8		
1.2 Ob	bjetivos	9		
1.2.1	Objetivo general	9		
1.2.2	Objetivos específicos	9		
Capítulo 2.	Metodología	10		
2.1 M	odelo térmico			
2.1.1	Conceptos			
2.1.2	Condiciones iniciales	12		
2.1.3	Ecuación de calor	13		
2.1.4	Conductividad térmica efectiva	14		
2.1.5	Umbral de solidificación	16		
2.2 Efe	ectos elásticos de la atracción gravitacional lunar			

2.2.1	Esfuerzos y deformación	18
2.2.2	Cálculo del potencial gravitacional	21
2.2.3	Cálculo de la distancia Tierra – Luna	22
2.3	Evaluación de ruptura	23
Capítulo	3. Resultados	. 29
3.1	Modelo térmico	29
3.1.1	Solidificación del océano de magma	29
3.1.2	Espesor de la litósfera	34
3.1.3	Tiempo de solidificación	36
3.2	Distancia Tierra-Luna	37
3.3	Esfuerzos y deformación	38
3.4	Formación de rupturas	44
Capítulo	4. Discusión	.47
Capítulo	5. Conclusiones	. 53
Literatur	ra citada	. 55
Anexo		. 64

viii

Lista de figuras

Figura

- Página

- 6 Representación gráfica de los esfuerzos principales y la relación con el círculo de Mohr en la formación de fracturas. Diagrama ilustrativo sin valores específicos, pero que ejemplifica los casos en los que la ruptura puede efectuarse......25
- 8 Evolución térmica de la Tierra para un océano de magma con convección vigorosa. Los paneles de la izquierda muestran perfiles de temperatura vs profundidad para diferentes edades. El perfil de temperaturas iniciales está representado con el color negro. Las otras curvas representan las edades de 1 mil (rosa), 10 mil (azul), 100 mil (morado), 500 mil (rojo), 1 millón (verde) y 5 millones de años (naranja). Los paneles de la derecha muestran el porcentaje de material fundido a lo largo del tiempo para

- 9 Evolución térmica de la Tierra para un océano de magma con convección débil. Los paneles de la izquierda muestran perfiles de temperatura vs profundidad para diferentes edades. El perfil de temperaturas iniciales está representado con el color negro. Las otras curvas representan las edades de 10 mil años (rosa), 100 mil años(azul), 1 (morado), 10 (rojo), 100 (verde) y 200 millones de años (naranja). Los paneles de la derecha muestran el porcentaje de material fundido a lo largo del tiempo para los primeros 200 millones de años después del gran impacto. Para una explicación más amplia ver el texto.

- 15 Distancia entre la Tierra y la Luna medida en radios terrestres. Las curvas muestran la evolución a lo largo del tiempo para dos escenarios extremos. La curva roja representa el alejamiento rápido (ecuación 9), en tanto que la curva azul representa

- 21 Fracturas provocadas por la atracción gravitacional lunar para un perfil sobre la superficie terrestre con coordenadas de longitud fija en 0° y colatitud de 0 a 180° en función del tiempo y la distancia Tierra-Luna. En a) y b) se muestran las fracturas para simulaciones del modelo multicapa "Litósfera" y "Tierra sólida" para una litósfera con

Lista de tablas

Tabla

Página

xiii

1	Correlación entre el tiempo de solidificación para las simulaciones de las temperaturas mínimas y el tiempo máximo en el que se generan fracturas50
2	Correlación entre el tiempo de solidificación para las simulaciones de temperaturas máximas y el tiempo máximo en el que se generan fracturas50
3	Valores utilizados en las simulaciones térmicas64
4	Valores utilizados en las simulaciones para calcular el efecto gravitacional sobre la Tierra y las fracturas65
5	Datos necesarios para el cálculo de los números de Love para el modelo "Tierra sólida66
6	Datos necesarios para el cálculo de los números de Love para el modelo "Litósfera"

Capítulo 1. Introducción

La evolución del interior del planeta ha dado forma a la superficie a través de la creación y destrucción de la litósfera en los bordes de las placas tectónicas. Entre los planetas de nuestro sistema solar, solo la Tierra tiene en la actualidad este movimiento que transforma y renueva la superficie del planeta. Esto ha permitido condiciones favorables para la evolución de nuestra especie y de la vida en general (Stern, 2016). A pesar de que se han propuesto una gran cantidad de hipótesis para explicar la aparición de las placas tectónicas en la Tierra, no existe un modelo que explique convincentemente porqué la Tierra tiene un sistema de múltiples placas, a diferencia del resto de los planetas del sistema solar (Stern et al., 2018).

En la tectónica de placas moderna una zona de subducción puede surgir a partir de zonas de fractura (p. ej., Hall et al., 2003) o de diversos tipos de debilidades preexistentes (Korenaga, 2013). Sin embargo, gran parte de las debilidades son definidas por los movimientos y deformaciones propios de los desplazamientos de las placas tectónicas. Por tal motivo, estos mecanismos no son razonables como una explicación del origen de los movimientos entre placas tectónicas, de manera que es imperativo explorar e identificar un mecanismo que pueda operar en ausencia de estos procesos geológicos actuales.

Evidentemente, esta tarea no es nada sencilla, ya que una teoría capaz de explicar el origen de las placas tectónicas necesita un mecanismo que se genere de forma global. Cualquier mecanismo propuesto debe ser autosostenible y, además, debe encajar con los registros geológicos existentes (Korenaga, 2013; Palin y Santosh, 2021). Gran parte del enigma radica en que la subducción es provocada por los movimientos de las placas tectónicas, pero los movimientos de las placas están ligados directamente con la subducción (Korenaga, 2013). Cabe resaltar que comprender el origen de la subducción como un problema aislado frecuentemente encuentra diversos obstáculos (Forsyth y Uyeda, 1975). La falta de evidencia geológica de la Tierra primitiva ha llevado a que nuestras mejores aproximaciones sean modelaciones numéricas (Harrison, 2020b).

De forma paralela a lo anterior, se sabe que la interacción de la Luna y el interior de nuestro planeta ha influenciado la evolución térmica de todo el planeta a lo largo de la historia geológica (Foley y Driscoll, 2016). Por un lado, la Luna es muy especial en comparación con el resto de los satélites del sistema solar. Su gran tamaño, en comparación con el planeta que orbita la hace única. Por otro lado, la idea de una relación entre las mareas terrestres provocadas por la Luna y la tectónica ha existido desde el siglo XVII, aunque solo a finales del siglo XX pudo considerarse como una relación causal (Emter, 1997). Existen

numerosos estudios que muestran evidencia de los efectos gravitacionales de la Luna sobre el sistema tectónico actual. Emter (1997) creó un resumen completo de la investigación relacionada con la activación de sismos y eventos volcánicos por mareas terrestres durante las primeras nueve décadas del siglo XX. Por otro lado, Métivier et al. (2009) mencionan algunos de los estudios recientes que demuestran una relación entre la Luna y el Sol con la distribución temporal de la sismicidad. La influencia de la Luna como detonante de algunos de los sismos ha sido estudiada varias décadas y existe evidencia que respalda esta interacción (Schuster, 1897; Tamrazyan, 1967; Knopoff, 1970; Bagby, 1973; Heaton, 1975; Tanaka et al., 2002). Por ejemplo, a través de la relación entre la fase lunar y el tiempo de ocurrencia de un sismo (Tan et al., 2019). Dicha evidencia sugiere que la Luna, a pesar de encontrarse a casi sesenta radios terrestres de distancia, puede influir en los diferentes movimientos tectónicos.

En resumen, actualmente se sabe que la interacción Tierra – Luna puede desencadenar un gran número de causalidades biológicas, oceanográficas y geológicas (Gerkema, 2019). La forma en la que la Luna puede tener influencia en los fenómenos tectónicos está relacionada con la respuesta elástica provocada en la Tierra por las mareas terrestres generadas por la Luna. En este contexto, se debe entender que las mareas terrestres son los movimientos inducidos en la Tierra sólida, lo que provoca cambios en su potencial gravitacional (Melchior, 1974; Agnew, 2015).

En un sentido más amplio, la relación entre la tectónica y las mareas terrestres no es exclusiva de la Tierra, ya que se ha estudiado en diferentes satélites del sistema solar (p. ej., Hoppa et al., 1999; Sohl et al., 2014; Cameron et al., 2020; Bagheri et al., 2022). Por ejemplo, el patrón global de fracturas en la superficie de Europa se ha relacionado con el efecto de las mareas (Greenberg et al., 2003), además de la distribución de fallas de movimiento lateral izquierdo y derecho (Hoppa et al., 1999). La influencia del efecto de las mareas puede modificar la redistribución interna de masa provocando variaciones de esfuerzos, esto podría desempeñar un papel importante en la superficie de Titán (Sohl et al., 2014). También se ha especulado sobre la formación de patrones de fractura sobre la Luna por la atracción gravitacional de la Tierra (Melosh, 1980).

La relación entre la tectónica y la atracción gravitacional entre cuerpos celestes es innegable, aunque esta relación depende de la distancia entre ambos cuerpos, así como de la respuesta elástica del planeta (Bagheri et al., 2022). Si la distancia entre la Tierra y la Luna, o las propiedades mecánicas de la Tierra han variado en una escala de tiempo geológica, es entonces razonable pensar que la Luna pudo haber ejercido una mayor influencia en tiempos remotos que la que ejerce actualmente en el desarrollo de fenómenos tectónicos.

En términos generales se sabe actualmente que la influencia de la Luna sobre la Tierra ha variado en función de su distancia a lo largo de la historia geológica (Touma y Wisdom, 1994; Williams, 2000). Mediciones que se han realizado desde hace varias décadas indican que el alejamiento de la Luna es de aproximadamente 3.8 cm al año (Gimsa, 2020). Extrapolando este comportamiento de alejamiento al pasado remoto, esta tendencia implicaría que al momento de la formación del sistema Luna-Tierra la Luna se encontraba mucho más cerca de lo que está ahora.

Un evento clave que determina la conexión entre tectónica y la distancia Tierra – Luna es la colisión que dio origen a ambos cuerpos celestes. La hipótesis más aceptada para la formación del sistema Tierra-Luna propone un gigantesco impacto capaz de fundir todo el planeta (Tonks y Melosh, 1993; Canup y Asphaug, 2001; Canup, 2008; Nakajima y Stevenson, 2015). En este modelo, la Luna se formó por la acreción de los fragmentos que orbitaron la Tierra después de dicha colisión. El tiempo estimado para que nuestro satélite pudiera alcanzar la mayor parte de su masa pudo ser tan corto como 100 años (Salmon y Canup, 2012). Esto implicaría que ambos cuerpos celestes se formaron muy cerca uno del otro, alejándose con el paso del tiempo. De igual forma, esto plantea que en el pasado remoto la Luna pudo ejercer una fuerza muchas veces mayor que la actual.

Las primeras etapas de la evolución del planeta después del gran impacto pudieron haber sido determinantes para comprender la formación de las placas tectónicas (Harrison, 2020a). La temperatura del interior del planeta varía con el tiempo, debido a que el calor se transporta hacia la superficie del planeta y, posteriormente, al espacio. Esta variación genera cambios en la estructura interna y las propiedades físicas de la Tierra a lo largo del tiempo (p. ej., la viscosidad, la rigidez del manto, etc.). Esto da lugar a cambios sustanciales en la respuesta de cuerpo a la marea, por lo que cambia la deformación de la Tierra ante la atracción lunar (Bagheri et al., 2022). Para un cuerpo con diferentes capas, la respuesta global ante las mareas depende de la interacción entre las capas individuales (Zábranová et al., 2009), por lo que la evolución térmica del planeta y las consecuencias de la atracción gravitacional lunar están entrelazadas.

Determinar por qué la Tierra tiene un sistema de placas litosféricas con sus diferentes movimientos podría ayudarnos a entender mejor la evolución de nuestro planeta. Es importante destacar que esto no solo implica encontrar el mecanismo por el cual el planeta ha evolucionado hasta la forma actual, sino también contribuir en la búsqueda de vida similar a la nuestra en otros planetas a partir de las condiciones necesarias para su evolución (Stern, 2016). En este trabajo mostraré, a través de modelaciones térmicas y elásticas, los efectos producidos por la Luna en las primeras etapas de nuestro planeta. Los modelos presentados contribuyen a constreñir la influencia que ha ejercido la Luna para favorecer la aparición de las placas tectónicas en la Tierra.

1.1 Antecedentes

1.1.1 Efectos de la atracción gravitacional

El efecto de atracción que ejerce la Luna sobre la Tierra se observa principalmente en la parte líquida, aunque también afecta a la parte sólida del planeta (Gerkema, 2019). Existe una gran cantidad de trabajos que muestran que la atracción gravitacional lunar tiene influencia en algunos procesos geológicos. A partir de simulaciones, Lockner y Beeler (1999) concluyeron que al menos el 1% de los sismos puede ser generado por el fenómeno de las mareas terrestres. Wilcock (2009) demostró que existe una correlación débil, pero importante, entre la influencia de las mareas y la ocurrencia de sismos en áreas continentales afectadas por el efecto de carga de las mareas oceánicas. Además, Cochran et al. (2004) encontraron una correlación entre fuertes mareas terrestres y la actividad sísmica poco profunda.

Los esfuerzos normales y de corte son fundamentales cuando las mareas terrestres son el detonante de un sismo. Ya que las mareas terrestres actualmente pueden actuar solo en el caso de fallas que ya están cerca de romperse (Varga y Grafarend, 2019), no deben considerarse como causa de los sismos, sino como un detonante que activa un sistema cargado de esfuerzos (Emter, 1997). Existe evidencia del efecto de las mareas como detonante sísmico en las dorsales centro oceánicas para fallas normales con la presencia de cámaras magmáticas debajo de ellas. La tasa de sismos con fallamiento normal es máxima durante la marea baja; los sismos son impulsados por la inflación inducida por las mareas en la cámara de magma (Scholz et al., 2019), por lo que la presencia de material parcialmente líquido por debajo puede favorecer los efectos de las mareas.

Los efectos desencadenantes de sismos por la Luna y el Sol generalmente se investigan mediante la comparación estadística de las variaciones de las mareas y la distribución temporal de la actividad sísmica. Varga y Grafarend (2019) modelaron los esfuerzos causados dentro de la Tierra sólida por las mareas desde el punto de vista de su influencia en la actividad sísmica. Los modelos se realizaron tomando en cuenta un cuerpo tridimensional influenciado por un campo gravitacional externo no homogéneo debido a planetas o satélites en rotación. Esta aproximación proporciona las componentes de esfuerzo en coordenadas

esféricas por lo que permite calcular fácilmente los esfuerzos por la atracción gravitacional de la Luna en cualquier parte de la Tierra.

Si consideramos el movimiento neto de la litósfera, con los puntos calientes como marco de referencia fijo, podemos observar una rotación de toda la litósfera de al menos 0.44° ± 0.11 grados cada millón de años en dirección Oeste (Gripp y Gordon, 2002). Este movimiento es independiente de las direcciones en las que se mueve cada placa con relación a las demás. Para darle una explicación a dicho fenómeno se ha atribuido el movimiento al torque generado por la atracción gravitacional de la Luna (Jordan, 1974; Riguzzi et al., 2010; Carcaterra y Doglioni, 2018).

Jordan (1974) descartó la posibilidad del arrastre de la Luna sobre la litósfera debido a la viscosidad que consideró en su análisis. Sin embargo, estudios petrológicos sugieren la existencia de una capa de ultra baja viscosidad debajo de la litósfera capaz de favorecer el efecto de arrastre debido a la Luna (Holtzman et al., 2003; Holtzman, 2016). Carcaterra y Doglioni (2018), analizaron la posibilidad de un torque constante producido por la Luna en dirección Oeste, y demostraron que el arrastre de marea oscilante ejercido por la Luna es capaz de desplazar constantemente la litósfera en relación con el manto subyacente, lo que permite el desacoplamiento de la litósfera. En resumen, existe una gran cantidad de evidencia que respalda la conexión entre la atracción gravitacional lunar y algunos procesos tectónicos terrestres.

Los efectos de la atracción gravitacional pueden observarse también en otras regiones del sistema solar. Por ejemplo, en lo, la deformación por mareas genera suficiente calor como para mantener la actividad volcánica existente (de Kleer et al., 2019). En Europa, (otro de los satélites de Júpiter) se han encontrado una serie de patrones de fractura que correlacionan con las mareas, las cuales presentan una forma cíclica producto del movimiento orbital (Hoppa et al., 1999). Por otro lado, en Titan, las fallas causadas por la deformación por mareas no solo son posibles, sino que podrían funcionar como vías para el intercambio de materiales entre la superficie y el subsuelo (Burkhard, et al., 2022). En el satélite Ganimedes, los esfuerzos generadores de fallas se han relacionado con posibles excentricidades más grandes en el pasado (Cameron et al., 2020). De igual forma, en Encélado, las características geológicas del polo sur podrían ser explicadas por la deformación por mareas si la litósfera es suficientemente delgada (Beuthe, 2018). De manera que existen rasgos visibles actuales que demuestran la relación entre la atracción gravitacional y sus efectos sobre litósferas de cuerpos planetarios.

1.1.2 Océano de magma

Existen múltiples líneas de evidencia que plantean que tanto la Tierra como la Luna estuvieron completamente fundidas por un cierto periodo de tiempo (Thompson y Stevenson, 1988; Canup y Esposito, 1996; Ida, et al., 1997; Elkins-Tanton, 2012). La hipótesis más aceptada implica un origen posterior a una gran colisión entre dos protoplanetas. La energía térmica liberada por una colisión gigante podría haber desencadenado la formación de un océano de magma en la superficie de la Tierra (Tonks y Melosh, 1993). Los modelos numéricos de colisiones similares muestran temperaturas tan altas que provocan la evaporación de silicatos, las cuales pueden superar los 8,000 K (Canup, 2008). Además, la caída de los pequeños fragmentos que quedaron orbitando dentro del límite de Roche contribuyó al aumento de la temperatura superficial (Carter et al., 2020). Por esas razones, la formación de un océano de magma que cubra toda la superficie de la Tierra después de un impacto de alta energía es casi inevitable. Desafortunadamente, cualquier registro geológico relacionado con la formación de la litósfera ha desaparecido, por lo que existe un gran número de incertidumbres relacionadas con la solidificación del océano de magma (Elkins-Tanton, 2012).

El modelo más aceptado para la Tierra plantea que el océano de magma se enfrió desde la base hacia la superficie, lo que finalmente llevó a la formación de la cubierta litosférica (Labrosse et al., 2007; Solomatov, 2015; Zhang et al., 2022). A esta conclusión se llega considerando que el enfriamiento del océano de magma se produjo como el resultado del comportamiento adiabático y la circulación del manto a gran escala. Otro argumento importante en dichos modelos es que el calentamiento por el efecto invernadero mantuvo altas temperaturas en la superficie de la Tierra que impidieron la solidificación del océano de magma desde su parte superior. Sin embargo, como se muestra a lo largo de esta tesis, estas hipótesis no son las únicas posibles.

El calor interno de la Tierra proviene en parte de materiales radiactivos que liberan energía al desintegrarse. Sin embargo, la evidencia geoquímica sugiere que la cantidad de material radiogénico existente en la Tierra no es suficiente para explicar el flujo de calor actual medido en la superficie (Lyubetskaya y Korenaga, 2007). Además, de posibles grandes reservorios dentro del manto que retienen gases nobles y otros elementos (Li et al., 2022), también, existe una gran incertidumbre sobre el enfriamiento del núcleo ya que ha mantenido el dínamo geomagnético de la Tierra durante al menos 3,5 Gyrs sin enfriarse (Landeau et al., 2022). Asimismo, es relevante considerar que el movimiento de las placas tectónicas podría influir en el enfriamiento del planeta, facilitando un proceso de enfriamiento más eficiente que si la superficie de la Tierra fuera completamente rígida y sin movimiento. En conjunto, esto

sugiere que el interior de la Tierra podría haber almacenado más calor del que tradicionalmente se ha considerado.

1.1.3 Formación de las placas tectónicas

El origen de las placas tectónicas ha sido un tema de controversia desde hace mucho tiempo. Desde que fue propuesta como hipótesis, la tectónica de placas ha causado opiniones muy diferentes por lo complejo que resulta su análisis (Palin y Santosh, 2021). Aunque hoy en día es una de las teorías más aceptadas y estudiadas, aún se desconocen tanto las causas como el momento de su creación (Palin et al., 2020). Con el fin de explicar el origen de las placas, se han planteado diversas hipótesis (Stern, 2007; Korenaga, 2013; Gerya, 2014; Stern, 2018; Stern y Gerya, 2018). Entre ellas se ha planteado la posibilidad de que los impactos con asteroides o núcleos cometarios habían influido en la evolución de la superficie de los planetas rocosos. Sin embargo, la posibilidad de que grandes impactos hayan provocado el tectónismo en la Tierra primigenia sigue siendo incierta (O'Neill et al., 2017). Por otro lado, Zhou et al. (2018) propusieron que las zonas de subducción se originaron en zonas de fractura, mientras que Baes et al. (2011) proponen que estas se generaron a partir de zonas de debilidad vertical en la corteza.

Incluso se ha relacionado la formación de las placas tectónicas con el gran impacto a través de plumas de manto de dimensiones considerables y elevada temperatura (Yuan et al., 2024). Sin embargo, estas plumas no tienen la energía y temperatura necesarias para debilitar la litósfera lo suficiente como para iniciar el proceso de subducción (Gerya et al., 2015). Por su parte O'Neill et al. (2016) sugieren que las placas tectónicas podrían ser solo una fase de la evolución planetaria entre una fase caliente y otra fría. Esto implicaría fases de evolución más que una característica particular de la Tierra, por lo que las diferentes hipótesis del origen de las placas tectónicas apuntan no solo a diferentes causas, sino también a distintos periodos de la historia geológica. Las diferentes propuestas para el origen de las placas tectónicas lo sitúan entre 1 y 4.2 Ga (Nutman et al., 2002; Stern 2005; Van Kranendonk et al., 2007; Condie y Kröner, 2008; Hopkins et al., 2008; Shirey et al., 2008; Moyen, y Van Hunen, 2012; Hamilton, 2011; Maruyama et al., 2018). Un rango tan amplio de edades muestra la incertidumbre que se tiene respecto al mecanismo y tiempo de origen de las placas tectónicas.

Existe una gran cantidad de hipótesis que han tratado de resolver el enigma del origen de las placas tectónicas. Algunos trabajos de revisión han tratado de resumir esta gran cantidad de propuestas e ideas

(p. e., Stern, 2007; Condie y Kroner, 2008; Palin et al., 2020; Palin y Santosh, 2021). Sin embargo, cualquier hipótesis que se proponga para resolver este enigma necesita explicar los registros geológicos existentes (Cawood et al., 2018), establecer un modelo que no utilice ninguna de las características de la tectónica de placas actual (Korenaga, 2013), explicar el inicio de la subducción (Stern y Gerya, 2018) y mostrar por qué este proceso ha ocurrido en la Tierra y no en otros planetas (Stern et al., 2018).

1.1.4 Respuesta elástica de la Tierra

La fuerza de atracción gravitacional que actúa sobre la Tierra sólida crea mareas terrestres, las cuales dan lugar a desplazamientos radiales periódicos de la Tierra. La respuesta de esta deformación elástica puede expresarse a través de los números de Love. Es decir, la susceptibilidad de un cuerpo planetario a deformarse en respuesta a una fuerza de marea queda expresada por los números de Love (Beuthe, 2015). El numero h describe los desplazamientos radiales elásticos de la superficie de la corteza con respecto al elipsoide, k se relaciona con la dilatación cubica y el numero l describe el desplazamiento tangencial elástico.



Figura 1. Representación gráfica bidimensional de la deformación de una Tierra debida a la atracción gravitacional. La deformación de cada capa depende de sus propiedades elásticas y la frecuencia de rotación de la Luna. La atracción gravitacional genera extensión en la dirección de la fuerza y contracción en dirección perpendicular.

Los números de Love para un cuerpo completamente rígido idealmente tendrían valores h = k = l = 0. Debido a su elasticidad los números de Love para un modelo terrestre moderno estándar (PREM) son: $h \approx 0.6032$, $k \approx 0.2980$ y $l \approx 0.0839$ (Agnew, 2015). Para una Tierra líquida podrían tomar valores similares a los siguientes h \approx 1.934, k \approx 0.934 y l \approx 0.0476 (Lambeck, 1980). En un cuerpo planetario de múltiples capas la deformación puede ser más compleja que para un cuerpo completamente líquido o sólido (Zábranová et al., 2009). Actualmente, la dinámica de las mareas en la Tierra sólida puede adaptarse de una manera casi inmediata al cambio de la fuerza (Gerkema, 2019), aunque depende de la rigidez de las capas del planeta; ya que cada capa responde diferente ante un mismo estimulo (Figura 1). La ventaja de los números de Love es que son parámetros adimensionales que representan la rigidez de todo cuerpo planetario considerando las diferentes capas en su interior (Lambeck, 1980; Beuthe, 2015), lo que permite que los números de Love describan la respuesta elástica de la Tierra en función de su estructura interna. De esta forma se puede relacionar el enfriamiento del planeta con su respuesta elástica a las mareas terrestres.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo general

Evaluar la posibilidad del origen del sistema de placas tectónicas terrestre a partir de la interacción gravitacional con la Luna.

1.2.2 Objetivos específicos

- Crear un modelo analítico de la formación de la litósfera primigenia.
- Calcular la evolución de la trayectoria orbital de la Luna a lo largo del pasado geológico.
- Calcular los esfuerzos generados por la atracción gravitacional de la Luna en la litósfera primigenia en función de la distancia entre la Tierra y la Luna prevalente durante el Hadeano
- Modelar la deformación de la litósfera primigenia producida por la atracción gravitacional de la Luna.
- Establecer las condiciones bajo las cuales la Luna pudo haber jugado un papel preponderante en la formación de la tectónica de placas en la Tierra.

Para analizar la influencia que pudo haber tenido la Luna en la formación de las placas tectónicas es necesario entender al menos dos aspectos fundamentales: la formación de la litósfera y los esfuerzos generados sobre la misma por la atracción gravitacional de la Luna. El análisis se puede dividir en dos bloques: primero, una modelación térmica capaz de constreñir las condiciones de formación de la litósfera y solidificación del interior del planeta: segundo, determinar los efectos gravitacionales (esfuerzo, deformación, etc.) en función de la distancia Tierra – Luna. De esta forma, es posible evaluar si los efectos gravitacionales son capaces de generar rupturas que hayan contribuido con la creación de las placas tectónicas en la Tierra.

Cabe mencionar que existe una gran cantidad de incertidumbres relacionadas con la evolución planetaria en sus primeras etapas. Gran parte de las variables se desconocen o no se tiene evidencia directa de ellas. En este trabajo se optó por la simulación de escenarios que representen las condiciones más extremas. Es decir, para las variables más importantes se utilizaron los valores que representaran los escenarios factibles más alejados entre sí. La ventaja de esta estrategia es que cualquier escenario intermedio quedaría constreñido entre los valores utilizados.

2.1 Modelo térmico

2.1.1 Conceptos

Para entender la evolución térmica de la Tierra es necesario comprender el equilibrio entre el calor generado en su formación y el calor liberado al espacio (Hofmeister, 2020). La transferencia de calor puede ocurrir a través de tres mecanismos diferentes: conducción, radiación y convección. La radiación es la emisión de energía en forma de ondas electromagnéticas que pueden viajar incluso a través del vacío, desde superficies de temperatura finita. La conducción es la transferencia de energía dentro de un medio a través del movimiento e interacción de partículas. El movimiento molecular aleatorio que causa la transferencia neta de energía puede verse como difusión de energía. Finalmente, la convección es la transferencia de calor a través de dos mecanismos diferentes, difusión y advección. La advección es el movimiento del fluido y la difusión permite la transferencia de energía por movimiento molecular

(Incropera et al., 2007). Es necesario aclarar que el movimiento del material no implica por sí mismo la transferencia de calor, sino la forma en que una mayor cantidad de partículas de abundante energía hacen contacto con partículas de menor energía. En presencia de un gradiente de temperatura, el movimiento del material contribuye a la transferencia de calor. Es decir, la convección puede ser considerada como una conducción favorecida por el movimiento (Çengel, 2007).

En general, el flujo de calor es proporcional a las diferencias de temperatura entre dos lugares considerados, produciéndose desde lugares donde la temperatura es mayor hacia los lugares donde la temperatura es menor. Este proceso ocurre independientemente del mecanismo de transporte de calor. Así, el transporte de calor por los diferentes mecanismos puede describirse mediante las siguientes expresiones (Incropera et al., 2007):

$$q_{radiativo} = h_{radiativo} (T_2 - T_1)$$
(1a)

$$q_{conductivo} = -k\frac{dT}{dx} = -\frac{k}{L}(T_2 - T_1)$$
(1b)

$$q_{convectivo} = h_{convectivo}(T_2 - T_1)$$
(1c)

Las ecuaciones (1) muestran en el lado izquierdo el flujo de calor para cada mecanismo. En el lado derecho, una constante de proporcionalidad multiplica la diferencia de temperatura entre dos lugares. Esta constante depende del mecanismo de transporte de calor. Es evidente que el flujo de calor existirá en cualquier medio o entre medios donde exista un gradiente de temperatura. La constante de proporcionalidad varía según el mecanismo particular. En la ecuación 1a, $h_{radiativo}$ está asociada con la constante de Stefan Boltzmann y la emisividad superficial. En la ecuación 1b, la conductividad térmica (k)es la propiedad del material que determina la velocidad de transferencia de calor. En la ecuación 1c, $h_{convectivo}$ depende de las características del material, el tipo de convección o los cambios de fase que pueda experimentar.

Las ecuaciones (1) tienen la misma forma general porque la transferencia de calor es energía térmica en tránsito debido a una diferencia de temperatura espacial (Incropera et al., 2007). Por lo tanto, independientemente de los detalles del mecanismo de transporte, la transferencia de calor se puede modelar con la constante de proporcionalidad adecuada (Cañón-Tapia, 2024). Esta constante de proporcionalidad se conoce en ingeniería como conductividad térmica efectiva. El valor numérico de la

conductividad térmica efectiva se puede expresar como un múltiplo de la conductividad térmica del material que se va a modelar (ver más abajo). Aunque esta aproximación no se puede utilizar para apreciar los aspectos mecánicos de la convección (es decir, el desplazamiento del fluido involucrado), proporciona un argumento sólido en relación con sus efectos térmicos (Cañón-Tapia, 2024).

2.1.2 Condiciones iniciales

En esta tesis desarrollé un modelo unidimensional que resuelve la ecuación de difusión de calor en coordenadas esféricas en MATLAB. Definí las capas concéntricas usando como referencia la estructura interna actual de la Tierra, con algunas simplificaciones. El núcleo fue considerado como una única masa indiferenciada. El resto del planeta fue considerado como parte del manto, el cual fue dividido en un manto externo y un manto interno de acuerdo con sus temperaturas iniciales. La parte del manto externo es donde se espera que se forme una litósfera sólida si la temperatura de esa superficie cae por debajo de un valor umbral, por lo que no hay necesidad de introducir una capa adicional para describir el límite superior en los pasos iniciales del modelado. Una vez que se forma una capa litosférica, es necesario ajustar las propiedades térmicas de la capa superior en consecuencia. Por encima del manto externo, incluí en el modelo una capa que representa la atmósfera. La temperatura más allá de la capa atmosférica se igualó a la del espacio exterior.

En el modelo térmico, las temperaturas iniciales son constantes en cada una de las capas, incluida la atmósfera (Figura 2). Estas temperaturas iniciales del modelo se basan en los resultados de una simulación hidrodinámica de partículas suavizadas (SPH, por sus siglas en inglés, smoothed-particle hydrodynamics), reportada en el trabajo de Canup (2008). La Figura 2 ilustra los resultados térmicos de una colisión con el modelo de impacto canónico (Canup, 2008) y los perfiles de temperatura que son usados como condiciones iniciales en este modelo. La temperatura de los fragmentos de silicatos después del impacto se muestra en azul y las de los componentes de hierro en rojo (Figura 2).

Las líneas naranja y verde son los perfiles de temperatura usados para limitar las temperaturas máximas y mínimas iniciales para el modelo. Aunque estas líneas no son las envolventes exactas de los resultados térmicos de la colisión, son representativas de las temperaturas máximas y mínimas de la mayoría de los fragmentos que se agregaron para formar la Tierra. Se eligieron las temperaturas atmosféricas de 2,000 y 4,000 K porque son valores razonablemente esperados después de una gran colisión, además de ser los más utilizados en trabajos previos (p. ej., Nakazawa et al., 1985; Abe, 1993; Canup y Esposito, 1996; Sleep



et al., 2001; Zahnle, 2006; Zahnle et al., 2007). Todos los valores utilizados durante el modelado se muestran en el anexo A.

Figura 2. Temperatura en la proto-Tierra en función de la profundidad (donde *r* es la distancia desde el centro del planeta y el radio terrestre es R_E = 6378 km) de Canup (2008). Los puntos rojos y azules muestran el material original de la proto-Tierra en el tiempo final de la simulación (31 h), mientras que los puntos azul oscuro (arriba a la derecha) son partículas de silicato originadas en el cuerpo proyectil que se fusionaron con la proto-Tierra. Las líneas verde y naranja son los perfiles de temperatura usadas para limitar las temperaturas máximas y mínimas iniciales del modelo.

2.1.3 Ecuación de calor

El modelo térmico utiliza la ecuación de difusión de calor para calcular la temperatura en función de la distancia radial desde el centro del planeta. En general, la ecuación de difusión de calor puede escribirse como:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \alpha \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + R \tag{2}$$

donde α es la difusividad térmica, T es la temperatura, t es el tiempo, R incluye las fuentes de calor externas (como el calor radiogénico) y r es el radio de una esfera. Durante la fase de océano de magma modelada en este trabajo, la tasa de producción de calor radiogénico (R) es insignificante y, por lo tanto, podría excluirse de los cálculos sin afectar las conclusiones principales. Sin embargo, en aras de la exhaustividad, se incluyó la influencia de este término de la siguiente manera: la tasa de producción de calor radiogénico se calcula con la ecuación 3, utilizando los parámetros del capítulo 2 en Hofmeister (2020):

$$R = 3.51 * 10^{-3} \xi_{K,ppm} e^{0.5543t} + 0.0263 \xi_{Th,ppb} e^{0.0495t} + \xi_{U,ppb} [0.0943 e^{0.1551t} + 0.00421 e^{0.9849t}]$$
(3)

donde $\xi_{k,ppm}$, $\xi_{Th,ppm}$ y $\xi_{u,ppb}$ son las concentraciones actuales de potasio (*K*), torio (*Th*) y uranio (*U*) en la roca en las unidades indicadas (partes por millón, ppm, y partes por billón, ppb) respectivamente y *t* es la edad de interés. En el presente trabajo, la producción de calor por elementos radiogénicos se distribuye de manera homogénea en todo el manto y *R* se calcula en picovatios por kg de roca.

La difusividad térmica (α) se define en términos de la conductividad térmica (k) y el producto del calor específico del cuerpo (Cp) por su densidad (ρ): $\alpha = k/(Cp * \rho)$. La difusividad mide la capacidad de un material para conducir energía térmica en relación con su capacidad para almacenar energía térmica (Incropera y Dewitt, 2007). Cuando la difusividad es pequeña, el material tiene una respuesta lenta a la transferencia de energía; por el contrario, una difusividad grande tiene una respuesta rápida a la transferencia de calor (Hofmeister y Criss, 2019; Hofmeister, 2020). Por lo tanto, la difusividad térmica regula la rapidez con la que cambian los campos térmicos, mientras que la conductividad térmica describe la cantidad de energía térmica que se mueve a lo largo de un gradiente térmico (Whittington, 2019; Hofmeister, 2020).

2.1.4 Conductividad térmica efectiva

Después del impacto, durante la fase de océano de magma, el planeta Tierra probablemente estaba completamente fundido debido a las altas temperaturas alcanzadas (Tonks y Melosh, 1993; Canup, 2008). Estimar una difusividad térmica específica para este período temprano del planeta es difícil. Sin embargo, como primera aproximación se puede utilizar una conductividad térmica efectiva capaz de representar los efectos del movimiento convectivo del manto.

La conductividad térmica efectiva se ha utilizado anteriormente para modelar la convección durante la solidificación del planeta con resultados novedosos (Cañón-Tapia, 2024). En este caso, se obtuvo una aproximación de primer orden del efecto del enfriamiento posterior a un gran impacto, considerando una conductividad térmica efectiva, en analogía con las aplicaciones de ingeniería para intercambiadores de calor (p. ej., Çengel, 2007; Incropera y Dewitt, 2007; Lienhard y Lienhard, 2008).

En ingeniería, la forma más simple de visualizar el enfriamiento convectivo de un sistema es considerar la transferencia de calor de todo el sistema a través de la resistencia térmica a la transferencia de calor (Çengel, 2007; Incropera y Dewitt, 2007; Lienhard y Lienhard, 2008). De esta manera, en un fluido convectivo, el calor se transporta de manera muy eficiente, por lo que todo el fluido se considera como una sola capa de un material altamente conductor.

Para simular la transferencia de calor en un medio convectivo en relación con la de un medio conductor, basta con introducir en la ecuación (2) un factor numérico mayor que 1, que multiplique la difusividad térmica. Llamamos a ese factor $h_{convectivo}$, para enfatizar el hecho de que es un factor numérico introducido para simular los efectos térmicos de un mecanismo más eficiente de transporte de calor como el de la convección. Debe notarse que dicho factor numérico es adimensional.

Para obtener un valor numérico de $k_{convectivo}$ que pueda representar la convección de líquido en el manto, utilicé el número de Nusselt en analogía con los intercambiadores de calor. En otras palabras, $k_{convectivo} = Nu$, donde Nu se calcula de acuerdo con la ecuación $Nu = 0.164 * Ra^{0.337}$ (Wolstencroft, et al., 2009). Ra es el número de Rayleigh y puede definirse como $Ra = (\beta \rho g L^3 \Delta T)/(\eta \alpha)$. Sustituyendo los valores probables para un océano de magma propuestos por Solomatov (2015): expansión térmica $\beta = 5^{-5} (1/K)$, aceleración de la gravedad $g = 9.81 (m/s^2)$, y viscosidad del fundido en el líquido $\eta = 0.1 (Pa * s)$, se encuentra que la difusividad térmica es $\alpha = k/(Cp * \rho)$ con el calor especifico de Cp = 1,000 (J/kg * K), la conductividad térmica k = 3.6 (W/m * K) tomada de (Goncharov et al., 2009) y la densidad del fundido $\rho = 3,500 (Kg/m^3)$ tomada de Suzuki y Ohtani (2003). Adoptando valores de la mayor diferencia de temperatura inicial $\Delta T = 2,000 (K)$ y utilizando la resolución principal de la cuadrícula de puntos del modelo L = 10 (km), obtenemos un valor de $Ra \sim 6.8 * 10^{17}$ y $Nu \sim 1.5 * 10^5$. Por lo tanto, es razonable adoptar el valor de 10^5 como límite superior de $k_{convectivo}$. También exploré los efectos térmicos de una convección menos eficiente, fijando 10^3 como valor mínimo para $k_{convectivo}$. En otras palabras, en el modelo consideré la posibilidad de que la convección líquida transmita calor entre 1,000 y 100,000 veces más eficientemente que la conductividad térmica sólida del manto.

2.1.5 Umbral de solidificación

A medida que avanza el enfriamiento, finalmente se alcanza la solidificación del océano de magma. El proceso de solidificación no solo cambia las propiedades reológicas del material, sino que también influye en sus propiedades térmicas. Por lo tanto, el proceso de solidificación debe incluirse en las simulaciones. Elegí las curvas de *solidus* y *liquidus* utilizadas por Nikolaou et al. (2019) para diferenciar el estado físico del manto al comienzo de la formación de la litósfera. Estas curvas (descritas por el autor como "sintéticas") se han calculado para peridotita a diferentes presiones del manto (*P*). Emplean datos de múltiples estudios, para el *solidus*, utilizan datos de Hirschmann (2000) para $P \in [0, 2.7)$ *GPa*, Herzberg et al. (2000) para $P \in [2.7, 22.5)$ *GPa* y Fiquet et al. (2010) para $P \ge 22.5$ *GPa*, mientras que, para el *liquidus*, los datos son de Zhang y Herzberg (1994) para $P \in [0, 22, 5)$ *GPa* y de Fiquet et al. (2010) para $P \ge 22.5$ *GPa*.



Figura 3. Representación gráfica de la variación de la conductividad térmica efectiva para el modelo térmico lineal. El eje vertical representa los valores de la constante de proporcionalidad $k_{convectivo}$, en tanto que el eje horizontal representa los valores de viscosidad en función del porcentaje de material fundido/cristalizado. La línea negra muestra esquemáticamente la variación de $k_{convectivo}$ para la cristalización de la litósfera con el enfriamiento.

Para modelar el cambio en las condiciones del flujo de calor que se produce como resultado de la solidificación, utilicé una disminución lineal de la conductividad térmica del material que está a una temperatura entre el *solidus* y el *liquidus* (Figura 3). Se calculó el porcentaje de material fundido en función de la temperatura presente en un momento dado en un punto particular. Este porcentaje se describe mediante la ecuación $\phi = (T - T_{sol}/T_{lig} - T_{sol})$, donde *T* es la temperatura del océano de magma a una

profundidad dada, T_{sol} es la temperatura del *solidus* y T_{lig} es la del *liquidus*. La conductividad térmica del material del manto sólido se fijó en 3.6 (W/m * K) cuyo valor se extrajo de Goncharov et al. (2009). El valor de la conductividad de la fase puramente líquida es la conductividad efectiva $k_{convectivo}$ (1,000 -100,000), como se explicó anteriormente. Además de la dependencia lineal de k_{convectivo} con la fracción fundida, también se consideró una dependencia lineal de la conductividad térmica con la temperatura por debajo de la curva de *solidus*. Esta disminución de $k_{convectivo}$ con la temperatura se introdujo para tomar en cuenta una litósfera que se vuelve más aislante a medida que aumenta su espesor, pero también para proporcionar cierta flexibilidad en el modelo y tener en cuenta la ocurrencia del vulcanismo. El valor de k_{convectivo} de la litósfera puede verse como un promedio del aislamiento de esta capa de roca, al considerar que este coeficiente determina la velocidad de transmisión de calor que pasa a través de la litósfera. Por lo que, un valor bajo implica que el calor será transportado lentamente a través de ella, comportándose como una capa aislante. Mientras que, un valor alto provocaría que la litósfera transmita el calor con facilidad por lo que se comportaría de manera no aislante. Esto permite mostrar con un único valor el comportamiento aislante de la capa rígida más externa del planeta. Para diferenciar entre un valor cualquiera para el manto y un valor para la litósfera utilicé k_{litos} como nomenclatura. Es difícil encontrar un valor cuantitativo único para expresar el vulcanismo en una Tierra primitiva. Por lo tanto, utilicé un rango de valores de k_{litos} que me permite mostrar una tendencia en el comportamiento general. Es decir, se pueden representar regiones donde hay un mayor aislamiento (sin vulcanismo), pero también puede representar regiones litosféricas donde hay una litósfera aislante con un gran volumen de actividad volcánica que permite el transporte de calor mucho más rápido a la superficie. Para definir el espesor de la litósfera, elegí la isoterma de 1400 K para representar la transición de material dúctil a rígido. Basado en modelos utilizados para calcular una litósfera térmica puede ser considerado como un valor adecuado para la Tierra primitiva (p. e., Artemieva y Mooney, 2001; Koptev y Ershov, 2011; Criss y Hofmeister, 2016).

Los efectos térmicos de la cristalización no son lineales, sino que tienden a mostrar un salto drástico una vez que se alcanza un porcentaje crítico de cristalinidad. De esta forma, la aproximación utilizada pasa por alto detalles en la trayectoria seguida por el porcentaje de material fundido. Sin embargo, las principales diferencias se encuentran en los porcentajes intermedios de solidificación (40-60%), donde se produce el salto en las propiedades térmicas y reológicas. Una ventaja de la aproximación lineal es que resulta más fácil de usar computacionalmente y favorece la estabilidad de los cálculos numéricos, lo que permite evaluar un gran número de simulaciones en poco tiempo. Por tanto, el balance entre la pérdida de precisión debido al enfoque lineal en esta parte del sistema, vs. la estabilidad de los cálculos numéricos justifica la adopción de dicho enfoque.

2.2 Efectos elásticos de la atracción gravitacional lunar

Para calcular los esfuerzos provocados por las mareas terrestres de la Luna sobre la Tierra, he utilizado un modelo recurrente en la literatura (p.ej., Greenberg et al., 2003; Cameron et al., 2020; Burkhard et al., 2022), el cual se basa principalmente en el trabajo de Wahr et al. (2009), quienes han implementado dicho modelo en el cálculo de esfuerzos para satélites de Júpiter. Aunque se enfoca principalmente en satélites helados, este puede adaptarse fácilmente a una Tierra primitiva. Dicho modelo se basa de derivar esfuerzos superficiales directamente del potencial gravitacional, relacionando el potencial gravitatorio con el campo de desplazamientos por marea a través de la ecuación diferencial de conservación de momento lineal y la ecuación de Poisson (Dahlen, 1972; Wahr, 1981; Wahr et al., 2009). Esto permite obtener las componentes del tensor de esfuerzos en función del vector desplazamiento (o del potencial y sus derivadas). Este procedimiento permite especificar los números de Love de forma independiente, desacoplando las deformaciones de marea radiales y laterales. Esto provoca que toda la información referente a la estructura del planeta pueda ser descrita de forma simple a través de números adimensionales. Este cálculo no requiere que la capa exterior sea delgada como en otras metodologías (p. ej., Beuthe, 2015), lo que amplía los posibles escenarios que pueden calcularse.

En esta tesis he adaptado el modelo de Wahr et al. (2009) a la Tierra primitiva, por lo que el cálculo del potencial gravitacional es diferente al que se ha empleado en dicho trabajo. Sin embargo, esta adaptación no afecta la efectividad de los resultados ya que el modelo desacopla el potencial gravitacional de la respuesta elástica del planeta, lo que permite cálculos independientes. De esta manera, se puede modelar una Tierra primitiva afectada por el potencial gravitacional lunar.

2.2.1 Esfuerzos y deformación

El modelo que presento en esta tesis supone que la Tierra es compresible, auto gravitante y esféricamente simétrica, de modo que todos los límites entre capas son esferas y sus propiedades materiales dependen únicamente de *r*. Para estas simulaciones, he considerado únicamente cuatro capas: un núcleo que se compone de la parte sólida y líquida actuales, un manto dividido en dos capas, y una litósfera rígida. Esto me permite simular diferentes evoluciones de la solidificación del manto a través de sus propiedades materiales.

Las componentes del tensor de esfuerzos se calcularon a partir de la siguiente relación esfuerzodesplazamiento:

$$\tau = \lambda(\nabla \cdot \vec{s}) + \mu[\nabla \vec{s} + \nabla \vec{s}^T]$$
(4)

Donde λ y μ (módulo de corte) son los parámetros de Lamé de la capa más superficial del planeta y T representa transpuesta. El vector de desplazamiento de marea en cualquier punto dentro de la Tierra queda expresado por \vec{s} (r, θ, φ), el cual se relaciona con el potencial de marea aplicado por la Luna V a través de la ecuación de Poisson y la ecuación diferencial que describe la conservación del momento lineal (Dahlen, 1972; Wahr, 1981). De forma que, en la superficie exterior el vector \vec{s} se puede relacionar con V utilizando los números de Love adimensionales de segundo grado, h y l (Dahlen, 1972; Wahr et al., 2009). De manera que, las componentes del vector desplazamiento de marea se pueden obtener de la siguiente forma:

$$s_r = \frac{h}{g} * V \tag{5a}$$

$$s_{\theta} = \frac{l}{g} * \frac{\partial V}{\partial \theta}$$
(5b)

$$s_{\phi} = \frac{l}{g * \sin \theta} * \frac{\partial V}{\partial \phi}$$
(5c)

donde h y l son los números adimensionales que representan la respuesta elástica de la Tierra. V es el potencial de marea con sus derivadas en función de θ y ϕ . Para obtener las componentes del tensor de esfuerzos se sustituyeron en la ecuación 4 los componentes esféricos de $[\nabla \vec{s} + (V \vec{s})^T]$ y $\nabla * \vec{s}$ dados por las ecuaciones A139 y A140 en Dahlen y Tromp (2001). Las componentes del tensor de esfuerzos en coordenadas esféricas quedan entonces descritas por las siguientes ecuaciones:

$$\tau_{rr} = \frac{\lambda}{Rg} \left[Rh \left(\frac{\partial V}{\partial r} + (h * V) \right) + l \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \frac{\partial V}{\partial \theta} \cot \theta + \frac{1}{\theta} * \frac{\partial V}{\partial \phi} \right) \right] + 2\mu \left(\frac{h}{g} * \frac{\partial V}{\partial r} \right)$$
(6a)

$$\tau_{\theta\theta} = \frac{2\mu}{g R (\lambda + 2\mu)} \left[h \left((3\lambda + 2\mu)V \right) + l \left[\left(\frac{\lambda}{\theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right) + \left(\lambda \cot \theta * \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \left(2(\lambda + \mu) \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \right) \right] \right]$$
(6b)

$$\tau_{\phi\phi} = \frac{2\mu}{gR(\lambda + 2\mu)} \left[h\left((3\lambda + 2\mu)V \right) + l\left[\left(\frac{2(\lambda + \mu)}{\theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right) + \left(2(\lambda + \mu) \cot \theta * \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \left(\lambda \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} \right) \right] \right]$$
(6c)

$$\tau_{\phi\theta} = \tau_{\theta\phi} = \frac{2\mu l}{g R \sin \theta} \left[\left(\frac{\partial^2 V}{\partial \theta \phi} \right) - \cot \theta \frac{\partial V}{\partial \phi} \right]$$
(6d)

$$\tau_{r\theta} = \tau_{\theta r} = \frac{\mu}{g} \left[l * \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \theta r} \right) + \frac{h - l}{R} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) \right]$$
(6e)

$$\tau_{r\phi} = \tau_{\phi r} = \frac{\mu}{g * \sin \theta} \left[l * \frac{\partial^2 V}{\partial \phi r} + \frac{h - l}{R} \left(\frac{\partial V}{\partial \phi} \right) \right]$$
(6f)

donde *R* es el radio de la Tierra, *g* es la atracción gravitacional en la superficie, las coordenadas del punto a calcular vienen dadas por $\theta \neq \phi$, que son colatitud y longitud respectivamente. Estas ecuaciones dependen de las derivadas del potencial gravitacional, los parámetros de Lamé ($\mu \neq \lambda$) y la respuesta elástica de la Tierra (números de Love). Los parámetros de Lamé que se ingresan en las ecuaciones 6 son los valores para la litósfera. La respuesta elástica del resto del planeta esta expresada de forma implícita en los números de Love.

En esta tesis se utilizó el programa SatStress, específicamente la función thirdLove para calcular los números de Love del planeta (Wahr et al., 2009). Esta función está basada en el método pseudoespectral matricial para el modelado de mareas elásticas en cuerpos planetarios (Zábranová et al., 2009). Los elementos de entrada de la función se acomodan en una matriz que contiene los parámetros físicos para las capas. La columna 1 es la capa más interna y la columna más a la derecha es la capa más externa. Donde, los elementos incluidos en la matriz son: Radio exterior de la capa (km), Estado de la capa (0 para líquido, 1 para sólido), Densidad (kg/m³), Módulo de corte viscoelástico (Pa). Además, se debe incluir la cantidad de nodos deseada para el cálculo de cada capa y la frecuencia de la fuerza ejercida sobre el cuerpo planetario (rad/s). Los elementos de salida de la función son una lista con las partes reales e imaginarias de los números de Love. Para más información sobre el programa es necesario consultar el trabajo de Wahr et al. (2009). Los valores utilizados durante las simulaciones quedan resumidos en el Apéndice A.

2.2.2 Cálculo del potencial gravitacional

Para obtener información sobre el comportamiento de las fuerzas de marea, es necesario calcular el potencial gravitacional. Para este modelo, utilice una ecuación que describe el potencial gravitacional en función de coordenadas geográficas (Agnew, 2015). Esto permite establecer el potencial para cualquier punto en la superficie del planeta, en función de dos pares de ángulos $(\theta, \phi) \gamma (\theta', \phi')$, usando los armónicos esféricos complejos totalmente normalizados. De esta forma, el potencial gravitacional de mareas en un punto está descrito por la siguiente ecuación:

$$V = \frac{GM_{Luna}}{a} \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{R}{a}\right)^n \frac{4\pi}{2n+1} \times \sum_{m=-n}^{\infty} Y_{nm}^*\left(\theta', \phi'\right) Y_{nm}(\theta, \phi)$$
(7)

donde *n* y *m* son el grado y el orden de los polinomios respectivamente, *a* es la distancia que separa la Tierra y la Luna, *G* es la constante gravitacional y M_{Luna} es la masa de la Luna. Los ángulos θ' y ϕ' son coordenadas geográficas de colatitud y longitud que marcan la línea que une ambos cuerpos planetarios (Figura 4), en tanto que los ángulos θ y ϕ marcan las coordenadas geográficas (colatitud y longitud) del punto a calcular. De manera que los armónicos esféricos quedan definidos por:

$$Y_{nm}(\theta, \phi) = N_n^m P_n^m(\cos\theta) e^{im\phi}$$
(8a)

$$N_n^m = (-1)^m \left[\frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right]^{\frac{1}{2}}$$
(8b)

donde Y_{nm} son los armónicos esféricos, N_n^m es el factor de normalización y P_n^m son los polinomios de Legendre de grado n y orden m.

Existe incertidumbre sobre la posición específica que tuvo la Luna posterior al impacto y durante su evolución. Por esta razón, opté por una órbita circular con una posición estática para la Luna en los ángulos $\theta' = 90 \text{ y } \phi' = 0$. De esta forma, el análisis de la influencia de la atracción gravitacional se expande en el tiempo más allá de la posición celeste específica. Lo anterior provoca que durante el cálculo del potencial el factor más importante sea la distancia entre la Tierra y la Luna.


Figura 4. Esquema ilustrativo del modelo, donde se muestran los ángulos y distancias que son considerados para el cálculo del potencial gravitacional.

2.2.3 Cálculo de la distancia Tierra – Luna

Las masas de la Luna y la Tierra han cambiado muy poco desde que ambos cuerpos fueron formados después de la colisión, por lo que la fuerza de atracción gravitacional y sus efectos dependerían directamente de la distancia entre ambos cuerpos. La determinación de la distancia entre la Tierra y la Luna se ha establecido por diferentes modelos analíticos para la historia geológica (Canup, 2004). Debido al gran interés en este trabajo en establecer la relación de la distancia Tierra – Luna he elegido dos escenarios diferentes. El primero plantea la posibilidad de un alejamiento gradual y lento de la Luna, el otro extremo plantea un alejamiento muy rápido. Para calcular la distancia con un alejamiento rápido he elegido una ecuación que ha sido bastante utilizada en la literatura (Murray y Dermott, 1999):

$$a(t)^{\frac{13}{2}} = a(t_0)^{\frac{13}{2}} + \frac{13}{2} \frac{k_2}{Q} A(t - t_0)$$
(9a)

$$A = \frac{3M_{Luna}R^5}{M_{Tierra}} [G(M_{Tierra} + M_{Luna})]^{\frac{1}{2}}$$
(9b)

donde, Q es el factor de disipación de marea promedio, t_0 es el tiempo de inicio, en el intervalo de t_0 a t, k_2 es el número de Love de marea de la Tierra, A es una constante que depende de la masa de la Luna M_{Luna} , la masa de la Tierra M_{Tierra} y del radio de la Tierra R. Los valores para calcular la distancia con

esta ecuación fueron extraídos del trabajo de Qin et al. (2018). Para el escenario extremo de un alejamiento lento he elegido la ecuación de Sharma (2009):

$$a = D - (D - E) * e^{\frac{-t}{\tau_1}} - F * e^{\frac{-t}{\tau_2}} + F * e^{\frac{-t}{\tau_3}}$$
(10)

La cual depende de los coeficientes D, $E ext{ y } F$ que tienen unidades de distancia, t es el tiempo en el que se está realizando el cálculo y, los coeficientes τ_1 , τ_2 , y τ_3 , tienen unidades de tiempo. Para este trabajo se han considerado orbitas circulares, por lo que la excentricidad de la órbita se igualó a 0.

Para calcular la frecuencia a la que orbitaba la Luna se utilizó $\omega = 2\pi/T$, donde *T* es el periodo orbital y se calcula de la manera siguiente (Curtis, 2010):

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{G(M_{Tierra} + M_{Luna})}} a^{\frac{3}{2}}$$
(11)

El periodo orbital de la Luna depende de la constante gravitacional G, la distancia entre ambos cuerpos a y de las masas de la Tierra y la Luna (M_{Tierra} y M_{Luna} respectivamente). Los valores utilizados para las ecuaciones 9, 10 y 11 se encuentran en el Anexo A.

2.3 Evaluación de ruptura

Una vez obtenidas las componentes del tensor de esfuerzos (ecuaciones 6 de la sección 2.2.1) se puede evaluar la formación de fracturas. Para ello, es necesario conocer los esfuerzos principales de cada tensor calculado sobre la superficie del planeta. Un tensor de segundo orden puede ser representado de forma matricial a través de un arreglo de 3 columnas y 3 renglones. La Figura 5a muestra un ejemplo visual de las componentes del tensor de esfuerzos proyectadas sobre un cubo, donde 3 de las 9 componentes son normales a la superficie y las otras 6 restantes son tangenciales. De este modo, los esfuerzos normales principales actúan perpendicularmente a las caras del cubo, cuyas superficies están libres de esfuerzos cortantes. Considerando la simetría del tensor, se requieren seis componentes para definir el estado de esfuerzos en un cubo orientado arbitrariamente (Figura 5a), por lo que, se utilizan seis ecuaciones para definir al tensor de esfuerzos simétrico que se calcula en este trabajo (ecuaciones 6).

Aunque las características del tensor muestren componentes normales y tangenciales por igual, cada matriz de esfuerzos puede transformarse a un marco de ejes principales desde un marco de referencia arbitrario. El estado de esfuerzos en el nuevo sistema se define mediante tres esfuerzos normales principales (magnitudes) y tres ejes principales (orientaciones). Es decir, si rotamos nuestro cubo sobre el que se proyecta el tensor, podremos encontrar una orientación donde no existan componentes tangenciales. Entonces, el estado de esfuerzos estaría definido por solo tres componentes de esfuerzos principales normales a la superficie (Figura 5b). De esta forma, se tiene un estado de esfuerzos que depende únicamente de esfuerzos normales sin componentes tangenciales, de manera que las componentes principales se pueden visualizar en 3D utilizando un cubo de material similar al de la Figura 5a. Cuando este cubo de material es rotado, las direcciones principales rotan con respecto al sistema de coordenadas fijo en el espacio (x, y, z en la Figura 5b).



Figura 5. Inciso a) ilustración esquemática de las componentes esféricas del tensor de esfuerzos. b) representación de los esfuerzos principales máximo (verde), intermedio (azul) y mínimo (rojo) del tensor de esfuerzos.

Aunque las nueve componentes del tensor representan los esfuerzos generados en un punto de la litósfera, por si solos brindan poca información con respecto a la formación de las fracturas. Para tal efecto, es necesario establecer un vínculo entre la generación de esfuerzos en ciertas direcciones y las fracturas que puedan formarse. De manera que, se obtienen los esfuerzos principales para evaluar la existencia de fracturas utilizando el criterio de fractura de Mohr – Coulomb. El criterio de fractura Mohr-Coulomb es un método gráfico para transformar el tensor de esfuerzos a través de sus direcciones y magnitudes principales. En otras palabras, consiste en una forma de visualizar el campo de esfuerzos de un cuerpo deformable. Este criterio es comúnmente utilizado para núcleos de roca que son extraídos y llevados al laboratorio para análisis, pero puede ser muy útil en la modelación si se calcula el estado de esfuerzos y se conoce la resistencia a la fractura del material a evaluar.

A pesar de que la modelación que se realiza en este trabajo es en tres dimensiones, la explicación bidimensional puede resultar muy ilustrativa. Sobre todo, porque no se pierde la esencia de las facilidades que brinda el diagrama del espacio de Mohr. Donde, el espacio de Mohr es una representación bidimensional cartesiana, en la que el eje horizontal mide esfuerzos normales y el vertical esfuerzos cortantes o de cizalla. En el espacio de Mohr un estado de esfuerzos en un punto de un cuerpo deformable se representa mediante una circunferencia centrada en el eje horizontal. Esta representación gráfica es conocida como el círculo de Mohr. A partir de estas representaciones de los esfuerzos es posible extraer una gran cantidad de información.

En el presente trabajo únicamente se realizaron pruebas considerando una litósfera con resistencia de roca intacta. Es decir, se consideró que en la litósfera no existían fracturas preexistentes a las que se generan por esfuerzos gravitacionales. Además, la evaluación de fractura se realizó con el criterio de Mohr-Coulomb. Por lo que, aunque se explican las características del espacio de Mohr como diagrama explicativo del estado de esfuerzos, las ecuaciones utilizadas son del criterio de Mohr-Coulomb (ecuaciones 12, 13 y 14), lo que se explicará más adelante.



Figura 6. Representación gráfica de los esfuerzos principales y la relación con el círculo de Mohr en la formación de fracturas. Diagrama ilustrativo sin valores específicos, pero que ejemplifica los casos en los que la ruptura puede efectuarse.

La Figura 6 muestra un diagrama de la visualización de los esfuerzos principales a través del espacio de Mohr. En dicho diagrama, el esfuerzo principal se proyecta sobre el eje horizontal y en el eje vertical se coloca el esfuerzo tangencial. El círculo de Mohr se construye proyectando sobre el eje horizontal los esfuerzos principales máximo (σ_1), mínimo (σ_3) y promedio (($\sigma_1 + \sigma_3$) /2). El círculo se traza centrado en el eje horizontal, donde el esfuerzo máximo y mínimo son las partes más extremas del círculo, y el esfuerzo principal promedio esta justo en el centro de este. Por otro lado, el esfuerzo tangencial máximo para un estado de esfuerzos dado corresponde a los puntos más alto y más bajo del círculo de Mohr. La altura de esos puntos sobre el eje horizontal equivale al radio del círculo. Pero no cualquier radio del círculo termina en un punto con el valor máximo de esfuerzo cortante. Por ejemplo, hay dos de ese infinito número de radios que coinciden con σ_1 y σ_3 cuyo esfuerzo cortante es igual a 0. De manera que, la orientación de los esfuerzos puede determinar la orientación de las fracturas y la existencia de estas. Para este trabajo se utilizó el esfuerzo diferencial como referencia para reconocer esfuerzos capaces de generar fracturas. De manera que, el esfuerzo diferencial se calcula como la diferencia entre el esfuerzo máximo y el mínimo ($\sigma_1 - \sigma_3$), el cuál es el equivalente al diámetro del círculo de Mohr. En la Figura 6, también se muestra una curva envolvente que marca el límite de esfuerzos tangenciales que es capaz de resistir un material. Por lo que, si los esfuerzos tangenciales alcanzan esta línea, se considera que la fractura se ha efectuado.

Para ejemplificar, en la Figura 6, el círculo más a la derecha muestra un estado de esfuerzos en el que la diferencia entre el esfuerzo máximo (σ_1) y mínimo (σ_3) es muy pequeña. Aunque estos esfuerzos sean elevados, no alcanzan a generar una distorsión en el material que permita la formación de fracturas. El círculo de en medio muestra el caso más común, donde la diferencia de esfuerzos máximo y mínimo pueden formar fractura. El círculo más a la izquierda de la Figura 6 muestra un estado hipotético de esfuerzos en el cual los valores son superiores a los necesario para generar fracturas. Comúnmente, la roca intacta puede ser fracturada cuando el círculo de Mohr alcanza la envolvente. De manera que, en el momento en el que el círculo toca la envolvente de la roca intacta y se genera la fractura, baja inmediatamente la magnitud del esfuerzo. Por lo que, el círculo de Mohr no puede superar la envolvente de la roca intacta. En resumen, el espacio de Mohr nos muestra de forma gráfica una representación de los esfuerzos y la capacidad que tienen para generar fracturas. Los esfuerzos principales nos determinan las características del círculo que se proyecta y la resistencia a la fractura lo determina la envolvente de esfuerzos de roca intacta.

Dada la naturaleza de este trabajo, los esfuerzos que se calculan van disminuyendo con el tiempo a medida que la Luna se aleja. Caso contrario a las muestras comunes en las que los esfuerzos van aumentando paulatinamente hasta fracturar los núcleos de roca. De manera que, conocer la cantidad de esfuerzos diferenciales que puede soportar la litósfera durante la modelación es de suma importancia. Para ello, se determina la envolvente de esfuerzos que pueda representar la resistencia de la litósfera. Las características del presente trabajo obligan a utilizar datos experimentales que aproximen la respuesta de rocas actuales a las condiciones de la litósfera primitiva. Villeneuve y Heap (2021) proporcionan una manera sencilla para determinar la cohesión y el ángulo de fricción interna de rocas volcánicas intactas utilizando una combinación de datos experimentales publicados.



Figura 7. Curvas utilizadas como escenarios extremos para las envolventes de esfuerzos para el cálculo de fracturas. Los dos extremos representan la cantidad de esfuerzos que permiten las rocas volcánicas en función de su porosidad. Estas curvas fueron calculadas con el criterio de Mohr- Coulomb y las ecuaciones 3 y 4 del trabajo de Villeneuve y Heap (2021).

El criterio de fractura de Mohr - Coulomb puede describirse a partir de la siguiente ecuación:

$$\tau = c + \sigma \tan \phi_f \tag{12}$$

donde, τ es la resistencia al corte, y σ es el esfuerzo normal efectivo que actúa sobre el plano en donde el esfuerzo cortante es τ , la cohesión queda determinada por c y el ángulo de fricción interna esta descrito por ϕ_f . Estos parámetros pueden ser calculados de forma empírica tal como muestran Villeneuve y Heap (2021) a través de las siguientes ecuaciones:

$$c = 3\varphi^{(-0.8)} \tag{13}$$

$$\phi_f = -68\,\varphi + 55\tag{14}$$

donde, las ecuaciones dependen de φ , que es la porosidad conectada promedio (o simplemente "porosidad"). Gráficamente estos valores muestran la intersección con el eje de esfuerzos tangenciales

(c) y el ángulo con el que la envolvente interseca el mismo eje \emptyset_f . Ambas variables, tanto la cohesión como el ángulo de fricción interna disminuyen en función del aumento de la porosidad, por lo que esta relación empírica permite obtener las curvas envolventes de esfuerzos de roca intacta para la litósfera. Entonces, el análisis del presente trabajo se puede establecer entre dos escenarios extremos de porosidad en la litósfera. El valor más bajo de la porosidad es de 0.05, en tanto que la porosidad más alta utilizada es de 0.3. Los cuales están delimitados por los datos experimentales de donde se obtienen las ecuaciones 13 y 14. Estos valores de fricción y cohesión son representativos de roca intacta y la representación gráfica de las curvas envolventes se encuentra en la Figura 7. Las cuales marcan el límite de resistencia a esfuerzos tangenciales en el que la litósfera puede generar fracturas durante las modelaciones de este trabajo.

3.1 Modelo térmico

Para comprender la evolución temprana del planeta, es importante identificar las condiciones que favorecen la formación de la litósfera. De manera que, el análisis se enfocó en constreñir la evolución de la solidificación en función de diferentes tasas de transferencia de calor. Entonces, en esta sección se muestran simulaciones con diferentes valores de difusividad térmica para el manto. Cada simulación se realizó manteniendo valores constantes para el calor específico y la densidad de cada capa; únicamente se modificó la conductividad térmica efectiva. En las simulaciones, la difusividad térmica varía en función de la constante de proporcionalidad $k_{convectivo}$ (donde la difusividad es: $\alpha = (k/(Cp * \rho)) * k_{convectivo}$). La descripción en este capítulo es de resultados ilustrativos de las diferentes simulaciones realizadas. Los gráficos mantienen el mismo patrón de color en cada panel para identificar el tiempo después del impacto. Los resultados se muestran con referencia al coeficiente $k_{convectivo}$, ya que este representa el número de veces que la convección es más efectiva que la conducción para cada capa. Esto nos permite comparar el enfriamiento del planeta a través de diferentes tasas de transferencia de calor.

3.1.1 Solidificación del océano de magma

Las figuras 8 y 9 muestran los resultados de las simulaciones térmicas para los primeros millones de años después del gran impacto. La Figura 8 muestra las simulaciones de un océano de magma que se solidifica a través de una convección vigorosa ($k_{convectivo}$ 10⁵) con atmósfera aislante ($k_{convectivo}$ 10³). Por otro lado, la Figura 9 muestra las simulaciones de una convección débil en el manto ($k_{convectivo}$ 10³), pero con una transferencia de calor rápida en la atmósfera ($k_{convectivo}$ 10⁵). Estos dos escenarios son opuestos, por lo que pueden ser ilustrativos de las condiciones extremas que se simularon. Ambas figuras comparten el mismo esquema general, ya que cada una tiene cuatro paneles diferentes. Los dos paneles superiores son el resultado del perfil de temperatura inicial máxima (paneles a y b). En tanto que los dos paneles inferiores muestran las simulaciones de temperatura inicial mínima (paneles c y d). Los paneles del lado izquierdo muestran curvas de temperatura vs radio de la Tierra para diferentes tiempos (a y c). Mientras que, los paneles en la columna derecha (b y d) muestran el porcentaje de material fundido en el manto en función del tiempo.



Figura 8. Evolución térmica de la Tierra para un océano de magma con convección vigorosa. Los paneles de la izquierda muestran perfiles de temperatura vs profundidad para diferentes edades. El perfil de temperaturas iniciales está representado con el color negro. Las otras curvas representan las edades de 1 mil (rosa), 10 mil (azul), 100 mil (morado), 500 mil (rojo), 1 millón (verde) y 5 millones de años (naranja). Los paneles de la derecha muestran el porcentaje de material fundido a lo largo del tiempo para los primeros 5 millones de años después del gran impacto. Para una explicación más amplia ver el texto.



Figura 9. Evolución térmica de la Tierra para un océano de magma con convección débil. Los paneles de la izquierda muestran perfiles de temperatura vs profundidad para diferentes edades. El perfil de temperaturas iniciales está representado con el color negro. Las otras curvas representan las edades de 10 mil años (rosa), 100 mil años(azul), 1 (morado), 10 (rojo), 100 (verde) y 200 millones de años (naranja). Los paneles de la derecha muestran el porcentaje de material fundido a lo largo del tiempo para los primeros 200 millones de años después del gran impacto. Para una explicación más amplia ver el texto.

Las curvas negras sólidas en los paneles a) y c) de las Figuras 8 y 9 muestran los perfiles de temperatura inicial de cada simulación. Por otro lado, las curvas negras punteadas corresponden a los límites entre los cuales se lleva a cabo la cristalización progresiva del magma. Donde, la curva de mayor temperatura es la curva de *liquidus* y la curva de menor temperatura es la de *solidus*. Los perfiles de colores muestran la evolución de la temperatura para diferentes tiempos posteriores al impacto (indicados en cada figura). Las curvas que se muestran en los paneles a) y c) de ambas figuras comparten algunas características en su comportamiento. Por ejemplo, el calor se transmite tanto hacia la superficie como hacia el interior del planeta. Esto se muestra claramente en las curvas azul y rosa donde aumenta la temperatura de la capa del manto inferior.

En los paneles a) y c) de la Figura 8, se muestran los perfiles de temperatura para los tiempos de mil (rosa), 10 mil (azul), 100 mil (violeta), 500 mil (rojo), 1 millón (verde) y 5 millones de años (naranja). En ellos, la temperatura de la atmósfera se iguala rápidamente a la de la superficie del planeta. Esto permite el enfriamiento de la atmósfera por debajo del *solidus* con una rápida disminución de la temperatura del océano de magma en su superficie. De esta manera, la formación de una fina capa de sólido da origen a la litósfera. Esta capa sólida en la superficie produce una disminución de la transferencia de calor desde la superficie del océano de magma hacia la atmósfera, lo que produce efectivamente una trampa de calor en la superficie. Por lo tanto, la temperatura en la parte interna del manto tiende a igualarse con la temperatura en la superficie más rápido que la temperatura de la superficie se iguala con la de la atmósfera y, por lo tanto, la solidificación se logra antes en las partes internas del manto que justo debajo de la delgada capa de sólido formada en la superficie del planeta. Después de 5 millones de años (curva naranja Figura 8), el perfil geotérmico se encuentra muy cerca de la curva de *solidus*. En estas condiciones, el calor comienza a extraerse del núcleo en un momento muy temprano en la evolución del planeta.

Por otro lado, los paneles b) y d) de la Figura 8 muestran el porcentaje de material fundido en el manto a través del tiempo. El primer millón de años el océano de magma se encuentra prácticamente fundido, con excepción de su superficie (litósfera). Este material líquido comienza a solidificarse desde el interior y el frente de solidificación se mueve hacia la superficie rápidamente al principio, después disminuye un poco la velocidad, hasta finalmente alcanzar la superficie. En estas simulaciones donde la convección del manto es muy vigorosa la transferencia de calor desde el interior a la superficie es muy rápida. Además, la formación de la litósfera ayuda a formar la trampa de calor que disminuye la transferencia de calor a la atmósfera. Esto favorece la solidificación desde el interior debido a las características que tienen las curvas de *solidus y liquidus*.

La Figura 9 muestra simulaciones donde la convección en el manto es débil. En los paneles a) y c), los colores de las curvas se mantienen igual que en la Figura 8, pero cambia el tiempo que representan. En la Figura 9 los tiempos que marcan las curvas son de 10 mil (rosa), 100 mil (azul), 1 millón (violeta), 10 millones (rojo), 100 millones (verde) y 200 millones de años (naranja). Comparado con las simulaciones de la Figura 8, los tiempos son dos órdenes de magnitud mayores. Además, la convección débil permite en el caso del perfil de temperaturas máximas que parte del núcleo se caliente ligeramente. Esto se da justo después del gran impacto y comienza a enfriarse solo después de 100 millones de años. En cambio, para la envolvente de temperatura inicial mínima, la temperatura de la base del manto siempre es más baja que la del núcleo. Esta diferencia de temperatura inevitablemente hace que el calor se desplace desde el núcleo a la base del manto inmediatamente después del gran impacto.

En los paneles b) y d) de la Figura 9 se observa que, con la convección débil el frente de solidificación inicia desde la superficie hacia el interior. Además, la solidificación del océano de magma es mucho más lenta que con la convección vigorosa. Por lo que la superficie es lo primero que empieza a solidificarse. Ocurre el caso contrario con la convección vigorosa y la litósfera aislante, ya que se genera una trampa de calor que provoca la rápida solidificación del océano de magma, la cual inicia desde el interior hacia la superficie (Figura 8).

En las Figuras 10 y 11 se muestran las simulaciones que se realizaron para diferentes valores de transferencia de calor de la litósfera. Con la variación del coeficiente k_{litos} se han realizado algunas simulaciones que muestran la solidificación del planeta en función del aislamiento de la litósfera. De forma que k_{litos} es un múltiplo de la conductividad térmica de la litósfera usada durante la simulación. A medida que este coeficiente es más grande, mayor es la cantidad de calor que pasa a través de la litósfera. Si el valor es más pequeño, esto indica que la litósfera es más aislante. De manera que, las figuras 10 y 11 ilustran la importancia térmica de la litósfera en el enfriamiento del planeta.

En la Figura 10 se muestran las simulaciones de la convección vigorosa (10⁵) con valores para k_{litos} de 5, 25, 50 y 100. A medida que aumenta el coeficiente k_{litos} en los paneles de la Figura 10 se puede observar que el efecto de la trampa de calor disminuye. Esto provoca que la solidificación del océano de magma se dé casi de forma simultánea en todo el manto. Además, el tiempo que tarda el manto en estado líquido es cada vez menor. Lo que sugiere que sin una litósfera aislante el enfriamiento del océano de magma se alcanzaría más rápido.



Figura 10. Solidificación del planeta con una convección vigorosa ($k_{convectivo}$ 10⁵) para diferentes niveles de aislamiento térmico de la litósfera (Valor de k_{litos}). Los colores representan el porcentaje de material fundido del océano de magma a lo largo del tiempo. Los paneles superiores son de las simulaciones de temperatura inicial máxima, mientras que los inferiores son de las simulaciones de temperatura inicial mínima.



Figura 11. Solidificación del planeta con una convección débil ($k_{convectivo}$ 10³) para diferentes niveles de aislamiento térmico de la litósfera (k_{litos}). Los colores representan el porcentaje de material fundido del océano de magma a lo largo del tiempo. Los paneles superiores son de las simulaciones de temperatura inicial máxima, mientras que los inferiores son de las simulaciones de temperatura inicial mínima.

Por el otro lado, en la Figura 11 la solidificación del océano de magma prácticamente no cambia con el coeficiente k_{litos} . Esto se explica porque la convección débil genera una baja tasa de transferencia de calor hacia la superficie. La diferencia se ve principalmente en la velocidad con la que avanza el frente de solidificación hacia el interior, de forma que, el aislamiento térmico de la litósfera afecta en mayor medida la evolución térmica a las simulaciones con convección vigorosa.

3.1.2 Espesor de la litósfera

Con las simulaciones obtenidas y proyectadas en las Figuras 12 y 13, se puede obtener información sobre la evolución de la litósfera. Esto se hace considerando una temperatura representativa que marque el límite a partir del cual el material de manto tiene comportamiento rígido. Con las simulaciones anteriores es posible estimar el tiempo necesario para alcanzar una isoterma, así como la profundidad a la que se encuentra dicha isoterma en cada momento. De esta manera se pueden obtener una serie de curvas donde se muestra la variación del espesor de la litósfera para cada simulación. La variación de la profundidad a la que el manto alcanza la temperatura para comportarse de forma rígida (1400 K para este trabajo) se muestra en las Figuras 12 y 13. Puede considerarse que esta isoterma define la base de la litósfera térmica para las simulaciones. Las curvas discontinuas en ambas figuras representan simulaciones con perfil de temperatura inicial máxima, en tanto que las curvas sólidas son de las simulaciones del perfil de temperatura inicial mínima.

Las curvas de la Figura 12 muestran la evolución de la litósfera para las simulaciones con convección vigorosa de la Figura 10, por lo que tienen la misma variación del coeficiente k_{litos} . Por ejemplo, las curvas rojas representan una litósfera extremadamente aislante y las curvas negras son las que tienen la litósfera menos aislante. Como muestran las curvas, una litósfera aislante atrapa el calor debajo de ella, impidiendo que aumente de espesor. Por lo tanto, la litósfera representada por las curvas rojas tarda más en engrosarse porque el flujo de calor a través de la superficie del planeta es muy limitado. En cambio, la litósfera representada por las curvas negras aumenta rápidamente de tamaño porque el calor se escapa a través de la superficie del planeta de manera más eficiente, en lugar de acumularse debajo de la litósfera. En la Figura 12 se observa que todas las curvas aumentan muy rápido su espesor. Después de la etapa de crecimiento acelerado, el engrosamiento de la litósfera cambia a un ritmo más lento. El momento en que la litósfera empieza a crecer más lentamente coincide con la desaparición del material líquido en el manto. Existe una clara diferencia entre el espesor de la litósfera para las dos diferentes temperaturas iniciales (curvas discontinuas vs. continuas de la Figura 12).



Figura 12. Evolución del espesor de la litósfera para diferentes escenarios de aislamiento en la superficie del planeta. Las simulaciones utilizaron transferencia de calor rápida para $k_{convectivo}$ (10⁵). Las líneas representan la evolución de la isoterma de 1400 K para las temperaturas máximas (punteadas) y mínimas (continuas) iniciales. Los colores representan diferentes valores de la conductividad térmica en la litósfera para las mismas condiciones iniciales.



Figura 13. Evolución del espesor de la litósfera para diferentes escenarios de aislamiento en la superficie del planeta. Las simulaciones utilizaron transferencia de calor lenta para $k_{convectivo}$ (10³). Las líneas representan la evolución de la isoterma de 1400 K para las temperaturas máximas (punteadas) y mínimas (continuas) iniciales. Los colores representan diferentes valores de la conductividad térmica de la litósfera para las mismas condiciones iniciales.

En general, las curvas de temperatura mínima dan como resultado espesores mayores (continuas) que las curvas de temperatura máxima (punteadas). En menos de 10 Ma, casi todas las simulaciones presentan un espesor mayor de 20 km. En algunas condiciones, el espesor de la litósfera puede superar los 100 km en menos de 10 millones de años (curva negra continua).

La Figura 13 muestra el espesor de la litósfera para simulaciones con una convección débil del manto (las simulaciones de la Figura 11). A diferencia de los casos modelados con una convección vigorosa del manto, el perfil de temperatura inicial marca una diferencia sustancial en el espesor de la litósfera. Las simulaciones con temperatura inicial mínima alcanzan espesores más grandes en menor tiempo. En todos los escenarios de convección débil del manto existe una etapa inicial de crecimiento lento, la cual dura aproximadamente 30 millones de años para temperaturas mínimas y 70 millones de años para temperaturas máximas. A partir de estos puntos de inflexión, la velocidad de engrosamiento de la litósfera crezca mucho más rápido. El momento de dicho cambio de velocidad en la tasa de engrosamiento coincide con el inicio de la solidificación del manto inferior.

3.1.3 Tiempo de solidificación

En la sección anterior sólo se han mostrado los escenarios extremos y más representativos de las simulaciones. Para visualizar las estimaciones del tiempo de solidificación con respecto al efecto de la transmisión de calor, se ha realizado la Figura 14. En esta Figura se puede observar el tiempo del inicio de la solidificación de la litósfera y la solidificación casi total del manto. El tiempo de solidificación superficial se obtiene como el tiempo en el que la geoterma cae por debajo de la temperatura de *solidus* en la superficie (1400 K). El tiempo de solidificación del manto fue calculado como el tiempo que tarda en alcanzar >90% de material cristalino en toda su longitud (es decir, no hay ningún punto en todo el manto con más de un 10% de material líquido). Aunque este tiempo de referencia no marca una solidificación total en el sentido estricto de la palabra, es suficiente para asegurar que ya no existen zonas de abundante material líquido en el manto. Esto también permite reducir el tiempo de cálculo computacional a < 200 Ma después del impacto (en la mayoría de los casos).

En la Figura 14 los colores representan el tiempo de solidificación post-impacto para la litósfera (dos diagramas superiores) y para todo el manto (dos diagramas inferiores). Los valores de $k_{convectivo}$ para cada simulación están en los ejes horizontales para la atmósfera y en los verticales para el manto.



Figura 14. Tiempo de solidificación calculado para la litósfera y del manto durante las simulaciones térmicas. Las simulaciones tienen diferentes valores del coeficiente $k_{convectivo}$ para el manto y la atmósfera. Las simulaciones del lado izquierdo se realizaron con la temperatura inicial máxima, en tanto que, las de la izquierda se realizaron con la temperatura inicial máxima.

El tiempo de formación de la litósfera se muestra numéricamente en años (Figura 14a, 14b) mientras que se utilizan millones de años para el manto (Figura 14c, 14d). Los resultados con respecto a las envolventes de temperatura máxima y mínima se muestran en el lado izquierdo y lado derecho, respectivamente. Como se observa en esos diagramas, el efecto de la atmósfera es crucial en las primeras etapas de solidificación del planeta. Se observa que la formación de la litósfera ocurre rápidamente cuando el valor de $k_{convectivo}$ de la atmósfera es > 10³ independientemente del valor de $k_{convectivo}$ del manto. Es importante destacar que, incluso cuando el tiempo de solidificación de la litósfera puede ser largo, todas las simulaciones indicaron que el interior del océano de magma permaneció líquido durante mucho más tiempo. Además, la importancia de la atmósfera en el control de la velocidad de enfriamiento del interior del planeta disminuye una vez que se ha formado la litósfera.

3.2 Distancia Tierra-Luna

La Figura 15 muestra el cálculo de la evolución de la distancia para ambos escenarios extremos. El eje vertical muestra la distancia en radios terrestres, el eje horizontal muestra el tiempo en millones de años. Las curvas roja y azul muestran la evolución de la distancia para los 4500 millones de años de la Tierra. La línea roja representa el escenario en el que la Luna se alejó rápidamente, en tanto que la línea azul representa un alejamiento lento. La línea rosa representa el límite de Roche, que es el valor mínimo de distancia posible sin destrucción por fuerzas gravitacionales. La línea negra discontinua marca el límite actual de la distancia entre la Tierra y la Luna. Para este trabajo los primeros 500 millones de años son los de mayor importancia. Esto se debe a que la distancia entre ambos cuerpos era menor justamente después de la gran colisión.



Figura 15. Distancia entre la Tierra y la Luna medida en radios terrestres. Las curvas muestran la evolución a lo largo del tiempo para dos escenarios extremos. La curva roja representa el alejamiento rápido (ecuación 9), en tanto que la curva azul representa un alejamiento lento (ecuación 10). La curva rosa representa la distancia inicial (límite de Roche) y la línea negra señala la distancia actual entre la Tierra y la Luna.

3.3 Esfuerzos y deformación

En esta sección se muestran los resultados de las simulaciones del efecto de las mareas producidas por la Luna sobre la Tierra. Estas simulaciones consideran dos escenarios extremos en la velocidad de alejamiento entre ambos cuerpos celestes (sección 2.2.3 y Figura 15). Además, las simulaciones se realizaron para dos extremos en la resistencia a esfuerzos cortantes de la litósfera (sección 2.3, Figura 7). Finalmente, se analiza también la respuesta elástica del planeta entre dos extremos de las características reológicas (Figura 16). La estructura interior y la respuesta elástica individual de cada capa del planeta determinan la respuesta elástica global, por lo que, antes de realizar el cálculo de esfuerzos, es necesario determinar el estado térmico y reológico del interior de la Tierra. Esta respuesta está dada a través de los números de Love, los cuales se calculan considerando el modelo multicapa para la Tierra (secciones 1.1.4 y 2.2.1). Debido a la gran cantidad de posibilidades en la evolución del planeta resulta difícil proponer una solución única. Es decir, en función de los resultados obtenidos durante las simulaciones térmicas, se propone el cálculo de esfuerzos enfocado en dos escenarios opuestos (Figura 16). A partir de estos dos escenarios se pueden realizar una serie de cálculos que muestren las diferencias provocadas por el estado térmico del planeta.



Figura 16. Escenarios extremos considerados durante el cálculo de esfuerzos. Del lado izquierdo se muestra el modelo llamado "Litósfera" y del lado derecho el modelo llamado "Tierra sólida". También se muestran algunas características de cada uno de ellos.

El primer escenario considera la formación de la litósfera sobre un océano de magma parcialmente líquido, donde el manto se encuentra fundido en mayor porcentaje que en estado sólido. En este caso, la litósfera es delgada por la gran cantidad de material líquido al interior. El segundo escenario plantea que la litósfera se encuentra sobre un manto solidificado casi en su totalidad, donde el material fundido no supera el 5 %. La ausencia de material líquido abundante provoca que la litósfera sea mucho más gruesa que en el primer escenario. Estos dos modelos son contrastantes entre sí, lo que favorece el análisis a través de posibilidades extremas y permiten evaluar la respuesta elástica obtenida en cada caso.

Cabe mencionar que las diferencias que pueden existir entre las simulaciones de esta sección corresponden principalmente a cambios en la magnitud de los esfuerzos, más que a la distribución u orientación de estos. Ejemplificar el comportamiento de los esfuerzos en una simulación puede servir para entender el comportamiento general de los resultados que se explican a continuación. Con el modelo empleado es posible obtener los esfuerzos generados por la atracción gravitacional en cada punto sobre

la superficie del planeta. Sin embargo, haciendo uso de la simetría del planeta se tomó en cuenta únicamente la mitad del planeta más cercana a la Luna (Figura 17a). De esta forma, se obtiene una red de puntos sobre la superficie de la Tierra donde se calculan los esfuerzos. En coordenadas geográficas esta red de puntos para cada simulación abarca de 0° a 180° en colatitud y de -90° a 90° en longitud (Figuras 17a y 17d).



Figura 17. Ejemplo de los esfuerzos principales calculados sobre la superficie del planeta. Los esfuerzos principales son representados con color verde (máximo), azul (intermedio) y rojo (mínimo). a) Representación esquemática de la superficie del planeta sobre la cual se calculan los esfuerzos. b) Perfiles normalizados de la magnitud de los esfuerzos principales para una serie de puntos de colatitud 0° a 180° y longitud 0°. En c) se muestran perfiles normalizados de la magnitud de los esfuerzos principales, donde, la serie de puntos es perpendicular a la anterior con colatitud 90° y longitud de -90° a 90°. d) Proyección de los esfuerzos sobre la superficie esférica, los colores indican si el esfuerzo es máximo, intermedio o mínimo y las flechas indican la dirección de los esfuerzos principales.

En la Figura 17 se muestra un ejemplo ilustrativo de las magnitudes y direcciones de los esfuerzos calculados sobre la superficie del planeta. En el panel a) se observa la región del planeta calculada para cada simulación. En el panel d) se observan las direcciones de los esfuerzos principales para dos series de puntos, uno que va de Norte a Sur y otro de Este a Oeste sobre la superficie del planeta. Cada uno de los sitios calculados presenta tres flechas perpendiculares entre sí que marcan las direcciones en las que se efectúan los esfuerzos principales. Los colores verde, azul y rojo corresponden a los esfuerzos máximo, intermedio y mínimo. Además, en la Figura 17d se muestran las direcciones de los esfuerzos principales de los puntos a1, b1 y c1. El punto a1 está justo en la línea que une a la Tierra y la Luna. El punto b1 se

encuentra en la parte más al norte que se calculó en colatitud = 0°. Finalmente, el punto c1 se encuentra en la zona ecuatorial, en el punto con coordenadas colatitud = 90° y longitud = -90°. El recuadro rosa de cada cubo de la litósfera representa la dirección más cercana a la superficie. Mientras que, las flechas que se muestran en cada bloque de roca indican si son compresionales o distensivos. Las flechas que apuntan hacia dentro del bloque de roca indican esfuerzos compresivos, y las flechas que apuntan hacia afuera indican esfuerzos distensivos.

En el panel b) de la Figura 17 se muestra la magnitud de los esfuerzos principales normalizada para la serie de elementos calculados del punto b1 a b2 (Figura 17d). De manera similar, en el panel c), se muestra la magnitud de los esfuerzos para los elementos del punto c1 a c2 (Figura 17d). Ambos paneles (b y c) presentan curvas de magnitud normalizada con una forma similar. El valor más alto se encuentra en las coordenadas de colatitud 90° y longitud 0°. Es decir, la magnitud más grande se alcanza en la línea imaginaria que une a la Tierra con la Luna, donde también se encuentra la mayor diferencia entre los esfuerzos máximos (líneas verdes) y mínimos (líneas rojas). Esta diferencia disminuye a medida que se alejan de la parte central de cada diagrama hasta casi desaparecer en longitudes de -55° y 55° (Figura 17c). Este comportamiento también se observa para colatitudes de 35° y 145° (Figura 17b). Los valores relativos de los esfuerzos principales máximo σ_1 e intermedio σ_2 son muy similares entre sí. En la Figura 17c (corte ecuatorial) puede observarse que ambas curvas tienen valores muy similares, lo mismo ocurre en el corte meridional (Figura 17b). A manera de resumen, la Figura 17 muestra que los esfuerzos que se producen por atracción gravitacional generan mayores efectos en la línea directa que une la Tierra y la Luna. Estos disminuyen hasta casi desaparecer (a 55° a la redonda) y vuelven a incrementarse a medida que se alejan de dicha línea imaginaria. Este patrón concuerda con la expansión de la región más cercana entre ambos cuerpos generando un abultamiento, provocando además la contracción de las regiones polares a 90° de esta línea imaginaria.

Como se mencionó anteriormente, esta representación ejemplifica la distribución de los esfuerzos para las simulaciones que se realizaron, las cuales varían en magnitud principalmente debido a la respuesta reológica del planeta y la distancia Tierra-Luna. Esto permite mostrar los resultados de una serie de simulaciones en función del tiempo a través de un único perfil sobre el planeta. Con una línea de puntos desde la colatitud 0° a 180° (manteniendo fija la longitud en 0°), podemos observar la evolución de los esfuerzos a través del tiempo. Tal como se muestra en la Figura 18, los resultados de simulaciones permiten observar la magnitud del esfuerzo diferencial ($\sigma_1 - \sigma_3$) y el máximo desplazamiento radial en función del tiempo.



Figura 18. Esfuerzo diferencial y componente radial de desplazamiento proyectada en función del tiempo y la distancia Tierra-Luna. Los cuales se calcularon para un perfil sobre la superficie terrestre con coordenadas de longitud fija en 0° y colatitud de 0 a 180°. En a) y b) se muestran los esfuerzos diferenciales para simulaciones del modelo "Litósfera" y "Tierra sólida", respectivamente. En c) y d) se muestra la componente radial de desplazamiento para los mismos modelos. Las simulaciones se calcularon utilizando el modelo del alejamiento rápido de la Luna.



Figura 19. Esfuerzo diferencial y componente radial de desplazamiento proyectada en función del tiempo y la distancia Tierra-Luna. Los cuales se calcularon para un perfil sobre la superficie terrestre con coordenadas de longitud fija en 0° y colatitud de 0 a 180°. En a) y b) se muestran los esfuerzos diferenciales para simulaciones del modelo "Litósfera" y "Tierra sólida", respectivamente. En c) y d) se muestra la componente radial de desplazamiento para los mismos modelos. Las simulaciones se calcularon utilizando el modelo del alejamiento lento de la Luna.

En la Figura 18, los paneles superiores (a y b) muestran en mapas de color el valor del esfuerzo cortante máximo, los inferiores (c y d) muestran el desplazamiento radial de la litósfera producto de la atracción gravitacional. Los paneles de la izquierda muestran el modelo "Litósfera" y los de la derecha el modelo "Tierra sólida" (Figura 16). Las simulaciones de la Figura 18 se calcularon utilizando la velocidad rápida de alejamiento de la Luna (curva roja Figura 15). En el eje horizontal superior de los mapas de colores se registra el tiempo transcurrido después del impacto (en millones de años) y en el inferior la distancia Tierra-Luna (en radios terrestres).

En los paneles superiores de la Figura 18 se observa el esfuerzo diferencial, donde, para el tiempo cero se encuentran los valores más altos de todo el mapa de colores, y los valores más altos para el tiempo cero se encuentran justamente en la colatitud de 90°. Los valores disminuyen gradualmente a medida que la distancia y el tiempo aumentan. Las regiones polares también presentan valores altos, pero menores a la zona ecuatorial. También pueden apreciarse las regiones donde la diferencia entre esfuerzos máximos y mínimos casi desaparece (como se mencionó para las Figuras 16b y 16c) provocando que el esfuerzo tangencial sea muy bajo en colatitudes de 35° y 145°. Es decir, el diámetro del círculo de Mohr es tan pequeño que los esfuerzos cortantes no son altos en ningún plano, esto limita la posibilidad de la rotura. Los paneles a) y b) de la Figura 18 consideran el modelo "Litósfera" y "Tierra sólida" respectivamente. A pesar de las diferencias reológicas en dichos modelos, la respuesta es muy similar en la distribución de los esfuerzos. Sin embargo, los valores de esfuerzos diferenciales en el modelo "Litósfera" pueden alcanzar el doble de los valores del modelo "Tierra sólida".

Por otro lado, los paneles inferiores de la Figura 18 muestran, mediante un mapa de colores, el desplazamiento radial (en metros) generado por la deformación a través del tiempo. Para el tiempo cero, la deformación es la más grande, y esta disminuye gradualmente, como en el caso de los esfuerzos diferenciales. Una diferencia sustancial es la presencia de valores negativos en las regiones polares. Esto, aunado a los valores positivos de la parte ecuatorial, sugiere que la Tierra pudo haber sido deformada por un abultamiento en línea directa con la Luna y un achatamiento en las regiones polares. Con el alejamiento de la Luna, esta deformación disminuye gradualmente. Por otra parte, la Figura 19 muestra el mismo esquema de paneles, ejes y colores que la Figura 18, con la diferencia que las simulaciones se realizaron utilizando la velocidad de alejamiento lenta (curva azul de la Figura 15). Esto provoca efectos muy similares a todos los descritos para la Figura 18, con la diferencia en el lapso tiempo en que estos esfuerzos y deformaciones se producen.

3.4 Formación de rupturas

La sección 2.3 de esta tesis describe el método para evaluar si los esfuerzos generados por la Luna son capaces de generar fracturas a través del criterio de Mohr – Coulomb. La idea general consiste en que se genera una fractura si el esfuerzo diferencial (diámetro del círculo de Mohr), para una relación de esfuerzos especifica (esfuerzo principal promedio), es mayor que la resistencia de la litósfera definida por la ecuación del criterio Coulomb-Mohr (la curva envolvente). Por tal motivo, una vez obtenidos los esfuerzos en la litósfera, como se describe en la sección 3.3, podemos identificar las zonas donde las fracturas podrían haberse generado.

Para ilustrar la distribución de las fracturas en la litósfera, se utiliza el mismo perfil que se empleó en las Figuras 18 y 19. En este perfil, el eje vertical parte desde la colatitud de 0° hasta la de 180°, manteniendo fija la latitud en 0°. Además, los ejes horizontales superior e inferior marcan el tiempo después del impacto (en millones de años) y la distancia Tierra-Luna (en radios terrestres), respectivamente. Las Figuras 20 y 21 presentan cuatro paneles diferentes, donde se muestra la posibilidad de fracturación para los modelos "Litósfera" en la columna izquierda y "Tierra sólida" en los paneles de la columna derecha. Los paneles superiores (a y b) muestran las simulaciones realizadas con una porosidad de 0.05, en tanto que los paneles inferiores (c y d) muestran las simulaciones con una porosidad de 0.3. Las Figuras 20 y 21 pueden interpretarse como una serie de perfiles verticales que muestran la posibilidad de fractura para diferentes distancias y tiempos. Los colores verde y naranja muestran los puntos de posible fracturamiento para las diferentes simulaciones. Las partes blancas de cada perfil vertical son zonas donde los esfuerzos diferenciales por la atracción gravitacional fueron muy bajos, de manera que, fueron incapaces de provocar fracturas.

La Figura 20 muestra las simulaciones que utilizaron el modelo del alejamiento rápido de la Luna, de manera que cada panel muestra las zonas donde se pudieron generar fracturas (para una serie de simulaciones) a medida que la Luna se alejaba. Cada simulación muestra una línea vertical de puntos de fractura para un determinado tiempo y distancia. En el panel a) de la Figura 20 podemos observar en color naranja una serie de puntos que representan las zonas en las que el modelo predice fracturación de la litósfera. De esta forma, se observan tres regiones principales, una zona ecuatorial y dos regiones polares, las cuales están separadas por zonas donde las fracturas están ausentes, aproximadamente a colatitudes de 45° y 135°.



Figura 20. Fracturas provocadas por la atracción gravitacional lunar para un perfil sobre la superficie terrestre con coordenadas de longitud fija en 0° y colatitud de 0 a 180° en función del tiempo y la distancia Tierra-Luna. En a) y b) se muestran las fracturas para simulaciones del modelo multicapa "Litósfera" y "Tierra sólida" para una litósfera con una porosidad de 0.05. En c) y d) se muestra los mismos modelos reológicos, pero con una porosidad de 0.3. Las simulaciones se calcularon utilizando el modelo del alejamiento rápido de la Luna.



Figura 21. Fracturas provocadas por la atracción gravitacional lunar para un perfil sobre la superficie terrestre con coordenadas de longitud fija en 0° y colatitud de 0 a 180° en función del tiempo y la distancia Tierra-Luna. En a) y b) se muestran las fracturas para simulaciones del modelo multicapa "Litósfera" y "Tierra sólida" para una litósfera con una porosidad de 0.05. En c) y d) se muestra los mismos modelos reológicos, pero con una porosidad de 0.3. Las simulaciones se calcularon utilizando el modelo del alejamiento lento de la Luna.

En la Figura 20c podemos observar el mismo comportamiento que en la Figura 20a, sin embargo, la diferencia en la porosidad provoca que la formación de fracturas se prolongue por más tiempo en el panel c). Esto también aplica para los paneles b) y d) donde el modelo reológico es el de "Tierra sólida", donde una porosidad de 0.3 prolonga la formación de fracturas comparada con una de 0.05. De igual forma, si comparamos los paneles de la columna izquierda (a y c) con los paneles de la columna derecha (b y d), se puede observar que en el modelo "Tierra sólida" las fracturas desaparecen antes que en el modelo "Litósfera".

Las características que se acaban de describir se observan también en la Figura 21, donde las simulaciones utilizan el alejamiento lento de la Luna en los cálculos. La diferencia principal entre ambos escenarios se encuentra en el tiempo durante el cual pueden ser generadas las fracturas. A manera de resumen, de las variables analizadas, las que más favorecen el fracturamiento de la litósfera por acción gravitacional de la Luna son: una porosidad alta, un interior principalmente líquido (modelo "Litósfera") y un alejamiento lento de la Luna. Esto provoca que las fracturas se formen en una región más grande del planeta y por más tiempo.

Más allá del estado reológico del planeta, la formación de las fracturas es un fenómeno posible en cada una de las simulaciones realizadas. Sin embargo, el tiempo en que estas fracturas pueden desarrollarse está fuertemente determinado por la distancia Tierra-Luna. Para las simulaciones donde la Luna se aleja rápidamente, el tiempo máximo de generación de las fracturas es de 3500 - 9000 años, mientras que, para un alejamiento lento, el rango se extiende a 60 - 180 millones de años.

La región que abarcan las fracturas en cada panel de las Figuras 20 y 21 cambia en función de las características modeladas (porosidad, modelo reológico, etc.), sin embargo, coinciden en la distribución de estas a través del tiempo en tres etapas. En la primera etapa, donde las distancias son muy cercanas al límite de Roche, las fracturas se generan prácticamente en toda la superficie del planeta salvo algunas pequeñas regiones. En la segunda etapa, a medida que se aleja la Luna de la Tierra, los esfuerzos disminuyen y las regiones sin fracturas aumentan de tamaño. Esto provoca que las fracturas en las regiones polares sean cada vez menores, en tanto que las fracturas en la región ecuatorial permanecen. En la tercera etapa, con el alejamiento continúan disminuyendo las fracturas en la región ecuatorial hasta finalmente dejar de desarrollarse.

Capítulo 4. Discusión

Los resultados que se desprenden de este trabajo se han dividido en dos grandes grupos. Por un lado, se encuentran las modelaciones térmicas que permiten conocer las características de la formación de la litósfera (sección 3.1). Por otro lado, las modelaciones de los efectos gravitacionales permiten calcular los esfuerzos que pudieron generarse sobre la litósfera y su capacidad para formar fracturas (Sección 3.3 y 3.4). Al conjuntar ambos resultados, es posible comprender las características de la formación de la litósfera y cómo la atracción gravitacional de la Luna pudo provocar fracturas sobre esta.

La modelación térmica se realizó utilizando la ecuación de difusión de calor 1D para coordenadas esféricas. Con esa ecuación, y diferentes condiciones iniciales, se determinaron tiempos de inicio de la formación de la litósfera y solidificación del manto, utilizando diferentes tasas de transferencia de calor desde el océano de magma hacia la atmósfera. Las simulaciones realizadas permitieron establecer algunas relaciones sencillas entre los valores modelados y la evolución térmica del planeta. La rápida transmisión de calor en la atmósfera favorece la rápida solidificación de la superficie del planeta y la existencia de material líquido en su interior durante su formación. Por otro lado, una lenta transmisión de calor en la atmósfera prolonga la vida del océano de magma y provoca la disminución del material líquido remanente en el momento de la formación de la litósfera. La convección lenta del manto permite que la litósfera se forme más fácilmente que con una convección vigorosa. Las condiciones iniciales de temperatura tienen una gran influencia en la solidificación total del manto. Esto se observa en los tiempos de solidificación asociados a temperaturas máximas, ya que superan a los tiempos asociados a temperaturas mínimas en varios millones de años. Estos resultados también muestran una clara dependencia entre el calor que la atmósfera podría emitir al espacio exterior y el calor que proviene del océano de magma (Figura 15). El contraste entre las propiedades térmicas de la atmósfera y el océano de magma tiene, por tanto, una fuerte influencia en la solidificación de la litósfera y del interior del planeta.

Desde una perspectiva térmica y conceptual, tres tendencias evolutivas principales pueden ser definidas. Los cuales se encuentran ilustradas en la Figura 22. En el panel a), se observa un océano de magma enfriándose desde abajo. En b), un escenario en el cual la litósfera puede formarse desde arriba moviéndose hacia el interior. Finalmente, en c), un escenario híbrido donde la solidificación ocurre tanto desde la superficie como desde la base del manto casi simultáneamente. Los escenarios híbridos (p. ej., Figura 12) predominan en las simulaciones. Es importante destacar que en las simulaciones hechas en esta tesis no se encontró el escenario de la Figura 2a), a pesar de haber sido reportado en numerosos estudios previos (Elkins-Tanton, 2012; Lebrun et al., 2013; Nikolaou et al., 2019; Solomatov, 2015; Zhang et al., 2022). Es decir, en esta tesis no hubo ninguna simulación en la que la solidificación del manto sucediera antes que la formación de la litósfera. Es importante examinar las razones por las que dicho escenario no se presentó.



Figura 22. Ilustración esquemática de las tendencias evolutivas de la solidificación del océano de magma. Un escenario ha sido reportado en trabajos previos (a) y dos escenarios fueron encontrados en este trabajo (b y c). a) Atmósfera con un efecto invernadero muy potente que sólo permite la solidificación desde el interior. La superficie del planeta permanece líquida hasta que el manto está casi completamente solidificado. b) Atmósfera inexistente o muy débil térmicamente que permite una rápida solidificación de la superficie. La solidificación del manto comienza desde arriba. c) La atmósfera como punto intermedio entre los escenarios a y b, el planeta se solidifica desde ambos frentes. Esta es la tendencia evolutiva dominante en las simulaciones realizadas.

En principio, un escenario de tipo a) podría haberse construido en las simulaciones de esta tesis al incluir una atmósfera más resistiva en los modelos. Sin embargo, debe notarse que el límite inferior de transferencia de calor ($k_{convectivo}$) modelado en este trabajo ya tiene un valor muy bajo. La solución de la ecuación 1D de transferencia de calor indica que se requiere una transferencia de calor similar a la que presentan algunos metales sólidos (Çengel, 2007; Incropera y Dewitt, 2007; Lienhard y Lienhard, 2008) para que la atmósfera fuera capaz de mantener la superficie líquida hasta la solidificación completa del manto. Tales condiciones son difíciles de conseguir en una atmósfera con una composición que probablemente haya estado presente en la Tierra primitiva. Por tal motivo, este escenario parece ser poco probable, ya que requiere de condiciones que no parecen ser muy realistas físicamente.

Independientemente de la probabilidad de ocurrencia de una atmósfera extremadamente aislante, se debe hacer notar que el efecto de la atmósfera en la solidificación del interior no es tan marcado como el tiempo de solidificación de la parte más superficial del planeta. Esto sucede ya que la formación de la litósfera se produce antes de la solidificación completa del manto independientemente de la velocidad a la que la atmósfera transmita calor al espacio. Por otro lado, la solidificación del interior del planeta puede modificarse de manera importante después de la aparición de una capa aislante como la litósfera. Entre más aislante es la litósfera, más limitaciones encontrará el flujo de calor en la superficie. Esto provoca una trampa de calor debajo de la superficie, lo que retrasa la solidificación del interior. Entonces, cuanto mayor sea el aislamiento térmico, el calor atrapado impide el aumento del espesor en la litósfera. Como resultado, la capa de la litósfera tiende a ser relativamente delgada en los primeros instantes de su formación, lo que favorece su fracturamiento, como lo demuestra la segunda parte de las modelaciones presentadas en esta tesis.

En las simulaciones de este trabajo las fracturas que presenta la litósfera están limitadas a un rango específico de tiempo y distancia. Para cada simulación, la distancia máxima está definida por el estado reológico del planeta (Figuras 20 y 21), mientras que el tiempo máximo está definido por la velocidad de alejamiento de la Luna (Figura 5). Las condiciones para la formación de la litósfera pueden alcanzarse tan rápido como 100 años mientras que el tiempo máximo posible en el que pudieron generarse las fracturas estimado en este trabajo es de 180 millones de años (para una distancia tierra-luna de 7.8 radios terrestres). Este marco temporal permite una gran cantidad de posibilidades en las que la litósfera pudo formarse y fragmentarse debido a la atracción gravitacional de la Luna.

Las Tablas 1 y 2 permiten clarificar la relación entre el tiempo de alejamiento de la Luna y la solidificación de la litósfera. En las tablas se presentan los resultados del tiempo de solidificación de la litósfera (en años) para diferentes tasas de transferencia de calor en el manto y la atmósfera. En color amarillo se muestran los valores del coeficiente $k_{convectivo}$ en diferentes órdenes de magnitud. En color azul se muestran los tiempos de solidificación para el manto en millones de años. Las celdas que aparecen en color blanco en las Tablas 1 y 2 indican que el tiempo de la formación de la litósfera fue mayor que el tiempo durante el cual el efecto gravitacional de la luna podría haber producido fracturas. En otras palabras, las fracturas no son físicamente realistas para las celdas que están completamente en blanco.

Tiempo de solidificación de la litósfera (Años)			Tiempo de solidificación						
		10 ²	5*10 ²	10 ³	5*10 ³	10 ⁴	5*10 ⁴	10 ⁵	del manto (Ma)
k Manto convectivo	10 ⁵	398,000	52,200	19,800	2,200	900	100	100	45-80
	5*10 ⁴	346,800	39,700	14,900	1,800	800	100	100	81-82
	10 ⁴	198,400	22,300	9,400	1,500	700	100	100	93-94
	5*10 ³	149,500	18,900	8,400	1,400	600	100	100	105-107
	10 ³	94,700	15,000	7,000	1,200	600	100	100	163-164
	5*10 ²	84,000	14,100	6,700	1,200	600	100	100	228-229
	10 ²	70,800	12,900	6,300	1,200	600	100	100	>500

Tabla 1. Correlación entre el tiempo de solidificación para las simulaciones de las temperaturas mínimas y el tiempo máximo en el que se generan fracturas.

Tabla 2. Correlación entre el tiempo de solidificación para las simulaciones de temperaturas máximas y el tiempo máximo en el que se generan fracturas.

Tiempo de solidificación de la litósfera (Años)			Tiempo de solidificación						
		10 ²	5*10 ²	10 ³	5*10 ³	10 ⁴	5*10 ⁴	10 ⁵	del manto (Ma)
k Manto convectivo	10 ⁵	932,000	112,000	42,000	5,000	2,000	300	100	86-87
	5*10 ⁴	790,000	85,000	31,000	4,000	2,000	200	100	89-90
	10 ⁴	424,000	45,000	19,000	3,000	1,000	200	100	109-110
	5*10 ³	315,000	38,000	17,000	3,000	1,000	200	100	130-132
	10 ³	191,000	31,000	14,000	3,000	1,000	200	100	258-259
	5*10 ²	170,000	29,000	14,000	3,000	1,000	200	100	476-477
	10 ²	144,000	27,000	13,000	3,000	1,000	200	100	>500

Por otro lado, las celdas que muestran color verde y/o naranja indican que las fracturas son posibles para el tiempo marcado en la celda. Esto se debe a que la litósfera se forma antes de que el efecto gravitacional haya desaparecido con la distancia. El color verde indica que la litósfera pudo fragmentarse en las simulaciones del escenario "Litósfera", mientras que el color naranja indica fracturamiento litosférico en el escenario "Tierra sólida" de la Figura 16. En las celdas donde se encuentran partes blancas junto con color naranja y/o verde, el fracturamiento solo es posible en algunos escenarios de porosidad o reológicos para ese tiempo específico. En otras palabras, las celdas donde hay partes blancas con color verde y/o naranja marcan el límite de tiempo en el cual la litósfera puede formarse y ser fracturada.

Cabe resaltar que los tiempos de solidificación en las Tablas 1 y 2 únicamente se comparan con las simulaciones donde el alejamiento de la Luna es rápido (curva roja de la Figura 5). En estas tablas no se comparan los resultados de las fracturas de la Figura 21 ya que los tiempos máximos posibles son muchas veces mayores que los de la solidificación de la litósfera. En otras palabras, cuando la velocidad de alejamiento de la Luna es condición de la litósfera estar coloreadas en esas tablas.

Un aspecto que no se consideró en este trabajo es que los efectos gravitacionales de la Luna son cíclicos, lo que podría ocasionar que, al completar una órbita, los esfuerzos actúen periódicamente sobre rocas ya fracturadas. De este modo, en lugar de romper, los esfuerzos podrían desplazar bloques de roca facilitando la formación de fallas en zonas de ruptura (Crider y Peacock, 2004). Esto se debe a que los esfuerzos necesarios para desplazar bloques de falla son mucho menores que los necesarios para romper roca intacta. Esto fácilmente es demostrado por la actividad sísmica actual por efecto de mareas terrestres (Varga y Grafarend, 2019), donde, a pesar de la distancia la atracción gravitacional lunar puede influir en la tectónica actual (p.ej., Bagby, 1973; Riguzzi et al., 2010).

Los resultados de este trabajo sugieren la creación de fracturas en grandes regiones del planeta, con esfuerzos que se generan periódicamente durante una gran cantidad de tiempo. Por otro lado, tal como se muestra en la Figura 17d la orientación de los esfuerzos principales $\sigma_1 y \sigma_3$ cambia dependiendo de la posición sobre el planeta. La forma de los esfuerzos indica planos de ruptura que podrían formar fallas de diferentes tipos. Esto sugiere que las debilidades corticales podrían extenderse no solo sobre la superficie, sino también a profundidad. Además, es necesario considerar que los esfuerzos generados por la atracción gravitacional podrían incluso ser más efectivos al encontrar una litósfera que tiene debilidades propias del enfriamiento (Tang, 2020), lo que facilitaría en gran medida la formación de fallas.

La formación de fallas se ha relacionado con el inicio de la subducción en la Tierra en repetidas ocasiones (Stern & Gerya, 2018; Zhou et al., 2018; Palin & Santosh, 2021). Precisamente porque la formación de la subducción puede aprovechar zonas de debilidad para su inicio (Gurnis, et al. 2000). Algunos modelos numéricos termo-mecánicos sugieren que se requiere de una zona discreta de baja resistencia existente entre dos placas fuertes para la formación de sistemas de márgenes convergentes con subducción estable

y unilateral (p.ej. Tagawa et al., 2007). De manera que, las zonas de debilidad son condiciones fundamentales para el inicio de la tectónica en la Tierra.

Por otro lado, se ha sugerido que la tectónica de placas podría haber comenzado en la Tierra cuando se cumplieran tres condiciones: (a) grandes extensiones de la litósfera más densas que el material subyacente; (b) las cuales necesitaron ser suficientemente fuertes como para permanecer intactas en zonas de subducción y tirar de la placa superficial adherida; y (c) una litósfera con zonas débiles suficientemente profundas como para romperse y convertirse en nuevas interfaces de placas (Stern, 2018). A pesar de los esfuerzos que intentan explicar el inicio de la subducción (p. ej. Stern & Gerya, 2018, y las referencias citadas), la causa exacta sigue siendo tema de debate en las geociencias (Palin et al., 2020). Sin embargo, la posible fracturación de la litósfera por la atracción gravitacional podría ser clave para generar zonas de debilidad de forma global que ayuden a explicar el inicio de la subducción.

En conclusión, los resultados de la tesis sugieren que la combinación entre el estado térmico de la Tierra y la cercanía de la Luna posterior al impacto pudo haber jugado un papel importante en la evolución de la Tierra, ya que se pudieron formar zonas de fractura capaces de abarcar gran parte de la litósfera. El paso repetido de la Luna podría haber potenciado estas fracturas para obtener desplazamientos que desarrollaran fallas, las cuales se han relacionado con el inicio de la subducción en el planeta. De este modo, en la tesis se esboza un mecanismo capaz de formar las condiciones adecuadas para que la subducción se forme de manera global y sostenida por los desplazamientos por efecto gravitacional. Aunque la tesis muestra diversos escenarios posibles, los resultados dan oportunidad a expandir nuevas fronteras en la investigación de la tectónica de placas y la reinterpretación de la evidencia existente. Finalmente, la idea que motivó este trabajo se basa en la posibilidad de proponer un mecanismo capaz de debilitar la litósfera de manera que las condiciones sean favorables para la subducción. Aunque evidentemente la formación de fracturas no implica subducción, el mecanismo propuesto sugiere una solución única y elegante a un problema que sigue sin resolverse. Por lo tanto, este trabajo más allá de brindar una respuesta contundente plantea nuevos desafíos que buscan motivar investigaciones futuras.

La incertidumbre que plantean las primeras etapas de la evolución del planeta, tanto en la parte térmica como en los posibles efectos gravitacionales de la Luna, hacen realmente difícil mostrar con certeza la evolución exacta que siguió la Tierra. Sin embargo, este análisis ha permitido constreñir entre diferentes extremos las posibles trayectorias de las primeras etapas de la Tierra, en función de variables adecuadas a dicho periodo de la historia geológica.

Algunas de las conclusiones más importantes que se desprenden del presente trabajo en la parte térmica indica que las condiciones para la formación de la litósfera se alcanzan fácilmente para la mayoría de las simulaciones realizadas. Además, la formación de la litósfera puede ser posible antes de la solidificación completa del océano de magma. Por otro lado, la formación de la litósfera antes de la completa solidificación del océano de magma podría retrasar el enfriamiento del planeta. Cabe mencionar que estas simulaciones sugieren que existen diferentes trayectorias posibles de la solidificación del océano de magma.

Una de las conclusiones más importantes relacionadas a las fuerzas de marea es que la atracción gravitacional lunar pudo provocar fracturas sobre la litósfera en grandes regiones del planeta. El tiempo de influencia de la Luna sobre la Tierra depende de la velocidad de alejamiento entre ambos cuerpos. Donde, las fracturas están constreñidas en un rango limitado por el tiempo (Máximo 180 Ma) y la distancia (7.8 radios terrestres). La existencia de fracturas por la atracción gravitacional de la Luna podría ser un mecanismo razonable para explicar que la subducción se haya dado de forma global y casi simultánea. Aunque la formación de fracturas no es una causa directa de la formación de las placas tectónicas, es una línea de investigación con un gran potencial futuro.

En particular, considero importante destacar dos resultados determinantes de este trabajo. El primero es, que esta aproximación muestra cómo el gran contraste que existe entre las propiedades físicas del manto y la atmósfera puede haber tenido una gran influencia en la formación de una litósfera y la solidificación del manto. El segundo es, que se ha propuesto un mecanismo capaz de debilitar la litósfera y formar fracturas capaces de favorecer la subducción en el planeta. Aunque estos modelos incluyen muchas simplificaciones, sirven como una primera aproximación al problema que plantea el enfriamiento del planeta y la formación de las placas tectónicas. Estos resultados abren la puerta a nuevas posibilidades que no se han considerado hasta ahora, pero que sin embargo son físicamente posibles y por lo tanto deben explorarse con atención.

Literatura citada

- Agnew, D. C. (2015). 3.06—Earth Tides. En G. Schubert (Ed.), *Treatise on Geophysics (2.ª. ed.* pp. 151–178). Elsevier. <u>https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53802-4.00058-0</u>
- Artemieva, I. M., & Mooney, W. D. (2001). Thermal thickness and evolution of Precambrian lithosphere: A global study. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 106*(B8), 16387–16414. https://doi.org/10.1029/2000JB900439
- Baes, M., Govers, R., & Wortel, R. (2011). Subduction initiation along the inherited weakness zone at the edge of a slab: Insights from numerical models. *Geophysical Journal International*, 184(3), 991– 1008. <u>https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2010.04896.x</u>
- Bagby, J. P. (1973). Further evidence of tidal influence on earthquake incidence. *The moon, 6*(3), 398–404. https://doi.org/10.1007/BF00562214
- Bagheri, A., Efroimsky, M., Castillo-Rogez, J., Goossens, S., Plesa, A.-C., Rambaux, N., Rhoden, A., Walterová, M., Khan, A., & Giardini, D. (2022). Chapter Five—Tidal insights into rocky and icy bodies: An introduction and overview. In C. Schmelzbach & S. C. Stähler (Eds.), Advances in Geophysics, 63, (pp. 231–320). Elsevier. https://doi.org/10.1016/bs.agph.2022.07.004
- Beuthe, M. (2015). Tidal Love numbers of membrane worlds: Europa, Titan, and Io. *Icarus, 258*, 239–266. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.06.008
- Beuthe, M. (2018). Enceladus's crust as a non-uniform thin shell: I tidal deformations. *Icarus, 302*, 145–174. <u>https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.11.009</u>
- Burkhard, L. M. L., Smith-Konter, B. R., Fagents, S. A., Cameron, M. E., Collins, G. C., & Pappalardo, R. T. (2022). Strike-slip faulting on Titan: Modeling tidal stresses and shear failure conditions due to pore fluid interactions. *Icarus*, 371, 114700. <u>https://doi.org/10.1016/j.icarus.2021.114700</u>
- Cameron, M. E., Smith-Konter, B. R., Collins, G. C., Patthoff, D. A., & Pappalardo, R. T. (2020). Ganymede, Then and Now: How Past Eccentricity May Have Altered Tidally Driven Coulomb Failure. *Journal of Geophysical Research: Planets, 125*(7). <u>https://doi.org/10.1029/2019JE005995</u>
- Canup, R. M., & Asphaug, E. (2001). Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation. *Nature*, *412*(6848), 708–712. <u>https://doi.org/10.1038/35089010</u>
- Canup, R. M., & Esposito, L. W. (1996). Accretion of the Moon from an Impact-Generated Disk. *Icarus,* 119(2), 427–446. <u>https://doi.org/10.1006/icar.1996.0028</u>
- Canup, R. M. (2004). Simulations of a late lunar-forming impact. *Icarus, 168*(2), 433–456. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2003.09.028
- Canup, R. M. (2008). Lunar-forming collisions with pre-impact rotation. *Mars Polar Science IV, 196*(2), 518–538. <u>https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.03.011</u>
- Cañón-Tapia, E. (2024). Alternative thermal histories of Earth-like planets: Influence of key parameters. *Journal of Geodynamics, 162*, 102062. <u>https://doi.org/10.1016/j.jog.2024.102062</u>

- Carcaterra, A., & Doglioni, C. (2018). The westward drift of the lithosphere: A tidal ratchet? *Geoscience Frontiers, 9*(2), 403–414. <u>https://doi.org/10.1016/j.gsf.2017.11.009</u>
- Carter, P. J., Lock, S. J., & Stewart, S. T. (2020). The Energy Budgets of Giant Impacts. *Journal of Geophysical Research: Planets, 125*(1), e2019JE006042. <u>https://doi.org/10.1029/2019JE006042</u>
- Cawood, P. A., Hawkesworth, C. J., Pisarevsky, S. A., Dhuime, B., Capitanio, F. A., & Nebel, O. (2018). Geological archive of the onset of plate tectonics. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 376*(2132). https://doi.org/10.1098/rsta.2017.0405
- Cochran, E. S., Vidale, J. E., & Tanaka, S. (2004). Earth Tides Can Trigger Shallow Thrust Fault Earthquakes. *Science*, 306(5699), 1164–1166. <u>https://doi.org/10.1126/science.1103961</u>
- Condie, K. C., & Kröner, A. (2008). When did plate tectonics begin? Evidence from the geologic record. In K. C. Condie & V. Pease (Eds.), *When Did Plate Tectonics Begin on Planet Earth?* (pp. 281–294). Geological Society of America. <u>https://doi.org/10.1130/2008.2440(14)</u>
- Criss, R. E., & Hofmeister, A. M. (2016). Conductive cooling of spherical bodies with emphasis on the Earth. *Terra Nova, 28*(2), 101–109. <u>https://doi.org/10.1111/ter.12195</u>
- Curtis, H. D. (2010). Chapter 2—The Two-Body Problem. In H. D. Curtis (Ed.), Orbital Mechanics for Engineering Students (2nd ed., pp. 61–153). Butterworth-Heinemann. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-374778-5.00002-7
- Çengel, Y. A. (2007). Heat and mass transfer: A practical approach (3rd ed.). McGraw-Hill.
- Dahlen, F. A. (1972). Elastic Dislocation Theory for a Self-Gravitating Elastic Configuration with an Initial Static Stress Field. *Geophysical Journal International, 28*(4), 357–383. <u>https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1972.tb06798.x</u>
- Dahlen, F. A., & Tromp, J. (2001). *Theoretical global seismology*. Princeton University Press.
- Dziewonski, A. M., & Anderson, D. L. (1981). Preliminary reference Earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors, 25*(4), 297–356. <u>https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90046-7</u>
- Elkins-Tanton, L. T. (2012). Magma Oceans in the Inner Solar System. *Annual Review of Earth and Planetary* Sciences, 40, 113–139. <u>https://doi.org/10.1146/annurev-earth-042711-105503</u>
- Emter, D. (1997). Tidal triggering of earthquakes and volcanic events. In H. Wilhelm, W. Zürn, & H.-G. Wenzel (Eds.), *Tidal Phenomena* (pp. 293–309). Springer Berlin Heidelberg. https://doi.org/10.1007/BFb0011468
- Fiquet, G., Auzende, A. L., Siebert, J., Corgne, A., Bureau, H., Ozawa, H., & Garbarino, G. (2010). Melting ofPeridotiteto140Gigapascals.Science,329(5998),1516–1518.https://doi.org/10.1126/science.1192448
- Foley, B. J., & Driscoll, P. E. (2016). Whole planet coupling between climate, mantle, and core: Implications for rocky planet evolution. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 17*(5), 1885–1914. <u>https://doi.org/10.1002/2015GC006210</u>

- Forsyth, D., & Uyeda, S. (1975). On the Relative Importance of the Driving Forces of Plate Motion. *Geophysical Journal International, 43*(1), 163–200. <u>https://doi.org/10.1111/j.1365-</u> <u>246X.1975.tb00631.x</u>
- Gerkema, T. (2019). An Introduction to Tides. Cambridge University Press; Cambridge Core. https://doi.org/10.1017/9781316998793
- Gerya, T. (2014). Precambrian geodynamics: Concepts and models. *Gondwana Research, 25*(2), 442–463. https://doi.org/10.1016/j.gr.2012.11.008
- Gerya, T. V., Stern, R. J., Baes, M., Sobolev, S. V., & Whattam, S. A. (2015). Plate tectonics on the Earth triggered by plume-induced subduction initiation. *Nature*, *527*(7577), 221–225. https://doi.org/10.1038/nature15752
- Gimsa, A. (2020). Development of the Distance Earth-Moon. *International Journal of Scientific Research* and Management, 8(03). <u>https://doi.org/10.18535/ijsrm/v8i03.aa01</u>
- Goncharov, A. F., Beck, P., Struzhkin, V. V., Haugen, B. D., & Jacobsen, S. D. (2009). Thermal conductivity of lower-mantle minerals. In R. M. Wentzcovitch & L. Stixrude (Eds.), *Advances in high-pressure mineral physics: From deep mantle to the core* (pp. 24–32). American Geophysical Union. https://doi.org/10.1016/j.pepi.2008.07.033
- Greenberg, R., Hoppa, G. V., Bart, G., & Hurford, T. (2003). Tidal Stress Patterns on Europa's Crust. *Celestial Mechanics* and *Dynamical* Astronomy, 87(1), 171–188. <u>https://doi.org/10.1023/A:1026169424511</u>
- Gripp, A. E., & Gordon, R. G. (2002). Young tracks of hotspots and current plate velocities. *Geophysical Journal International*, 150(2), 321–361. <u>https://doi.org/10.1046/j.1365-246X.2002.01627.x</u>
- Gurnis, M., Zhong, S., & Toth, J. (2000). On the competing roles of fault reactivation and brittle failure in generating plate tectonics from mantle convection. In M. A. Richards, R. G. Gordon, & R. D. Van der Hilst (Eds.), *The history and dynamics of global plate motions* (pp. 73–94). American Geophysical Union. <u>https://doi.org/10.1029/GM121</u>
- Hall, C. E., Gurnis, M., Sdrolias, M., Lavier, L. L., & Müller, R. D. (2003). Catastrophic initiation of subduction following forced convergence across fracture zones. *Earth and Planetary Science Letters*, 212(1), 15–30. <u>https://doi.org/10.1016/S0012-821X(03)00242-5</u>
- Hamilton, W. B. (2011). Plate tectonics began in Neoproterozoic time, and plumes from deep mantle have never operated. *Secular variations in magmatism and tectonic implications, 123*(1), 1–20. <u>https://doi.org/10.1016/j.lithos.2010.12.007</u>
- Hamilton, C. W., Beggan, C. D., Still, S., Beuthe, M., Lopes, R. M. C., Williams, D. A., Radebaugh, J., & Wright, W. (2013). Spatial distribution of volcanoes on Io: Implications for tidal heating and magma ascent. *Earth and Planetary Science Letters, 361,* 272–286. <u>https://doi.org/10.1016/j.epsl.2012.10.032</u>
- Harrison, T. M. (2020a). Plate Boundary Interactions Through Geologic History. In T. M. Harrison (Ed.), Hadean Earth. *Springer International Publishing*. (pp. 123–142). <u>https://doi.org/10.1007/978-3-030-46687-9_6</u>
- Harrison, T. M. (2020b). Thermal Evolution Models. In T. M. Harrison (Ed.), Hadean Earth (pp. 19–38). Springer International Publishing. <u>https://doi.org/10.1007/978-3-030-46687-9_2</u>
- Heaton, T. H. (1975). Tidal Triggering of Earthquakes. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 43(2), 307–326. <u>https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1975.tb00637.x</u>
- Henning, W. G., & Hurford, T. (2014). Tidal Heating in multilayered terrestrial exoplanets. *The Astrophysical Journal, 789*(1), 30. <u>https://doi.org/10.1088/0004-637X/789/1/30</u>
- Herzberg, C., Raterron, P., & Zhang, J. (2000). New experimental observations on the anhydrous solidus for peridotite KLB-1. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems,* 1(11). https://doi.org/10.1029/2000GC000089
- Hirschmann, M. M. (2000). Mantle solidus: Experimental constraints and the effects of peridotite composition. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems,* 1(10). <u>https://doi.org/10.1029/2000GC000070</u>
- Hofmeister, A. M., & Criss, R. E. (2019). Chapter 1—The Macroscopic Picture of Heat Retained and Heat Emitted: Thermodynamics and its Historical Development. In A. M. Hofmeister (Ed.), Measurements, Mechanisms, and Models of Heat Transport (pp. 1–34). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-809981-0.00001-2
- Hofmeister, A. M. (2020). Chapter 3—Heat transport processes on planetary scales. In A. M. Hofmeister (Ed.), Heat Transport and Energetics of the Earth and Rocky Planets (pp. 59–88). Elsevier. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-818430-1.00003-3
- Holtzman, B. K., Groebner, N. J., Zimmerman, M. E., Ginsberg, S. B., & Kohlstedt, D. L. (2003). Stress-driven melt segregation in partially molten rocks. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 4*(5). <u>https://doi.org/10.1029/2001GC000258</u>
- Holtzman, B. K. (2016). Questions on the existence, persistence, and mechanical effects of a very small melt fraction in the asthenosphere. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 17*(2), 470–484. https://doi.org/10.1002/2015GC006102
- Hopkins, M., Harrison, T. M., & Manning, C. E. (2008). Low heat flow inferred from >4 Gyr zircons suggests Hadean plate boundary interactions. *Nature*, 456(7221), 493–496. https://doi.org/10.1038/nature07465
- Hoppa, G., Tufts, B. R., Greenberg, R., & Geissler, P. (1999). Strike–Slip Faults on Europa: Global Shear Patterns Driven by Tidal Stress. *Icarus*, 141(2), 287–298. <u>https://doi.org/10.1006/icar.1999.6185</u>
- Ida, S., Canup, R. M., & Stewart, G. R. (1997). Lunar accretion from an impact-generated disk. *Nature,* 389(6649), 353–357. <u>https://doi.org/10.1038/38669</u>
- Incropera, F. P., & DeWitt, D. P. (2007). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (6th ed.). John Wiley & Sons.
- Jordan, T. H., (1974). Some comments on tidal drag as a mechanism for driving plate motions. *Journal of Geophysical Research* 79(14) <u>https://doi.org/10.1029/JB079i014p02141</u>

- Khurana, K. K., Jia, X., Kivelson, M. G., Nimmo, F., Schubert, G., & Russell, C. T. (2011). Evidence of a Global Magma Ocean in Io's Interior. *Science*, *332*(6034), 1186–1189. <u>https://doi.org/10.1126/science.1201425</u>
- de Kleer, K., McEwen, A. S., Park, R. S., Bierson, C. J., Davies, A. G., DellaGustina, D. N., Ermakov, A. I., Fuller, J., Hamilton, C. W., Harris, C. D. K., Hay, H. C. F. C., Jacobson, R. A., Keane, J. T., Kestay, L. P., Khurana, K. K., Kirby, K. W., Lainey, V. J., Matsuyama, I., McCarthy, C., ... Schneider, N. M. (2019). Tidal Heating: Lessons from Io and the Jovian System Final Report for the Keck Institute for Space Studies. <u>https://doi.org/10.26206/d4wc-6v82</u>
- Knopoff, L. (1970). Correlation of earthquakes with lunar orbital motions. *The moon, 2*(2), 140–143. https://doi.org/10.1007/BF00561957
- Koptev, A. I., & Ershov, A. V. (2011). Thermal thickness of the Earth's lithosphere: A numerical model. *Moscow University Geology Bulletin, 66*(5), 323–330. <u>https://doi.org/10.3103/S014587521105005X</u>
- Korenaga, J. (2013). Initiation and Evolution of Plate Tectonics on Earth: Theories and Observations. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 41*, 117–151. Annual Reviews. https://doi.org/10.1146/annurev-earth-050212-124208
- Labrosse, S., Hernlund, J. W., & Coltice, N. (2007). A crystallizing dense magma ocean at the base of the Earth's mantle. *Nature*, 450(7171), 866–869. <u>https://doi.org/10.1038/nature06355</u>
- Lambeck, K. (1980). *The earth's variable rotation: geophysical causes and consequences*. Cambridge University Press.
- Landeau, M., Fournier, A., Nataf, H.-C., Cébron, D., & Schaeffer, N. (2022). Sustaining Earth's magnetic dynamo. *Nature Reviews Earth & Environment, 3*(4), 255–269. <u>https://doi.org/10.1038/s43017-022-00264-1</u>
- Li, Y., Vočadlo, L., Ballentine, C., & Brodholt, J. P. (2022). Primitive noble gases sampled from ocean island basalts cannot be from the Earth's core. *Nature Communications*, *13*(1), 3770. <u>https://doi.org/10.1038/s41467-022-31588-7</u>
- Lockner, D. A., & Beeler, N. M. (1999). Premonitory slip and tidal triggering of earthquakes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth,* 104(B9), 20133–20151. <u>https://doi.org/10.1029/1999JB900205</u>
- Lyubetskaya, T., & Korenaga, J. (2007). Chemical composition of Earth's primitive mantle and its variance: 1. Method and results. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 112*(B3). <u>https://doi.org/10.1029/2005JB004223</u>
- Maruyama, S., Santosh, M., & Azuma, S. (2018). Initiation of plate tectonics in the Hadean: Eclogitization triggered by the ABEL Bombardment. *Geoscience Frontiers, 9*(4), 1033–1048. https://doi.org/10.1016/j.gsf.2016.11.009

Melchior, P. (1986). The Physics of the Earth's Core. Pergamon, Oxford.

Melosh, H. J. (1980). Tectonic patterns on a tidally distorted planet. *Icarus, 43*(3), 334–337. https://doi.org/10.1016/0019-1035(80)90178-5

- Métivier, L., de Viron, O., Conrad, C. P., Renault, S., Diament, M., & Patau, G. (2009). Evidence of earthquake triggering by the solid earth tides. *Earth and Planetary Science Letters*, 278(3), 370– 375. <u>https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.12.024</u>
- Moyen, J.-F., & van Hunen, J. (2012). Short-term episodicity of Archaean plate tectonics. *Geology*, 40(5), 451–454. <u>https://doi.org/10.1130/G322894.1</u>
- Murray, C. D., & Dermott, S. F. (1999). Solar System Dynamics. Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- Nakajima, M., & Stevenson, D. J. (2015). Melting and mixing states of the Earth's mantle after the Moonforming impact. *Earth and Planetary Science Letters, 427,* 286–295. https://doi.org/10.1016/j.epsl.2015.06.023
- Nikolaou, A., Katyal, N., Tosi, N., Godolt, M., Grenfell, J. L., & Rauer, H. (2019). What Factors Affect the Duration and Outgassing of the Terrestrial Magma Ocean? *The Astrophysical Journal*, 875(1), 11. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab08ed
- Nutman, A. P., Friend, C. R. L., & Bennett, V. C. (2002). Evidence for 3650–3600 Ma assembly of the northern end of the Itsaq Gneiss Complex, Greenland: Implication for early Archaean tectonics. *Tectonics*, 21(1), 5–1. <u>https://doi.org/10.1029/2000TC001203</u>
- O'Neill, C., Lenardic, A., Weller, M., Moresi, L., Quenette, S., & Zhang, S. (2016). A window for plate tectonics in terrestrial planet evolution? *Physics of the Earth and Planetary Interiors, 255*, 80–92. https://doi.org/10.1016/j.pepi.2016.04.002
- O'Neill, C., Marchi, S., Zhang, S., & Bottke, W. (2017). Impact-driven subduction on the Hadean Earth. *Nature Geoscience*, *10*(10), 793–797. <u>https://doi.org/10.1038/ngeo3029</u>
- Palin, R. M., Santosh, M., Cao, W., Li, S.-S., Hernández-Uribe, D., & Parsons, A. (2020). Secular change and the onset of plate tectonics on Earth. *Earth-Science Reviews, 207*, 103172. <u>https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2020.103172</u>
- Palin, R. M., & Santosh, M. (2021). Plate tectonics: What, where, why, and when? special issue: GR-100. Gondwana Research, 100, 3–24. <u>https://doi.org/10.1016/j.gr.2020.11.001</u>
- Qin, C., Zhong, S., & Phillips, R. (2018). Formation of the Lunar Fossil Bulges and Its Implication for the Early Earth and Moon. *Geophysical Research Letters*, 45(3), 1286–1296. https://doi.org/10.1002/2017GL076278
- Riguzzi, F., Panza, G., Varga, P., & Doglioni, C. (2010). Can Earth's rotation and tidal despinning drive plate tectonics? *Quantitative modelling of geological processes, 484*(1), 60–73. https://doi.org/10.1016/j.tecto.2009.06.012
- Salmon, J., & Canup, R. M. (2012). Lunar accretion from a Roche-interior fluid disk. *The Astrophysical Journal, 760*(1), 83. <u>https://doi.org/10.1088/0004-637X/760/1/83</u>
- Segatz, M., Spohn, T., Ross, M. N., & Schubert, G. (1988). Tidal dissipation, surface heat flow, and figure of viscoelastic models of Io. *Icarus*, 75(2), 187–206. <u>https://doi.org/10.1016/0019-1035(88)90001-2</u>
- Shirey S. B., Kamber B. S., Whitehouse M. J., Mueller P. A., & Basu A. R. (2008). A review of the isotopic and trace element evidence for mantle and crustal processes in the Hadean and Archean: implications for the onset of plate tectonic subduction. In Condie, K. C. & Pease, V. (Eds.) When

Did Plate Tectonics Begin on Planet Earth (pp. 1-29). *Geological Society of America*. https://doi.org/10.1130/2008.2440(01)

- Scholz, C. H., Tan, Y. J., & Albino, F. (2019). The mechanism of tidal triggering of earthquakes at mid-ocean ridges. *Nature Communications, 10*(1), 2526. <u>https://doi.org/10.1038/s41467-019-10605-2</u>
- Schuster, A. (1897). On Lunar and Solar Periodicities of Earthquakes. *Nature, 56*(1449), 321–321. https://doi.org/10.1038/056321a0
- Sleep, N. H., Zahnle, K., & Neuhoff, P. S. (2001). Initiation of clement surface conditions on the earliest Earth. *Proceedings of the National Academy of Sciences, 98*(7), 3666–3672. <u>https://doi.org/10.1073/pnas.071045698</u>
- Sohl, F., Solomonidou, A., Wagner, F. W., Coustenis, A., Hussmann, H., & Schulze-Makuch, D. (2014). Structural and tidal models of Titan and inferences on cryovolcanism. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 119(5), 1013–1036. <u>https://doi.org/10.1002/2013JE004512</u>
- Solomatov, V. (2015). 9.04—Magma Oceans and Primordial Mantle Differentiation. In G. Schubert (Ed.), *Treatise on Geophysics (2.ª. ed.* pp. 81–104). Elsevier. <u>https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53802-</u> <u>4.00155-X</u>
- Stern, R. J. (2005). Evidence from ophiolites, blueschists, and ultrahigh-pressure metamorphic terranes that the modern episode of subduction tectonics began in Neoproterozoic time. *Geology*, 33(7), 557–560. <u>https://doi.org/10.1130/G21365.1</u>
- Stern, R. J. (2007). When and how did plate tectonics begin? Theoretical and empirical considerations. *Chinese Science Bulletin*, 52(5), 578–591. <u>https://doi.org/10.1007/s11434-007-0073-8</u>
- Stern, R. J. (2016). Is plate tectonics needed to evolve technological species on exoplanets? *Geoscience Frontiers, 7*(4), 573–580. <u>https://doi.org/10.1016/j.gsf.2015.12.002</u>
- Stern, R.J. (2018). The evolution of plate tectonics. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 376.* <u>https://doi.org/10.1098/rsta.2017.0406</u>
- Stern, R. J., & Gerya, T. (2018). Subduction initiation in nature and models: A review. *Tectonophysics*, 746, 173–198. <u>https://doi.org/10.1016/j.tecto.2017.10.014</u>
- Stern, R. J., Gerya, T., & Tackley, P. J. (2018). Stagnant lid tectonics: Perspectives from silicate planets, dwarf planets, large moons, and large asteroids. *Geoscience Frontiers*, 9(1), 103–119. <u>https://doi.org/10.1016/j.gsf.2017.06.004</u>
- Suzuki, A., & Ohtani, E. (2003). Density of peridotite melts at high pressure. Physics and Chemistry of Minerals, 30(8), 449–456. https://doi.org/10.1007/s00269-003-0322-6
- Tamrazyan, G. P. (1967). Tide-forming forces and earthquakes. *Icarus*, 7(1), 59–65. <u>https://doi.org/10.1016/0019-1035(67)90047-4</u>
- Tanaka, S., Ohtake, M., & Sato, H. (2002). Evidence for tidal triggering of earthquakes as revealed from statistical analysis of global data. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 107(B10), ESE 1-11. <u>https://doi.org/10.1029/2001JB001577</u>

- Tan, Y. J., Waldhauser, F., Tolstoy, M., & Wilcock, W. S. (2019). Axial Seamount: Periodic tidal loading reveals stress dependence of the earthquake size distribution (b value). *Earth and Planetary Science Letters*, 512, 39-45. <u>https://doi.org/10.1016/j.epsl.2019.01.047</u>
- Tagawa, M., Nakakuki, T., Kameyama, M., & Tajima, F. (2007). The Role of History-Dependent Rheology in Plate Boundary Lubrication for Generating One-Sided Subduction. *Pure and Applied Geophysics*, 164(5), 879–907. <u>https://doi.org/10.1007/s00024-007-0197-4</u>
- Tang, C. A., Webb, A. A. G., Moore, W. B., Wang, Y. Y., Ma, T. H., & Chen, T. T. (2020). Breaking Earth's shell into a global plate network. *Nature Communications*, 11(1), 3621. <u>https://doi.org/10.1038/s41467-020-17480-2</u>
- Thompson, C., & Stevenson, D. J. (1988). Gravitational instability in two-phase disks and the origin of the Moon. *Astrophysical Journal*, *333*, p. 452-481. <u>https://doi.org/10.1086/166760</u>
- Touma, J., & Wisdom, J. (1994). Evolution of the Earth Moon system. *The Astronomical Journal, 108*(5), 1943–1961. <u>https://doi.org/10.1086/117209</u>
- Tyler, R. H., Henning, W. G., & Hamilton, C. W. (2015). Tidal heating in a magma ocean within Jupiter's moon Io. *The Astrophysical Journal Supplement Series, 218*(2), 22. <u>https://doi.org/10.1088/0067-0049/218/2/22</u>
- Van Kranendonk, M. J., Hugh Smithies, R., Hickman, A. H., & Champion, D. C. (2007). Review: Secular tectonic evolution of Archean continental crust: Interplay between horizontal and vertical processes in the formation of the Pilbara Craton, Australia. *Terra Nova*, 19(1), 1–38. <u>https://doi.org/10.1111/j.1365-3121.2006.00723.x</u>
- Varga, P., & Grafarend, E. (2019). Influence of Tidal Forces on the Triggering of Seismic Events. In C. Braitenberg, G. Rossi, & Geodynamics and Earth Tides Editor group (Eds.), Geodynamics and Earth Tides Observations from Global to Micro Scale (pp. 55–63). Springer International Publishing. https://doi.org/10.1007/978-3-319-96277-1_6
- Villeneuve, M. C., & Heap, M. J. (2021). Calculating the cohesion and internal friction angle of volcanic rocks and rock masses. *Volcanica*, 4(2), 279-293. <u>https://doi.org/10.30909/vol.04.02.279293</u>
- Wahr, J. M. (1981). Body tides on an elliptical, rotating, elastic and oceanless earth. *Geophysical Journal* International, 64(3), 677–703. <u>https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1981.tb02690.x</u>
- Wahr, J., Selvans, Z. A., Mullen, M. E., Barr, A. C., Collins, G. C., Selvans, M. M., & Pappalardo, R. T. (2009).
 Modeling stresses on satellites due to nonsynchronous rotation and orbital eccentricity using gravitational potential theory. *Icarus, 200*(1), 188-206.
 <u>https://doi.org/10.1016/J.ICARUS.2008.11.002</u>
- Wilcock, W. S. D. (2009). Tidal triggering of earthquakes in the Northeast Pacific Ocean. *Geophysical Journal International*, 179(2), 1055–1070. <u>https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2009.04319.x</u>
- Williams, G. E. (2000). Geological constraints on the Precambrian history of Earth's rotation and the Moon's orbit. *Reviews of Geophysics, 38*(1), 37–59. <u>https://doi.org/10.1029/1999RG900016</u>

- Whittington, A. G. (2019). Chapter 10—Heat and Mass Transfer in Glassy and Molten Silicates. In A. M. Hofmeister (Ed.), Measurements, Mechanisms, and Models of Heat Transport (pp. 327–357). Elsevier. <u>https://doi.org/10.1016/B978-0-12-809981-0.00010-3</u>
- Wolstencroft, M., Davies, J. H., & Davies, D. R. (2009). Nusselt–Rayleigh number scaling for spherical shell Earth mantle simulation up to a Rayleigh number of 10⁹. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 176(1), 132–141. <u>https://doi.org/10.1016/j.pepi.2009.05.002</u>
- Yuan, Q., Gurnis, M., Asimow, P. D., & Li, Y. (2024). A Giant Impact Origin for the First Subduction on Earth. *Geophysical Research Letters*, *51*(9). <u>https://doi.org/10.1029/2023GL106723</u>
- Zábranová, E., Hanyk, L., & Matyska, C. (2009). Matrix pseudospectral method for elastic tides modeling. In P. Holota (Ed.), *Mission and passion: Science* (pp. 243–260). Czech National Committee of Geodesy and Geophysics. <u>https://geo.mff.cuni.cz/~hanyk/papers/2009-Zabranova-80th-Bursa.pdf</u>
- Zahnle, K.J. (2006). Earth's Earliest Atmosphere. *Elements, 2,* 217-222. https://doi.org/10.2113/GSELEMENTS.2.4.217
- Zahnle, K., Arndt, N., Cockell, C., Halliday, A., Nisbet, E., Selsis, F., & Sleep, N. H. (2007). Emergence of a Habitable Planet. *Space Science Reviews, 129*(1), 35–78. <u>https://doi.org/10.1007/s11214-007-9225-z</u>
- Zhang, J., & Herzberg, C. (1994). Melting experiments on anhydrous peridotite KLB-1 from 5.0 to 22.5 GPa. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 99(B9), 17729–17742. <u>https://doi.org/10.1029/94JB01406</u>
- Zhang, Y., Zhang, N., & Tian, M. (2022). Internal dynamics of magma ocean and its linkage to atmospheres. Acta Geochimica, 41(4), 568–591. <u>https://doi.org/10.1007/s11631-021-00514-x</u>
- Zhou, X., Li, Z.-H., Gerya, T. V., Stern, R. J., Xu, Z., & Zhang, J. (2018). Subduction initiation dynamics along a transform fault control trench curvature and ophiolite ages. *Geology*, 46(7), 607–610. <u>https://doi.org/10.1130/G40154.1</u>

Anexo A

Este anexo se realizó con la finalidad de facilitar la lectura de la tesis sin involucrar la gran cantidad de posibles valores de las variables empleadas. Los valores utilizados para las simulaciones térmicas de la tesis se encuentran en la Tabla 3, en tanto que los valores utilizados para las simulaciones del efecto de gravitacional sobre la Tierra están en la Tabla 4. Para el cálculo de los números de Love se utilizaron los datos de la Tabla 5. Cuando la variable es adimensional aparece la celda en blanco para la columna unidades. Para la columna de referencias, si el espacio aparece en blanco es porque ha sido una variable calculada o propuesta en esta tesis.

Propiedad física	Valores	Símbolo	Unidades	Referencias
Densidad del manto	3500	ρ	kg / m ³	Suzuki y Ohtani, (2003).
Densidad de la atmósfera	1	ρ	kg / m ³	Incropera y Dewitt, (2007).
Densidad del núcleo	11000	ρ	kg / m ³	Melchior (1986).
Conductividad térmica del manto	3.6	k	W / (m K)	Goncharov et al. (2009).
Conductividad térmica de la atmósfera	0.05	k	W / (m K)	Incropera y Dewitt, (2007).
Conductividad térmica del núcleo	100	k	W / (m K)	Melchior (1986).
Calor especifico del manto	1000	Ср	J / (kg K)	Solomatov (2015).
Calor especifico de la atmósfera	2000	Ср	J / (kg K)	Incropera y Dewitt, (2007).
Calor especifico del núcleo	700	Ср	J / (kg K)	Melchior (1986).
Conductividad térmica efectiva del manto	$10^2 - 10^5$	k convectivo		
Conductividad térmica efectiva de la atmósfera	$10^2 - 10^5$	K		

Tabla 3. Valores utilizados en las simulaciones térmicas.

Propiedad física	Valores	Símbolo	Unidades	Referencias
Masa de la Tierra	5.972 x 10 ²⁴	M _{Tierra}	Kg	Agnew (2015).
Masa de la Luna	7.348 x 10 ²²	M_{Luna}	Kg	Agnew (2015).
Primer parámetro de Lamé de la litósfera	6.5 x 10 ¹⁰	μ	Ра	Segatz et al. (1988).
Segundo parámetro de Lamé de la litósfera	6.67 x 10 ¹⁰	λ	Ра	Segatz et al. (1988).
Gravedad en la superficie	9.81	g	m/s ²	Agnew (2015).
Radio de la Tierra	6,371,000	R	m	Agnew (2015).
Rango de distancias Tierra-Luna	19,113 – 63,710	r	km	
Semieje mayor de la orbita	19,113 – 63,710	а	km	
Grado de los polinomios	-5 – 5	m		Agnew (2015).
Orden de los polinomios	5	n		Agnew (2015).
Constante gravitacional	6672.59 x 10 ⁻¹⁴	G	m ³ /kg s ²	Agnew (2015).
Porosidad	0.05 - 0.3	ρ		Villeneuve y Heap, (2021).
Numero de Love de marea	0.3	K2		Qin et al. (2018).
Factor de disipación de marea promedio	23.5 - 200	Q		Qin et al. (2018).
Parámetro de trayectoria D	5.52887891 x 10 ⁸	D	m	Sharma et al. (2009).
Parámetro de trayectoria E	0.157 x 10 ⁸	E	m	Sharma et al. (2009).
Parámetro de trayectoria F	1.6 x 10 ⁸	F	m	Sharma et al. (2009).
Parámetro de tiempo 1	2 x 10 ⁹	$ au_1$	Años	Sharma et al. (2009).
Parámetro de tiempo 2	14 x 10 ⁹	$ au_2$	Años	Sharma et al. (2009).
Parámetro de tiempo 3	1.15 x 10 ⁹	$ au_3$	Años	Sharma et al. (2009).
Numero h para "Tierra sólida"	0.69213	h		
Numero I para "Tierra sólida"	0.09568	I		
Numero h para "Litósfera"	1.83602	h		
Numero I para "Litósfera"	1.16836	I		

 Tabla 4. Valores utilizados en las simulaciones para calcular el efecto gravitacional sobre la Tierra y las fracturas.

Propiedad física	Núcleo	Manto 1	Manto 2	Litósfera
Espesor (Km)	3500	2200	520	151
Estado Líquido 0, sólido 1	0	1	1	1
Densidad (kg/m ³)	12420	4600	3900	2700
Modulo de corte (Pa)	0	1.94 x 10 ¹¹	1.14 x 10 ¹¹	4.9 x 10 ¹⁰
Primer parámetro de Lamé (Pa)	1.01 x 10 ¹²	2.74 x 10 ¹¹	6.77 x 10 ¹⁰	2.65 x 10 ⁹
Frecuencia de forzamiento (rad/s)	2.66 × 10 ⁻⁶	=	=	=

Tabla 5 Datos necesarios para el cálculo de los números de Love para el modelo "Tierra sólida".

Las propiedades materiales del modelo "Tierra sólida" en la Tabla 5 están basados en los trabajos de Dziewonski y Anderson, (1981) y en el de Henning y Hurford, (2014). Los cuales son calculados con las velocidades de onda P, para la Tierra actual.

Propiedad física	Núcleo	Manto 1	Manto 2	Litósfera
Espesor (Km)	3500	2200	570	101
Estado Líquido 0, sólido 1	0	1	0	1
Densidad (kg/m³)	12000	4600	3900	3700
Modulo de corte (Pa)	0	1 x 10 ¹⁰	4 x 10 ⁴	6.5 x 10 ¹⁰
Primer parámetro de Lamé (Pa)	2 x 10 ⁹	1 x 10 ¹⁰	2 x 10 ⁹	6.67 x 10 ¹⁰
Frecuencia de forzamiento (rad/s)	1.818 x 10 ⁻⁵	=	=	=

Tabla 6. Datos necesarios para el cálculo de los números de Love para el modelo "Litósfera".

Por otro lado, no existen datos calculados para la Tierra primitiva que puedan utilizarse de forma directa por las características del planeta en enfriamiento. Por lo que los parámetros de Lamé y los módulos de corte de la Tabla 6 están basados en los que se utilizan para las modelaciones del satélite lo (p.ej. Segatz et al., 1988; Hamilton et al., 2013; Tyler et al., 2015). Para el cual se ha especulado grandes regiones de material fundido (Khurana et al., 2011), por lo que es la aproximación disponible más cercana.