



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

MODELADO Y ANÁLISIS DE LA RESPUESTA
SÍSMICA DE MEDIOS POROELÁSTICOS
FRACTURADOS

Geof. Gabriel Alejandro Castromán

Director: Dr. Fabio I. Zyserman

Codirector: Dr. J. Germán Rubino

Tesis presentada para obtener el grado académico de
Doctor en Geofísica

LA PLATA, ARGENTINA

- FEBRERO DE 2024 -

© GABRIEL A. CASTROMÁN


FABIO
ZYSERMAN


Claudia
Ravazzoli

A Nelly y Marga.

Resumen

La zona más superficial de la corteza terrestre está caracterizada por la presencia de fracturas de distintas escalas, desde fisuras en granos minerales hasta grandes fallas. Las fracturas modifican y controlan las propiedades mecánicas e hidráulicas del medio en donde se encuentran y por ello su estudio resulta de sumo interés en áreas como la hidrogeofísica, la búsqueda y explotación de reservorios hidrocarburiíferos y la producción de energía geotérmica, entre otros. En este contexto, el método sísmico de prospección constituye una herramienta no invasiva de gran utilidad para la detección y caracterización *in situ* de fracturas en el subsuelo terrestre. Esto se debe a que la propagación de las ondas sísmicas se ve fuertemente afectada por la orientación, densidad y propiedades físicas y geométricas de las fracturas. Asimismo, al propagarse a través de un medio poroso saturado que contiene fracturas, las ondas sísmicas pueden perder energía por un proceso denominado *flujo inducido por onda*. Este mecanismo disipativo depende del intercambio de fluido entre las fracturas y su entorno en respuesta a la perturbación sísmica y, por lo tanto, una mejor comprensión del mismo permitiría obtener, a partir de los datos sísmicos, información de las propiedades efectivas tanto mecánicas como hidráulicas de los medios fracturados. Por este motivo es importante contar con nuevas metodologías que permitan obtener la respuesta sísmica de estos medios teniendo en cuenta dicho mecanismo y que incluyan modelos realistas de fracturas en rocas heterogéneas. El desarrollo y estudio de estas herramientas y modelos, y la comprensión de los procesos físicos involucrados constituyen los objetivos de la presente Tesis doctoral.

El estudio numérico de la propagación de ondas sísmicas en medios fracturados demanda un elevado costo computacional debido a las escalas del problema y la discretización espacial requerida para su resolución. Para superar esta limitación suele emplearse una metodología conocida como «linear slip theory» en la cual la respuesta elástica de una fractura es representada a través de una discontinuidad en los desplazamientos generados por el paso de la onda sísmica. En el presente trabajo de Tesis, en primer lugar, se extendió esta metodología al caso poroelástico incluyendo los efectos producidos por flujo inducido. Para ello se emplearon ensayos numéricos oscilatorios de relajación en rocas porosas saturadas con fracturas planas paralelas y se calcularon los saltos en los valores del desplazamiento debidos a la presencia de las fracturas. En este marco, las fracturas fueron representadas como capas poroelásticas delgadas, con porosidad, permeabilidad y compresibilidad superiores a las de la roca circundante. La metodología propuesta mostró un muy buen acuerdo con simulaciones numéricas de propagación de ondas sísmicas empleando la teoría de Biot en medios con fracturas incluidas explícitamente. Dado que a través de la «linear slip theory» puede obtenerse además la respuesta sísmica anisótropa efectiva de un medio fracturado con la geometría previamente descrita, en segundo lugar se comparó esta respuesta con una obtenida considerando a las fracturas de forma explícita. A través del cálculo de la atenuación sísmica y la dispersión de velocidades se mostró que, dadas las características del flujo inducido para la geometría elegida, existen situaciones en las cuales la metodología basada en la «linear slip theory» no logra reproducir de forma precisa el comportamiento anisótropo efectivo del medio en cuestión. Como caso particular de estudio, luego

0. Resumen

se propuso un modelo que incluye regiones con elevado microfracturamiento en el entorno de las fracturas. Estas regiones, conocidas en la literatura como zonas de daño, fueron representadas como incrementos en los valores de porosidad, permeabilidad y compresibilidad de la roca circundante. A través de ensayos numéricos oscilatorios de relajación se mostró que su presencia tiende a incrementar la atenuación sísmica y la dispersión de velocidades por flujo inducido en el rango de las frecuencias sísmicas. Finalmente, dado que el aumento de permeabilidad que aportan las zonas de daño tiene un rol predominante en la respuesta sísmica, se propuso un modelo en el cual la permeabilidad varía exponencialmente en el entorno de las fracturas y se determinaron, de forma analítica, las propiedades sísmicas efectivas del medio fracturado resultante.

Índice

Resumen	v
1. Introducción general	1
1.1. Fracturas: descripción y marco geológico	3
1.1.1. Morfología	3
1.1.2. Escalas	5
1.1.3. Distribución espacial	5
1.2. El método sísmico	7
1.3. Respuesta sísmica de los medios fracturados	11
1.3.1. Modelos efectivos basados en inclusiones	12
1.3.2. Modelos basados en discontinuidad del desplazamiento	14
2. Efectos poroelásticos en la LST	19
2.1. Introducción	20
2.2. Teoría de la poroelasticidad de Biot	21
2.2.1. Variables involucradas	22
2.2.2. Relaciones constitutivas	23
2.2.3. Ecuaciones de movimiento	24
2.2.4. Ecuaciones de consolidación	25
2.2.5. Flujo inducido por onda en la mesoescala	26
2.2.6. Representación poroelástica de las fracturas	29
2.3. Efectos de flujo inducido en la «compliance» normal de las fracturas	29
2.3.1. Características de la «compliance» normal	35
2.4. Procedimiento numérico para la obtención de sismogramas mediante la LST extendida	36
2.4.1. Formulación en el dominio de la frecuencia	36
2.4.2. Validación para un modelo 1-D de una zona fracturada	38
2.5. Discusión de los resultados y conclusiones	41
3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas	45
3.1. Introducción	46
3.2. Modelo de capa fina (TLM)	47
3.2.1. Respuesta efectiva en los estados relajado y no relajado	48
3.2.2. Respuesta dinámica efectiva	51
	vii

3.2.3. Matriz de «compliance» excedente	52
3.3. Análisis de sensibilidad	53
3.3.1. Análisis de la magnitud de las «compliance» adicionales	54
3.3.2. Significado físico del coeficiente δS_{12}	60
3.3.3. Impacto en la respuesta sísmica efectiva	63
3.4. Discusión de los resultados y conclusiones	71
4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño	75
4.1. Introducción	76
4.2. Modelado de zonas de daño	77
4.2.1. Propiedades hidráulicas	79
4.2.2. Propiedades mecánicas	80
4.3. Modelado numérico de la respuesta sísmica	81
4.4. Resultados	84
4.4.1. Efectos de las zonas de daño	84
4.4.2. Análisis de sensibilidad	92
4.5. Solución analítica en medios fracturados con campos de permeabilidad variable	95
4.5.1. Modelo de permeabilidad variable	97
4.5.2. Análisis de sensibilidad	104
4.6. Discusión de los resultados y conclusiones	105
5. Conclusiones generales	109

Índice de figuras

1.1.	Descripción geométrica de la morfología de una única fractura, en donde se observan las dos paredes de aspecto rugoso que la componen, las regiones de contacto y los espacios vacíos dentro de la misma (Adaptado de Jaeger <i>et al.</i> (2007)).	4
1.2.	Representación esquemática de las posibles distribuciones de fracturas presentes en la corteza terrestre, extraído de Peacock <i>et al.</i> (2016).	6
2.1.	Representación esquemática del proceso de flujo inducido por una onda compresional P de período T . Durante la fase compresiva las fracturas sufrirán mayor deformación e inyectarán fluido hacia la roca intacta circundante. La dirección del flujo está indicada con flechas negras. Durante la fase extensiva, la dirección del flujo se revierte y el fluido ingresa nuevamente a las fracturas (modificado de Müller <i>et al.</i> (2010)).	28
2.2.	Representación esquemática del volumen elemental representativo considerado para el estudio de los efectos por flujo inducido en la «compliance» normal de la fractura.	32
2.3.	«Compliance» normal de la fractura para una distribución regular de fracturas caracterizadas por una apertura de 0.04 cm y una separación de 10 cm.	38
2.4.	Esquema del modelo geológico considerado para validar la metodología propuesta en este trabajo. La estrella denota la profundidad de la fuente de onda plana.	39
2.5.	Trazas sísmicas registradas en el receptor 2 del modelo dado por la Figura 2.4, obtenidas empleando las ecuaciones de propagación de Biot y la versión extendida de la LST. Las líneas rojas indican el valor absoluto de la diferencia entre ambas soluciones, amplificado 10 veces.	41
2.6.	Trazas sísmicas registradas en el receptor 1 del modelo dado por la Figura 2.4, obtenidas empleando las ecuaciones de propagación de Biot y la versión extendida de la LST. Las líneas rojas indican el valor absoluto de la diferencia entre ambas soluciones, amplificado 10 veces.	42
3.1.	Geometría del sistema de fracturas considerado en este Capítulo. El ángulo de incidencia θ es el ángulo formado entre el eje x , que se corresponde con el eje de simetría, y la dirección de propagación de una onda sísmica.	49

3.2.	Partes (a) real e (b) imaginaria de los elementos dinámicos de la matriz de «compliance» adicional para el modelo TLM en función de la frecuencia.	56
3.3.	Relación entre los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente para el TLM y los correspondientes a la matriz de «compliance» de la roca intacta, en el caso relajado, donde (a) $\delta S_{11}^r/S_{11}^{hr}$, (b) $\delta S_{22}^r/S_{22}^{hr}$, (c) $\delta S_{12}^r/S_{12}^{hr}$, (d) $\delta S_{23}^r/S_{23}^{hr}$ están en función de la porosidad y el módulo volumétrico de la matriz seca de la roca intacta. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente.	58
3.4.	(a) Valor absoluto de la parte imaginaria, en la frecuencia característica f_c , del coeficiente δS_{11} y las correspondientes partes imaginarias de (b) δS_{12} , (c) δS_{22} y (d) δS_{23} normalizadas con respecto a la de δS_{11} en función de la porosidad y el módulo volumétrico de la matriz seca de la roca intacta. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente.	59
3.5.	Coefficientes anisótropos de Poisson (a) ν_{12} y (b) ν_{21} en función de la frecuencia para una muestra de roca con $\phi_{hr}=0.15$ y $K_m^{hr}=17.2$ GPa.	62
3.6.	(a) Máximo de $\Delta V_P(\theta)$ para el límite de bajas frecuencias. (b) Ángulo de incidencia θ_{max} donde ΔV_P alcanza su máximo. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.	66
3.7.	(a) Máximo de $\Delta V_{SV}(\theta)$ para el caso relajado. (b) Ángulo de incidencia θ_{max} donde ΔV_{SV} alcanza su máximo. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.	67
3.8.	(a) Máximo de $\Delta V_P(\theta)$ para la frecuencia $f_s=30$ Hz. (b) Ángulo de incidencia θ_{max} donde ΔV_P alcanza su máximo. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.	67

<p>3.9. Máximo de la inversa del factor de calidad de onda (a) Q_P^{-1} y (b) \tilde{Q}_P^{-1} en el caso de incidencia normal a las fracturas ($\theta = 0^\circ$) para el TLM y la aproximación por LST, respectivamente. (c) Diferencia relativa entre ambos modelos. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.</p>	70
<p>3.10. Máximo de la inversa del factor de calidad de onda P (a) Q_P^{-1} y (b) \tilde{Q}_P^{-1} para el caso de incidencia oblicua $\theta=25^\circ$ para el TLM y la aproximación por LST, respectivamente. (c) Diferencia relativa entre ambos modelos. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.</p>	71
<p>3.11. Máximo de la inversa del factor de calidad de onda SV (a) Q_{SV}^{-1} y (b) \tilde{Q}_{SV}^{-1} para el caso de incidencia oblicua $\theta=25^\circ$ para el TLM y la aproximación por LST, respectivamente. (c) Diferencia relativa entre ambos modelos. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.</p>	72
<p>4.1. Representación esquemática de la zona de daño en donde se observa la variación con la distancia a la fractura mesoscópica de las variaciones de las propiedades asociadas.</p>	79
<p>4.2. Representación esquemática del modelo geológico compuesto por una distribución regular de fracturas planas paralelas horizontales con zonas de daño, y del ensayo oscilatorio de relajación aplicado al volumen elemental representativo del medio. En este último se imponen desplazamientos oscilatorios en techo y base de la muestra para simular el campo de desplazamientos generado por una onda compresional rápida propagándose de forma perpendicular a las fracturas.</p>	82
<p>4.3. Inversa del factor de calidad (panel superior) y velocidad de fase (panel inferior) en función de la frecuencia. La línea azul corresponde al modelo sin zonas de daño y la línea llena roja al modelo con zonas de daño caracterizadas por los parámetros $L_{dz}=2\text{cm}$ y $\beta=10$.</p>	86

4.4.	Contribución local a la atenuación global por unidad de longitud en función de la frecuencia (eje horizontal) y la distancia a una fractura (eje vertical) dentro de las muestras (a) sin zonas de daño y (b) con zonas de daño. La línea roja sólida indica la distancia donde finaliza la zona de daño.	90
4.5.	Inversa del factor de calidad para una onda P en función de la frecuencia para el modelo sin zonas de daño (azul) y con zonas de daño teniendo en cuenta la variación espacial de sus propiedades mecánicas e hidráulicas en conjunto (rojo), variación de la permeabilidad con propiedades mecánicas constantes en toda la roca huésped e iguales al valor de la misma fuera de la zona de daño (magenta) y variación de la permeabilidad con propiedades mecánicas constantes en toda la roca huésped e iguales al valor promedio de la zona de daño (negro).	93
4.6.	Inversa del factor de calidad (panel superior) y velocidad de fase (panel inferior) de una onda P en función de la frecuencia para el modelo sin zonas de daño (azul) y con zonas de daño caracterizadas por un espesor $L_{dz}=2$ cm y $\beta=2$ (amarillo), 10 (rojo) y 50 (verde).	94
4.7.	Inversa del factor de calidad (panel superior) y velocidad de fase (panel inferior) de una onda P en función de la frecuencia para el modelo sin zonas de daño (azul) y con zonas de daño caracterizadas por un factor $\beta=20$ y valores del espesor de la zona de daño $L_{dz}=1$ cm (verde), 3 cm (naranja) y 7.5 cm (rojo).	96
4.8.	Geometría del modelo con permeabilidad variable en la roca huésped.	98
4.9.	Comparación de la solución analítica y numérica para el modelo de zona de daño con variación de la permeabilidad.	104
4.10.	Comparación entre los modelos sin (azul) y con permeabilidad variable en el entorno de las fracturas. Las variaciones consideradas están caracterizadas por valores de $\beta=2$ (rojo), 10 (verde) y 100 (magenta).	105

Índice de tablas

2.1. Propiedades del modelo geológico empleado para el cálculo de la «compliance» normal de la fractura. Las propiedades de los granos sólidos corresponden al cuarzo	37
3.1. Porosidades y módulos volumétricos de areniscas secas documentados en la literatura (Gibiansky y Torquato, 1998).	66
4.1. Propiedades del modelo geológico empleado para el cálculo de la atenuación sísmica y la dispersión de velocidades.	85

Capítulo 1

Introducción general

La gran mayoría de las rocas de la corteza terrestre están caracterizadas, en mayor o menor medida, por la presencia de fracturas. Éstas se forman en respuesta a los esfuerzos a los que estas rocas están sometidas, teniendo estos esfuerzos distintos orígenes, desde la presión litostática ejercida por las masas de roca circundantes en la corteza y los esfuerzos tectónicos en la litósfera hasta la inyección de fluidos a muy alta presión y esfuerzos derivados de cambios térmicos (Berkowitz, 2002; Schultz, 2019). Las fracturas se encuentran en una gran variedad de escalas, desde microscópicas en granos minerales hasta grandes fallas a escala continental y juegan un papel fundamental en el control de las propiedades mecánicas e hidráulicas del subsuelo (Guéguen y Kachanov, 2011). Es por este motivo que, desde un punto de vista tanto teórico como práctico, su estudio es de suma importancia en disciplinas como la geofísica, la hidrogeología, la geotecnia y la ingeniería (Liu y Martínez, 2013).

Desde el punto de vista productivo, la presencia de fracturas naturales es una característica que comparten la mayor parte de los reservorios de petróleo y gas (Narr *et al.*, 2006; Liu y Martínez, 2013). En este contexto, si bien normalmente las fracturas no constituyen lugares de almacenamiento efectivo de hidrocarburos, aportan vías y conductos necesarios para que puedan movilizarse y alcanzar los pozos productivos desde donde son recolectados (Berkowitz, 2002; Muther *et al.*, 2022). Cuando la cantidad de fracturas de origen natural en el reservorio es baja y las rocas no permiten el movimiento de los hidrocarburos por su cuenta, las fracturas pueden ser generadas de forma artificial a través del hidrofracturamiento (Yew y Weng, 2015). Este método, empleado en los reservorios llamados “no convencionales”, consiste en la inyección de fluidos a muy alta presión de forma tal que superen la resistencia mecánica de las masas de roca y produzcan su fracturamiento. Dado que mediante este procedimiento es difícil controlar el grado de fracturamiento generado y las fracturas pueden movilizar los hidrocarburos o fluidos inyectados hacia regiones del subsuelo que no son de interés o incluso constituyen un perjuicio ambiental, la identificación y monitoreo de su extensión es de vital importancia, como lo es también el reconocimiento de posibles fracturas naturales preexistentes (National Research Council, 1996; Reible *et al.*, 2016; Viswanathan *et al.*, 2022). Por lo tanto, para un adecuado aprovechamiento sustentable de los reservorios es importante conocer las propiedades de las fracturas, tales como su

1. Introducción general

densidad, orientación, longitud y conductividad hidráulica.

Los reservorios de producción y extracción de energía geotérmica constituyen otro caso de interés en el que resulta necesaria la caracterización hidromecánica de medios fracturados. Esto se debe a que los sistemas hidrotermales en los que se desarrolla esta actividad involucran también la presencia de rocas fracturadas naturalmente (National Research Council, 1996; Li *et al.*, 2021; Viswanathan *et al.*, 2022). Dado que estos sistemas están localizados en rocas de muy baja porosidad y permeabilidad, las fracturas proporcionan los únicos caminos para la movilidad de los fluidos hidrotermales, que son los responsables de extraer el calor almacenado en profundidad y llevarlo a la superficie al ser bombeados desde los pozos. El adecuado desarrollo y explotación económica de estos sistemas depende de la localización de los conjuntos de fracturas en donde se produce la circulación efectiva de los fluidos. Cuando existen regiones de la corteza con marcadas anomalías térmicas pero que no cuentan naturalmente con la presencia de fracturas y fluidos hidrotermales asociados, es posible hacer un aprovechamiento del sitio a través del hidrofracturamiento de la roca al igual que sucede con los reservorios de hidrocarburos no convencionales (Brown *et al.*, 2012).

En lo referente al manejo de recursos hídricos, para predecir el rendimiento sostenible de los acuíferos de agua dulce es necesario conocer el efecto que la presencia de fracturas produce en el flujo del agua subterránea. Esto se debe a que la estimación del rendimiento sostenible requiere de la comprensión del balance hídrico del acuífero, en el que las fracturas juegan un rol fundamental controlando los ciclos de recarga y descarga del mismo (National Research Council, 1996). Incluso es posible encontrar acuíferos formados íntegramente por rocas plutónicas y metamórficas fracturadas donde las fracturas están encargadas no solo de la movilidad del agua subterránea, sino también de su almacenamiento (Cai y Ofterdinger, 2016). Además, desde el punto de vista medioambiental, el flujo en los acuíferos puede estar acompañado de la dispersión y migración de contaminantes que se introducen en el subsuelo terrestre, los cuales incluyen residuos químicos tóxicos y desechos nucleares, en particular los denominados residuos radiactivos de alta actividad (Tsang *et al.*, 2015; Viswanathan *et al.*, 2022). Dado el largo período de actividad de estos residuos, el almacenamiento geológico profundo es la opción internacionalmente aceptada para su gestión (International Atomic Energy Agency, 2005). Los contaminantes son inyectados en el subsuelo mediante pozos de desecho por debajo de capas prácticamente impermeables, las cuales cumplen el rol de barreras que impiden la migración ascendente de los residuos, en caso de que fallen las barreras ingenieriles. Si estos sitios de deposición geológicos no son correctamente emplazados y dichas barreras contienen redes de fracturas, los contaminantes pueden filtrarse hacia regiones no deseadas del subsuelo a través de las mismas, comprometiendo la efectividad y seguridad de estos repositorios de desechos y poniendo en riesgo la salubridad del agua presente en los acuíferos (Tsang *et al.*, 2015). Una situación similar se encuentra en el emplazamiento de sitios geológicos en

el contexto de captura y almacenamiento de CO₂, ya que las fracturas presentes en estas regiones, tanto de origen natural como inducidas, constituyen la principal vía de escape del gas, afectando la capacidad de almacenamiento específica del sitio (Iding y Ringrose, 2010).

Resulta entonces fundamental para el adecuado manejo sustentable de los recursos naturales poder comprender y predecir el comportamiento de los sistemas de fracturas en la corteza terrestre, especialmente a través de la identificación y descripción de aquellos cuya respuesta hidráulica es significativa. En muchos casos estos sistemas no suelen estar asociados a rasgos sobresalientes del terreno y por lo tanto su localización se debe efectuar a través de métodos remotos no invasivos que puedan describir, además, sus propiedades *in situ* a gran escala. En las siguientes secciones se describirán las principales características morfológicas de las fracturas y cómo se presentan en un contexto geológico. Se reseñará también el método sísmico de prospección, uno de los más utilizados para su caracterización, junto a los principales modelos empleados para su representación con esta metodología.

1.1. Fracturas: descripción y marco geológico

En esta sección se dará una breve descripción morfológica de las fracturas, mencionando los principales tipos presentes en el subsuelo terrestre y cómo se disponen dentro de él. Para comenzar, en mecánica de rocas se denomina *fractura* a la rotura mecánica o discontinuidad que separa a un medio material sólido en dos o más partes y a través de la cual se pierde la cohesión del mismo. Es un término general que incluye un amplio rango de defectos mecánicos o planos de debilidad en una masa de roca (Narr *et al.*, 2006) y posee una extensa clasificación (Schultz y Fossen, 2008; Peacock *et al.*, 2016). A continuación se describirá de forma concisa los principales aspectos de esta clasificación que serán de relevancia para la presente Tesis. En este sentido, es importante mencionar que el enfoque estará puesto en el estudio de fracturas existentes, sin hacer hincapié en la génesis de las mismas. Este tema se encuentra desarrollado ampliamente en diversos artículos, como Mandl (2000) y Shuckla (2011).

1.1.1. Morfología

Idealmente, las fracturas consisten de dos superficies, de aspecto rugoso, que se encuentran en contacto en algunas regiones pero están separadas en otras (Figura 1.1). La distancia de separación, usualmente medida en la dirección perpendicular al plano de la fractura, se denomina apertura o espesor (Jaeger *et al.*, 2007). La extensión areal de las superficies es, generalmente, mucho mayor a la apertura de las fracturas (Schultz y Fossen, 2008). Aunque posean puntos de contacto y espacios vacíos entre ellas, suelen estar bien correlacionadas a gran escala y es posible definir localmente un plano

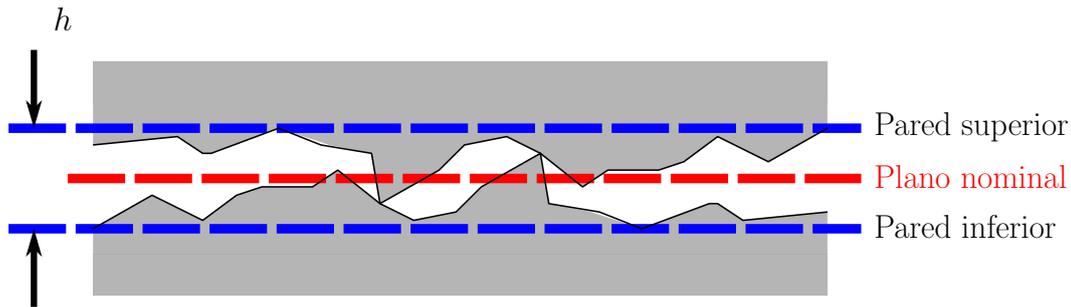


Figura 1.1. Descripción geométrica de la morfología de una única fractura, en donde se observan las dos paredes de aspecto rugoso que la componen, las regiones de contacto y los espacios vacíos dentro de la misma (Adaptado de Jaeger *et al.* (2007)).

nominal (línea punteada roja en la Figura 1.1) para la representación de las fracturas (Jaeger *et al.*, 2007). De la misma forma, pueden también establecerse dos planos paralelos de referencia para las paredes de la fractura indicando su delimitación, uno dentro de la roca inmediatamente por debajo de la fractura y otro por encima, los cuales se encuentran indicados en la Figura 1.1 con líneas punteadas azules. Como ya se ha mencionado, la apertura se define localmente como la distancia entre las dos superficies de la roca que representan a las paredes de la fractura. Sin embargo es posible definir a la distancia entre los dos planos de referencia previamente descritos como la apertura o espesor global de la fractura, que denominaremos h . Si conociéramos los perfiles de cada superficie, la apertura local estaría determinada y las propiedades hidromecánicas más relevantes de las fracturas podrían ser descritas, en principio, a través de su geometría interna. Pero en la mayoría de los casos no se cuenta con esta información y, además, la resolución de los problemas vinculados a la respuesta elástica de las fracturas y el movimiento de los fluidos a través de ellas serían muy complejos. Por lo tanto, en la práctica se suele representar y caracterizar a las fracturas a través de parámetros globales de macroescala. El espacio comprendido entre estas superficies puede estar parcial o totalmente saturado con un fluido, sea líquido o gas, contener materiales o minerales arcillosos producto de procesos de deformación o diagenéticos, o bien estar relleno por materia orgánica o minerales precipitados por la circulación de fluidos subterráneos (Nelson, 2001; Jaeger *et al.*, 2007). En este último caso, las fracturas se encuentran selladas y suelen denominarse vetas minerales (Schultz y Fossen, 2008). Cuando, exceptuando la presencia de fluidos, no hay ningún material de las características mencionadas dentro de las fracturas, éstas se denominan fracturas abiertas y son las responsables del gran aumento de permeabilidad de las masas de roca fracturada en el subsuelo (Nelson, 2001). Este aumento de la permeabilidad se da preferencialmente en la dirección de las fracturas. Adicionalmente, las fracturas pueden presentarse como cavidades elongadas de distintas geometrías dentro de las masas de roca cuando se forman por disolución (Nelson, 2001).

1.1.2. Escalas

Las fracturas presentes en la corteza terrestre se encuentran en una gran variedad de tamaños, pero es posible agruparlas en tres escalas principales (MacBeth y Li, 1999):

- (a) la microescala, con tamaños comparables a los que se observan para los granos minerales que componen a las rocas del subsuelo en el rango de los μm a algunos mm y aperturas varios órdenes de magnitud por debajo de estos valores (Guéguen y Kachanov, 2011),
- (b) la mesoescala, con tamaños en el rango comprendido entre los cm y algunos m donde se encuentran las fracturas presentes dentro de las formaciones geológicas (MacBeth y Li, 1999),
- (c) la macroescala, donde se encuentran las fracturas cuyos tamaños exceden la escala de la estratigrafía del subsuelo, pudiendo abarcar desde decenas de metros hasta varios km (Narr *et al.*, 2006; Liu y Martinez, 2013).

Los distintos tipos de fractura recién descritos pueden no encontrarse aislados y es posible observar sistemas de fracturas que comprenden a todas las escalas, como puede observarse en la Figura 1.2. Dentro de la macroescala se encuentran las grandes fallas, que usualmente exhiben regiones aledañas con intenso fracturamiento de mesoescala, el cual disminuye exponencialmente con la distancia perpendicular a la falla, denominadas *zonas de daño* (Gudmundsson, 2011). Las fracturas de mesoescala en estas regiones poseen, a su vez, zonas de elevado microfracturamiento en su entorno (Faulkner *et al.*, 2011; Mitchell y Faulkner, 2012). Estas regiones se describirán con mayor detalle en el Capítulo 4 de la presente Tesis.

1.1.3. Distribución espacial

Con respecto a su distribución espacial en el subsuelo terrestre, las fracturas de meso- y macroescala pueden encontrarse aisladas (Figura 1.2). Sin embargo, en todas las escalas es usual encontrar a las fracturas agrupadas en conjuntos. En la micro- y mesoescala, estos conjuntos pueden estar compuestos por fracturas entrecruzadas con distintas orientaciones, formando redes con un alto grado de conectividad. A mayores escalas es frecuente encontrar conjuntos de fracturas planas paralelas que pueden estar interseccionadas a un determinado ángulo o bien en grupos aislados. La orientación de los mismos depende principalmente de los esfuerzos tectónicos imperantes en la corteza y varía según la región de estudio (Schultz y Fossen, 2008; Narr *et al.*, 2006). En general, los planos de fractura tienden a ubicarse de forma perpendicular a la dirección de mínimo esfuerzo tectónico y, en la mayoría de los reservorios, esta dirección resulta ser horizontal (Schoenberg y Sayers, 1995; Liu y Martinez, 2013). Es por este motivo que es usual encontrar en gran parte de los reservorios en el subsuelo terrestre, conjuntos de

1. Introducción general

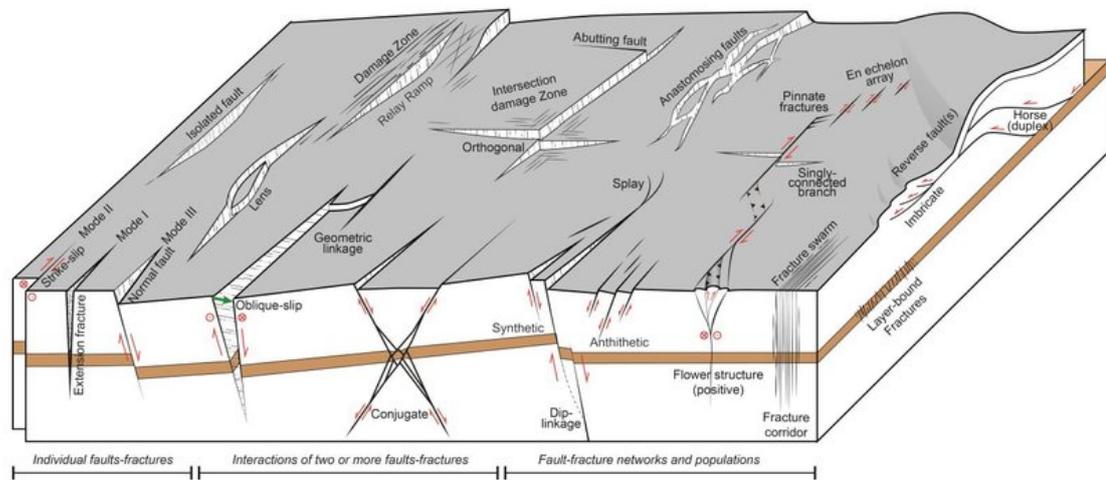


Figura 1.2. Representación esquemática de las posibles distribuciones de fracturas presentes en la corteza terrestre, extraído de Peacock *et al.* (2016).

fracturas planas paralelas predominantemente verticales. Estos conjuntos se denominan *enjambres* o *corredores* de fracturas y pueden estar asociados a zonas de fallas (Nelson, 2001; Liu y Martinez, 2013). La principal diferencia entre los enjambres y corredores es el tipo de fractura que los componen. Mientras que en los enjambres las fracturas son de tipo extensional, es decir, que los bloques de roca a uno y otro lado del plano de fractura no presentan un desplazamiento relativo entre sí, en los corredores de fracturas sí existe un movimiento de cizalla relativo entre ambos bloques (Giacosa, 2019).

Describimos entonces varias características de las fracturas individuales y de conjuntos de ellas. Como ya se ha mencionado, es de sumo interés localizar y caracterizar las regiones de intenso fracturamiento, con fracturas abiertas, ya que en estos sistemas se produce una mayor movilidad de los fluidos en el subsuelo, es decir, aumenta la permeabilidad efectiva de las masas de roca ya que este tipo de fracturas proporcionan conductos eficientes para el flujo. Sin embargo, no es frecuente encontrar afloramientos directos de estos sistemas. Por ello, es necesario contar con métodos remotos no invasivos para detectar a estos sistemas de fracturas, poder caracterizarlos y luego hacer un adecuado uso y manejo de los recursos involucrados. En este sentido, el método sísmico de prospección es uno de los más utilizados en la actualidad debido a que es altamente sensible a la presencia de medios fracturados y permite obtener una caracterización *in situ* a gran escala de los sistemas de fracturas y su interacción con las masas de roca circundantes (Liu y Martinez, 2013). Procederemos entonces a describir brevemente sus características principales.

1.2. El método sísmico

El método sísmico es un método de prospección geofísica que se basa en la propagación de ondas sísmicas a través del subsuelo terrestre, siendo uno de los más utilizados debido a su buena resolución, precisión y adecuada cobertura en profundidad (Telford *et al.*, 1990). Mediante el empleo de fuentes controladas en una determinada locación del terreno, se generan vibraciones que se propagan luego por el interior terrestre. Estas vibraciones, denominadas ondas sísmicas, llevan consigo energía y son sensibles a las propiedades del material por el cual se propagan. Cuando arriban a una discontinuidad del subsuelo en donde existen contrastes de estas propiedades, una parte de la energía que transportan puede refractarse y la otra parte puede reflejarse o refractarse críticamente y volver a la superficie (Aki y Richards, 1980). Las perturbaciones generadas por las ondas sísmicas reflejadas pueden ser medidas con instrumentos adecuados, emplazados a distintas distancias y direcciones de la fuente, llamados receptores. Los tiempos de viaje registrados dependerán de la distribución espacial de las discontinuidades atravesadas por las ondas y, por lo tanto, es posible analizarlos y obtener información sobre las características geométricas de las estructuras geológicas del subsuelo. Si bien este es el procedimiento clásico de la sísmica de exploración, las nuevas técnicas de adquisición e interpretación del dato brindan la posibilidad de utilizar atributos adicionales de las ondas sísmicas, además de sus tiempos de arribo (Mavko *et al.*, 2009). En efecto, cuando las ondas viajan a través del subsuelo, parte de la energía que transportan puede disiparse y ser transformada en calor por la presencia de heterogeneidades o procesos intrínsecos que tienen lugar en las rocas, dando lugar a la atenuación de sus amplitudes (Aki y Richards, 1980). Junto a estos efectos disipativos también tienen lugar efectos dispersivos que modifican la velocidad de las ondas. Estos procesos dependen de propiedades tanto mecánicas como hidráulicas del subsuelo y, por este motivo, la utilización de atributos como la atenuación y la velocidad de las ondas en función del contenido en frecuencias pueden brindar información adicional de gran utilidad sobre el subsuelo (Mavko *et al.*, 2009).

Para poder determinar las propiedades del subsuelo recién mencionadas mediante el dato sísmico se utilizan un conjunto de estrategias llamadas técnicas de inversión (Tarantola, 2005). Éstas involucran la resolución del llamado problema directo (Butler y Sinha, 2012), que consiste en la inferencia de la respuesta sísmica del subsuelo a través de la resolución de un sistema de ecuaciones diferenciales apropiado. Para el método sísmico en particular, normalmente se resuelve el problema de propagación de ondas en medios elásticos, descrito a través de una ecuación diferencial vectorial para el campo de desplazamientos $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ en la posición \mathbf{x} dentro del medio a tiempo t . La misma se obtiene a partir la ecuación de movimiento volumétrica en el dominio del espacio y del tiempo (Udías y Buforn, 2018)

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f}_s = \rho \ddot{\mathbf{u}}, \quad (1.1)$$

1. Introducción general

donde ρ es la densidad del medio. El lado izquierdo de la ecuación contiene a las fuerzas intervinientes, siendo $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ el tensor de tensiones internas, de segundo rango, y $\hat{\mathbf{f}}_s$ las fuerzas volumétricas externas. La ecuación (1.1) puede ser expresada en el dominio del espacio y la frecuencia como

$$\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} + \hat{\mathbf{f}}_s = -\rho\omega^2\hat{\mathbf{u}}, \quad (1.2)$$

donde ω es la frecuencia angular y $\hat{}$ refiere a las variables correspondientes en el dominio de la frecuencia. Para poder resolver este problema, es necesario vincular el tensor de las tensiones con el campo de desplazamientos. Esto se logra a través de una relación constitutiva que establece, según las propiedades intrínsecas del medio, cómo será la deformación que experimentará ante la aplicación de determinados esfuerzos. Si se asume que lejos de la fuente las deformaciones del medio producto del paso de una onda serán pequeñas, será válida entonces la aproximación lineal y la relación constitutiva del medio vendrá dada, en su forma más general, por la ley de Hooke (Udías y Buforn, 2018)

$$\hat{\boldsymbol{\sigma}} = \underline{\mathbf{C}} : \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}, \quad (1.3)$$

donde $\boldsymbol{\varepsilon}$ es el tensor de las deformaciones, de segundo rango, $\underline{\mathbf{C}}$ es el tensor de rigidez del medio, de cuarto rango, y $:$ denota la doble contracción tensorial de ambos tensores. A su vez, el tensor de deformaciones vendrá dado en función de los desplazamiento por

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{1}{2} \left(\nabla \hat{\mathbf{u}} + (\nabla \hat{\mathbf{u}})^T \right), \quad (1.4)$$

donde el superíndice T denota la transposición. El tensor de rigidez contiene, por un lado, información de las propiedades mecánicas del medio. Si el problema a resolver involucra medios elásticos, las componentes de este tensor serán reales e independientes de la frecuencia. En cambio, si se consideran medios viscoelásticos, los coeficientes del tensor de rigidez serán complejos y dependientes de la frecuencia. Por otro lado, la estructura del tensor de rigidez dependerá de la simetría del problema estudiado. En el caso más simple de que el medio sea isótropo, es decir, que sus propiedades sean independientes de la dirección con la cual se observan, este tensor dependerá únicamente de dos parámetros elásticos: λ , conocido como la constante de Lamè y μ , denominado módulo de corte. Asimismo, el tensor de rigidez general de cuarto rango podrá ser reducido a una matriz \mathbf{C} . Para ello es necesario introducir la llamada notación de Voigt, con la cual, teniendo en cuenta las simetrías del problema y utilizando una contracción de índices adecuada, es posible reducir los tensores de tensión y deformación a cantidades vectoriales y la ley de Hooke para un medio isótropo tendrá la siguiente

notación matricial (Mavko *et al.*, 2009)

$$\begin{pmatrix} \hat{\sigma}_{11} \\ \hat{\sigma}_{22} \\ \hat{\sigma}_{33} \\ \hat{\sigma}_{23} \\ \hat{\sigma}_{13} \\ \hat{\sigma}_{12} \end{pmatrix} = \mathbf{C} \begin{pmatrix} \hat{\varepsilon}_{11} \\ \hat{\varepsilon}_{22} \\ \hat{\varepsilon}_{33} \\ 2\hat{\varepsilon}_{23} \\ 2\hat{\varepsilon}_{13} \\ 2\hat{\varepsilon}_{12} \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

donde la matriz de rigidez \mathbf{C} vendrá dada por

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Una cantidad que será de gran utilidad para el desarrollo de esta Tesis es la inversa de la matriz de rigidez \mathbf{C} , conocida por su nombre en inglés como matriz de «compliance» y denominada con la letra \mathbf{S} , cuya expresión en el caso isótropo vendrá dada por (Mavko *et al.*, 2009)

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{-\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{-\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{-\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{-\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\mu} \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

La solución de la ecuación (1.2) en conjunto con (1.6) da como resultado para el campo de desplazamientos dos modos de propagación de onda distintos, uno de tipo compresional denominado P, en el cual las partículas del subsuelo se desplazan en la dirección de propagación de la onda al ser excitadas por la misma, y un modo transversal o de corte denominado S, en el cual las partículas del medio poseen desplazamiento en dirección transversal a la dirección de propagación (Udías y Buforn, 2018). Además, varios atributos de estas ondas pueden ser descriptos a través de las matrices de rigidez o «compliance» como, por ejemplo, su velocidad de fase y, en caso de contar con medios viscoelásticos, la atenuación, es decir, la medida del decaimiento de su amplitud. Ambos modos poseen diferentes características debido a que responden de forma diferente a las propiedades del medio por el cual se propagan.

1. Introducción general

La validez de la hipótesis de isotropía en el interior de la Tierra dependerá de la escala del problema estudiado, pero es infrecuente encontrar este comportamiento en las masas de roca que componen la corteza terrestre (Lynn, 2004). En general, las ondas sísmicas varían sus características con respecto a la dirección en la cual son medidas. Esto se debe a que las propiedades mecánicas del subsuelo terrestre cambian con la dirección de modo que al ejercer sobre él un mismo esfuerzo en dos direcciones distintas, la deformación elástica resultante en ambas direcciones será diferente. Esto sucede, por ejemplo, cuando la región del subsuelo estudiada es de tipo laminar por su estratigrafía, cuando las rocas presentan una orientación preferencial en su cristalografía o cuando se encuentran presentes uno o varios conjuntos de fracturas (Liu y Martínez, 2013). En estos casos, el subsuelo deberá ser considerado *anisótropo*. La suposición de isotropía establece la simetría del medio en todos los planos del espacio. En cambio, cuando el medio es considerado anisótropo algunos planos dejan de ser de simetría y, dependiendo de cuáles sean las simetrías consideradas, tendremos distintas clases de anisotropía (Aki y Richards, 1980). El caso más simple lo constituye la anisotropía denominada de tipo hexagonal o isotropía transversal (TI, por sus siglas en inglés) en la cual existe un eje de simetría. Si éste es horizontal, se dice entonces que el medio presenta *isotropía transversal horizontal* (HTI). El ejemplo más común en la corteza de medios con esta simetría lo constituyen los conjuntos de fracturas planas paralelas alineadas verticalmente dentro de rocas isótropas (Liu y Martínez, 2013). En cambio, si el eje de simetría es vertical, el medio posee *isotropía transversal vertical* (VTI). En este caso, los ejemplos característicos para este comportamiento lo proporcionan las secuencias estratigráficas horizontales y la alineación preferencial de minerales y granos durante procesos de depositación, como sucede con las arcillas (Liu y Martínez, 2013). Esta simetrías se ven reflejadas en las matrices de rigidez y «compliance», que en este caso pasan de depender de únicamente dos a cinco parámetros independientes entre sí. De este modo, el tensor de rigidez puede ser expresado, para un medio HTI en donde el eje de simetría es el eje coordenado x , supuesto horizontal, de la siguiente forma (Mavko *et al.*, 2009)

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{23} & C_{22} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} \end{pmatrix}, \quad (1.8)$$

donde $C_{44} = (C_{22} - C_{23})/2$. En el caso de que se utilice para la representación de medios fracturados, los coeficientes C_{ij} de esta matriz dependerán de las propiedades geométricas y físicas vistas para las fracturas. La matriz de «compliance» del medio

HTI, inversa de la matriz \mathbf{C} , tendrá la misma estructura

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{23} & S_{22} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{55} \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Para obtener la respuesta sísmica de un medio fracturado en primer término hay que establecer un modelo de fracturas, esto es, una representación matemática de las características geométricas y mecánicas de las fracturas y la roca circundante, necesaria para resolver las ecuaciones vinculadas al fenómeno de propagación de ondas sísmicas. En la siguiente sección veremos los principales modelos de fractura y brevemente detallaremos el que será utilizado en la presente Tesis.

1.3. Respuesta sísmica de los medios fracturados

Si bien el dato sísmico puede en ciertos casos utilizarse para localizar de forma directa la presencia de fallas y fracturas de macroescala en el subsuelo, con desplazamientos que van de varios m a km (Botter *et al.*, 2014; Minato y Ghose, 2016), las fracturas de menor escala se encuentran generalmente por debajo de la resolución sísmica y, por ende, su detección de forma individual es una tarea difícil (Liu y Martinez, 2013). No obstante, dado el fuerte contraste de propiedades mecánicas que pueden tener con respecto a su entorno, cuando estas fracturas se encuentran agrupadas con una orientación preferencial en la corteza, ésta última se comportará de forma efectiva como un medio homogéneo anisótropo en respuesta a la propagación de una onda sísmica (Schoenberg y Douma, 1988; Lynn, 2004). Además, cuando el subsuelo contiene conjuntos de fracturas abiertas saturadas con fluidos, las ondas experimentarán, al propagarse a través de ellas, disminución de su velocidad de fase y atenuación de su amplitud (Leary *et al.*, 1990; Peacock *et al.*, 1994; Maultzsch *et al.*, 2003; Clark *et al.*, 2009). Originalmente, el método sísmico se empleaba para determinar la dirección preferencial e intensidad del fracturamiento en el caso de estos conjuntos de fracturas (Liu, 2005). Sin embargo, el avance de las técnicas de adquisición y procesamiento del dato sísmico, en conjunto con el desarrollo de nuevas teorías de física de rocas, podrían proveer caminos para obtener información adicional de las rocas fracturadas, como ser sus propiedades hidráulicas, presencia de fluidos y geometría de fracturas y redes de fracturas (Liu y Martinez, 2013). Es por ello que los atributos más utilizados en la sísmica de exploración para el estudio de los medios fracturados incluyen la variación de amplitudes y velocidades de onda P y S con el azimut (ángulo comprendido entre el norte geográfico y la dirección que une a la fuente y el receptor), la *separación de ondas*

*de corte*¹, variación de la atenuación con el azimut, entre otros (Liu y Martínez, 2013). En cualquiera de estos casos, es necesario primero determinar el modelo de fractura a utilizar, es decir, la representación matemática de las características geométricas y mecánicas principales de las fracturas, para poder luego obtener la respuesta sísmica correspondiente del medio fracturado. Existen varias formas de representar a las fracturas, siendo las más utilizadas los modelos basados en inclusiones y la condición de discontinuidad del desplazamiento. A continuación describiremos ambas metodologías y cómo pueden ser utilizadas para obtener la respuesta sísmica del medio fracturado.

1.3.1. Modelos efectivos basados en inclusiones

Consisten en introducir a las fracturas como inclusiones dentro de un material sólido, el cual representa a la roca circundante. Asumiendo que las inclusiones poseen propiedades contrastantes con su entorno y que sus dimensiones son mucho menores que las longitudes de onda sísmicas, estos modelos se basan en las llamadas teorías de medio efectivo (Liu y Martínez, 2013). Las mismas consisten en reemplazar matemáticamente al medio heterogéneo, compuesto por las inclusiones y el material donde se alojan, por un medio homogéneo que posea la misma respuesta mecánica en la escala de la longitud de onda. Para ello se determina una relación funcional entre los parámetros estructurales del medio heterogéneo y las propiedades del medio homogéneo equivalente (Guéguen y Kachanov, 2011). Mientras que los parámetros estructurales pueden incluir la geometría, dimensiones y propiedades mecánicas de cada inclusión y del medio circundante, las propiedades mecánicas del medio heterogéneo quedan determinadas por las componentes de su matriz de «compliance» (o rigidez) efectiva. A pesar de que las expresiones para estas componentes dependerán explícitamente de la representación elegida para las inclusiones, la construcción del medio homogéneo equivalente se realiza siguiendo siempre el mismo procedimiento, el cual consiste en suponer que la respuesta efectiva del medio fracturado se obtiene a partir de sumar la contribución del medio homogéneo que representa a la roca circundante y una contribución adicional producto de la presencia de las inclusiones

$$\text{Medio homogéneo} + \text{Inclusiones} \longleftrightarrow \text{Medio fracturado.} \quad (1.10)$$

Esto puede realizarse matemáticamente a través de considerar a la matriz de «compliance» efectiva del medio heterogéneo como la suma de una matriz de «compliance» que describe el comportamiento de la roca intacta más una matriz de «compliance» adicional que se agrega por la presencia de las inclusiones (Hudson, 1980). La principal ventaja que poseen los medios efectivos es la posibilidad de obtener de forma analítica una vinculación entre la respuesta sísmica de los medios fracturados y los parámetros geométricos y físicos de interés que caracterizan a las fracturas, lo cual resulta de suma utilidad al momento de realizar la inversión sísmica de estos parámetros.

¹Del inglés «shear wave splitting»

Existe una gran cantidad de modelos basados en inclusiones que difieren entre sí por su geometría, su complejidad o las técnicas matemáticas empleadas para obtener la respuesta efectiva. En general, una característica que comparten todos estos modelos es que las inclusiones poseen una dimensión (apertura) mucho menor que las dos restantes (extensión), y por ello las formas geométricas más empleadas para su representación son los esferoides. El primero en determinar la respuesta elástica equivalente de un medio elástico infinito con una inclusión esferoidal fue Eshelby y Peierls (1957). Este trabajo sería utilizado luego para determinar la respuesta efectiva de varias inclusiones. Walsh (1965) obtuvo las propiedades elásticas equivalentes de un medio elástico con varias inclusiones esferoidales distribuidas de forma aleatoria y sin considerar interacción mecánica entre ellas. Bajo esta suposición el medio elástico equivalente es isótropo. O'Connell y Budiansky (1974) incluyeron luego la presencia de fluidos dentro de las inclusiones e incrementaron su concentración. Estos trabajos dieron pie a uno de los modelos más utilizados, descrito por Hudson (1980) y Hudson (1981), en donde las inclusiones pueden encontrarse distribuidas de forma aleatoria o bien encontrarse alineadas, con lo cual su respuesta elástica equivalente resulta ser anisótropa. Además, estos modelos poseen interacción mecánica entre las inclusiones y éstas pueden contener fluidos. Sin embargo, cuentan con la restricción de ser válidos para procesos de deformación rápidos (alta frecuencia), ya que no consideran intercambio de fluido entre las inclusiones y, por lo tanto, éstas se encuentran aisladas hidráulicamente entre sí. Pero para procesos más lentos (baja frecuencia) podría existir comunicación de la presión del fluido entre las inclusiones (Gassmann, 1951; Brown y Korrington, 1975). Esto fue tenido en cuenta por O'Connell y Budiansky (1977) quienes en su trabajo permiten el intercambio de la presión poral entre las inclusiones y obtienen una respuesta equivalente dependiente de la frecuencia.

Todos estos modelos, sin embargo, consideran un único tipo de inclusión dentro de un sólido elástico, sin asumir la posibilidad de que existan inclusiones con distintas geometrías y respuestas a la deformación, como los poros en la roca circundante, y que puedan estar, además, conectados hidráulicamente. La conceptualización de las rocas de la corteza terrestre como medios porosos es sin dudas una representación más realista de las mismas (Bourbié *et al.*, 1987). Con este objetivo, Thomsen (1995) incorpora a los modelos la presencia de inclusiones adicionales separadas entre sí y de forma esférica, las cuales poseen mayor resistencia a la deformación que las esferoidales (Walsh, 1965), representando a los poros de la roca. Asume además que los poros y las inclusiones pueden estar conectados hidráulicamente y obtiene la respuesta elástica equivalente del medio para procesos de deformación cuasiestáticos, en donde existe suficiente tiempo para que la presión del fluido en los poros y las inclusiones esté en equilibrio en todo momento. Para contemplar efectos dinámicos y una respuesta efectiva en el dominio de las frecuencias, Chapman (2003) sumó a este modelo la presencia de inclusiones adicionales de microescala, además de las correspondientes a los poros de la roca, con

forma esferoidal representando microfracturas e incluyó los procesos de relajación de la presión del fluido entre todos los tipos de inclusiones, en función de la frecuencia. De esta forma, el modelo efectivo resultante resulta ser viscoelástico, permitiendo estudiar la atenuación y dispersión de velocidades de las ondas sísmicas. Por último, Tod (2003) propuso un modelo dinámico similar a Hudson (1980), pero en lugar de considerar a las inclusiones en un sólido elástico, propuso utilizar un sólido viscoelástico modelado de acuerdo a la teoría de Biot, la cual será detallada en el siguiente Capítulo de esta Tesis.

1.3.2. Modelos basados en discontinuidad del desplazamiento

Con respecto a la condición de discontinuidad del desplazamiento, esta variante es, en principio, independiente de la geometría interna de las fracturas y está basada en un aspecto fenomenológico de las mismas. Como se ha resaltado previamente, las fracturas son superficies de rotura mecánica en las rocas a través de las cuales disminuye significativamente la resistencia de las rocas a la deformación, es decir, aumenta su valor de «compliance», y por eso se las considera como superficies de debilidad. En el contexto de la propagación de ondas sísmicas, teniendo en cuenta el contraste de escalas existente entre las longitudes de onda características del problema y las fracturas, este fenómeno se representa mediante el reemplazo de las fracturas por una interfase que separa dos regiones de material en la cual se impone una condición de borde para los desplazamientos. A través de esta interfase se mantienen las condiciones de continuidad de las tensiones pero el efecto de la fractura en la respuesta sísmica se manifiesta como una discontinuidad en el campo de los desplazamientos. Esta representación se conoce con el nombre de teoría «linear slip» (LST) (Schoenberg, 1980; Pyrak-Nolte *et al.*, 1990). La discontinuidad en el desplazamiento $[\mathbf{u}]$ se relaciona linealmente con la tensión actuando a través de la fractura $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}$ por medio de la siguiente expresión

$$[\mathbf{u}] = \mathbf{Z}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}, \quad (1.11)$$

donde \mathbf{n} es la normal unitaria a la fractura y \mathbf{Z} es la matriz de «compliance» que caracteriza las propiedades mecánicas de la fractura (Coates y Schoenberg, 1995). Considerando en un medio elástico una fractura con simetría rotacional perpendicular al eje x_1 horizontal, la matriz \mathbf{Z} está dada por

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} Z_N & 0 & 0 \\ 0 & Z_T & 0 \\ 0 & 0 & Z_T \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

donde los parámetros Z_N y Z_T son denominados «compliance» normal y tangencial de la fractura (Schoenberg, 1980). A pesar de no haber realizado ninguna suposición acerca de la morfología interna de las fracturas, es posible vincular sus características

geométricas con la respuesta sísmica del medio fracturado considerando modelos que brinden expresiones matemáticas para los valores de «compliance» Z_N y Z_T (Liu *et al.*, 2000; Bakulin *et al.*, 2000; Vlastos *et al.*, 2003). El más simple consiste en considerar a una fractura abierta según la representación de superficies corrugadas y reemplazarla por una capa de material de espesor igual a la apertura h de la fractura y propiedades elásticas que representen la respuesta mecánica de la misma (Liu *et al.*, 2000). Suponiendo que el material por el cual es sustituida la fractura es un material isótropo de constantes elásticas λ_F y μ_F , los valores de Z_N y Z_T vendrán dados por las siguientes expresiones (Liu *et al.*, 2000)

$$Z_N = \frac{h}{\lambda_F + 2\mu_F}, \quad Z_T = \frac{h}{\mu_F}. \quad (1.13)$$

Si bien existen expresiones de mayor complejidad que permiten modelar las cavidades entre las paredes de las fracturas o sus zonas de contacto a través de un modelo conocido como modelo de asperezas, es posible demostrar que estos modelos colapsan en el modelo de capa fina de material blando (Liu *et al.*, 2000).

Al igual que en los modelos basados en inclusiones, la LST es válida también para ser utilizada con teorías de medio efectivo asumiendo que cada discontinuidad en los desplazamientos puede ser asociada a una inclusión (Schoenberg y Douma, 1988; Schoenberg y Muir, 1989). De acuerdo a la relación (1.10), la matriz de «compliance» efectiva del medio con fracturas vendrá dada por la relación (Schoenberg y Sayers, 1995)

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}^b + \delta\mathbf{S}, \quad (1.14)$$

donde \mathbf{S}^b es la matriz de «compliance» del material que compone a la roca intacta y $\delta\mathbf{S}$ es la matriz de «compliance» excedente que se añade por la presencia de las fracturas (Schoenberg y Douma, 1988). La ventaja de esta metodología es que, para un único conjunto de fracturas verticales con invarianza rotacional, perpendicular al eje x_1 , la matriz de «compliance» excedente en el límite de longitud de onda larga depende solamente de dos parámetros, y además, en notación de Voigt posee una estructura simple

$$\delta\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \eta_N & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \eta_T & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \eta_T \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

donde η_N y η_T son los valores de «compliance» normal y tangencial que añade el conjunto de fracturas al medio, respectivamente (Schoenberg y Sayers, 1995). Es importante aclarar que distinguiremos con las letras Z_N y Z_T a los parámetros de «compliance» de cada fractura y llamaremos η_N y η_T a la respuesta adicional que agregan las fracturas

1. Introducción general

al medio. Estos parámetros vienen relacionados, en el caso de una secuencia periódica de fracturas planas paralelas, por $Z_T = \eta_T/L$ y $Z_N = \eta_N/L$, donde L es la distancia entre fracturas (Liu y Martinez, 2013). Si asumimos que el material que compone a la roca intacta es isótropo, entonces su matriz de «compliance» tendrá la forma dada por la ecuación (1.7) y el medio fracturado descrito se comportará de forma efectiva como un medio HTI, tal como hemos mencionado anteriormente. Una vez que la matriz de «compliance» o rigidez equivalentes del medio fracturado quedan definidas, es posible obtener la respuesta sísmica efectiva del medio en cuestión.

Otra forma de obtener la respuesta sísmica de los medios fracturados es a través de la inclusión directa de las fracturas en los esquemas numéricos utilizados para la simulación de la propagación de ondas sísmicas. Para ello, se utilizan los conceptos vistos en la LST para evitar el inconveniente que implica la discretización espacial del problema, debido a la gran diferencia entre el tamaño de las fracturas y las demás longitudes características presentes en el mismo. Con este fin, se han desarrollado algoritmos en los cuales las celdas computacionales que contienen a las fracturas discretas y su medio circundante se reemplazan localmente por porciones de material cuya respuesta elástica efectiva viene dada por la LST (Coates y Schoenberg, 1995; Vlastos *et al.*, 2003; Hall y Wang, 2012). Por otro lado, es posible incluir el efecto de las fracturas representado por la LST directamente como condiciones de borde dentro del esquema numérico elegido. En este sentido, la discontinuidad en el campo de los desplazamientos se puede implementar en los nodos de la grilla de un esquema de diferencias finitas (Zhang, 2005) o en el borde entre dos celdas computacionales utilizando el método de elementos finitos Galerkin discontinuos (De Basabe *et al.*, 2011; Castromán y Zyserman, 2013; De Basabe *et al.*, 2016). La representación directa como condiciones de borde posee como ventaja el manejo de geometrías complejas, permitiendo corroborar el comportamiento de medios efectivos y realización de simulaciones numéricas de propagación con menos suposiciones y de forma eficiente (De Basabe *et al.*, 2016). Vemos entonces que la LST posee ventajas al momento de estudiar la respuesta sísmica de los medios fracturados, ya que al estar basada en el concepto de superficie de discontinuidad se puede usar como representación discreta y también en medios efectivos. Por otra parte, permite pensar en varios modelos de fractura a través de la representación de las complejidades geométricas de las fracturas en los valores de «compliance» de las mismas. Finalmente, tiene el valor agregado de que, para determinados arreglos geométricos de inclusiones, los modelos basados en ellas y los correspondientes a la discontinuidad de los desplazamientos resultan equivalentes en la larga longitud de onda (Bakulin *et al.*, 2000).

La formulación de la LST recién descrita es válida para una respuesta lineal tanto elástica como viscoelástica de las fracturas, es decir, pueden considerarse también efectos disipativos para las ondas sísmicas en su propagación a través de las mismas. Para ello, los valores asociados a las «compliance» Z_N y Z_T de las fracturas deben

ser complejos dependientes de la frecuencia (Schoenberg, 1980). Esta descripción está basada en aspectos fenomenológicos, ya que, al igual que lo que sucede con la representación por discontinuidad del desplazamiento, la disipación se obtiene al considerar una discontinuidad en el campo de las velocidades a través de las fracturas, mientras que la tensión se mantiene continua. Una posible aplicación para este caso es la representación de una fractura como una capa de fluido entre dos semiespacios elásticos, sometida a esfuerzos de corte por el paso de una onda transversal, y la consecuente disipación de la energía por fricción viscosa dentro del fluido (Pyrak-Nolte *et al.*, 1990). Un modelo adicional se obtiene considerando que la rugosidad de las paredes de la fractura genera que su respuesta elástica dependa de la frecuencia de la onda incidente (Pyrak-Nolte y Nolte, 1992). Sin embargo, ninguno de estos modelos para los valores de las «compliance» contempla lo que sucede cuando se considera una roca porosa fracturada saturada con un fluido. En el caso de que quiera estudiarse la respuesta efectiva de un medio poroso saturado y con conjuntos de fracturas, existen distintas metodologías para su representación. En general, éstas se basan en la utilización de los conceptos de la LST en un caso elástico para describir el comportamiento de la roca porosa con fracturas en ausencia de fluidos y luego se incluye el efecto dinámico que éstos generan en el medio (Gurevich, 2003; Brajanovski *et al.*, 2005; Gurevich *et al.*, 2009). Otra metodología existente consiste en reemplazar directamente las «compliance» de las fracturas en la matriz dada por la ecuación (1.15) por valores complejos dependientes de la frecuencia, utilizando alguno de los modelos descriptos anteriormente o a partir de una representación basada en inclusiones. No obstante, ninguno de estos modelos contempla los procesos disipativos que tienen lugar en los medios porosos representados explícitamente a través de la teoría de la poroelasticidad de Biot (1941, 1956a,b), siendo ésta la más empleada para el estudio de la propagación de ondas sísmicas en este tipo de medios.

El principal objetivo de este trabajo de Tesis consiste en profundizar el conocimiento sobre las técnicas del modelado de la respuesta sísmica de medios porosos saturados con fracturas y brindar nuevas herramientas para tal fin, mejorando la caracterización de los parámetros más relevantes de este tipo de medios. Para ello, utilizaremos una combinación de las metodologías existentes, haciendo uso de las ventajas de cada una de ellas. Comenzaremos por describir la teoría de Biot (1956a) e introducir el concepto de medio poroso saturado con fracturas. Los efectos de atenuación y dispersión que se introducen en el marco de esta teoría por la presencia de fracturas de mesoescala serán incorporados dentro del esquema de representación clásico de las fracturas dado por la LST, más precisamente dentro de las «compliance» de las mismas, brindando un enfoque más abarcativo de los fenómenos físicos que suceden en este tipo de medios pero manteniendo la simpleza que otorga el uso de la LST. Asimismo, estudiaremos las limitaciones prácticas que posee la LST cuando se consideran medios poroelásticos saturados con un fluido, haciendo particular hincapié en su respuesta anisótropa efectiva

1. Introducción general

e investigaremos las razones físicas detrás de estas limitaciones. Por último, estudiaremos el caso particular de la presencia de zonas de daño en el entorno de las fracturas en rocas de baja permeabilidad. Dado que los procesos estudiados en esta Tesis dependen del intercambio de presión del fluido entre las fracturas y su entorno, las rocas de baja permeabilidad constituyen escenarios donde no es posible observar estos fenómenos en el rango de frecuencias de la sísmica convencional. No obstante, la presencia de zonas de daño puede incrementar la visibilidad de las fracturas y es por ello que estudiaremos su efecto en la respuesta sísmica efectiva de los medios fracturados.

Capítulo 2

Efectos poroelásticos en la LST

La simulación numérica de la propagación de ondas sísmicas en medios fracturados se realiza generalmente en el marco de la LST, dado que esta metodología requiere pocas suposiciones y posee un gran rango de aplicabilidad. En la misma, las fracturas son representadas como interfases entre dos regiones del medio y sus propiedades mecánicas son caracterizadas mediante una denominada matriz de «compliance» de la fractura. Esta teoría ha sido extendida para poder dar cuenta de la disipación de energía que se produce por fricción viscosa dentro del fluido que satura a las fracturas en respuesta a la propagación de una onda sísmica. Para ello, los parámetros que representan el comportamiento mecánico de las fracturas, denominados «compliance» de las mismas, son considerados como valores complejos dependientes de la frecuencia. Los mismos se obtienen asumiendo un comportamiento viscoelástico para las fracturas y están basados en aspectos fenomenológicos, sin una descripción detallada del fenómeno físico involucrado en la disipación de la energía. En el caso de un medio poroelástico saturado que contiene fracturas de mesoescala, se considera actualmente que uno de los mecanismos de atenuación sísmica predominantes es el flujo de fluido inducido por la onda sísmica entre las fracturas y la roca circundante. En este Capítulo proponemos una metodología para incorporar los efectos de flujo inducido directamente en la LST para un sistema 1-D empleando una «compliance» de las fracturas compleja y dependiente de la frecuencia. Esta metodología es desarrollada y validada para un medio que contiene un conjunto de fracturas planas paralelas distribuidas de forma regular, para el cual se cuenta con una expresión analítica para el parámetro mencionado obtenida en el marco de la teoría de la poroelasticidad. Los resultados muestran una buena correlación entre los sismogramas sintéticos generados usando la metodología propuesta y aquellos obtenidos a través de simulaciones de propagación de ondas empleando la teoría de Biot, que si bien constituyen una representación completa del problema, son computacionalmente muy demandantes. Los resultados del presente Capítulo se encuentran publicados en

- Rubino, J. G., **Castromán, G. A.**, Müller, T. M., Monachesi, L. B., Zyserman, F. I., y Holliger, K. (2015). “Including poroelastic effects in the linear slip theory”. *Geophysics*, 80:A51-A56.

2.1. Introducción

La LST fue desarrollada originalmente considerando que la respuesta mecánica de una fractura sometida a un determinado esfuerzo presenta un comportamiento elástico lineal. Es decir, cuando este esfuerzo está asociado a la propagación de una onda sísmica, el mismo se relaciona linealmente con la discontinuidad en el desplazamiento que se genera por la presencia de una fractura a través de una matriz \mathbf{Z} (ecuación (1.12)) que posee parámetros reales e independientes de la frecuencia. Esto implica que la onda sísmica no pierde energía al atravesar la fractura. No obstante, es posible establecer un comportamiento viscoelástico lineal para la misma y generalizar la LST de forma tal de incluir atenuación sísmica y dispersión de las velocidades de fase considerando a \mathbf{Z} como una matriz de valores complejos y dependientes de la frecuencia (Coates y Schoenberg, 1995). En este sentido, Pyrak-Nolte *et al.* (1990) consideraron discontinuidades en los desplazamientos y velocidades a través de la fractura para modelar el acople viscoso entre los bordes de una fractura saturada con un fluido. Liu *et al.* (2000) presentaron una expresión analítica para las «compliance» complejas de una fractura modelada como una capa fina de fluido o material muy blando. Chichinina *et al.* (2009) modelaron la atenuación sísmica en un medio fracturado tomando valores complejos para las «compliance» normal y tangencial. En todos estos trabajos la parte imaginaria de la «compliance» de una fractura saturada con un fluido está asociada a la fricción viscosa dentro del fluido saturante, lo que conduce a la pérdida de energía de la onda. Además, la roca intacta circundante es aproximada por un sólido elástico. Un escenario más realista es considerar a las fracturas dentro de una roca porosa y permeable saturada con un fluido (Chapman, 2003). En este caso tiene lugar un flujo oscilatorio de fluido entre las fracturas y la roca circundante en respuesta a las tensiones normales oscilatorias aplicadas a las fracturas por el paso de una onda sísmica. Por lo tanto, los valores de «compliance» de las fracturas aumentan y resultan ser dependientes de la frecuencia (Worthington, 2008). Este flujo oscilatorio, conocido generalmente como *flujo inducido por onda*, también produce disipación de energía y, por lo tanto, atenuación de la onda sísmica (Rubino *et al.*, 2014a). Por otra parte, Rubino *et al.* (2014a) muestran que para el rango de frecuencias en el cual la atenuación sísmica por flujo inducido es considerable, la discontinuidad en los desplazamientos a través de las fracturas es un valor complejo dependiente de la frecuencia. Estos resultados indican entonces que este parámetro puede ser utilizado como un indicador de atenuación sísmica y dispersión de las velocidades en medios porosos fracturados. No obstante, hasta el momento de la publicación del trabajo de Rubino *et al.* (2014a) no era clara cuál debía ser la expresión equivalente para la «compliance» de la fractura en este contexto.

En este capítulo proponemos una metodología para incluir efectos de flujo inducido por onda en la LST para un sistema 1-D en el marco de la teoría de Biot. Por simplicidad consideramos un medio que contiene una distribución regular de fractu-

ras y a través de la resolución de las ecuaciones de consolidación de Biot derivamos una expresión analítica para los valores complejos y dependientes de la frecuencia de la «compliance» normal de la fractura. Desarrollamos también un procedimiento para generar sismogramas sintéticos en medios fracturados basados en una implementación en el dominio espacio-frecuencia de la ecuación de onda elastodinámica (Castromán y Zyserman, 2013), en la cual la «compliance» de la fractura puede incluirse como un valor complejo dependiente de la frecuencia de forma directa. Esta metodología es validada por medio de la comparación de los resultados con simulaciones de propagación de ondas realizadas empleando la teoría de la poroelasticidad de Biot.

En primer término, haremos una breve introducción a la teoría de Biot para luego detallar las ecuaciones de consolidación de dicha teoría. Estos desarrollos se harán siguiendo el trabajo de Solazzi (2018), al que referimos para más detalles sobre la temática. Describiremos además cómo son representadas las fracturas en un marco poroelástico y resolveremos de forma analítica las ecuaciones de consolidación, con condiciones de borde apropiadas, en un volumen elemental representativo de un medio con fracturas planas paralelas, para obtener la «compliance» normal de las fracturas.

2.2. Teoría de la poroelasticidad de Biot

La propagación de ondas sísmicas en medios porosos saturados es usualmente estudiada empleando la teoría de la poroelasticidad de Biot (Biot, 1941, 1956a,b, 1962). Los medios porosos son materiales heterogéneos y multifásicos en donde una de las fases que compone al material es sólida, llamada comúnmente *matriz*, y la restante refiere a los espacios vacíos dentro de la matriz, o *poros*, los cuales están interconectados y pueden contener fluidos (gases o líquidos). Al conjunto de los poros dentro de la matriz se lo denomina *espacio poral*. A nivel microscópico, la geometría interna tanto de la matriz sólida como la del espacio poral pueden ser muy complejas y, dado que las leyes físicas que rigen la propagación de ondas en medios elásticos y viscoelásticos son generalmente postuladas para medios continuos, es necesario definir cantidades macroscópicas que describan el comportamiento de los medios porosos en este contexto (Bourbié *et al.*, 1987). Para ello se consideran volúmenes elementales representativos del medio (REVs, por sus siglas en inglés) y se asume que sus propiedades de macroescala pueden obtenerse a través de promedios volumétricos de sus propiedades al nivel de la microescala. Estos REVs deben poseer entonces el mínimo tamaño necesario para que puedan establecerse todas sus propiedades como representativas del medio, cumpliendo además que las longitudes de las ondas sísmicas sean mucho mayores. Además de la hipótesis de medio continuo, la teoría de Biot asume que la matriz sólida es continua, elástica, isótropa y homogénea, y la fase fluida en el espacio poral es continua y posee un estado de tensiones interno que puede ser considerado hidrostático. La característica principal que posee esta teoría es que la fase fluida es capaz de desplazarse relativamente

respecto de la matriz sólida, generando fricción viscosa y disipación de energía. Los desplazamientos de ambas fases son muy pequeños, lo cual se satisface por el hecho de que las deformaciones producidas por una onda sísmica están generalmente por debajo de 10^{-6} unidades (Bourbié *et al.*, 1987). Por último, no existen acoplamientos, en especial termomecánicos, y las condiciones termodinámicas son adiabáticas.

2.2.1. Variables involucradas

Pasaremos entonces a describir las variables involucradas en la teoría de Biot. Consideremos un elemento de volumen Ω del material poroso saturado que se encuentra en la posición del espacio \mathbf{x} y que cumple con las hipótesis requeridas para un REV. Se define en él la porosidad como

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{V_p}{V}, \quad (2.1)$$

donde V_p es el volumen del espacio poral y V es el volumen total de Ω . Para un determinado tiempo t , los desplazamientos de las partículas de la matriz en Ω generados por el paso de una onda sísmica son promediados para obtener el desplazamiento macroscópico en \mathbf{x} de la fase sólida $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. De forma análoga se obtiene el desplazamiento macroscópico para la fase fluida $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$, aunque resulta útil considerar, en lugar de esta cantidad, el desplazamiento relativo del fluido con respecto a la matriz sólida, definido como

$$\mathbf{w} = \phi(\mathbf{U} - \mathbf{u}), \quad (2.2)$$

en donde se han omitido las dependencias explícitas de las variables con respecto a \mathbf{x} y t . Es interesante notar que si se toma un volumen de material poroso lo suficientemente pequeño como para considerar constante la divergencia del desplazamiento relativo del fluido $\nabla \cdot \mathbf{w}$, entonces esta cantidad resulta ser un indicador del cambio de contenido de fluido y, por lo tanto, se define el cambio local en el contenido de fluido poral ζ como

$$\zeta = -\nabla \cdot \mathbf{w}. \quad (2.3)$$

Esto nos indica que, si ζ es positivo, el contenido de fluido en \mathbf{x} aumenta y, de lo contrario, si ζ es un número negativo, el contenido de fluido disminuye. Resta definir entonces el campo de tensiones y deformaciones producido en el medio poroso por el paso de una onda sísmica para luego determinar su vinculación a través de las relaciones constitutivas para este tipo de medios. Dado que la teoría de Biot es una teoría lineal, el tensor de deformaciones de la matriz sólida $\boldsymbol{\epsilon}$ viene dado por

$$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T), \quad (2.4)$$

donde T denota la transpuesta. Con respecto al tensor de tensiones, esta teoría considera el tensor de tensiones totales $\boldsymbol{\sigma}$, el cual tiene en cuenta las tensiones actuantes sobre la matriz sólida y el fluido

$$\boldsymbol{\sigma} = (1 - \phi) \boldsymbol{\sigma}^s - \phi p_f \mathbf{I}, \quad (2.5)$$

donde p_f es la variación de la presión del fluido poral con respecto a su valor de equilibrio debido a la perturbación generada por el paso de una onda sísmica, \mathbf{I} es la matriz identidad y $\boldsymbol{\sigma}^s$ el tensor de tensiones de la matriz sólida.

2.2.2. Relaciones constitutivas

Una vez definidas las variables de la teoría y teniendo en cuenta que la relación entre esfuerzo y deformación es lineal, es posible determinar a través de consideraciones energéticas (Biot, 1956a,b) las siguientes relaciones constitutivas para un medio poroelástico isótropo saturado por un fluido

$$\boldsymbol{\sigma} = 2\mu\boldsymbol{\epsilon} + \mathbf{I}(\lambda_c\nabla \cdot \mathbf{u} - \alpha M\zeta), \quad (2.6)$$

$$p_f = -\alpha M\nabla \cdot \mathbf{u} + M\zeta. \quad (2.7)$$

Podemos observar que las tensiones $\boldsymbol{\sigma}$ y la presión p_f se relacionan con las deformaciones $\boldsymbol{\epsilon}$ y el incremento en el contenido de fluido ζ , a través de las constantes λ_c , α , μ , y M . Estas constantes son parámetros poroelásticos del medio, a saber: μ es el módulo de corte clásico del medio poroso saturado, que es igual al módulo de corte de la matriz seca μ_m (Gassmann, 1951); λ_c es comúnmente denominado constante de Lamé en estado «undrained»¹; M es denominado coeficiente de Biot, y representa el incremento de la presión del fluido en respuesta a un aumento del contenido de fluido de una unidad, a deformación constante ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ en (2.7)); y α es denominado comúnmente coeficiente de Biot-Willis y cuantifica la relación entre la variación en el contenido de fluido y la deformación macroscópica para un sistema abierto, donde el fluido puede escapar libremente ($p_f = 0$ en (2.7)). Las constantes poroelásticas pueden vincularse con las propiedades físicas del medio mediante las siguientes expresiones (p. ej., Masson y Pride, 2007)

$$\alpha = 1 - \frac{K_m}{K_s}, \quad (2.8)$$

$$\lambda_c = K_m + \alpha^2 M - \frac{2}{3}\mu, \quad (2.9)$$

$$M = \left(\frac{\phi}{K_f} + \frac{\alpha - \phi}{K_s} \right)^{-1}, \quad (2.10)$$

donde K_f , K_s y K_m son los módulos volumétricos² del fluido, del material que compone a la matriz (granos minerales), y de la matriz seca, respectivamente.

¹Este estado está representado por un escenario en donde no hay intercambio de fluido con el entorno ($\zeta = 0$ en (2.6))

²Del inglés: «Bulk moduli».

2.2.3. Ecuaciones de movimiento

Finalmente, para describir la propagación de las ondas sísmicas en medios poroelásticos saturados por un fluido, debemos introducir las ecuaciones de movimiento en este tipo de medios. Estas ecuaciones en el dominio del espacio y el tiempo adoptan la forma

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{f}_1(\mathbf{x}, t) = \rho_b \ddot{\mathbf{u}} + \rho_f \ddot{\mathbf{w}}, \quad (2.11)$$

$$-\nabla p_f + \mathbf{f}_2(\mathbf{x}, t) = \rho_f \ddot{\mathbf{u}} + g \ddot{\mathbf{w}} + \frac{\eta}{\kappa} \dot{\mathbf{w}}, \quad (2.12)$$

donde \mathbf{f}_1 y \mathbf{f}_2 componen la fuente externa, $\rho_b = (1 - \phi)\rho_s + \phi\rho_f$ es la densidad volumétrica del medio en su conjunto, incluyendo las fases sólida y fluida, ρ_s la densidad del material que compone a la matriz y ρ_f la densidad del fluido poral. En (2.12), η es la viscosidad dinámica del fluido, κ la permeabilidad de la matriz sólida, parámetro que da cuenta del grado de interconectividad del espacio poral y g se conoce como coeficiente de acoplamiento de masa, el cual cuantifica la interacción entre las fases sólida y fluida. La resolución del conjunto de ecuaciones (2.11)-(2.12) acopladas con las relaciones constitutivas (2.6)-(2.7) permite describir entonces el fenómeno de propagación de ondas sísmicas en medios porosos saturados por un fluido viscoso compresible. Es común encontrar expresadas a las ecuaciones de movimiento en el dominio del espacio y la frecuencia, es decir,

$$\hat{\mathbf{f}}_1(\mathbf{x}, \omega) = -\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} - \omega^2 \rho_b \hat{\mathbf{u}} - \omega^2 \rho_f \hat{\mathbf{w}}, \quad (2.13)$$

$$\hat{\mathbf{f}}_2(\mathbf{x}, \omega) = \nabla \hat{p}_f - \omega^2 \rho_f \hat{\mathbf{u}} - \omega^2 g \hat{\mathbf{w}} + i\omega \frac{\eta}{\kappa} \hat{\mathbf{w}}, \quad (2.14)$$

donde ω es la frecuencia angular y la notación $\hat{}$ corresponde a las variables en el dominio de la frecuencia. Cabe destacar que las expresiones para las ecuaciones de movimiento dadas por (2.13) y (2.14) son válidas en tanto el movimiento del fluido pueda ser considerado de tipo Poiseuille, es decir, que las fuerzas viscosas superen en magnitud a las fuerzas inerciales. Para ello, la porción del fluido perturbado por el contacto con la matriz sólida, denominada capa límite viscosa, debe poseer un espesor mucho mayor al tamaño característico del espacio poral. Esta condición se cumple para frecuencias por debajo de la denominada *frecuencia crítica de Biot* ω_c^{Biot} cuya expresión viene dada por (Johnson *et al.*, 1987)

$$\omega_c^{Biot} = \frac{\eta}{g\kappa}. \quad (2.15)$$

Para frecuencias por encima de la frecuencia crítica de Biot, la capa límite viscosa es muy delgada en comparación al tamaño característico del espacio poral y, por lo tanto, las fuerzas viscosas no logran ejercer trabajo de manera significativa y son superadas por los efectos inerciales en el fluido. En este escenario, el flujo del fluido poral no puede ser considerado de tipo Poiseuille y los parámetros g y κ deben ser considerados dependientes de la frecuencia (Johnson *et al.*, 1987). En general, el valor de ω_c^{Biot} se

encuentra en el rango de frecuencias sónicas a ultrasónicas. Estas frecuencias son mucho mayores que las empleadas usualmente en la sísmica de exploración y, por consiguiente, los fenómenos que se observan en el régimen por encima de la frecuencia crítica de Biot quedan fuera del alcance de la presente Tesis.

Procederemos ahora a analizar brevemente las principales características de la propagación de ondas en esta teoría. De forma análoga a lo que sucede para medios elásticos y viscoelásticos, existen dos modos de propagación de ondas, uno compresional o longitudinal denominado P y uno de corte o transversal denominado S. Sin embargo, al ser la fase fluida capaz de moverse dentro del espacio poral, el movimiento de la matriz sólida respecto del fluido da lugar a mecanismos intrínsecos de atenuación vinculados a la fricción viscosa dentro del fluido, y a la existencia de una onda compresional adicional. Esta onda, comúnmente llamada P_2 u *onda lenta de Biot*, se caracteriza principalmente por poseer una velocidad de fase menor a la onda P clásica, la cual denominaremos de ahora en adelante como onda P_1 u *onda rápida* y su comportamiento depende del régimen de frecuencias considerado. Para frecuencias mucho mayores a la frecuencia crítica de Biot ($\omega \gg \omega_c^{Biot}$), la onda lenta se comporta efectivamente como un modo de propagación. Pero a frecuencias mucho más bajas que la frecuencia crítica ($\omega \ll \omega_c^{Biot}$), adopta la forma de un proceso difusivo, asociado a la difusión de la presión del fluido. La velocidad de la onda en este régimen está vinculada entonces a la velocidad con la cual se propagan las variaciones de presión del fluido dentro del espacio poral. Esta dependencia de la onda P lenta de Biot con el movimiento del fluido poral permite establecer una relación entre las propiedades hidráulicas del medio y su respuesta sísmica, una característica particular de esta teoría que resulta de suma utilidad. Es por este motivo que estudiaremos en profundidad al proceso de difusión de la presión del fluido poral en el régimen de bajas frecuencias, y para ello detallaremos a continuación las ecuaciones de consolidación de Biot.

2.2.4. Ecuaciones de consolidación

Las ecuaciones de consolidación de Biot (Biot, 1941) son aproximaciones de las ecuaciones de movimiento (2.13) y (2.14) para bajas frecuencias, a través de las cuales es posible estudiar el proceso de difusión de la presión del fluido poral vinculado a la onda lenta de Biot de forma independiente. Se obtienen al desprestigiar los efectos inerciales de las ecuaciones de movimiento (2.13) y (2.14) de forma tal de obtener las siguientes expresiones

$$\nabla \cdot \hat{\sigma} = 0, \quad (2.16)$$

$$-\nabla \hat{p}_f = \frac{\eta}{\kappa} i\omega \hat{\mathbf{w}}. \quad (2.17)$$

La primera de estas ecuaciones corresponde al equilibrio de tensiones dentro del medio, y la segunda, a la ley de Darcy, que describe el flujo en medios porosos para un régimen de tipo Poiseuille (Bear, 1972). En conjunto con las relaciones constitutivas (2.6) y

(2.7) permiten estudiar en detalle el proceso de difusión de la presión del fluido poral mencionado previamente. De hecho, combinando estas ecuaciones se llega a la siguiente ecuación

$$D\nabla^2\hat{p}_f = i\omega\hat{p}_f, \quad (2.18)$$

donde D es la difusividad del medio, cuya expresión viene dada por

$$D = \frac{\kappa}{\eta} \left(\frac{MH - \alpha^2 M^2}{H} \right), \quad (2.19)$$

siendo

$$H = \lambda_c + 2\mu, \quad (2.20)$$

el módulo de onda plana en estado «undrained» del medio. Mientras que la ecuación (2.18) muestra que la presión del fluido obedece a un proceso difusivo, podemos observar a través de la ecuación (2.17) que este proceso está vinculado al desplazamiento relativo del fluido el cual, a su vez, puede ser asociado a la onda P lenta en bajas frecuencias. Un parámetro que nos será de utilidad definir es la longitud característica del proceso difusivo para procesos oscilatorios en el dominio del espacio y la frecuencia, denominado *longitud de difusión* (Norris, 1993),

$$L_d = \sqrt{\frac{D}{\omega}}. \quad (2.21)$$

La longitud de difusión cuantifica la escala espacial para la cual el proceso difusivo es significativo.

Las ecuaciones de consolidación de Biot constituyen el marco teórico necesario para el estudio de un mecanismo de atenuación y dispersión de las velocidades sísmicas denominado *difusión de la presión del fluido por onda* o *flujo inducido por onda* (Müller *et al.*, 2010). El mismo es considerado como uno de los mecanismos de atenuación predominantes en medios fracturados con fracturas de mesoescala y se observa típicamente en el rango de frecuencias de la sísmica de exploración (Pride *et al.*, 2004; Pride, 2005). Describiremos ahora las principales características de este proceso disipativo.

2.2.5. Flujo inducido por onda en la mesoescala

Este mecanismo se presenta cuando el medio poroso estudiado contiene heterogeneidades de mesoescala, es decir, de tamaños mucho mayores al característico de los poros, pero mucho menores que las longitudes de onda predominantes (Pride *et al.*, 2004). Cuando una onda sísmica se propaga a través de un medio poroso de estas características, las distintas regiones del medio responden de forma diferente a la deformación que produce la onda. Por consiguiente, la variación de la presión poral en cada región será distinta, dando lugar a gradientes de presión en el fluido poral. La

relajación de estos gradientes locales tendrá lugar mediante el flujo del fluido a escalas mesoscópicas y, por lo tanto, estará acompañada por la disipación de energía por fricción viscosa dentro del fluido.

Un ejemplo de estas heterogeneidades lo constituyen las fracturas de mesoescala. La Figura 2.1 representa el mecanismo de flujo inducido por el paso de una onda P rápida, de longitud de onda predominante $\tilde{\lambda}$, en un medio poroso homogéneo saturado por un fluido que contiene un conjunto de fracturas planas paralelas de espesor h , separadas entre sí una distancia L . La consideración del problema en la mesoescala implica que $\tilde{\lambda} \gg L \gg h$. Como vimos anteriormente, las fracturas son regiones en donde disminuye sustancialmente la resistencia a la deformación del medio ante la aplicación de un esfuerzo. Es por ello que ante el paso de una onda sísmica compresional, durante la fase compresiva de la misma las fracturas experimentan una mayor disminución de volumen, y por consiguiente, un mayor incremento de la presión del fluido poral en su interior en comparación con el cambio de presión experimentado por la roca intacta circundante. Producto de esta diferencia de presiones, si las fracturas se encuentran conectadas hidráulicamente a la roca, podrán inyectar fluido en su entorno inmediato de acuerdo a la permeabilidad de esta región. Durante la fase extensiva de la onda sísmica se invierte este comportamiento y la dirección del flujo es, por lo tanto, inversa. Este movimiento, de carácter oscilatorio, puede generar disipación de la energía sísmica por fricción viscosa dentro del fluido saturante y estar acompañado por valores significativos de atenuación y dispersión de la velocidad de fase de la onda compresional rápida. El mecanismo recién descrito depende entonces de la difusión de la presión del fluido poral y tiene lugar para frecuencias por debajo de la frecuencia crítica de Biot. Sin embargo, como se observa en la ecuación (2.21), la longitud L_d característica del proceso difusivo es dependiente de la frecuencia, con lo cual pueden establecerse distintos regímenes para el comportamiento del flujo inducido por onda en la mesoescala. En el límite de bajas frecuencias, la longitud de difusión L_d alcanza valores mucho mayores que el tamaño característico a_{meso} del sistema de fracturas considerado. En el caso particular de un conjunto de fracturas planas paralelas como el de la Figura 2.1, se tiene que $a_{\text{meso}} = L/4$ (Carcione y Picotti, 2006). Esto implica que habrá suficiente tiempo en cada semiperíodo de oscilación para que la presión del fluido se equilibre y alcance un valor constante a través de todo el espacio poral del medio fracturado. Por este motivo, dicho régimen de frecuencias se corresponde con un comportamiento denominado *estado relajado* (Müller *et al.*, 2010). En el otro extremo, para frecuencias suficientemente altas aunque por debajo de la frecuencia crítica de Biot, en un semiperíodo de oscilación no hay suficiente tiempo para que haya intercambio de la presión del fluido poral entre las diferentes partes del medio, con lo cual, este régimen de altas frecuencias se corresponde con un *estado no relajado* (Müller *et al.*, 2010). Entre ambos extremos existirá una frecuencia ω_c , a la que llamaremos frecuencia característica del proceso difusivo, para la cual las longitudes de difusión asociadas serán comparables al tamaño característico

2. Efectos poroelásticos en la LST

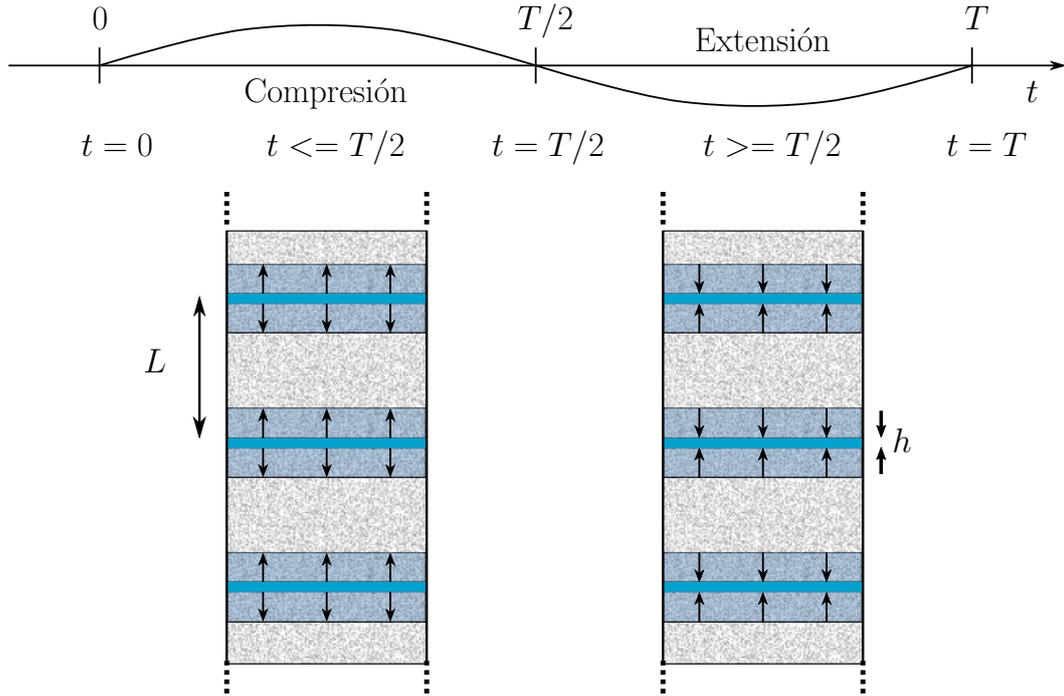


Figura 2.1. Representación esquemática del proceso de flujo inducido por una onda compresional P de período T . Durante la fase compresiva las fracturas sufrirán mayor deformación e inyectarán fluido hacia la roca intacta circundante. La dirección del flujo está indicada con flechas negras. Durante la fase extensiva, la dirección del flujo se revierte y el fluido ingresa nuevamente a las fracturas (modificado de Müller *et al.* (2010)).

a_{meso} , es decir,

$$L_d(\omega_c) \simeq a_{\text{meso}}. \quad (2.22)$$

Cuando esto sucede, el intercambio de presión asociado al paso de una onda sísmica se vuelve considerable, como así también la atenuación y dispersión sísmicas asociadas. Por lo tanto, la frecuencia crítica

$$\omega_c = \frac{D}{L_d^2} \simeq \frac{D}{a_{\text{meso}}^2}, \quad (2.23)$$

estará asociada a la atenuación máxima de las ondas sísmicas por flujo inducido en la mesoescala. Como puede observarse, la frecuencia del máximo de atenuación está asociada, en parte, a la distancia entre las fracturas. Por ello se deduce que el dato sísmico puede contener información sobre las características geométricas de los sistemas de fracturas de mesoescala, en los cuales las fracturas individuales se encuentran por debajo de su resolución. Por otro lado, la difusividad D es directamente proporcional a la permeabilidad κ del medio donde se produce la disipación de la energía, como se muestra en la ecuación (2.19). Con lo cual, a partir del análisis de (2.23), se concluye que la frecuencia característica ω_c es directamente proporcional a la permeabilidad de la

roca intacta que rodea a las fracturas. Esta característica brinda a los métodos sísmicos la posibilidad de proveer información de suma utilidad respecto del movimiento de los fluidos y las propiedades hidráulicas efectivas de los medios fracturados.

2.2.6. Representación poroelástica de las fracturas

Uno de los objetivos principales de la presente Tesis consiste en estudiar los efectos del flujo inducido por onda en medios porosos con fracturas de mesoescala empleando la teoría de Biot. Para ello es necesario describir las características geométricas, mecánicas e hidráulicas a utilizar para representar a las fracturas en el marco de esta teoría. Como hemos mencionado en el Capítulo 1, una fractura individual está formada por dos superficies corrugadas, que pueden estar en contacto entre sí en diferentes lugares (Figura 1.1). Estas regiones de contacto pueden incrementarse en número y extensión espacial producto de la presión a la que están sometidas las fracturas, las cuales pueden contener, además, depósitos minerales o fragmentos de roca. Si bien estas características pueden modificar el flujo a través de las fracturas, en general, cuando las mismas son abiertas funcionan como conductos de gran circulación para los fluidos subterráneos. Es por este motivo que las fracturas suelen considerarse como partes del medio continuo poroelástico, teniendo en cuenta que las características descritas controlan sus propiedades elásticas e hidráulicas efectivas, las cuales difieren significativamente de las correspondientes a la roca intacta circundante (Brajanovski *et al.*, 2005; Rubino *et al.*, 2013a). Como vimos, además, es posible definir sobre las paredes de la fractura dos planos de referencia que describan la apertura global de las mismas (Figura 1.1) y, por consiguiente, una forma de representación de las fracturas que englobe todos estos conceptos es la de capas muy finas de material poroelástico rodeadas por capas también poroelásticas correspondientes a la roca intacta de mayor espesor y propiedades hidráulicas y mecánicas contrastantes. De forma tal de representar las características descritas para las fracturas, el material que las compone posee una matriz seca con valores muy altos de compresibilidad, porosidad y permeabilidad (Brajanovski *et al.*, 2005; Carcione *et al.*, 2013; Rubino *et al.*, 2013a; Kong *et al.*, 2017). Esta conceptualización del medio poroso con fracturas de mesoescala como una sucesión de capas como la descrita en la Figura 2.1 permite estudiar el proceso de flujo inducido por la onda descrito en la Sección 2.2.5 y será la geometría que utilizaremos durante el desarrollo de esta Tesis para la representación de medios poroelásticos con conjuntos de fracturas planas y paralelas.

2.3. Efectos de flujo inducido en la «compliance» normal de las fracturas

Siguiendo el trabajo de Brajanovski *et al.* (2005), modelaremos un medio poroso

2. Efectos poroelásticos en la LST

que contiene fracturas planas paralelas horizontales como una sucesión periódica infinita de dos capas de material poroelástico isótropo correspondientes a la roca intacta y las fracturas. Las capas que representan a las fracturas poseen un espesor h , parámetro que representa a la apertura de las mismas, mucho menor al correspondiente a las capas de roca intacta, a la vez que el material que las compone posee una porosidad ϕ_f y una permeabilidad κ_f mucho mayores. Además de estos parámetros, la matriz sólida del material de las fracturas está caracterizada por su módulo de volumen K_m^f y módulo de corte μ_f . La distancia entre fracturas consecutivas es L y, de esta forma, podemos definir la fracción de espesor de las fracturas $h_f = h/L$. Con respecto a la roca intacta, su espesor total es $2L_{hr} = L - h$, su fracción de espesor es entonces $h_{hr} = 1 - h_f$ y la matriz sólida del material que la compone posee una porosidad ϕ_{hr} , permeabilidad κ_{hr} , módulo de volumen K_m^{hr} y módulo de corte μ_{hr} . Asumimos que, a nivel de grano, ambas regiones están compuestas por el mismo material isótropo, el cual posee un módulo de volumen K_s , módulo de corte μ_s y densidad ρ_s . Las propiedades del fluido poral dentro de la roca intacta son su módulo de volumen K_f^{hr} , densidad ρ_f^{hr} y viscosidad dinámica η_f^{hr} . Las fracturas pueden estar saturadas con un fluido diferente al que se encuentra en la roca intacta y, por lo tanto, el fluido poral dentro de ellas posee módulo de volumen K_f^f , densidad ρ_f^f y viscosidad η_f^f .

Para estudiar el problema de flujo inducido por onda en este contexto, se debe resolver las ecuaciones de consolidación de Biot, ya que describirán localmente el comportamiento del sistema. En este Capítulo asumiremos que las fracturas se encuentran distribuidas horizontalmente y la dirección de propagación de las ondas sísmicas será el eje coordenado z , es decir, el perpendicular al plano de las fracturas. Dado que la extensión areal de las fracturas es mucho mayor que su apertura, consideraremos que las mismas poseen una extensión lateral infinita y la deformación que experimentará el sistema en respuesta a la aplicación de un esfuerzo normal a las fracturas responde a un estado de deformación plana. Esto permite estudiar el problema de flujo inducido resolviendo las ecuaciones de consolidación de Biot (2.16) y (2.17) en una dimensión, dadas por

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_{zz}}{\partial z} = 0, \quad (2.24)$$

$$-\frac{\partial \hat{p}_f}{\partial z} = i\omega \frac{\eta}{\kappa} \hat{w}_z; \quad (2.25)$$

en conjunto con las relaciones constitutivas (2.6)-(2.7), también de carácter 1-D

$$\hat{\sigma}_{zz} = H \frac{\partial \hat{u}_z}{\partial z} + \alpha M \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial z}, \quad (2.26)$$

$$\hat{p}_f = -\alpha M \frac{\partial \hat{u}_z}{\partial z} - M \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial z}. \quad (2.27)$$

Este conjunto de ecuaciones será resuelto tanto analítica como numéricamente en el desarrollo de esta Tesis. En este Capítulo nos limitaremos a definir un volumen elemental

representativo para el medio fracturado descrito y obtendremos de forma analítica el campo de desplazamientos de la matriz sólida generado por una compresión oscilatoria, similar a la producida por el paso de una onda sísmica compresional. El objetivo es determinar la diferencia entre los desplazamientos a uno y otro lado de la fractura a fin de obtener un valor de «compliance» que capture los efectos poroelásticos propios del problema.

El volumen elemental representativo del sistema unidimensional de fracturas se muestra en la Figura 2.2. Elegimos el centro de la muestra como el origen del eje z , con lo cual los bordes superior e inferior de la fractura se corresponden con las coordenadas $z = L_f$ y $z = -L_f$, respectivamente, siendo $L_f = h/2$. El espesor de las regiones de roca intacta circundante es L_{hr} y, por lo tanto, el espesor total de la muestra resulta $L = 2(L_{hr} + L_f)$. La muestra es sometida en su techo y base a una compresión armónica de la forma $\Delta P e^{i\omega t}$, la cual es representativa del campo de tensiones que produciría el paso de una onda P rápida monocromática de longitud mucho mayor al tamaño L de la muestra. Dada la presencia de fracturas por encima y por debajo de la muestra considerada, y la simetría del modelo propuesto, son nulos tanto el flujo en los bordes de la muestra como los desplazamientos del sólido y el fluido en su centro. Resolveremos entonces las ecuaciones (2.24) a (2.27) de forma analítica teniendo en cuenta las condiciones de borde mencionadas para obtener la expresión de los desplazamientos de la matriz sólida. Necesitaremos además imponer una serie de condiciones en la interfase que separa a las fracturas de la roca intacta. Éstas serán la continuidad de los desplazamientos de las fases sólida y fluida, como así también de las tensiones y de la presión del fluido poral.

Tratamos en primera instancia con un medio homogéneo y tomamos las derivadas con respecto a z de (2.26) y (2.27) e igualamos a (2.24) y (2.25), respectivamente

$$\frac{\partial \hat{\sigma}_{zz}}{\partial z} = H \frac{\partial^2 \hat{u}_z}{\partial z^2} + \alpha M \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial z^2} = 0, \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial \hat{p}_f}{\partial z} = -\alpha M \frac{\partial^2 \hat{u}_z}{\partial z^2} - M \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial z^2} = -i\omega \frac{\eta}{\kappa} \hat{w}. \quad (2.29)$$

Combinando estas expresiones obtenemos una ecuación de difusión 1-D a coeficientes constantes para el desplazamiento relativo del fluido de la forma

$$\frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial z^2} = \frac{i\omega}{D} \hat{w}_z, \quad (2.30)$$

donde D es la difusividad del medio dada por la ecuación (2.19). La ecuación (2.30) posee como solución general

$$\hat{w}_z(z) = C_1 e^{kz} + C_2 e^{-kz}, \quad (2.31)$$

donde

$$k = \sqrt{\frac{i\omega}{D}}, \quad (2.32)$$

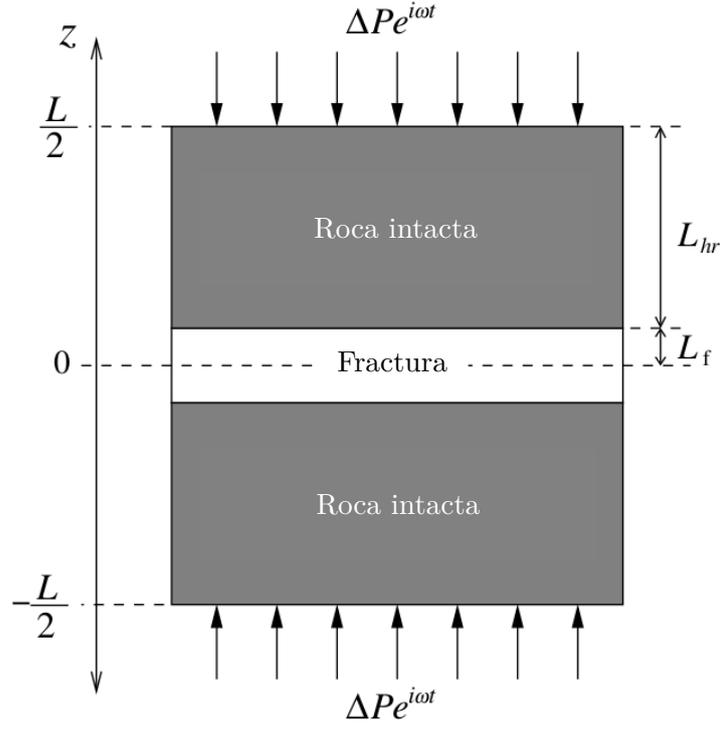


Figura 2.2. Representación esquemática del volumen elemental representativo considerado para el estudio de los efectos por flujo inducido en la «compliance» normal de la fractura.

es el número de onda de la onda lenta de Biot y \mathbb{C}_1 y \mathbb{C}_2 son constantes a determinar. Del equilibrio de tensiones dado por (2.24) vemos que la tensión resulta ser un valor constante, con lo cual $\hat{\sigma}_{zz}(z) \equiv \sigma$. Teniendo en cuenta este resultado, integramos la ecuación (2.26) para obtener los desplazamiento de la matriz sólida

$$\hat{u}_z(z) = \frac{\sigma z}{H} - B\hat{w}_z(z) + \mathbb{C}_3, \quad (2.33)$$

donde \mathbb{C}_3 es una constante a determinar y

$$B = \frac{\alpha M}{H}, \quad (2.34)$$

es el coeficiente de Skempton unidimensional del medio, un parámetro poroelástico que cuantifica el aumento de la presión del fluido poral generado en respuesta a la tensión aplicada en estado «undrained». Como mencionamos previamente, estas soluciones son válidas localmente para un medio homogéneo ya que sus propiedades poroelásticas fueron consideradas constantes. Por lo tanto, para resolver las ecuaciones en el REV de la Figura 2.2 debemos tener en cuenta los desplazamientos del fluido y de la matriz sólida, como así también las presiones y las tensiones, tanto en la roca intacta como en la fractura. De ahora en adelante, todas las variables referidas a la roca intacta y las fracturas tendrán asignados los subíndices (o superíndices) hr y f , respectivamente. A continuación determinaremos las constantes necesarias en cada región de la muestra.

- (1) Dado que en el borde superior del REV la amplitud de la tensión aplicada es ΔP , tendremos que $\hat{\sigma}_{zz}^{hr}(L/2) = -\Delta P$ y como vimos, este valor será constante para toda la roca intacta. Con lo cual

$$\hat{\sigma}_{zz}^{hr} = -\Delta P. \quad (2.35)$$

- (2) La continuidad de las tensiones en la interfase entre las fracturas y la roca $\hat{\sigma}_{zz}^{hr}(L_f) = \hat{\sigma}_{zz}^f(L_f)$ da como resultado

$$\hat{\sigma}_{zz}^{hr} = \hat{\sigma}_{zz}^f = -\Delta P. \quad (2.36)$$

Esto nos muestra que la tensión es constante a lo largo de toda la muestra.

- (3) Al no haber desplazamiento del fluido en el centro de la muestra, tenemos que se satisface $\hat{w}_z^f(0) = 0$, con lo cual

$$\begin{aligned} \hat{w}_z^f(0) &= \mathbb{C}_1^f e^{k_f 0} + \mathbb{C}_2^f e^{-k_f 0} = 0, \\ \mathbb{C}_2^f &= -\mathbb{C}_1^f, \end{aligned} \quad (2.37)$$

obteniendo para el desplazamiento del fluido dentro de la fractura

$$\hat{w}_z^f(z) = \mathbb{C}_1^f (e^{k_f z} - e^{-k_f z}). \quad (2.38)$$

- (4) La condición de flujo nulo en el borde superior de la muestra se expresa mediante $\hat{w}_z^{hr}(L/2) = 0$ y proporciona la siguiente relación entre constantes

$$\begin{aligned} \hat{w}_z^{hr}(L/2) &= \mathbb{C}_1^{hr} e^{k_{hr} L/2} + \mathbb{C}_2^{hr} e^{-k_{hr} L/2} = 0, \\ \mathbb{C}_2^{hr} &= -\mathbb{C}_1^{hr} e^{k_{hr} L}, \end{aligned} \quad (2.39)$$

lo cual nos permite escribir al desplazamiento del fluido dentro de la roca intacta como

$$\hat{w}_z^{hr}(z) = \mathbb{C}_1^{hr} e^{k_{hr} L/2} [e^{k_{hr}(z-L/2)} - e^{-k_{hr}(L/2-z)}]. \quad (2.40)$$

- (5) Al no haber desplazamiento de la matriz sólida en el centro de la muestra se tiene que $\hat{u}_z^f(0) = 0$, por lo tanto

$$\hat{u}_z^f(0) = -\frac{\Delta P 0}{H_f} - B_f \hat{w}_z^f(0) + \mathbb{C}_3 = 0, \quad (2.41)$$

$$\mathbb{C}_3 = 0, \quad (2.42)$$

y el desplazamiento de la matriz en la fractura puede escribirse

$$\hat{u}_z^f(z) = -\frac{\Delta P z}{H_f} - B_f \hat{w}_z^f(z). \quad (2.43)$$

2. Efectos poroelásticos en la LST

- (6) La continuidad del desplazamiento del fluido en la interfase entre la fractura y la roca intacta $\hat{w}_z^{hr}(L_f) = \hat{w}_z^f(L_f)$ nos permite encontrar la relación entre las constantes \mathbb{C}_1^{hr} y \mathbb{C}_1^f

$$\begin{aligned} \mathbb{C}_1^f \left(e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f} \right) &= \mathbb{C}_1^{hr} e^{k_{hr} L/2} \left[e^{k_{hr}(L_f - L/2)} - e^{-k_{hr}(L/2 - L_f)} \right], \\ \mathbb{C}_1^f &= -\mathbb{C}_1^{hr} e^{k_{hr} L/2} \left(\frac{e^{k_{hr} L_{hr}} - e^{-k_{hr} L_{hr}}}{e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f}} \right), \end{aligned} \quad (2.44)$$

donde se tuvo en cuenta que $L_{hr} = L/2 - L_f$.

- (7) La condición de continuidad de la presión del fluido en la interfase entre las fracturas y la roca, que corresponde a una condición de máxima conectividad hidráulica entre ambas regiones denominada de «poros abiertos», queda expresada como $p_f^{hr}(L_f) = p_f^f(L_f)$ y, combinando la ecuación (2.27) con las expresiones del desplazamiento del fluido y la matriz en cada capa, puede escribirse como

$$\begin{aligned} B_f \Delta P - N_f \mathbb{C}_1^f k_f \left(e^{k_f L_f} + e^{-k_f L_f} \right) &= \\ B_{hr} \Delta P - N_{hr} \mathbb{C}_1^{hr} e^{k_{hr} L/2} k_{hr} \left(e^{k_{hr} L_{hr}} + e^{-k_{hr} L_{hr}} \right), \end{aligned} \quad (2.45)$$

donde

$$N = \eta D / \kappa. \quad (2.46)$$

Combinando las ecuaciones (2.44) y (2.45) se obtiene la siguiente expresión para la constante \mathbb{C}_1^f

$$\mathbb{C}_1^f = \left(e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f} \right)^{-1} \frac{\Delta P (B_f - B_{hr})}{N_{hr} k_{hr} \coth(k_{hr} L_{hr}) + N_f k_f \coth(k_f L_f)}, \quad (2.47)$$

con lo cual el desplazamiento relativo del fluido en la fractura vendrá dado por

$$\hat{w}_z^f(z) = \frac{e^{k_f z} - e^{-k_f z}}{e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f}} \frac{\Delta P (B_f - B_{hr})}{N_{hr} k_{hr} \coth(k_{hr} L_{hr}) + N_f k_f \coth(k_f L_f)}, \quad (2.48)$$

y el desplazamiento de la matriz sólida por

$$\hat{u}_z^f(z) = -\Delta P \left[\frac{z}{H_f} + \frac{e^{k_f z} - e^{-k_f z}}{e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f}} \frac{B_f (B_f - B_{hr})}{N_{hr} k_{hr} \coth(k_{hr} L_{hr}) + N_f k_f \coth(k_f L_f)} \right]. \quad (2.49)$$

- (8) Al plantear la continuidad de los desplazamientos de la matriz sólida en la interfase entre las fracturas y la roca intacta $\hat{u}_z^f(L_f) = \hat{u}_z^{hr}(L_f)$ vemos que el desplazamiento en la pared superior de la fractura queda definido por

$$\hat{u}_z^{hr}(L_f) = -\Delta P \left[\frac{L_f}{H_f} + \frac{B_f (B_f - B_{hr})}{N_{hr} k_{hr} \coth(k_{hr} L_{hr}) + N_f k_f \coth(k_f L_f)} \right] \quad (2.50)$$

- (9) Dada la geometría simétrica del problema, podemos ver que el desplazamiento de la matriz sólida en la pared inferior de la fractura $\hat{u}_z^{hr}(-L_f)$ se obtiene de forma equivalente pero para valores de z negativos, con lo cual será igual en magnitud al desplazamiento en la pared superior pero de signo contrario

$$\hat{u}_z^{hr}(-L_f) = -\hat{u}_z^{hr}(L_f). \quad (2.51)$$

Dado el carácter unidimensional de las ecuaciones, la «compliance» normal de la fractura viene dada por la diferencia entre el desplazamiento en la dirección z de la matriz sólida en las paredes superior e inferior de la fractura, dividida por la tensión en la muestra

$$Z_N(\omega) = \frac{[\hat{u}_z^{hr}]}{\hat{\sigma}_{zz}} = \frac{\hat{u}_z^{hr}(L_f) - \hat{u}_z^{hr}(-L_f)}{-\Delta P}. \quad (2.52)$$

Reemplazando por las expresiones dadas en (2.50) y (2.51), obtenemos finalmente

$$Z_N(\omega) = Z_N^{nf} + \frac{2B_f(B_f - B_{hr})}{N_f k_f \coth(k_f L_f) + N_{hr} k_{hr} \coth(k_{hr} L_{hr})}, \quad (2.53)$$

donde $Z_N^{nf} = 2L_f/H_f$. La ecuación (2.53) es uno de los principales resultados de este Capítulo. Como puede observarse, la «compliance» normal de las fracturas posee dos términos. El primero, Z_N^{nf} , es la expresión utilizada en el marco de la LST cuando la fractura es modelada como una capa elástica fina de alta compresibilidad. El segundo representa la componente debida al flujo inducido por onda, el cual, como veremos a continuación, incrementa la magnitud de la «compliance» de la fractura como consecuencia de la difusión de la presión del fluido entre las fracturas y la roca intacta.

2.3.1. Características de la «compliance» normal

Analizando los límites de alta y baja frecuencia de $Z_N(\omega)$ dada por (2.53) encontramos las siguientes expresiones

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} Z_N(\omega) = Z_N^{nf} + 2B_f \frac{B_f - B_{hr}}{(N_f/L_f) + (N_{hr}/L_{hr})}, \quad (2.54)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} Z_N(\omega) = Z_N^{nf}. \quad (2.55)$$

Estos límites están separados por la frecuencia característica del proceso de flujo inducido ω_c (Sección 2.2.5). En el límite de alta frecuencia ($\omega \gg \omega_c$) las longitudes de difusión dentro de la roca intacta son muy pequeñas en comparación al espesor de esta región. Por lo tanto, no hay tiempo suficiente durante el paso de la onda sísmica para que haya intercambio de presiones entre las fracturas y la roca que las rodea. En este estado no relajado, la «compliance» normal de la fractura es real y, como se ha mencionado anteriormente, corresponde al caso de una capa elástica delgada de material muy compresible donde los efectos por flujo inducido resultan despreciables

(ecuación (2.55)). En cambio, en el límite de baja frecuencia ($\omega \ll \omega_c$), las longitudes de difusión son mucho mayores que el espesor de la roca intacta y, por consiguiente, existe tiempo suficiente para lograr el equilibrio total de la presión del fluido. Cuando esto sucede, la cantidad de fluido que pasa de las fracturas a la roca intacta durante el ciclo compresivo de la onda es máximo y, en consecuencia, se alcanza la máxima deformación de la fractura. Esto a su vez genera un incremento en la discontinuidad del desplazamiento del sólido a través de la fractura, aumentando así su «compliance» normal. Este aumento es cuantificado por el segundo término a la derecha de la ecuación (2.54). Para frecuencias cercanas a ω_c , las longitudes de difusión son comparables al tamaño de la región correspondiente a la roca intacta, con lo cual el flujo inducido por la onda es significativo. La disipación de energía asociada a este proceso queda expresada a través de la discontinuidad en el desplazamiento de la fase sólida, transformando así a la «compliance» de la fractura en una variable compleja. Por lo tanto, la atenuación y dispersión debidas al flujo inducido por la onda están contenidas en la ecuación (2.53) que describe la «compliance» normal de la fractura.

Con el fin de ilustrar las propiedades de $Z_N(\omega)$, consideramos una roca que contiene una gran cantidad de fracturas. Supondremos que tanto la matriz seca de la roca intacta como la de las fracturas se encuentran compuestas a nivel del grano por el mismo material. Además, ambas regiones se encuentran saturadas por el mismo fluido (agua). Las propiedades del material que compone a los granos sólidos (cuarzo), de la matriz seca de la roca intacta (arenisca cuarzosa) y las fracturas, así como también la apertura y distancia entre fracturas se encuentran enumeradas en la Tabla 2.1. La Figura 2.3 muestra las partes real e imaginaria de $Z_N(\omega)$ de acuerdo con la ecuación (2.53). En ella puede observarse un decaimiento pronunciado de la parte real con la frecuencia, siendo la diferencia entre los valores de ambos límites, para el caso particular considerado, de un orden de magnitud. En este ejemplo en particular, el rango de frecuencias correspondiente a la transición entre los dos extremos abarca desde 1 Hz a los 100 Hz, coincidente con la zona donde la parte imaginaria toma sus valores máximos.

2.4. Procedimiento numérico para la obtención de sismogramas mediante la LST extendida

2.4.1. Formulación en el dominio de la frecuencia

La simulación numérica de la propagación de ondas elásticas basada en la LST puede ser implementada en el dominio espacial y de las frecuencias. Esto nos permite incorporar fácilmente al algoritmo numérico la «compliance» normal de la fractura en función de la frecuencia como se muestra en la ecuación (2.53). Con este objetivo,

2.4. Procedimiento numérico para la obtención de sismogramas mediante la LST extendida

Tabla 2.1. Propiedades del modelo geológico empleado para el cálculo de la «compliance» normal de la fractura. Las propiedades de los granos sólidos corresponden al cuarzo

Material del grano sólido			
Módulo volumétrico	K_s	37	GPa
Módulo de corte	μ_s	44	GPa
Densidad	ρ_s	2.65	gr/cm ³
Matriz seca de la roca huésped			
Módulo volumétrico	K_m^{hr}	26	GPa
Módulo de corte	μ_{hr}	31	GPa
Porosidad	ϕ_{hr}	0.1	-
Permeabilidad	κ_{hr}	1	mD
Fracturas			
Módulo volumétrico de la matriz seca	K_m^f	0.024 ^a	GPa
Módulo de corte de la matriz seca	μ_f	0.012 ^a	GPa
Porosidad	ϕ_f	0.9 ^a	-
Permeabilidad	κ_f	100 ^a	D
Distancia entre fracturas consecutivas	L	10	cm
Apertura	h	0.04	cm
Fluido poral (agua)			
Módulo volumétrico	K_w	2.25	GPa
Viscosidad	η_w	0.01	Poise
Densidad	ρ_w	1.09	gr/cm ³

^a Rubino *et al.* (2014a)

resolvemos la ecuación de movimiento elastodinámica

$$-\omega^2 \rho_b^{hr} \hat{u}_z^{hr} - \frac{\partial \hat{\sigma}_{zz}^{hr}}{\partial z} = \hat{f}(z, \omega), \quad (2.56)$$

donde $\hat{f}(z, \omega)$ es el término correspondiente a la fuente externa y ρ_b^{hr} , \hat{u}_z^{hr} y $\hat{\sigma}_{zz}^{hr}$ son la densidad, el desplazamiento vertical y la componente del esfuerzo normal en la roca intacta, respectivamente. Es importante notar que, al usar la ecuación (2.56), la roca porosa intacta está representada por un sólido elástico equivalente. Por lo tanto, la densidad total o volumétrica de este medio elástico estará dada por $\rho_b^{hr} = \phi_{hr} \rho_w + (1 - \phi_{hr}) \rho_s$ y el esfuerzo estará relacionado con el desplazamiento mediante la ley de Hooke

$$\hat{\sigma}_{zz}^{hr} = H_{hr} \frac{\partial \hat{u}_z^{hr}}{\partial z}, \quad (2.57)$$

donde H_{hr} representa el módulo de onda plana. Dado que buscamos introducir efectos por flujo inducido de forma simple en la LST, asumimos que la roca intacta del medio

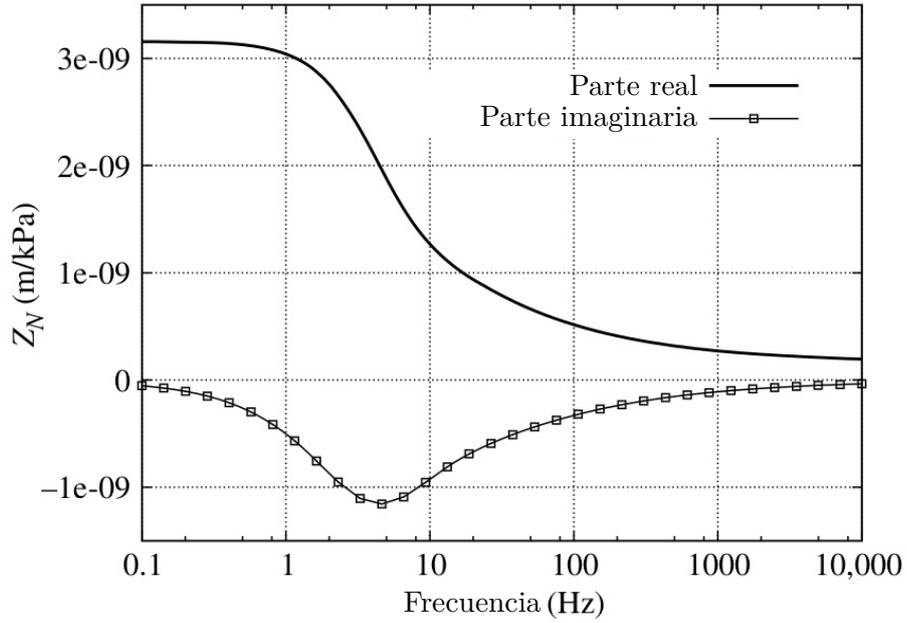


Figura 2.3. «Compliance» normal de la fractura para una distribución regular de fracturas caracterizadas por una apertura de 0.04 cm y una separación de 10 cm.

fracturado no sufre deformaciones adicionales dadas por el intercambio de la presión del fluido con las fracturas, lo cual es esperable dado el gran contraste mecánico que hay entre ambas regiones. Esto implica que el módulo elástico H_{hr} es obtenido utilizando las ecuaciones tradicionales de Gassmann (1951). De esta manera, el procedimiento propuesto aquí es el siguiente: la roca intacta del medio fracturado es modelada usando las ecuaciones (2.56) y (2.57); luego, las fracturas son reemplazadas por interfaces caracterizadas por la relación

$$[\hat{u}_z^{hr}(z_j, \omega)] = Z_N(\omega) \hat{\sigma}_{zz}, \quad (2.58)$$

donde z_j denota la posición de la j -ésima fractura y $Z_N(\omega)$ es su «compliance» normal (ecuación (2.53)). De esta forma, el modelo exhibe atenuación y dispersión de velocidades debido al flujo inducido por onda entre las fracturas y la roca intacta, aún cuando esta última es modelada como un sólido elástico equivalente. Al utilizar las condiciones de borde dadas por (2.58) el medio fracturado en su conjunto se comporta de forma efectiva como un sólido viscoelástico.

2.4.2. Validación para un modelo 1-D de una zona fracturada

Para ilustrar esta extensión de la LST, consideraremos el modelo geológico que se muestra en la Figura 2.4. El mismo consiste en una formación de 700 m de espesor compuesta por una roca de tipo arenisca. En la región central de dicha formación se observa una zona fracturada de espesor E , en donde las fracturas se encuentran

2.4. Procedimiento numérico para la obtención de sismogramas mediante la LST extendida

distribuidas regularmente. Las propiedades de la arenisca y las fracturas son las mismas que las empleadas en la sección anterior. La distancia entre fracturas consecutivas es de 10 cm y cada una posee una apertura de 0.04 cm. La roca intacta entre fracturas está compuesta por el mismo material que se encuentra por encima y por debajo de la zona fracturada, el cual posee un módulo de onda plana $H_{hr}=69$ GPa.

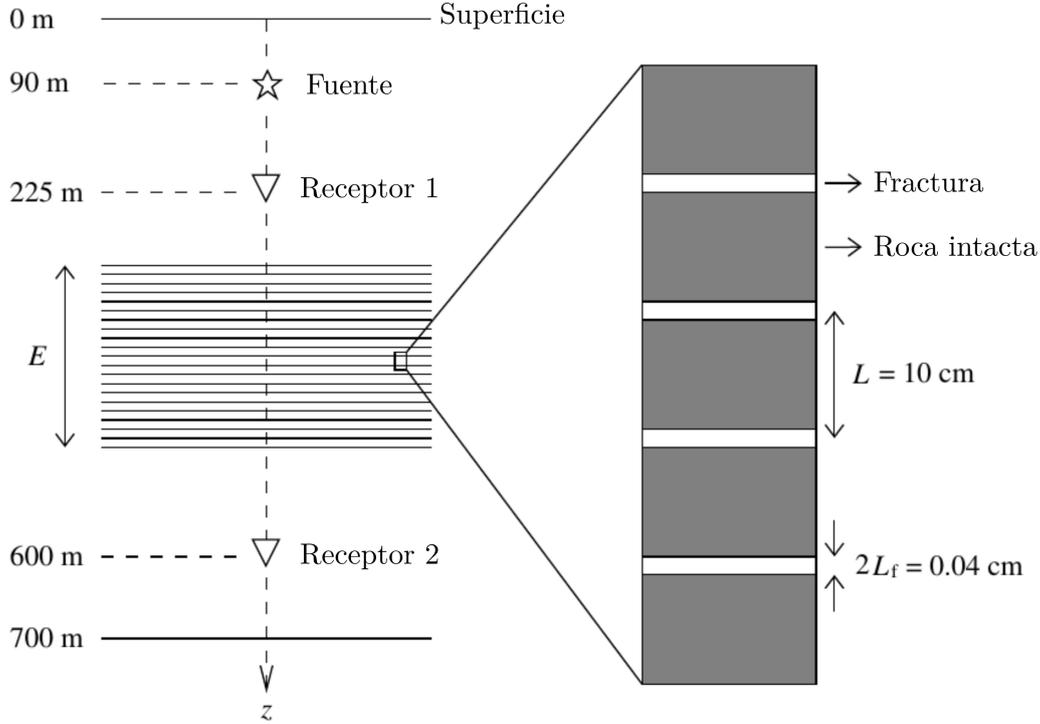


Figura 2.4. Esquema del modelo geológico considerado para validar la metodología propuesta en este trabajo. La estrella denota la profundidad de la fuente de onda plana.

Para generar los sismogramas sintéticos, resolvemos numéricamente las ecuaciones (2.56) a (2.58) utilizando un método de elementos finitos Galerkin discontinuo (Castromán y Zyserman, 2013). La fuente a utilizar consiste en una onda plana cuya firma temporal está dada por una ondícula de Ricker de frecuencia central $f_r=50$ Hz. Dos receptores registran tanto las ondas reflejadas en el techo de la zona fracturada como las transmitidas a través de la misma, tal como se muestra en la Figura 2.4.

Para validar la extensión propuesta, resolvemos también las ecuaciones de propagación de Biot (1962) para el mismo modelo geológico. Esto es, resolvemos el conjunto de ecuaciones (2.13) y (2.14) reducido al caso 1-D, el cual puede ser expresado como

$$-\omega^2 \rho_b \hat{u}_z - \omega^2 \rho_w \hat{w}_z - \frac{\partial \hat{\sigma}_{zz}}{\partial z} = \hat{f}_s(z, \omega), \quad (2.59)$$

$$-\omega^2 \rho_w \hat{u}_z - \omega^2 g \hat{w}_z + i\omega \frac{\eta}{\kappa} \hat{w}_z + \frac{\partial \hat{p}_f}{\partial z} = \hat{f}_f(z, \omega). \quad (2.60)$$

2. Efectos poroelásticos en la LST

En un segundo caso, tanto las fracturas como la roca intacta son sólidos poroelásticos totalmente saturados con fluido, con lo cual los efectos de flujo inducido por la onda sísmica se encuentran naturalmente incorporados en el problema a resolver. Las ecuaciones (2.59) y (2.60), en conjunto con las relaciones constitutivas (2.26) y (2.27), son resueltas empleando un método de elementos finitos cuya cantidad de grados de libertad supera en dos órdenes de magnitud a la cantidad empleada por la aproximación elástica, como consecuencia del requerimiento del método empleado para representar correctamente tanto la propagación de la onda rápida de Biot como el proceso de flujo inducido por onda. En este caso fueron utilizadas 4 celdas numéricas por cada fractura. Las condiciones de borde implementadas en los límites del dominio computacional en ambos casos fueron condiciones de borde absorbentes (Castromán y Zyserman, 2013).

Las líneas negras en la Figura 2.5 corresponden a las trazas sísmicas registradas en el receptor 2 utilizando las ecuaciones de propagación de Biot para diferentes espesores de la zona fracturada. Podemos observar que la señal transmitida a través de la misma, a medida que aumenta su espesor, experimenta una fuerte caída de amplitud y ensanchamiento del pulso. Esto se debe a la atenuación y dispersión de la velocidad de fase que se produce como consecuencia del flujo entre las fracturas y la roca intacta, inducido por el paso de la onda sísmica. Los círculos en la Figura 2.5 representan la respuesta obtenida con la extensión de la LST utilizando la «compliance» normal de la fractura dada por la ecuación (2.53). Existe una gran similitud entre los resultados obtenidos con ambas metodologías. Esto indica que la mayor parte de la atenuación y dispersión de velocidad que experimenta la onda sísmica está correctamente contenida en $Z_N(\omega)$. Sin embargo, observamos que las diferencias entre ambos resultados (líneas rojas en la Figura 2.5) se incrementan a medida que aumenta el espesor de la zona fracturada. En particular, para el caso de espesor $E=150$ m, el decaimiento en la amplitud es ligeramente sobrestimado y la velocidad es subestimada con la metodología aquí propuesta. Estas discrepancias surgen como consecuencia de considerar a la roca intacta como un sólido elástico.

La Figura 2.6 muestra las trazas sísmicas registradas en el receptor 1. Las soluciones basadas en las ecuaciones de propagación de Biot indican que la señal reflejada depende fuertemente del espesor de la zona fracturada. Cuando este espesor es relativamente pequeño en comparación con la longitud de la onda sísmica, se observa un único pulso. Sin embargo, cuando el espesor es comparable en tamaño con la longitud de onda, o incluso superior, pueden observarse dos pulsos, los cuales corresponden a las reflexiones en el techo y en la base de la zona fracturada. El sismograma sintético para el caso $E=150$ muestra un marcado decaimiento en la amplitud y ensanchamiento del pulso de la onda reflejada en la base de la zona fracturada. Podemos ver en las señales reflejadas que los efectos de atenuación y dispersión de la velocidad por flujo inducido pueden ser incluidos satisfactoriamente en la LST a través del parámetro $Z_N(\omega)$ dado por la ecuación (2.53). Nuevamente, las líneas rojas en la Figura 2.6 indican las discre-

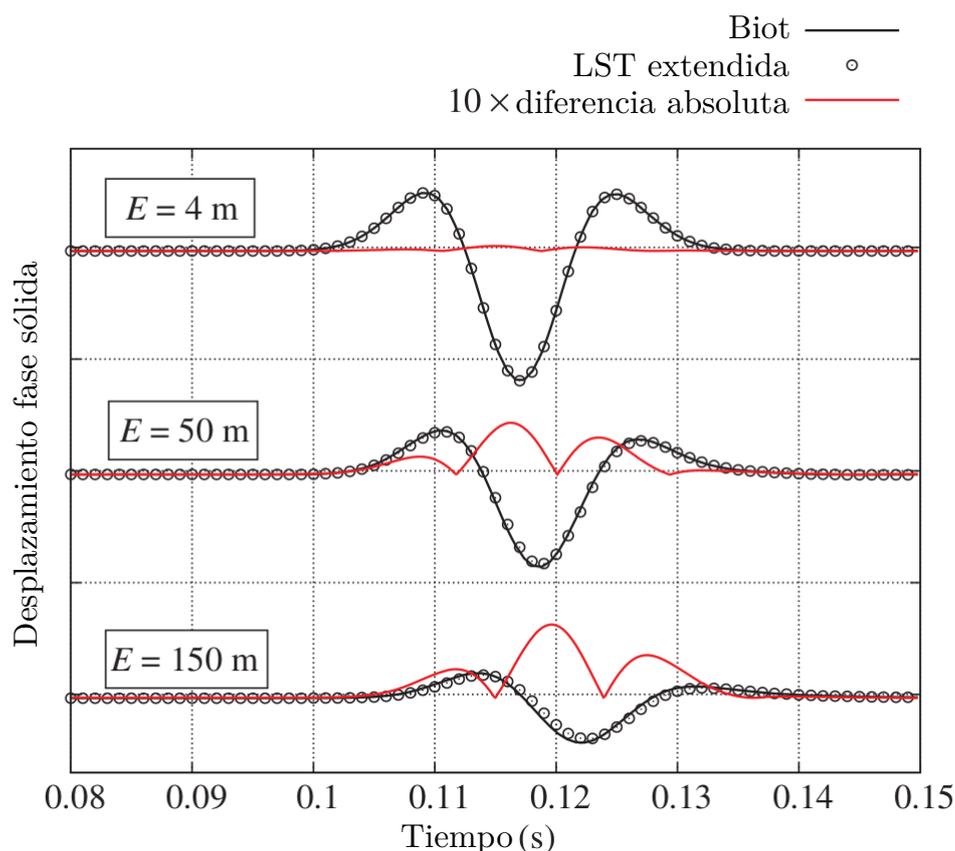


Figura 2.5. Trazas sísmicas registradas en el receptor 2 del modelo dado por la Figura 2.4, obtenidas empleando las ecuaciones de propagación de Biot y la versión extendida de la LST. Las líneas rojas indican el valor absoluto de la diferencia entre ambas soluciones, amplificado 10 veces.

pancias entre ambas metodologías. En particular, observamos que las amplitudes de las reflexiones en el techo de la zona fracturada están sobrestimadas por la extensión propuesta. Esto es esperable dado que la velocidad de propagación en la zona fracturada es ligeramente subestimada y, por lo tanto, la impedancia acústica entre esta zona y el medio circundante está sobrestimada.

2.5. Discusión de los resultados y conclusiones

En este capítulo propusimos un modelo para el cálculo de la «compliance» normal de una fractura para un conjunto de fracturas regularmente distribuidas. Su aporte novedoso radica en la incorporación de los efectos de flujo inducido por la propagación de ondas sísmicas, consecuencia del fuerte contraste de compresibilidad observado entre las fracturas y la roca intacta que las rodea. Es importante aclarar que el enfoque aquí empleado es conceptualmente distinto al propuesto por Nakagawa y Schoenberg (2007). Estos autores realizaron una generalización de la LST en un marco poroelástico

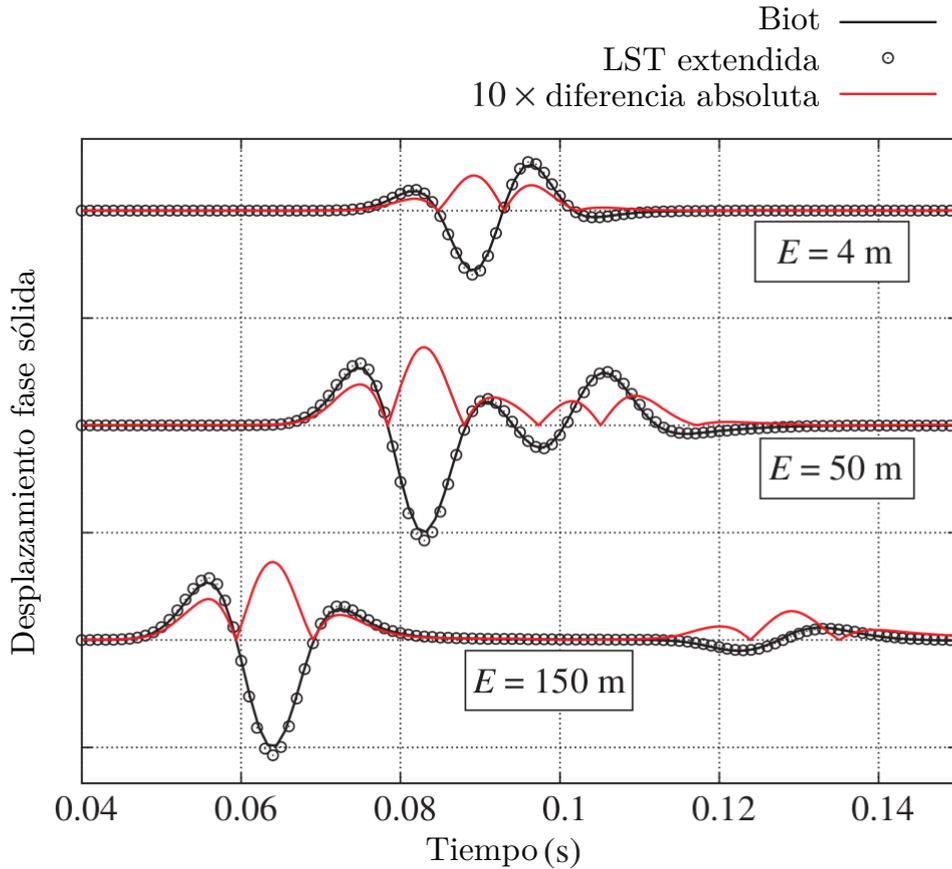


Figura 2.6. Trazas sísmicas registradas en el receptor 1 del modelo dado por la Figura 2.4, obtenidas empleando las ecuaciones de propagación de Biot y la versión extendida de la LST. Las líneas rojas indican el valor absoluto de la diferencia entre ambas soluciones, amplificado 10 veces.

a través de la derivación de condiciones de borde apropiadas para una única fractura. Por el contrario, la presente contribución se basa en la obtención de la «compliance» normal de una fractura, de valor complejo y dependiente de la frecuencia, a través de la resolución de un problema de contorno poroelástico para un conjunto de fracturas planas paralelas. Por lo tanto, la expresión obtenida para $Z_N(\omega)$ puede ser incluida en algoritmos de propagación de ondas basados en la LST formulados en el dominio espacio-frecuencia. Esto permite incluir efectos poroelásticos en dicha teoría sin ser necesaria la generalización del problema al caso poroelástico.

Es importante tener en cuenta que la metodología presentada en este capítulo asume una serie de simplificaciones. En primer lugar, el sistema 1-D de fracturas consiste en una gran cantidad de capas porosas muy finas y altamente compresibles, orientadas perpendicularmente a la dirección de propagación de la onda P. En segundo lugar, las fracturas se encuentran distribuidas regularmente y la separación entre ellas es mucho menor que las longitudes de onda características del problema. Sin embargo, a pesar de las limitaciones mencionadas, el presente método posee el valor de ser uno de los

primeros pasos en la inclusión de efectos de flujo inducido por onda a escala mesoscópica, basados en la teoría de Biot, en los parámetros utilizados para la representación de las fracturas en el marco de la LST. Su importancia radica en que este mecanismo de disipación es considerado la principal causa de atenuación sísmica en medios fracturados (Müller *et al.*, 2010) y, además, la teoría mencionada constituye el marco teórico más utilizado para el estudio y caracterización de estos medios.

El procedimiento descrito en este capítulo está basado en la resolución en forma analítica del problema de contorno dado por las ecuaciones (2.24) y (2.25), utilizando las relaciones constitutivas dadas por (2.26) y (2.27). Por otra parte, la solución a este problema puede ser obtenida de forma numérica en muestras de roca 2-D ó 3-D empleando el método de elementos finitos (Rubino *et al.*, 2009, 2016). Esto permite generalizar la metodología propuesta al caso de fracturas distribuidas de forma irregular o de longitud finita. No obstante, los efectos de flujo inducido por onda en la respuesta sísmica de sistemas con fracturas planas paralelas en 2-D y 3-D, pueden no ser adecuadamente representados por la LST convencional (Gurevich, 2003). En el siguiente Capítulo de esta Tesis, haciendo uso de los resultados hasta aquí obtenidos, propondremos una metodología para el modelado de la respuesta sísmica efectiva de un medio 3-D con fracturas planas paralelas y estudiaremos en detalle las limitaciones de la mencionada teoría.

En este Capítulo presentamos una expresión analítica para la «compliance» normal de una fractura, de valor complejo y dependiente de la frecuencia que permite incluir efectos de flujo inducido por onda en la LST. Resolviendo la ecuación elastodinámica en el dominio espacio-frecuencia y haciendo uso de la expresión analítica mencionada, generamos sismogramas sintéticos en un modelo geológico 1-D que contiene una región fracturada. Los resultados fueron comparados con simulaciones numéricas basadas en la solución de las ecuaciones de movimiento para medios poroelásticos, mostrando que la mayor parte de los efectos de atenuación y dispersión sísmica debidas al flujo inducido por onda fueron incluidos satisfactoriamente en la extensión de la LST propuesta. La principal ventaja que posee esta metodología es que permite obtener trazas con una demanda computacional mucho menor a la correspondiente a la teoría de Biot y con un error relativo muy pequeño. La posibilidad de contar entonces con una metodología eficiente para el cálculo de la respuesta sísmica de un medio fracturado pero que a su vez contemple de forma abarcativa los fenómenos físicos involucrados en el proceso, permitiendo la incorporación de más parámetros de interés al estudio, constituye uno de los principales aportes de la presente Tesis y puede ser de gran utilidad para la inversión de datos sísmicos.

El problema aquí considerado fue estudiado con una geometría adecuada para reproducir el comportamiento del flujo inducido por una onda sísmica compresional propagándose perpendicularmente a las fracturas de forma tal de incluirlo en la LST, en particular, dentro del parámetro de «compliance» normal de las fracturas. Una posible

2. Efectos poroelásticos en la LST

extensión implicaría utilizar el parámetro desarrollado para estudiar medios efectivos anisótropos en el marco de la LST convencional. De esta forma, sería posible contemplar distintos modos de propagación y ángulos de incidencia, ya que mencionamos anteriormente que un conjunto de fracturas planas paralelas en un medio isótropo como el descrito en este Capítulo presenta anisotropía elástica. Sin embargo, a pesar de existir algunos modelos efectivos basados en la LST clásica que representen la respuesta sísmica anisótropa en función de la frecuencia, no existe un conocimiento completo de los efectos que el flujo inducido por onda en la mesoescala puede generar en estos esquemas de representación. En el siguiente Capítulo estudiaremos cómo este fenómeno afecta a la representación anisótropa efectiva basada en la LST tradicional, de un medio poroso con fracturas planas paralelas.

Capítulo 3

Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

Los esquemas de inversión más utilizados para la caracterización sísmica de medios fracturados se basan en la forma clásica de la LST, en donde los efectos de las fracturas son representados a través de una matriz diagonal de coeficientes reales denominada matriz de «compliance» excedente. Para incluir los efectos producidos por flujo inducido por onda entre las fracturas y la roca circundante, varios autores han mostrado que esta matriz debe tener coeficientes complejos dependientes de la frecuencia, a la vez que puede conservar su estructura diagonal. Sin embargo, estas aproximaciones no tienen en cuenta cómo el flujo inducido por onda afecta al acople que se produce entre deformaciones ortogonales de la roca fracturada en respuesta al paso de la onda sísmica. Con esta motivación, haremos uso nuevamente del modelo de fractura poroelástico descrito en el Capítulo 2 considerando ahora fracturas verticales y obtendremos expresiones analíticas para los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente correspondiente a un medio con fracturas planas y paralelas de espesor finito. Evaluaremos estos coeficientes para un amplio rango de propiedades poroelásticas de la roca intacta con el objetivo de cuantificar la magnitud de aquellos coeficientes que no se encuentran incluidos en la forma clásica de la LST y determinar cómo son afectados por el flujo inducido por onda. Estimaremos además los errores relativos que se producen al utilizar la LST convencional en el cálculo de la respuesta sísmica anisótropa, tanto para las velocidades de fase como para la atenuación de la onda. Con este análisis mostraremos que, en determinados escenarios, considerar la estructura simplificada de la matriz de «compliance» excedente que se obtiene con la LST clásica puede conducir a una incorrecta representación de la respuesta sísmica anisótropa de los medios en cuestión. Los resultados presentes en este Capítulo se encuentran publicados en:

- **Castromán, G. A.**, Barbosa, N. D., Rubino, J. G., Zyserman, F. I., y Holliger, K. (2020). “Fluid pressure diffusion effects on the excess compliance matrix of porous rocks containing aligned fractures.” *Geophysical Journal International*, 222(1):715-733.

3.1. Introducción

Existe en la actualidad un gran interés por mejorar el conocimiento acerca de la propagación de ondas sísmicas en medios fracturados, en general, y en presencia de conjuntos de fracturas alineadas verticalmente, como enjambres y corredores, en particular (Liu y Martínez, 2013; Foord *et al.*, 2015; Xue *et al.*, 2017). Debido a que los métodos sísmicos usualmente carecen de la resolución necesaria para identificar directamente a las fracturas individuales, muchos esfuerzos en esta temática están orientados a extraer la información contenida en las propiedades sísmicas efectivas de las rocas fracturadas. Para extraer del dato sísmico las propiedades de un sistema de fracturas, tales como la orientación predominante, la intensidad y el tipo de material que se aloja en ellas, es necesario relacionar estas características a la respuesta sísmica anisótropa efectiva de un medio fracturado. Como hemos mencionado en el Capítulo 1, posiblemente el enfoque más utilizado para realizar esta tarea está basado en la LST (Schoenberg, 1980; Pyrak-Nolte *et al.*, 1990). En el marco de esta teoría, la respuesta sísmica de un material fracturado se expresa mediante su matriz de «compliance» efectiva \mathbf{S} , inversa de la matriz de rigidez del material \mathbf{C} , y la misma está compuesta por la suma de dos contribuciones, la matriz de «compliance» del material que compone a la roca intacta \mathbf{S}^{hr} y la matriz de «compliance» excedente¹ $\delta\mathbf{S}$ que se agrega por la presencia de las fracturas (ecuación (1.14)) (Schoenberg y Douma, 1988). Para un conjunto de fracturas planas paralelas con invarianza rotacional, esta matriz de «compliance» excedente estará dada por la ecuación (1.15).

En su forma original, esta metodología fue desarrollada para sólidos elásticos con fracturas y, por lo tanto, los coeficientes de la matriz de «compliance» efectiva son valores reales que no dependen de la frecuencia (Schoenberg y Sayers, 1995). Sin embargo, cuando una onda sísmica viaja a través de una roca porosa saturada que contiene fracturas de mesoescala, tiene lugar la *difusión de la presión del fluido* inducida por onda o *flujo inducido por onda* (Müller *et al.*, 2010). Este proceso es acompañado por pérdida de energía por fricción viscosa en el fluido poral y, por lo tanto, produce atenuación sísmica y dispersión de las velocidades. Por ello, para incluir estos efectos en el modelo de la respuesta sísmica de un medio fracturado, los coeficientes de la matriz de «compliance» efectiva deben ser valores complejos dependientes de la frecuencia (Krziakalla y Müller, 2011). Existen distintos enfoques para introducir efectos viscoelásticos a través de la LST en la matriz de «compliance» efectiva de un medio poroso con fracturas alineadas. La mayoría de estos enfoques están basados en el reemplazo de los parámetros η_N y η_T en (1.15) por valores complejos dependientes de la frecuencia, a la vez que preservan la estructura de la matriz de «compliance» excedente (Bakulin *et al.*, 2000; Chichinina *et al.*, 2006; Verdon *et al.*, 2009). Sin embargo, Gurevich (2003) mostró que en el límite de bajas frecuencias, la matriz de «compliance» excedente ya no

¹Del inglés «excess compliance matrix».

posee la estructura dada por la ecuación (1.15) cuando la presión del fluido se encuentra en equilibrio entre las fracturas y la roca intacta circundante. Esto es debido a que, al existir comunicación hidráulica entre las mismas, y que puede difundirse la presión del fluido poral entre las dos regiones, una tensión aplicada en la dirección paralela al plano de las fracturas es capaz de influenciar la deformación de la roca fracturada en una dirección normal a este plano, y viceversa. Este hecho implica que algunos coeficientes de la matriz de «compliance» excedente considerados nulos por la metodología basada en la LST puedan no ser despreciables y, por lo tanto, que el uso de la ecuación (1.15) pueda introducir errores en el cálculo de la respuesta anisótropa de las rocas porosas saturadas que contienen fracturas alineadas. Recientemente, Guo *et al.* (2018) propusieron un modelo para calcular la respuesta anisótropa efectiva en función de la frecuencia de un medio poroso fracturado usando una matriz de «compliance» excedente con la estructura simplificada dada por la ecuación (1.15). El procedimiento analítico presentado en dicho trabajo fue contrastado, para una muestra particular de roca fracturada, con simulaciones numéricas de medios efectivos que proveen una descripción completa de la física del medio estudiado (Rubino *et al.*, 2016). Los resultados obtenidos muestran pequeñas discrepancias en el cálculo de la atenuación y las velocidades de fase de las ondas sísmicas, las cuales pueden estar asociadas al uso de la estructura simplificada de la matriz de «compliance» excedente que utilizan. Hasta el momento de la publicación del trabajo de Castromán *et al.* (2020), no se contaba con un estudio sistemático de la magnitud y el comportamiento en frecuencia de los coeficientes adicionales de la matriz de «compliance» excedente, ni su impacto en la respuesta sísmica de los medios fracturados.

En el presente Capítulo consideraremos un medio poroelástico saturado que contiene fracturas planas paralelas, de espesor finito y alineadas verticalmente. A continuación, a partir de un modelo para obtener su respuesta efectiva basada en un medio homogéneo HTI viscoelástico, donde los efectos del flujo inducido entre las fracturas y la roca circundante están contemplados, realizaremos una derivación analítica para encontrar de forma explícita las expresiones de todos los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente asociada, incluyendo aquellos que no son tenidos en cuenta por la LST.

3.2. Modelo de capa fina (TLM)

Existen diferentes metodologías para obtener la matriz de rigidez efectiva en función de la frecuencia, o su inversa, la matriz de «compliance», de un medio poroso isótropo, saturado y que contiene un conjunto de fracturas alineadas (Chapman, 2003; Brajanovski *et al.*, 2005; Carcione *et al.*, 2013; Baird *et al.*, 2013; Galvin y Gurevich, 2015). Estas metodologías difieren entre sí según la geometría y distribución elegidas para las fracturas y los procesos físicos asociados a la disipación de la energía de las ondas sísmicas. En analogía con la geometría descrita en el Capítulo 2 y buscando explorar los

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

efectos anisótropos asociados, consideraremos una sucesión infinita de fracturas planas paralelas, de apertura finita y extensión lateral infinita distribuidas de forma regular, similar al estudiado por Carcione *et al.* (2013). En dicho trabajo, la respuesta elástica equivalente del medio estudiado en los límites de baja y alta frecuencia viene dada por los promedios poroelásticos de Backus (Backus, 1962; Gelinsky y Shapiro, 1997). La respuesta dinámica efectiva entre estos dos regímenes de frecuencia está asociada a la difusión de la presión del fluido poral entre las fracturas y la roca intacta circundante como consecuencia del paso de la onda sísmica. En esta sección daremos las expresiones para los coeficientes de la matriz de rigidez efectiva asociada, en función de la frecuencia, para introducir luego explícitamente las expresiones analíticas de los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente asociada.

Para representar al medio fracturado utilizaremos la misma geometría que la descrita en la Sección 2.3, con la excepción de que en el presente estudio las fracturas estarán orientadas verticalmente, es decir, perpendiculares al eje x como se muestra en la Figura 3.1. Denominaremos a este modelo como *modelo de capa fina* o TLM (por sus siglas en inglés). En respuesta al paso de una onda sísmica cuya longitud de onda es mucho mayor que la longitud característica L del medio periódico, el sistema de capas descrito se comporta como un medio efectivo HTI homogéneo. Su respuesta en este caso será viscoelástica, ya que la onda sísmica puede generar difusión de la presión del fluido poral entre las fracturas y la roca intacta y, por lo tanto, atenuación y dispersión de la misma. La matriz de rigidez efectiva tendrá entonces la forma dada por la ecuación (1.8), donde sus coeficientes serán funciones de la frecuencia. A continuación describiremos el comportamiento de este sistema de fracturas para distintos regímenes de frecuencia.

3.2.1. Respuesta efectiva en los estados relajado y no relajado

Como hemos mencionado en la Sección 2.2, el proceso de flujo inducido por onda en la mesoescala posee distintas características según el régimen de frecuencias considerado. Por un lado describimos el comportamiento en el estado no relajado, donde las frecuencias son suficientemente altas y en un semiperíodo de la onda el fluido no tiene tiempo suficiente para moverse entre las fracturas y la roca circundante. En este estado, las fracturas deben considerarse hidráulicamente aisladas de su entorno, es decir, no hay comunicación de la presión del fluido poral entre las fracturas y la roca intacta, de modo tal que las propiedades elásticas efectivas de ambas regiones pueden ser descritas localmente mediante las ecuaciones de Gassmann (1951). Para un medio compuesto por una sucesión de capas elásticas con estas características, Backus (1962) derivó de forma explícita las expresiones para los cinco parámetros elásticos efectivos del medio homogéneo TI equivalente. Los coeficientes de la matriz de rigidez efectiva

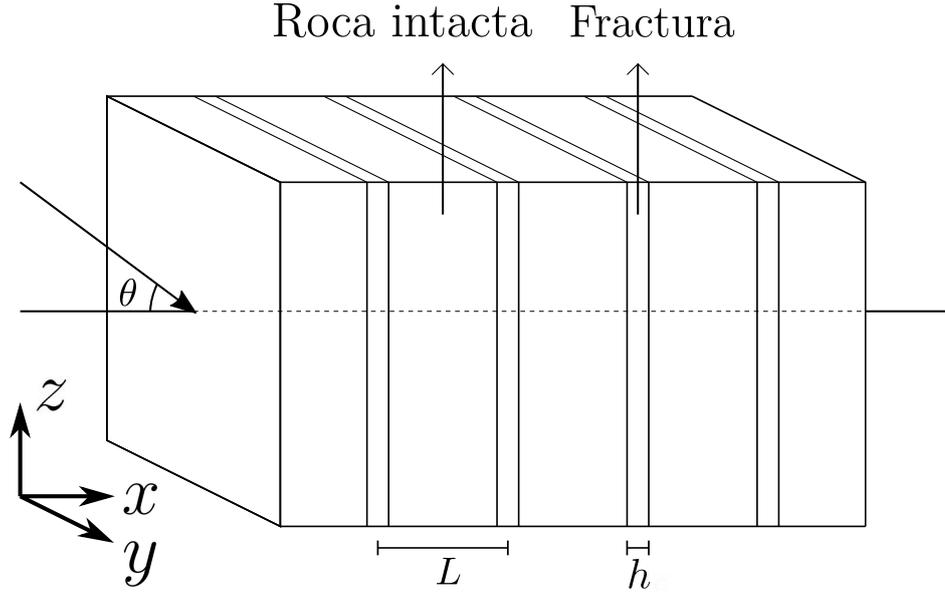


Figura 3.1. Geometría del sistema de fracturas considerado en este Capítulo. El ángulo de incidencia θ es el ángulo formado entre el eje x , que se corresponde con el eje de simetría, y la dirección de propagación de una onda sísmica.

asociada a este estado \mathbf{C}^u están dados por (Barbosa *et al.*, 2018)

$$C_{11}^u = \left\langle \frac{1}{H} \right\rangle^{-1}, \quad (3.1)$$

$$C_{12}^u = \left\langle \frac{1}{H} \right\rangle^{-1} \left\langle \frac{\lambda_c}{H} \right\rangle, \quad (3.2)$$

$$C_{13}^u = C_{12}^u, \quad (3.3)$$

$$C_{22}^u = \left\langle \frac{4\mu(\lambda_c + \mu)}{H} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{H} \right\rangle^{-1} \left\langle \frac{\lambda_c}{H} \right\rangle^2, \quad (3.4)$$

$$C_{23}^u = \left\langle \frac{2\mu\lambda}{H} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{H} \right\rangle^{-1} \left\langle \frac{\lambda_c}{H} \right\rangle^2, \quad (3.5)$$

$$C_{33}^u = C_{22}^u, \quad (3.6)$$

$$C_{44}^u = \langle \mu \rangle, \quad (3.7)$$

$$C_{55}^u = \left\langle \frac{1}{\mu} \right\rangle^{-1}, \quad (3.8)$$

$$C_{66}^u = C_{55}^u. \quad (3.9)$$

En estas expresiones, $\langle F \rangle$ refiere al promedio volumétrico de la propiedad F , es decir, $\langle F \rangle = h_{hr}F_{hr} + h_fF_f$, μ es el módulo de corte, λ_c la constante de Lamé (ecuación (2.9)) y H el módulo de onda plana (ecuación (2.20)), ambos en estado «undrained». La correspondiente matriz de «compliance» efectiva del medio \mathbf{S}^u puede ser obtenida mediante la inversa de \mathbf{C}^u .

Por otro lado, para frecuencias menores a las correspondientes al estado no relajado

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

y asumiendo que las fracturas y el espacio poral de la roca intacta circundante están conectados hidráulicamente, habrá comunicación de la presión del fluido entre estas regiones en respuesta a la propagación de una onda sísmica. En particular, en el límite de bajas frecuencias, correspondiente al estado relajado, los gradientes de la presión inducidos por el gran contraste mecánico entre las fracturas y la roca intacta tienen tiempo suficiente para ser totalmente compensados en un semiperíodo y, por lo tanto, la presión del fluido poral puede alcanzar un valor constante a lo largo de toda la roca fracturada. Gelinsky y Shapiro (1997) extendieron el resultado de Backus (1962) a una secuencia periódica de capas poroelásticas saturadas pero en el estado relajado de la presión del fluido. Los coeficientes de la matriz de rigidez efectiva \mathbf{C}^r en este caso vendrán dados por (Barbosa *et al.*, 2018)

$$C_{11}^r = \left\langle \frac{1}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^{-1} + \frac{Y^2}{Z}, \quad (3.10)$$

$$C_{12}^r = \left\langle \frac{1}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^{-1} \left\langle \frac{\lambda^{\text{dry}}}{H^{\text{dry}}} \right\rangle + \frac{XY}{Z}, \quad (3.11)$$

$$C_{13}^r = C_{12}^r, \quad (3.12)$$

$$C_{22}^r = \left\langle \frac{4\mu(\lambda^{\text{dry}} + \mu)}{H^{\text{dry}}} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^{-1} \left\langle \frac{\lambda}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^2 + \frac{X^2}{Z}, \quad (3.13)$$

$$C_{23}^r = \left\langle \frac{2\mu\lambda^{\text{dry}}}{H^{\text{dry}}} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^{-1} \left\langle \frac{\lambda}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^2 + \frac{X^2}{Z}, \quad (3.14)$$

$$C_{33}^r = C_{22}^r, \quad (3.15)$$

$$C_{44}^r = \langle \mu \rangle, \quad (3.16)$$

$$C_{55}^r = \left\langle \frac{1}{\mu} \right\rangle^{-1}, \quad (3.17)$$

$$C_{66}^r = C_{55}^r, \quad (3.18)$$

donde λ^{dry} y H^{dry} corresponden a la constante de Lamè y el módulo de onda plana de la matriz seca, respectivamente

$$\lambda^{\text{dry}} = K_m - \frac{2}{3}\mu, \quad (3.19)$$

$$H^{\text{dry}} = \lambda^{\text{dry}} + 2\mu. \quad (3.20)$$

Las constantes poroelásticas X , Y , y Z se obtienen mediante

$$X = -Z \left(\left\langle \frac{2\alpha\mu}{H^{\text{dry}}} \right\rangle + \left\langle \frac{\alpha}{H^{\text{dry}}} \right\rangle \left\langle \frac{\lambda^{\text{dry}}}{H^{\text{dry}}} \right\rangle \left\langle \frac{1}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^{-1} \right), \quad (3.21)$$

$$Y = -Z \left\langle \frac{\alpha}{H^{\text{dry}}} \right\rangle \left\langle \frac{1}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^{-1}, \quad (3.22)$$

$$Z = \left(\left\langle \frac{1}{M} \right\rangle + \left\langle \frac{\alpha^2}{H^{\text{dry}}} \right\rangle - \left\langle \frac{\alpha}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^2 \left\langle \frac{1}{H^{\text{dry}}} \right\rangle^{-1} \right)^{-1}, \quad (3.23)$$

con α y M dados por (2.8) y (2.10), respectivamente. La matriz de «compliance» efectiva en el estado relajado \mathbf{S}^r puede ser obtenida tomando la inversa de la matriz \mathbf{C}^r .

3.2.2. Respuesta dinámica efectiva

Las matrices de rigidez \mathbf{C}^u y \mathbf{C}^r describen el comportamiento efectivo del medio fracturado en los regímenes de altas y bajas frecuencias, respectivamente. En ellos no se produce atenuación ni dispersión sísmica debido a que, en ambos casos, el medio se comporta de forma efectiva como un sólido elástico equivalente. Para frecuencias intermedias, a pesar de existir intercambio de la presión del fluido poral entre las fracturas y la roca circundante, el equilibrio de presiones dentro del espacio poral se alcanza sólo parcialmente. En este régimen de transición puede producirse disipación de energía por fricción viscosa dentro del fluido asociada al flujo inducido, dando lugar a la atenuación y dispersión de la onda sísmica (Müller *et al.*, 2010). Para tener en cuenta estos efectos en el caso particular de un medio 1-D compuesto por una distribución regular de dos capas alternantes, White *et al.* (1975) derivaron una expresión para el módulo de onda plana equivalente dinámico C_{11} dado por

$$\frac{1}{C_{11}(\omega)} = \frac{1}{C_{11}^u} + \frac{1}{(L/2) N_{hr} k_{hr} \coth(k_{hr} h_{hr} L/2) + N_f k_f \coth(k_f h_f L/2)}, \quad (3.24)$$

donde B es el coeficiente de Skempton unidimensional (ecuación (2.34)), k el número de onda correspondiente a la onda lenta de Biot (ecuación (2.32)) y N está dado por la ecuación (2.46). La ecuación (3.24) permite calcular las propiedades de una onda compresional propagándose en la dirección normal al plano de las fracturas. Para generalizar los efectos del flujo inducido por onda a distintos ángulos de incidencia o para considerar la propagación de ondas de corte, Krzikalla y Müller (2011) propusieron una metodología basada en la comprobación numérica de que todos los elementos de la matriz de rigidez del medio poseen aproximadamente el mismo comportamiento de relajación de la presión del fluido poral. Bajo esta hipótesis, los coeficientes de la matriz de rigidez efectiva $\mathbf{C}(\omega)$ vendrán dados por

$$C_{ij}(\omega) = C_{ij}^u - R(\omega) [C_{ij}^u - C_{ij}^r], \quad (3.25)$$

donde los parámetros elásticos efectivos en los regímenes de bajas y altas frecuencias C_{ij}^r y C_{ij}^u , respectivamente, se encuentran vinculados a través de una única función escalar $R(\omega)$. Ésta describe el comportamiento en función de la frecuencia de la relajación asociada al medio viscoelástico equivalente resultante. La función $R(\omega)$ puede ser obtenida mediante la normalización del módulo de onda plana equivalente para incidencia normal $C_{11}(\omega)$ dado por la ecuación (3.24) con sus respectivos límites en los estados relajado y no relajado,

$$R(\omega) = \frac{C_{11}(\omega) - C_{11}^u}{C_{11}^r - C_{11}^u}. \quad (3.26)$$

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

Luego, podemos definir de forma completa a la matriz de rigidez efectiva $\mathbf{C}(\omega)$ del TLM usando la ecuación (3.25) con sus correspondientes límites de altas y bajas frecuencias. Este modelo describe de forma completa la respuesta sísmica efectiva dependiente de la frecuencia de un medio poroelástico saturado que contiene un conjunto de fracturas planas paralelas de espesor finito distribuidas de forma regular. Su matriz de «compliance» efectiva en función de la frecuencia $\mathbf{S}(\omega)$ puede ser obtenida mediante la inversión de la matriz de rigidez $\mathbf{C}(\omega)$ para cada frecuencia ω .

3.2.3. Matriz de «compliance» excedente

La matriz de «compliance» efectiva de una roca fracturada puede ser expresada como la suma de una matriz de «compliance» correspondiente al material de la roca sin fracturas y una matriz de «compliance» excedente producto de la presencia de las fracturas (ecuación (1.10)) (Schoenberg y Douma, 1988; Gurevich, 2003). Como se ha analizado en el Capítulo 2, debido al gran contraste mecánico existente entre las fracturas y la roca circundante, los efectos producidos en la respuesta de la roca intacta por flujo inducido son prácticamente despreciables. Es por este motivo que la matriz de «compliance» de la roca circundante \mathbf{S}^{hr} tendrá la estructura dada por la ecuación (1.7) y sus coeficientes pueden ser calculados mediante las ecuaciones tradicionales de Gassmann (1951) para un medio isótropo

$$S_{11}^{hr} = S_{22}^{hr} = S_{33}^{hr} = \frac{\lambda_c^{hr} + \mu_{hr}}{\mu_{hr} (3\lambda_c^{hr} + 2\mu_{hr})}, \quad (3.27)$$

$$S_{12}^{hr} = S_{13}^{hr} = S_{23}^{hr} = \frac{-\lambda_c^{hr}}{2\mu_{hr} (3\lambda_c^{hr} + 2\mu_{hr})}, \quad (3.28)$$

$$S_{44}^{hr} = S_{55}^{hr} = S_{66}^{hr} = \frac{1}{\mu_{hr}}. \quad (3.29)$$

Por lo tanto, podremos obtener la matriz de «compliance» excedente del medio fracturado para el TLM $\delta\mathbf{S}(\omega)$ de acuerdo a

$$\delta\mathbf{S}(\omega) = \mathbf{S}(\omega) - \mathbf{S}^{hr} = \begin{pmatrix} \delta S_{11}(\omega) & \delta S_{12}(\omega) & \delta S_{13}(\omega) & 0 & 0 & 0 \\ \delta S_{12}(\omega) & \delta S_{22}(\omega) & \delta S_{23}(\omega) & 0 & 0 & 0 \\ \delta S_{13}(\omega) & \delta S_{23}(\omega) & \delta S_{33}(\omega) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta S_{44}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \delta S_{55}(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \delta S_{66}(\omega) \end{pmatrix}. \quad (3.30)$$

Las expresiones explícitas para los coeficientes de esta matriz vienen dadas por

$$\delta S_{11}(\omega) = \frac{C_{22}(\omega) + C_{23}(\omega)}{D(\omega)} - \frac{\lambda_c^{hr} + \mu_{hr}}{\mu_{hr} (3\lambda_c^{hr} + 2\mu_{hr})}, \quad (3.31)$$

$$\delta S_{12}(\omega) = \frac{-C_{12}(\omega)}{D(\omega)} + \frac{\lambda_c^{hr}}{2\mu_{hr} (3\lambda_c^{hr} + 2\mu_{hr})}, \quad (3.32)$$

$$\delta S_{13}(\omega) = \delta S_{12}(\omega), \quad (3.33)$$

$$\delta S_{22}(\omega) = \frac{C_{11}(\omega)C_{22}(\omega) - [C_{12}(\omega)]^2}{[C_{22}(\omega) - C_{23}(\omega)] D(\omega)} - \frac{\lambda_c^{hr} + \mu_{hr}}{\mu_{hr} (3\lambda_c^{hr} + 2\mu_{hr})}, \quad (3.34)$$

$$\delta S_{23}(\omega) = \frac{-C_{23}(\omega)C_{11}(\omega) + [C_{12}(\omega)]^2}{[C_{22}(\omega) - C_{23}(\omega)] D(\omega)} + \frac{\lambda_c^{hr}}{2\mu_{hr} (3\lambda_c^{hr} + 2\mu_{hr})}, \quad (3.35)$$

$$\delta S_{33}(\omega) = \delta S_{22}(\omega), \quad (3.36)$$

$$\delta S_{44}(\omega) = \frac{1}{C_{44}(\omega)} - \frac{1}{\mu_{hr}}, \quad (3.37)$$

$$\delta S_{55}(\omega) = \frac{1}{C_{55}(\omega)} - \frac{1}{\mu_{hr}}; \quad (3.38)$$

$$\delta S_{66}(\omega) = \delta S_{55}(\omega); \quad (3.39)$$

siendo

$$D(\omega) = [C_{22}(\omega) + C_{23}(\omega)] C_{11}(\omega) - 2 [C_{12}(\omega)]^2. \quad (3.40)$$

El conjunto de ecuaciones (3.31) - (3.40) es el principal resultado de la derivación teórica del presente Capítulo. Podemos observar que obtuvimos expresiones analíticas para todos los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente del TLM. Al comparar la estructura de esta matriz con aquella correspondiente a la aproximación por LST (ecuación (1.15)), observamos que algunos de sus coeficientes, además de las «compliance» normal y tangencial, pueden ser distintos de cero. A continuación, examinaremos en profundidad el comportamiento dinámico, la magnitud y la relevancia de los coeficientes adicionales del TLM, antes de estudiar en detalle cómo influye su presencia en la respuesta sísmica anisótropa efectiva del medio fracturado.

3.3. Análisis de sensibilidad

Consideraremos un modelo compuesto por una arenisca cuarzosa que posee un conjunto de fracturas verticales alineadas, de apertura uniforme y distribución regular, y que tanto la roca como las fracturas se encuentran saturada con agua (Figura 3.1). Las propiedades físicas del material que compone a los granos sólidos, del agua y de las fracturas, como así también la apertura y separación de las mismas fueron elegidas de la misma forma que para el Capítulo 2 de esta Tesis y se encuentran enumeradas en la Tabla 2.1.

3.3.1. Análisis de la magnitud de las «compliance» adicionales

Para evaluar las expresiones obtenidas para los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente $\delta\mathbf{S}(\omega)$ del TLM, en primera instancia consideramos que la matriz seca de la roca intacta posee una porosidad $\phi_{hr}=0.15$ y un módulo volumétrico $K_m^{hr}=17.2$ GPa, los cuales son representativos de una arenisca cuarzosa bien consolidada (Rubino *et al.*, 2012). El módulo de corte de la roca intacta μ_{hr} podrá calcularse siguiendo la relación empírica propuesta por Picket (1963)

$$\frac{\mu_{hr}}{K_m^{hr}} = \frac{\mu_s}{K_s}, \quad (3.41)$$

la cual, en este caso, da un valor $\mu_{hr}=20.45$ GPa. La permeabilidad de la roca intacta se obtendrá de acuerdo a la relación de Kozeny-Carman (Mavko *et al.*, 2009)

$$\kappa_{hr} = \frac{\tilde{\beta}d^2\phi_{hr}^3}{(1 - \phi_{hr})^2}, \quad (3.42)$$

donde $\tilde{\beta}$ es un factor geométrico y d es el tamaño promedio del diámetro de los granos minerales. Considerando $\tilde{\beta}=0.003$ y $d=80 \mu\text{m}$ (Rubino y Holliger, 2012), obtenemos $\kappa_{hr}=89.7$ mD.

Las «compliance» adicionales δS_{44} y δS_{55} son valores reales e independientes de la frecuencia, ya que, como se observa en las ecuaciones (3.37) y (3.38) combinadas con las ecuaciones (3.7), (3.8), (3.16) y (3.17), sólo dependen de los módulos de corte de la matriz seca de la roca intacta y las fracturas, parámetros que no son afectados por el flujo inducido. Como se ha mencionado en el Capítulo 1, el elemento δS_{55} se relaciona con la «compliance» tangencial de las fracturas η_T correspondiente a la LST, como puede observarse al comparar las ecuaciones (1.15) y (3.30). Este parámetro representa la pérdida de rigidez que aportan adicionalmente las fracturas al medio cuando la roca es sometida a un esfuerzo puramente de corte sobre un plano paralelo a las mismas. En este caso toma el valor $\delta S_{55}=3.33 \times 10^{-10}$ 1/Pa, el cual se encuentra un orden de magnitud por encima del elemento correspondiente a la matriz de «compliance» de la roca intacta $S_{55}^{hr}=4.89 \times 10^{-11}$ 1/Pa. Por el contrario, la «compliance» adicional δS_{44} , la cual no es tenida en cuenta en la aproximación de LST, toma el valor $\delta S_{44}=1.96 \times 10^{-13}$ 1/Pa, que se encuentra varios órdenes de magnitud por debajo de su correspondiente a la matriz de «compliance» de la roca intacta $S_{44}^{hr}=4.89 \times 10^{-11}$ 1/Pa. Este elemento puede entonces ser ignorado y, por lo tanto, el cuadrante inferior izquierdo de las matrices de «compliance» excedentes correspondientes tanto al TLM como a la aproximación por LST son equivalentes.

Como puede observarse en la Figura 3.2, la magnitud de las partes real e imaginaria de la «compliance» adicional δS_{11} son significativamente mayores a las correspondientes a los demás coeficientes de la matriz de «compliance» excedente del medio. Esta característica es esperable dado que δS_{11} está relacionado con la «compliance» normal

adicional η_N que agregan las fracturas al medio en el marco de la LST, tal como puede observarse comparando la estructura de la matriz de «compliance» excedente $\delta\mathbf{S}$ dada por la ecuación (3.30) con la correspondiente a la ecuación (1.15). Este parámetro relaciona la discontinuidad en el campo de los desplazamientos del sólido entre los bordes de las fracturas con las tensiones actuantes a través de las mismas, con ambas cantidades tomadas en dirección normal al plano de las fracturas (Schoenberg, 1980). Para una fractura homogénea de espesor finito, dicha discontinuidad en el desplazamiento está asociada a la deformación de la fractura en la dirección mencionada (Barbosa *et al.*, 2017). Por lo tanto, la «compliance» adicional δS_{11} representa la disminución de la rigidez mecánica añadida a la roca por las fracturas en la dirección perpendicular a las mismas, cuando el medio es sometido a esfuerzos en dicha dirección. Como se ha mencionado en el Capítulo 2 para la «compliance» normal dinámica de las fracturas, podemos observar que la parte real de δS_{11} en el régimen de altas frecuencias, parámetro al cual referiremos con la notación δS_{11}^u , alcanza su valor mínimo. Como el régimen de altas frecuencias se asocia a un estado no relajado y, por lo tanto, no hay intercambio de la presión del fluido poral entre las fracturas y la roca intacta circundante, el aumento de rigidez de las fracturas por efecto del fluido es máximo al no poder éste escapar de las mismas. Esto reduce al mínimo la «compliance» adicional que las fracturas saturadas añaden al medio en el estado no relajado. En el límite de bajas frecuencias la situación es diferente, dado que durante la fase compresiva de la propagación de una onda sísmica, una parte del fluido poral dentro de las fracturas se inyecta en la roca circundante a fin de equilibrar los gradientes de presión entre estas regiones producidos por el paso de la onda. Esto implica que, el aumento de rigidez de las fracturas por efecto del fluido se reduce al mínimo, lo cual, a su vez, implica máxima deformación de las fracturas y un incremento máximo de la «compliance» adicional que agregan al medio, parámetro al cual denominamos δS_{11}^r (Figura 3.2a). En ambos límites la parte imaginaria de δS_{11} es despreciable, lo cual es esperable dado que el TLM en los estados relajado y no relajado se comporta de forma efectiva como un sólido elástico equivalente. No obstante, para frecuencias intermedias, vimos que puede producirse disipación de energía por difusión de la presión del fluido y, por consiguiente, la onda sísmica puede sufrir atenuación y dispersión por flujo inducido. En este rango de frecuencias, la parte real de la «compliance» adicional δS_{11} exhibe una región de transición entre sus valores máximo δS_{11}^r y mínimo δS_{11}^u (Figura 3.2a). Asimismo, la parte imaginaria de este coeficiente alcanza su valor máximo, el cual se obtiene para la frecuencia característica del proceso difusivo f_c (Figura 3.2b), donde además se produce la máxima dispersión de la parte real (Figura 3.2a).

Pasemos a estudiar ahora el comportamiento dinámico de los demás elementos de la matriz de «compliance» excedente del TLM. En la Figura 3.2a se puede observar que para el régimen de altas frecuencias, la parte real de los mismos es despreciable dentro de la aproximación de longitud de onda larga. Dado que tanto las fracturas como la

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

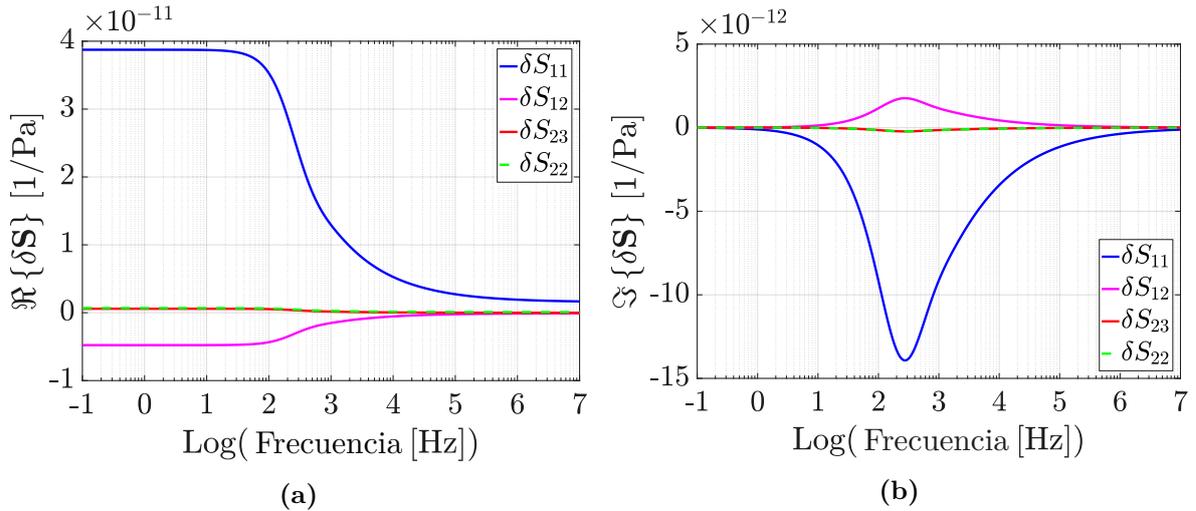


Figura 3.2. Partes (a) real e (b) imaginaria de los elementos dinámicos de la matriz de «compliance» adicional para el modelo TLM en función de la frecuencia.

roca intacta pueden ser modelados localmente como sólidos elásticos equivalentes, la respuesta anisótropa efectiva del medio fracturado estará bien representada mediante la aproximación elástica clásica de la LST. Este resultado está en acuerdo con el trabajo de Li *et al.* (2014) para una única fractura con espesor finito y comportamiento elástico. En el límite de bajas frecuencias, a pesar de que la parte real de las «compliance» excedentes adicionales alcanzan su máximo, únicamente el coeficiente δS_{12} posee un valor que puede tener un impacto apreciable en la respuesta anisótropa efectiva de la roca fracturada. En este caso toma el valor $\delta S_{12}^r = -4.78 \times 10^{-12}$ 1/Pa, que es mayor en magnitud que el coeficiente correspondiente de la matriz de «compliance» de la roca intacta $S_{12}^{hr} = -2.84 \times 10^{-12}$ 1/Pa. Finalmente, podemos observar que las partes imaginarias de todos los coeficientes adicionales de la matriz de «compliance» excedente poseen su máximo valor en la frecuencia característica f_c (Figura 3.2b), lo que es esperable, dado que en el modelo elegido se asumió que todos los coeficientes viscoelásticos poseen el mismo comportamiento en relación al proceso de relajación de la presión del fluido (ver ecuación (3.25)). Una vez más, el parámetro δS_{12} es el único coeficiente adicional de la matriz de «compliance» excedente que alcanza un valor máximo que puede ser apreciable.

Dependencia con las propiedades de la roca intacta

Es esperable que la respuesta anisótropa efectiva del medio fracturado en función de la frecuencia dependa de las características de la roca intacta, ya que es la región del medio donde se disipa la mayor parte de la energía por flujo inducido (Brajanovski *et al.*, 2006; Rubino *et al.*, 2014a). Sin embargo, hasta el momento sólo hemos considerado una muestra de roca fracturada en particular. En esta sección evaluaremos el comportamiento de la magnitud de los coeficientes dinámicos de la matriz de «compliance»

excedente del TLM en función de los parámetros poroelásticos de la roca intacta. Para ello computaremos el módulo de la parte real de estos coeficientes en el límite de bajas frecuencias y el módulo de la parte imaginaria en la frecuencia característica f_c , ya que es donde estas cantidades poseen sus respectivos máximos. En cuanto a las propiedades de la roca intacta, el análisis de sensibilidad estará enfocado en dos parámetros de interés, la porosidad y el módulo volumétrico de la matriz seca de la roca. Para la porosidad ϕ_{hr} consideraremos el rango entre $\phi_{hr}=0$, correspondiente a una cuarcita, y $\phi_{hr}=0.35$, el cual es un valor cercano al típico valor crítico de las areniscas porosas (Mavko *et al.*, 2009). Luego, el módulo volumétrico de la matriz seca de la roca K_m^{hr} podrá obtenerse en función de la porosidad ϕ_{hr} mediante el modelo propuesto por Pride (2005)

$$K_m^{hr} = K_s \left(\frac{1 - \phi_{hr}}{1 + c\phi_{hr}} \right), \quad (3.43)$$

donde c es el *parámetro de consolidación*, que caracteriza el grado de cohesión entre los granos de la roca porosa. En el caso de areniscas consolidadas se espera que este parámetro tome valores entre $c=2$ (extremadamente consolidada) y $c=20$ (poco consolidada) dependiendo de ciertas propiedades de la microestructura de la roca (Pride, 2005). Por lo tanto, lo que haremos será variar el parámetro de consolidación entre estos valores y mediante la ecuación (3.43) calcularemos, para cada valor de la porosidad ϕ_{hr} , el valor correspondiente del módulo volumétrico de la matriz seca K_m^{hr} . Los valores correspondientes del módulo de corte μ_{hr} y la permeabilidad κ_{hr} serán calculados para cada par (ϕ_{hr}, K_m^{hr}) siguiendo las relaciones indicadas en las ecuaciones (3.41) y (3.42), respectivamente. Para cuantificar la relevancia de los coeficientes δS_{ij} del TLM, graficaremos el valor absoluto de los mismos normalizados con respecto al valor absoluto del coeficiente de la matriz de «compliance» de la roca intacta correspondiente. En todos los casos, el conjunto de parámetros libres (ϕ_{hr}, K_m^{hr}) estará limitado por los correspondientes al modelo descrito en la ecuación (3.43), en donde los límites superiores corresponderán al caso extremadamente consolidado ($c=2$) y los inferiores al caso poco consolidado ($c=20$). Todas las figuras que involucren el análisis de una determinada variable en función de estas propiedades serán mostradas entre estas dos curvas.

Como puede observarse en la Figura 3.3a, en el estado relajado δS_{11}^r aumenta con respecto a S_{11}^{hr} a medida que la porosidad y la consolidación de la roca intacta aumentan. Para valores de porosidad muy bajos (menores al 10%), la cantidad de fluido que puede pasar de las fracturas a su entorno durante la fase compresiva de una onda sísmica es muy baja dado el reducido volumen del espacio poral de la roca intacta, a pesar de que el contraste de compresibilidad entre las fracturas y su entorno es alto debido al aumento del módulo volumétrico saturado de la roca intacta producto de la baja porosidad. De esta forma, la fractura experimentará una deformación adicional por flujo inducido relativamente baja, y su valor correspondiente de «compliance» excedente será comparativamente pequeño. Por otro lado, un valor alto de porosidad de la roca intacta

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

propiciará el intercambio de fluido, con lo cual, la deformación adicional que sufrirá la fractura por flujo inducido por onda aumentará y la fractura se volverá menos rígida. Este efecto, a su vez, se verá favorecido por el aumento de la consolidación de la roca intacta ya que implica un aumento de su módulo volumétrico y, por consiguiente, un mayor contraste de compresibilidad entre las fracturas y su entorno. Con respecto a los coeficientes adicionales de la matriz de «compliance» excedente del TLM, podemos observar en las Figuras 3.3b y 3.3d que, mientras δS_{22}^r y δS_{23}^r no superan el 15% de sus correspondientes valores para la roca intacta en la mayor parte de los casos, δS_{12}^r puede adquirir valores significativos de hasta 1.6 veces el coeficiente de «compliance» S_{12}^{hr} de la matriz correspondiente a la roca intacta.

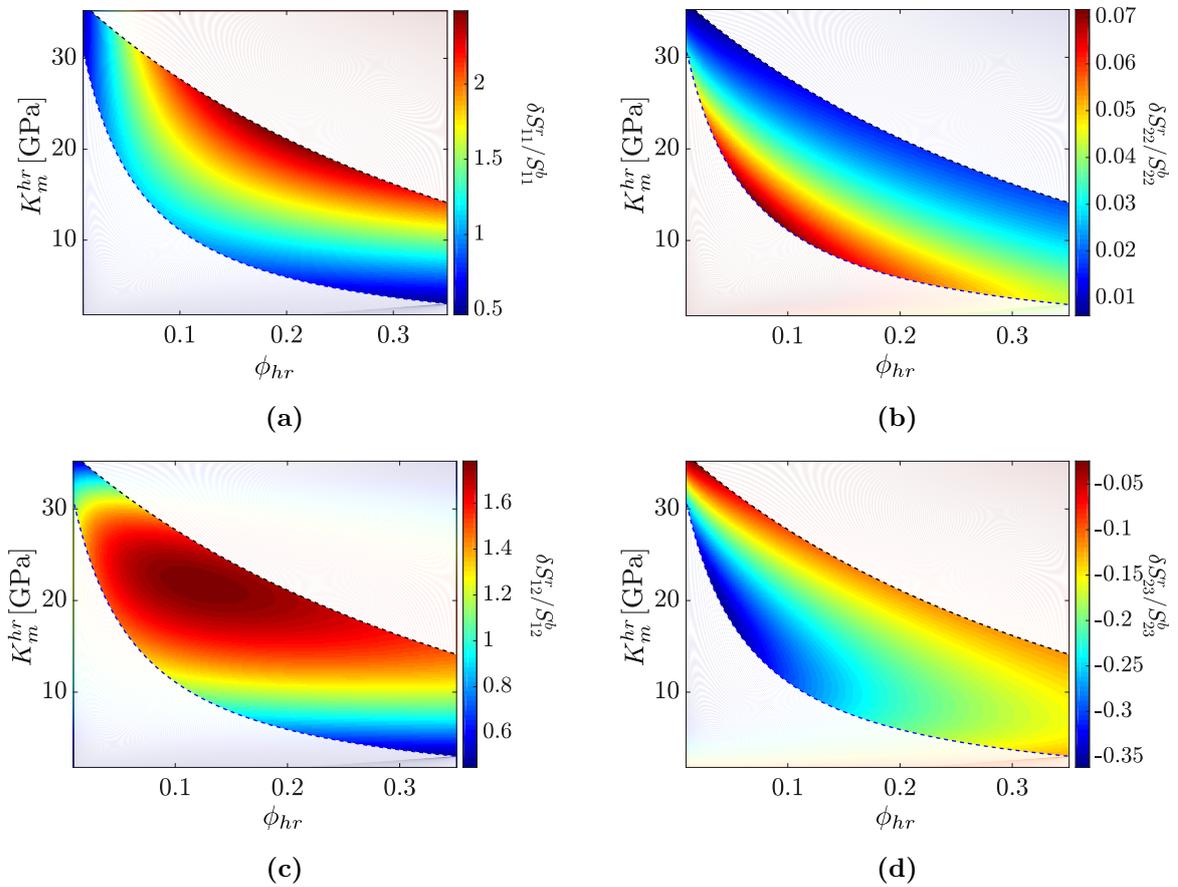


Figura 3.3. Relación entre los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente para el TLM y los correspondientes a la matriz de «compliance» de la roca intacta, en el caso relajado, donde (a) $\delta S_{11}^r/S_{11}^{hr}$, (b) $\delta S_{22}^r/S_{22}^{hr}$, (c) $\delta S_{12}^r/S_{12}^{hr}$, (d) $\delta S_{23}^r/S_{23}^{hr}$ están en función de la porosidad y el módulo volumétrico de la matriz seca de la roca intacta. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente.

Por último, podemos ver en la Figura 3.4a que para la frecuencia característica del proceso difusivo f_c , la magnitud de la parte imaginaria de δS_{11} aumenta a medida que

la porosidad y la consolidación de la roca intacta aumentan. Como hemos visto en el Capítulo 2, dentro del marco de la LST este parámetro contiene información acerca de la disipación de energía y la atenuación sísmica por flujo inducido en respuesta a la propagación de una onda compresional en la dirección perpendicular a las fracturas. Por lo tanto, es esperable que sea mayor en magnitud que los restantes coeficientes de la matriz de «compliance» excedente del TLM, tal como se puede observar en la Figura 3.2b. Por este motivo, para cuantificar la relevancia de los coeficientes δS_{12} , δS_{22} y δS_{23} , haremos una comparación entre sus magnitudes y la magnitud correspondiente a δS_{11} . Mientras que la parte imaginaria de δS_{12} puede alcanzar hasta el 30% de la correspondiente a δS_{11} (Figura 3.4b), las partes imaginarias de los coeficientes restantes δS_{22} y δS_{23} no superan en ninguno de los casos el 7% de la de δS_{11} (Figuras 3.4c y 3.4d, respectivamente).

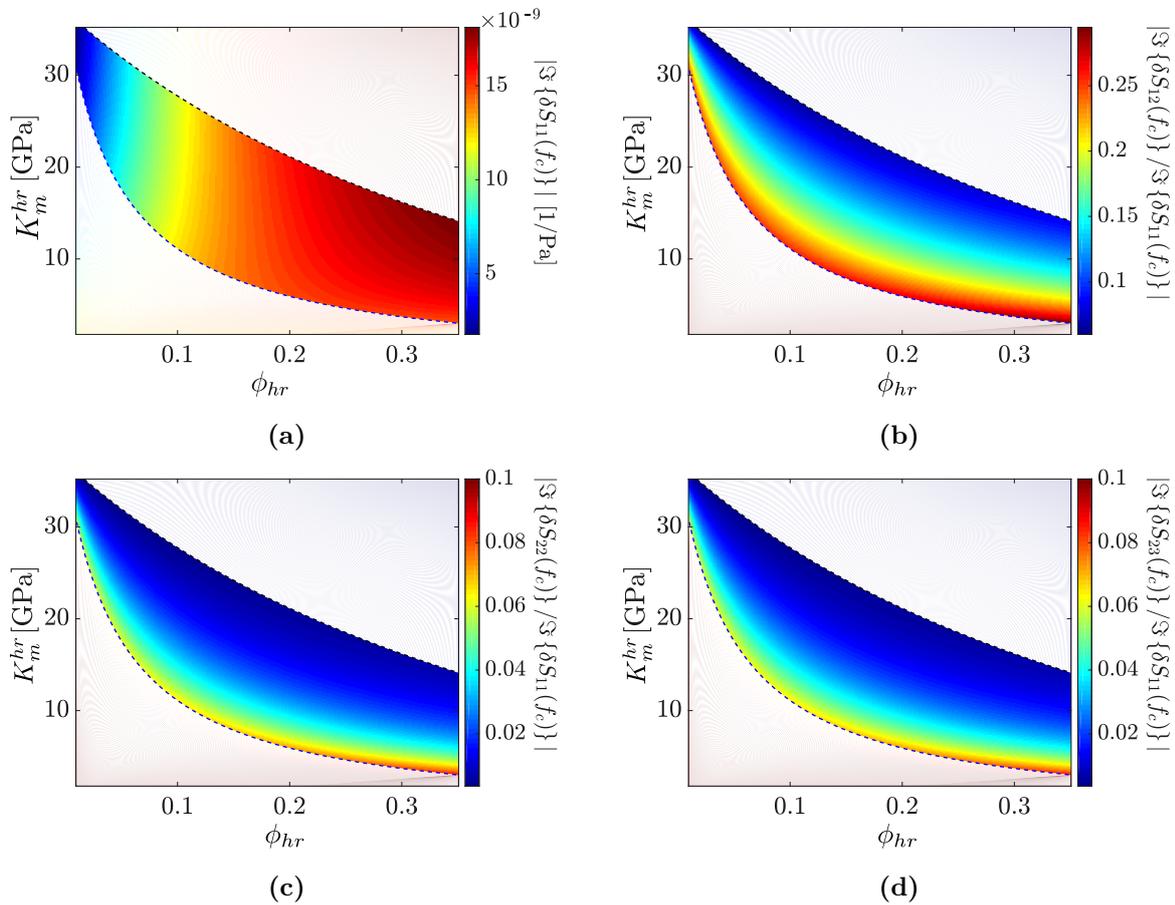


Figura 3.4. (a) Valor absoluto de la parte imaginaria, en la frecuencia característica f_c , del coeficiente δS_{11} y las correspondientes partes imaginarias de (b) δS_{12} , (c) δS_{22} y (d) δS_{23} normalizadas con respecto a la de δS_{11} en función de la porosidad y el módulo volumétrico de la matriz seca de la roca intacta. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente.

3.3.2. Significado físico del coeficiente δS_{12}

El análisis presentado en la Sección 3.3.1 sugiere que, debido al proceso de flujo inducido por onda, la respuesta sísmica efectiva anisótropa de una roca fracturada puede estar afectada por el coeficiente de «compliance» excedente δS_{12} , el cual es usualmente ignorado en la aproximación por LST para el modelado de la respuesta mencionada. A continuación, exploraremos el significado físico de este coeficiente considerando nuevamente la muestra de roca utilizada en la Sección 3.3.1.

Coefficiente de Poisson anisótropo ν_{12}

Considerando un esfuerzo uniaxial aplicado en la dirección dada por el eje y (orientado paralelo a las fracturas), es posible definir un parámetro, denominado coeficiente anisótropo de Poisson, que nos permitirá comparar la deformación resultante en la dirección del eje x (perpendicular a las fracturas) con la correspondiente al eje y (Mavko *et al.*, 2009)

$$\nu_{12} = -\frac{\text{Deformación en la dirección del eje } x}{\text{Deformación en la dirección del eje } y}. \quad (3.44)$$

Teniendo en cuenta las relaciones constitutivas para un medio viscoelástico con anisotropía HTI, es posible obtener este parámetro en función de los coeficientes de la matriz de «compliance» del medio. Por lo tanto, en el caso del TLM tendremos

$$\nu_{12}^{\text{TLM}}(\omega) = -\Re \left\{ \frac{S_{12}(\omega)}{S_{22}(\omega)} \right\} = -\Re \left\{ \frac{S_{12}^{hr} + \delta S_{12}(\omega)}{S_{22}^{hr} + \delta S_{22}(\omega)} \right\}, \quad (3.45)$$

y para la aproximación por LST

$$\nu_{12}^{\text{LST}}(\omega) \equiv -\frac{S_{12}^{hr}}{S_{22}^{hr}}, \quad (3.46)$$

donde podemos observar en la última expresión que para la aproximación por LST el coeficiente de Poisson anisótropo no depende de la frecuencia y es igual al correspondiente del material isótropo que compone a la roca intacta. En el régimen de altas frecuencias, el coeficiente de «compliance» excedente δS_{12} toma el valor $\delta S_{12}^u = -7.47 \times 10^{-14}$ 1/Pa, el cual resulta ser despreciable en comparación con el coeficiente correspondiente a la roca intacta S_{12}^{hr} . Un resultado similar se obtiene para el coeficiente δS_{22} , ya que para altas frecuencias toma el valor $\delta S_{22}^u = 8.67 \times 10^{-13}$ 1/Pa y el coeficiente correspondiente a la roca intacta es $S_{22}^{hr} = 2.16 \times 10^{-11}$ 1/Pa. Por consiguiente, el coeficiente de Poisson anisótropo para el TLM en el estado no relajado $(\nu_{12}^{\text{TLM}})^u$ también se aproxima al valor correspondiente a la roca intacta

$$(\nu_{12}^{\text{TLM}})^u \simeq -\frac{S_{12}^{hr}}{S_{22}^{hr}}. \quad (3.47)$$

Sin embargo, como se ha mencionado previamente, la parte real del coeficiente δS_{12} en el límite de bajas frecuencias es mayor que el coeficiente correspondiente de la matriz de

«compliance» de la roca intacta, es decir, $\delta S_{12}^r > S_{12}^{hr}$. Dado que δS_{22} en este límite de frecuencias es $\delta S_{22}^r = 6.82 \times 10^{-13}$ 1/Pa, un valor mucho menor que el correspondiente a la roca intacta S_{22}^{hr} , el coeficiente de Poisson para el TLM en el estado relajado $(\nu_{12}^{\text{TLM}})^r$ podrá ser aproximado entonces por

$$(\nu_{12}^{\text{TLM}})^r \simeq -\frac{S_{12}^{hr} + \delta S_{12}^r}{S_{22}^{hr}} = (\nu_{12}^{\text{TLM}})^u - \frac{\delta S_{12}^r}{S_{22}^{hr}}. \quad (3.48)$$

En la Figura 3.5a se muestra la variación de los coeficientes de Poisson ν_{12} para cada modelo en función de la frecuencia. Podemos observar que los valores de ν_{12}^{TLM} en los estados relajado y no relajado son significativamente distintos. El incremento del coeficiente de Poisson anisótropo para frecuencias menores es debido al flujo inducido por onda y puede ser asociado directamente al coeficiente δS_{12} (ecuación (3.48)). En el estado no relajado no hay comunicación de la presión del fluido entre las fracturas y la roca intacta circundante y, por lo tanto, cuando la roca fracturada es sometida a un esfuerzo uniaxial en la dirección de y , la deformación de las fracturas es despreciable en la dirección del eje x . Por este motivo, la roca fracturada no experimenta una deformación adicional por la presencia de las fracturas en esta dirección y el coeficiente de Poisson anisótropo para ambos modelos es igual al valor isótropo correspondiente a la roca intacta. Sin embargo, en el estado relajado, el acople hidráulico entre las fracturas y la roca permite que se incremente la apertura de las primeras, producto de la difusión de la presión del fluido cuando se ejerce sobre la roca una compresión uniaxial en la dirección paralela al plano de las fracturas. Este comportamiento produce una deformación adicional en su dirección normal y, por consiguiente, un incremento del coeficiente de Poisson anisótropo ν_{12} . El acople entre deformaciones ortogonales producto de la difusión de la presión del fluido recién descrito no puede ser modelado con la aproximación por LST. Este efecto tiene lugar cuando el campo de tensiones generado por el paso de una onda sísmica posee componentes compresionales en la dirección paralela a las fracturas. Debido a la simetría del modelo estudiado, se podrá obtener de forma análoga el mismo resultado cuando el esfuerzo uniaxial es aplicado en la dirección del eje z en lugar de y .

Coefficiente de Poisson anisótropo ν_{21}

Consideraremos ahora que el esfuerzo uniaxial es aplicado en la dirección del eje de simetría x (perpendicular a las fracturas). En este caso es posible definir un coeficiente de Poisson anisótropo ν_{21} que relacione la deformación en la dirección del eje y con la correspondiente a la dirección sobre la cual se aplica el esfuerzo (Mavko *et al.*, 2009)

$$\nu_{21} = -\frac{\text{Deformación en la dirección del eje } y}{\text{Deformación en la dirección del eje } x}. \quad (3.49)$$

Como se ha mencionado previamente, a través de la relación constitutiva para un medio viscoelástico en el estado de tensiones recién descrito, esta cantidad puede expresarse

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

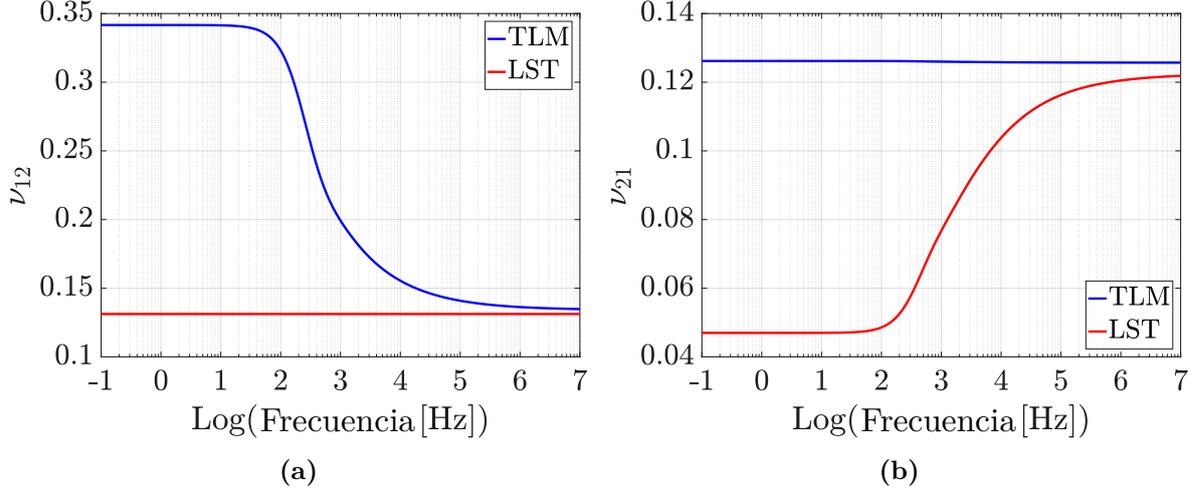


Figura 3.5. Coeficientes anisótropos de Poisson (a) ν_{12} y (b) ν_{21} en función de la frecuencia para una muestra de roca con $\phi_{hr}=0.15$ y $K_m^{hr}=17.2$ GPa.

en función de los coeficientes de la matriz de «compliance» efectiva del medio. Para el TLM se tendrá

$$\nu_{21}^{\text{TLM}}(\omega) = -\Re \left\{ \frac{S_{12}(\omega)}{S_{11}(\omega)} \right\} = -\Re \left\{ \frac{S_{12}^{hr} + \delta S_{12}(\omega)}{S_{11}^{hr} + \delta S_{11}(\omega)} \right\}, \quad (3.50)$$

y para la aproximación por LST

$$\nu_{21}^{\text{LST}}(\omega) = -\Re \left\{ \frac{S_{12}^{hr}}{S_{11}^{hr} + \delta S_{11}(\omega)} \right\}. \quad (3.51)$$

En la Figura 3.5b se muestra la variación de los coeficientes de Poisson ν_{21} para cada modelo en función de la frecuencia. En el régimen de altas frecuencias, la diferencia observada entre ambos modelos se debe únicamente a la presencia del δS_{12} , tal como puede verse al comparar los valores en el estado no relajado de los coeficientes de Poisson

$$\left(\nu_{21}^{\text{TLM}} \right)^u = -\frac{S_{12}^{hr} + \delta S_{12}^u}{S_{11}^{hr} + \delta S_{11}^u}, \quad (3.52)$$

y

$$\left(\nu_{21}^{\text{LST}} \right)^u = -\frac{S_{12}^{hr}}{S_{11}^{hr} + \delta S_{11}^u}. \quad (3.53)$$

Dado que δS_{12}^u puede despreciarse frente a S_{12}^{hr} , la diferencia entre ambos coeficientes de Poisson es muy pequeña. Ya que en este caso $\delta S_{11}^u = 1.55 \times 10^{-12}$ 1/Pa es mucho menor que el correspondiente a la matriz de «compliance» de la roca intacta S_{11}^{hr} , ambos coeficientes de Poisson se aproximan al valor de la roca intacta isótropa en este caso. Sin embargo, en el límite de bajas frecuencias la diferencia entre estos parámetros es significativa (Figura 3.5b). A pesar de que las expresiones en el estado relajado

$$\left(\nu_{21}^{\text{TLM}} \right)^r = -\frac{S_{12}^{hr} + \delta S_{12}^r}{S_{11}^{hr} + \delta S_{11}^r}, \quad (3.54)$$

y

$$\left(\nu_{21}^{\text{LST}}\right)^r = -\frac{S_{12}^{hr}}{S_{11}^{hr} + \delta S_{11}^r}, \quad (3.55)$$

son similares a las que se muestran en las ecuaciones (3.52) y (3.53), dado que δS_{12}^r es mayor que el correspondiente a la roca intacta S_{12}^{hr} , el coeficiente de Poisson anisótropo para el TLM es mayor que el que se obtiene con la aproximación por LST. Cuando la roca fracturada se somete a compresión uniaxial en la dirección perpendicular al plano de las fracturas, éstas tienden a cerrarse. Debido a que en el estado relajado gran parte del fluido en la fractura se inyecta en la roca, esta disminución de la apertura es máxima por efecto del flujo inducido y la elongación resultante en cualquier dirección perpendicular es significativa. Por consiguiente, es esperable que las deformaciones de la roca fracturada en las direcciones paralela y perpendicular a las fracturas estén acopladas. No es posible tener en cuenta esta situación con la aproximación por LST, ya que podemos observar que el coeficiente anisótropo de Poisson para este modelo es muy pequeño, lo que implica que la deformación paralela a las fracturas es prácticamente despreciable. La diferencia entre los valores correspondientes a los estados relajado y no relajado de ν_{21}^{LST} está controlada únicamente por la variación del coeficiente de «compliance» normal excedente δS_{11} con la frecuencia (Figura 3.2a). Por el contrario, vemos que el TLM captura el efecto de acople por flujo inducido ya que el comportamiento en función de la frecuencia de δS_{11} es compensado por la presencia del coeficiente δS_{12} . Esta compensación implica que $\left(\nu_{21}^{\text{TLM}}\right)^r \simeq \left(\nu_{21}^{\text{TLM}}\right)^u$. Dada la simetría del modelo estudiado, se pueden obtener de forma análoga los mismos resultados para una deformación paralela a las fracturas en la dirección del eje z .

3.3.3. Impacto en la respuesta sísmica efectiva

Los resultados obtenidos a través del análisis de sensibilidad de los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente permiten analizar cómo los efectos del flujo inducido por onda afectan a aquellos parámetros no contemplados por la aproximación por LST. Sin embargo, resta determinar cómo influye su presencia en el modelado de la respuesta sísmica efectiva anisótropa del medio fracturado. En esta sección estudiaremos dicha influencia mediante un análisis comparativo entre los modelos LST y TLM. Para ello consideraremos dos matrices de rigidez efectivas distintas para representar a un medio poroso con fracturas paralelas verticales: una matriz $\mathbf{C}(\omega)$ correspondiente al TLM y una matriz $\tilde{\mathbf{C}}(\omega)$ basada en la aproximación por LST. La primera se obtendrá utilizando la ecuación (3.25), que incluye de forma natural a todos los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente del TLM. La segunda matriz se calculará mediante la inversión de la matriz de «compliance» efectiva $\tilde{\mathbf{S}}(\omega)$, la cual está dada por

$$\tilde{\mathbf{C}}(\omega) = [\tilde{\mathbf{S}}(\omega)]^{-1} = [\mathbf{S}^{hr} + \delta\tilde{\mathbf{S}}(\omega)]^{-1}, \quad (3.56)$$

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

donde la matriz de «compliance» excedente $\delta\tilde{\mathbf{S}}(\omega)$ tendrá la misma estructura que la correspondiente a la ecuación (1.15), reemplazando η_N por la expresión para $\delta S_{11}(\omega)$ dada por la ecuación (3.31), y a η_T por la expresión para δS_{55} dada por la ecuación (3.38). Como hemos mencionado en el Capítulo 1, a partir de la expresión de las matrices de rigidez efectivas de un medio viscoelástico es posible determinar atributos de suma utilidad para el estudio de la respuesta sísmica del medio, como la velocidad de fase y la atenuación para los distintos modos de propagación. A continuación los obtendremos para los dos modelos considerados y analizaremos de forma cualitativa y cuantitativa la diferencia entre ambos.

Velocidades de fase de ondas P y SV

Comenzaremos este estudio analizando el comportamiento de las velocidades de fase para los modos fundamentales de propagación en medios TI. Los mismos son denominados cuasi-longitudinal (P), cuasi-transversal (SV) y de corte puro (SH) y son dependientes de la frecuencia y el ángulo de incidencia θ , siendo este último el ángulo entre la dirección de propagación de la onda y el eje de simetría del medio, dado en la dirección x , como puede observarse en la Figura 3.1. Las velocidades de fase correspondientes al TLM pueden ser obtenidas a través de los coeficientes complejos y dependientes de la frecuencia de la matriz de rigidez efectiva $\mathbf{C}(\omega)$. Dado que nuestro interés yace en estudiar efectos de difusión de la presión del fluido poral, y considerando que las ondas SH no se ven afectadas por este mecanismo (Barbosa *et al.*, 2017), restringiremos nuestro análisis a la propagación de ondas P y SV en el plano $x-z$. Para ello vamos a calcular, en primera instancia, la velocidad de fase compleja equivalente asociada a cada modo con las expresiones dadas por (Krzikalla y Müller, 2011)

$$v_P^2(\omega, \theta) = \frac{C_{22}(\omega) \sin^2 \theta + C_{11}(\omega) \cos^2 \theta + C_{55} + \sqrt{C^*(\omega, \theta)}}{2 \langle \rho \rangle}, \quad (3.57)$$

$$v_{SV}^2(\omega, \theta) = \frac{C_{22}(\omega) \sin^2 \theta + C_{11}(\omega) \cos^2 \theta + C_{55} - \sqrt{C^*(\omega, \theta)}}{2 \langle \rho \rangle}, \quad (3.58)$$

donde $\langle \rho \rangle = h_{hr} \rho_b^{hr} + h_f \rho_b^f$ es la densidad volumétrica promedio del medio fracturado, y $\rho_b^{hr} = \phi_{hr} \rho_f^{hr} + (1 - \phi_{hr}) \rho_s$ y $\rho_b^f = \phi_f \rho_f^f + (1 - \phi_f) \rho_s$ las densidades volumétricas de la roca intacta y de las fracturas, respectivamente. La cantidad C^* está dada por

$$C^*(\omega, \theta) = \left\{ [C_{22}(\omega) - C_{55}] \sin^2 \theta - [C_{11}(\omega) - C_{55}] \cos^2 \theta \right\}^2 + [C_{12}(\omega) + C_{55}]^2 \sin^2 2\theta. \quad (3.59)$$

Luego obtendremos las velocidades de fase de cada modo de propagación en función de su velocidad compleja equivalente

$$\frac{1}{V_m(\omega, \theta)} = \Re \left\{ \frac{1}{v_m(\omega, \theta)} \right\}, \quad (3.60)$$

donde el subíndice m indica si se trata de ondas P o SV. Las velocidades de fase $\tilde{V}_P(\omega, \theta)$ y $\tilde{V}_{SV}(\omega, \theta)$ correspondientes a la aproximación por LST serán calculadas utilizando las expresiones dadas por (3.57) - (3.60) con los coeficientes de la matriz de rigidez efectiva dependiente de la frecuencia $\tilde{\mathbf{C}}(\omega)$. De forma tal de cuantificar el análisis comparativo entre ambos modelos, introduciremos para cada modo de propagación la cantidad

$$\Delta V_m(\omega, \theta) = \frac{|V_m(\omega, \theta) - \tilde{V}_m(\omega, \theta)|}{V_m(\omega, \theta)} \times 100 \%, \quad (3.61)$$

para diferentes combinaciones de las propiedades de la roca intacta ϕ_{hr} y K_m^{hr} y luego determinaremos su máximo para una dada frecuencia ω en función del ángulo de incidencia

$$\Delta V_m^{\max}(\omega) = \max_{0 \leq \theta \leq \pi/2} \Delta V_m(\omega, \theta). \quad (3.62)$$

La Figura 3.6a muestra las máximas diferencias relativas entre el TLM y la aproximación por LST obtenidas según la ecuación (3.62) para una onda P en el estado relajado, en función de la porosidad y módulo volumétrico de la matriz seca de la roca intacta. Podemos observar que las diferencias entre ambos modelos pueden ser significativas, alcanzando valores del 12% para materiales relativamente poco consolidados. Por otra parte, la Figura 3.6b muestra los valores del ángulo de incidencia para los cuales se obtuvieron las máximas diferencias en función de las propiedades de la roca intacta. Allí vemos que las discrepancias mencionadas previamente tienen lugar para valores del ángulo de incidencia entre 25° a 35°. Cuando una onda sísmica compresional se propaga de forma oblicua al plano de las fracturas, el campo de tensiones que genera posee componentes tanto en la dirección normal como paralela a dicho plano. Si todos los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente del TLM son tenidos en cuenta, la componente de la tensión en la dirección paralela producirá deformación de las fracturas por flujo inducido en la dirección perpendicular. Este proceso físico adquiere particular relevancia para rocas relativamente poco consolidadas ya que los coeficientes de «compliance» excedentes se vuelven significativos para este tipo de materiales, como se muestra en la Figura (3.3). El resultado es que las velocidades de fase estimadas con el TLM son diferentes a las calculadas mediante la aproximación por LST. A modo de ejemplo, para una roca intacta compuesta por una arenisca Berea típica ($\phi_{hr}=0.191$, $K_m^{hr}=14.2$ GPa), la máxima diferencia relativa entre ambos modelos es $\simeq 8\%$. Este resultado indica que la presencia de los coeficientes adicionales de la matriz de «compliance» excedente del TLM posee un impacto no despreciable en la estimación de las velocidades de fase de las ondas P propagándose de forma oblicua en el límite de bajas frecuencias. Un resultado similar se obtiene para las velocidades de onda transversales, como se observa en la Figura (3.7). Las máximas diferencias relativas tienen menor magnitud que las correspondientes al caso de ondas P, y se encuentran para ángulos de incidencia mayores.

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

	ϕ_{hr}	K_m^{hr} [GPa]
Arenisca 1 (Travis Peak)	0.08	18
Arenisca 2 (Chugwater)	0.11	15.2
Arenisca 3 (Green River)	0.117	22.2
Arenisca 4 (Cabinda)	0.124	18.2
Arenisca 5 (Tensleep)	0.152	17.8
Arenisca 6 (Berea)	0.191	14.2
Arenisca 7 (Gulf Coast)	0.217	12.7

Tabla 3.1. Porosidades y módulos volumétricos de areniscas secas documentados en la literatura (Gibiansky y Torquato, 1998).

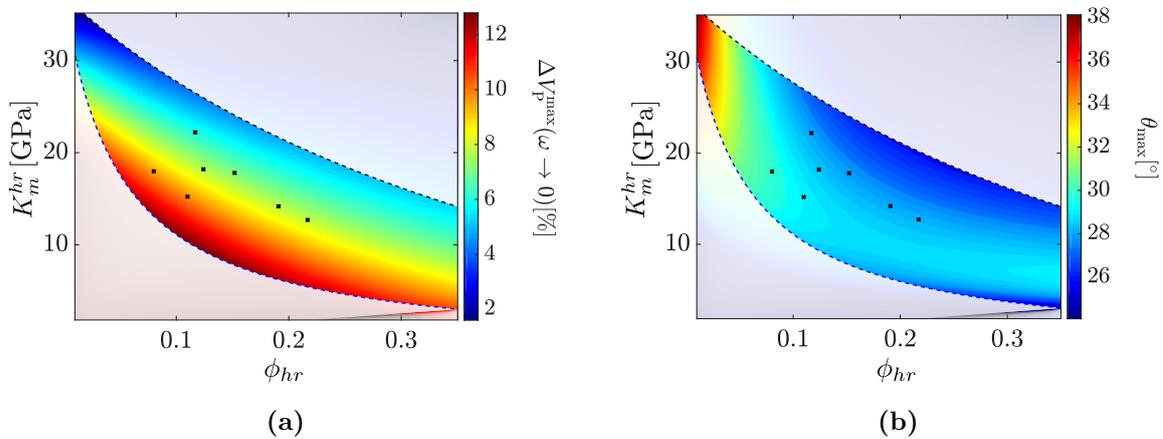


Figura 3.6. (a) Máximo de $\Delta V_P(\theta)$ para el límite de bajas frecuencias. (b) Ángulo de incidencia θ_{\max} donde ΔV_P alcanza su máximo. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.

En la Figura (3.8) vemos que para una frecuencia típica en la sísmica de exploración $f_s=30$ Hz, las discrepancias en la velocidad de onda P entre ambos modelos son menores que las correspondientes al límite de bajas frecuencias, aunque presentan un comportamiento similar con respecto a las propiedades poroelásticas de la roca intacta. Este resultado es esperable debido a que los coeficientes de la matriz de «compliance» excelente del TLM alcanzan sus valores máximos (en valor absoluto) en el estado relajado. Además, como se ha mencionado anteriormente, la aproximación por LST aumenta su precisión a mayores frecuencias y, por lo tanto, se puede prever que la discrepancia en las velocidades obtenidas con cada modelo disminuyan con la frecuencia. Sin embargo, observamos que para el rango de frecuencias sísmicas estas diferencias siguen siendo apreciables y, por consiguiente, es necesario contar con todos los coeficientes de la ma-

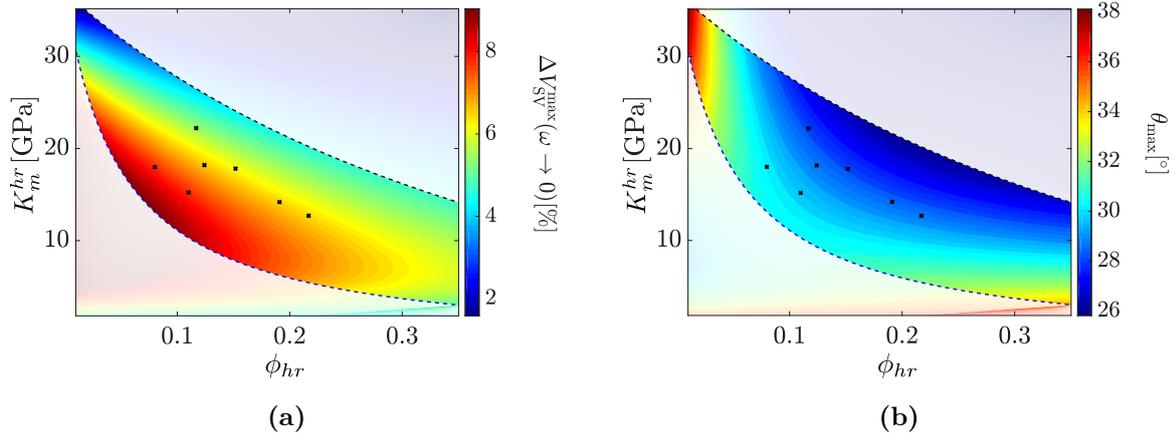


Figura 3.7. (a) Máximo de $\Delta V_{SV}(\theta)$ para el caso relajado. (b) Ángulo de incidencia θ_{\max} donde ΔV_{SV} alcanza su máximo. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.

triz de «compliance» excedente del TLM para describir de forma completa la respuesta anisótropa efectiva de medio fracturado considerado.

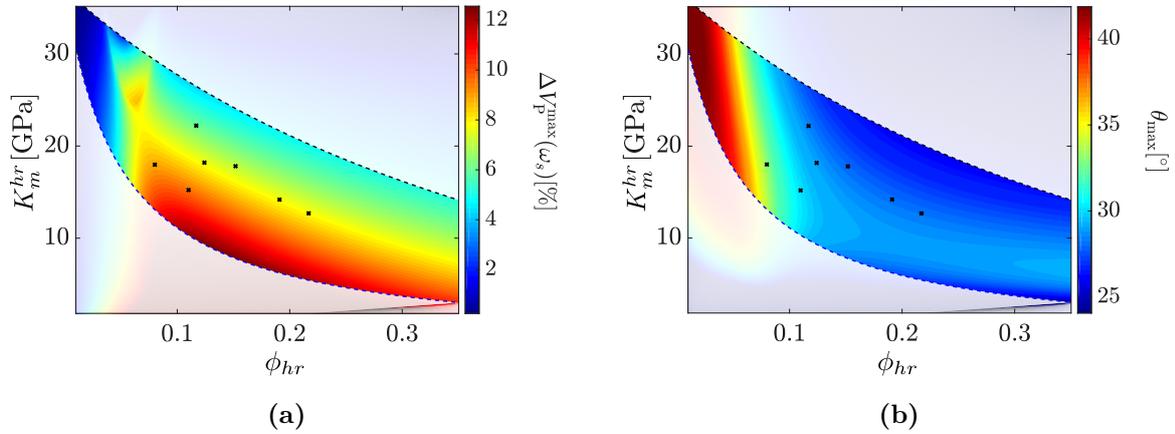


Figura 3.8. (a) Máximo de $\Delta V_P(\theta)$ para la frecuencia $f_s=30\text{Hz}$. (b) Ángulo de incidencia θ_{\max} donde ΔV_P alcanza su máximo. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.

Atenuación sísmica de ondas P y SV

Como se ha mencionado a lo largo de esta Tesis, el flujo inducido entre las fracturas y la roca circundante en respuesta al paso de una onda sísmica puede estar acompañado

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

de pérdida de energía de la onda y, por lo tanto, atenuación de su amplitud. Dado que este proceso contiene información relevante acerca de las propiedades mecánicas e hidráulicas del medio, resulta de sumo interés contar con una forma de cuantificarlo. Para ello se emplea el inverso del *factor de calidad* Q^{-1} , una cantidad adimensional expresada en términos del cociente entre la potencia disipada promedio en un ciclo de propagación de la onda y la energía elástica almacenada en el medio durante el mismo ciclo (Udías y Buforn, 2018). Como también hemos mencionado, para un medio viscoelástico es posible obtenerla en función de los coeficientes complejos dependientes de la frecuencia de la matriz de rigidez del medio. De igual manera que para el análisis de las velocidades de fase, estudiaremos el impacto de los coeficientes de la matriz de «compliance» excedente en la atenuación sísmica mediante el cálculo de la inversa de los factores de calidad Q_m^{-1} y \tilde{Q}_m^{-1} con $m=P, SV$ correspondientes al TLM y la aproximación por LST, respectivamente, en función de la frecuencia ω y el ángulo de incidencia θ (Krzikalla y Müller, 2011)

$$Q_m^{-1}(\omega, \theta) = \frac{\Im \{v_m^2(\omega, \theta)\}}{\Re \{v_m^2(\omega, \theta)\}}, \quad (3.63)$$

$$\tilde{Q}_m^{-1}(\omega, \theta) = \frac{\Im \{\tilde{v}_m^2(\omega, \theta)\}}{\Re \{\tilde{v}_m^2(\omega, \theta)\}}. \quad (3.64)$$

Para cuantificar las discrepancias entre la inversa de los factores de calidad para cada modelo, calcularemos la diferencia relativa ΔQ_m^{-1} como

$$\Delta Q_m^{-1}(\theta) = \frac{\max_{\omega} \{\tilde{Q}_m^{-1}(\omega, \theta)\} - \max_{\omega} \{Q_m^{-1}(\omega, \theta)\}}{\max_{\omega} \{Q_m^{-1}(\omega, \theta)\}}. \quad (3.65)$$

Es importante notar que en el cálculo de la ecuación (3.65), la inversa de los factores de calidad Q_P^{-1} y \tilde{Q}_P^{-1} son obtenidas en las frecuencias donde alcanzan sus correspondientes máximos ω_c y $\tilde{\omega}_c$, respectivamente, dado que hemos verificado previamente que la diferencia entre estas frecuencias es pequeña.

La Figura 3.9 muestra para el caso de incidencia normal ($\theta=0^\circ$) el máximo de la inversa de los factores de calidad de onda P para cada modelo y la diferencia relativa entre ambos, en función de las propiedades poroelásticas de la roca intacta. Comparando las Figuras 3.9a y 3.9b podemos observar que en ambos modelos la amplitud del máximo de atenuación disminuye a medida que la consolidación de la roca intacta decrece. Esta disminución es debida a que una roca porosa bien consolidada que contiene fracturas exhibe un mayor contraste mecánico entre éstas y la roca intacta que en el caso de una roca de menor consolidación. Por lo tanto, los gradientes de la presión del fluido inducidos por el paso de una onda sísmica y la consecuente disipación de la energía por flujo inducido son mayores para rocas de mayor consolidación. Si comparamos entre sí los resultados obtenidos con cada modelo, podemos ver que los niveles de atenuación para el TLM son significativamente menores que los correspondientes a la

aproximación por LST. A su vez, esta diferencia aumenta a medida que la consolidación de la roca intacta disminuye, alcanzando valores hasta el 80 % para el caso límite de una roca muy poco consolidada y con alta porosidad (Figura 3.9c). Sin embargo, para la mayoría de los valores de propiedades de la roca intacta considerados, la diferencia relativa llega a 40 %, que es un valor apreciable. Las diferencias entre ambos modelos se explican por la presencia de los coeficientes de «compliance» adicionales del TLM, ya que a menor grado de consolidación, mayores son estos coeficientes mientras que la «compliance» normal que añaden las fracturas es menos significativa (Figura. 3.4). Cuando estos coeficientes adicionales no son tenidos en cuenta, se incrementa la deformación adicional debida a la presencia de las fracturas en la dirección normal a las mismas y, por consiguiente, aumenta el valor de la atenuación máxima para la roca fracturada. Es interesante notar que estos coeficientes adicionales influyen la respuesta sísmica efectiva del medio fracturado inclusive para la incidencia normal de una onda P. Esto puede ser explicado si se tiene en cuenta el análisis del coeficiente de Poisson anisótropo ν_{21} en la Sección 3.3.2. Allí mostramos que los coeficientes de «compliance» adicionales del TLM tienen en cuenta el efecto por flujo inducido en el acople entre las deformaciones normal y paralelas a las fracturas cuando la roca es sometida a un esfuerzo únicamente en la dirección perpendicular al plano de las fracturas.

En el caso de incidencia oblicua ($\theta=25^\circ$) de onda P, la amplitud de los máximos de atenuación en ambos modelos exhibe un comportamiento similar al recién observado para incidencia normal, con la diferencia de que las magnitudes son menores (Figura 3.10). Esta disminución de la amplitud es esperable, dado que en el caso de incidencia normal no existen componentes compresionales del campo de tensiones en la dirección paralela a las fracturas que tiendan a abrirlas y contrarrestar a las componentes normales. A pesar de ello, las diferencias relativas entre ambos modelos son mayores para el caso de incidencia oblicua, como puede observarse al comparar las Figuras 3.9c y 3.10c. De hecho, en este caso las diferencias relativas alcanzan valores $\sim 50\%$ para la mayoría de los valores considerados para las propiedades de la roca intacta, aunque pueden llegar a $\sim 90\%$ para el caso límite de areniscas de muy baja consolidación y alta porosidad. De manera contraria al caso de incidencia normal, el campo de tensiones inducido por una onda P propagándose de forma oblicua a las fracturas posee componentes en la dirección paralela al plano de las fracturas. En este escenario, dado que la aproximación por LST no es capaz de modelar el acople entre deformaciones ortogonales de la roca fracturada debido al flujo inducido por onda, la deformación en la dirección normal a las fracturas y, por lo tanto, los gradientes de la presión del fluido y la disipación de energía son sobrestimados con este modelo.

Finalmente, para un ángulo de incidencia $\theta=25^\circ$ las amplitudes de la máxima atenuación para una onda transversal en ambos modelos son significativamente menores que las correspondientes a una onda compresional, lo cual es esperable para un ángulo de incidencia relativamente bajo (Figura 3.11). A pesar de que las diferencias relativas

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

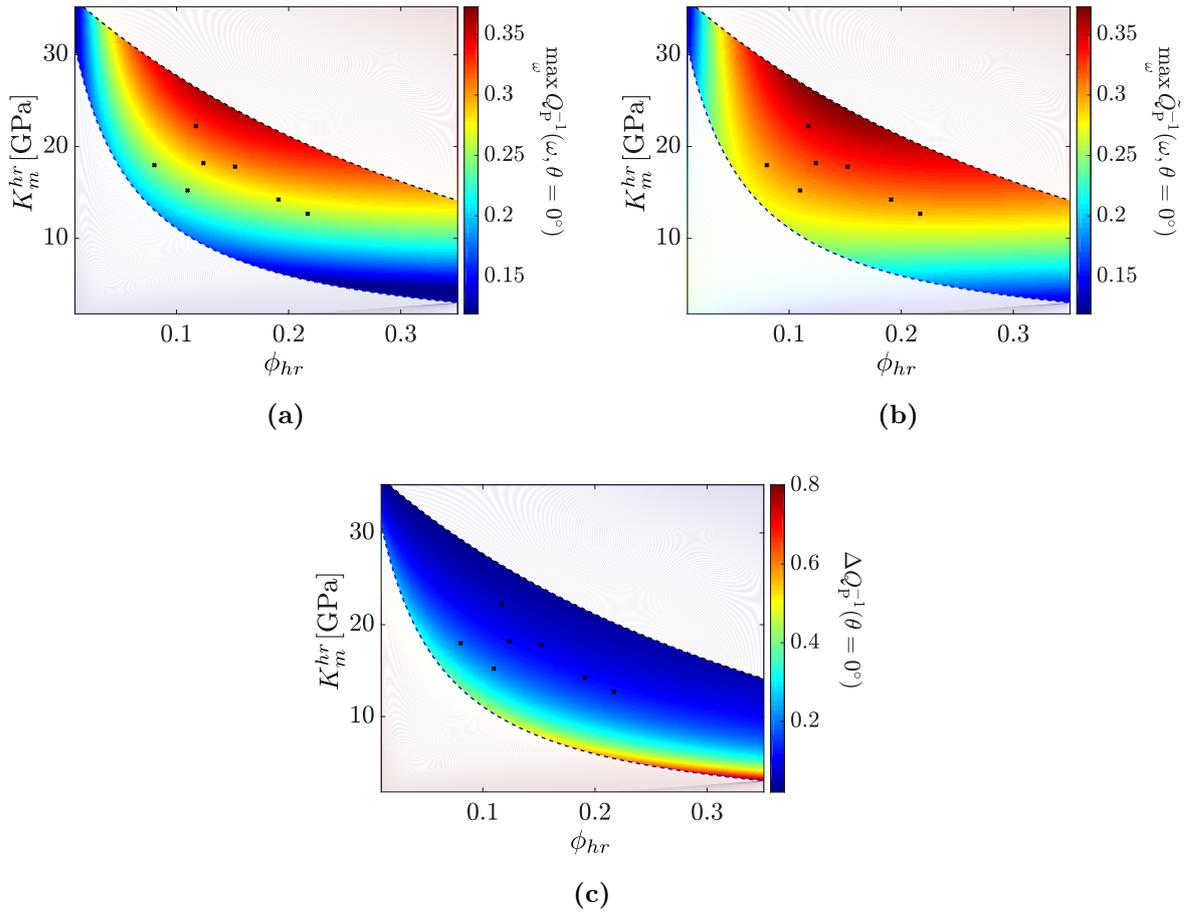


Figura 3.9. Máximo de la inversa del factor de calidad de onda (a) Q_p^{-1} y (b) \tilde{Q}_p^{-1} en el caso de incidencia normal a las fracturas ($\theta = 0^\circ$) para el TLM y la aproximación por LST, respectivamente. (c) Diferencia relativa entre ambos modelos. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.

entre ambos modelos siguen alcanzando valores $\sim 90\%$ para areniscas relativamente poco consolidadas y de baja porosidad, de forma contraria a lo sucedido con la onda compresional, la aproximación por LST exhibe valores de atenuación menores que los del TLM (Figura 3.11c). Este comportamiento puede ser explicado de la siguiente manera. Para incidencia oblicua, el campo de tensiones inducido por una onda SV posee componentes paralelas a las fracturas orientadas de forma opuesta a las correspondientes a una onda P. Por lo tanto, las deformaciones resultantes en las direcciones normal y paralela a las fracturas en el caso de una onda SV tienen signos opuestos, mientras que para una onda P tienen el mismo. Dado que la aproximación por LST no puede modelar el acople entre deformaciones ortogonales de la roca fracturada debido

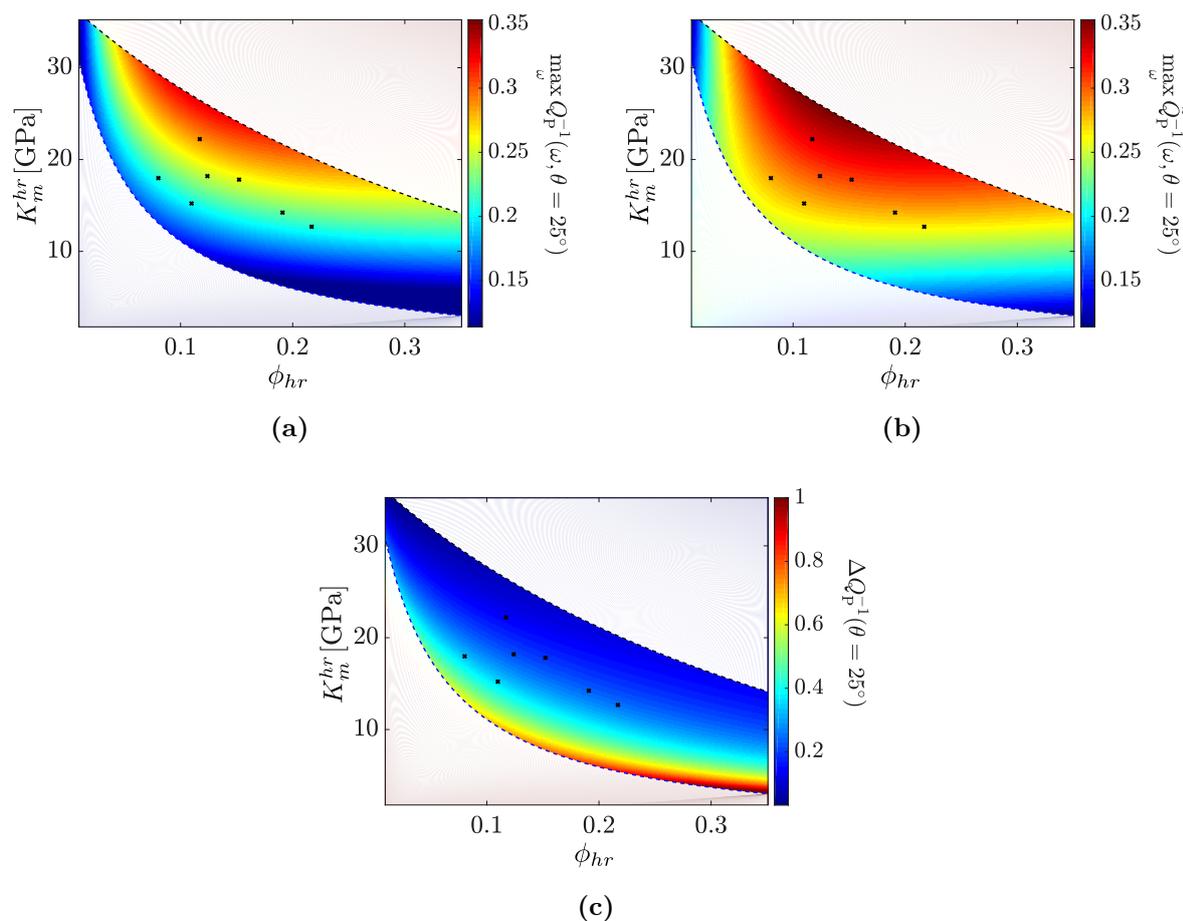


Figura 3.10. Máximo de la inversa del factor de calidad de onda P (a) Q_P^{-1} y (b) \tilde{Q}_P^{-1} para el caso de incidencia oblicua $\theta=25^\circ$ para el TLM y la aproximación por LST, respectivamente. (c) Diferencia relativa entre ambos modelos. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.

al flujo inducido por onda, la deformación en la dirección perpendicular a las fracturas y, por consiguiente, los gradientes de la presión del fluido y la energía disipada son subestimados con esta aproximación.

3.4. Discusión de los resultados y conclusiones

En el presente Capítulo utilizamos nuevamente la representación poroelástica descrita en la Sección 2.2.6 para el modelado de un medio poroso saturado que contiene un conjunto de fracturas planas paralelas, de espesor finito y distribuidas de forma regular, y derivamos analíticamente las expresiones para los coeficientes de la matriz

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

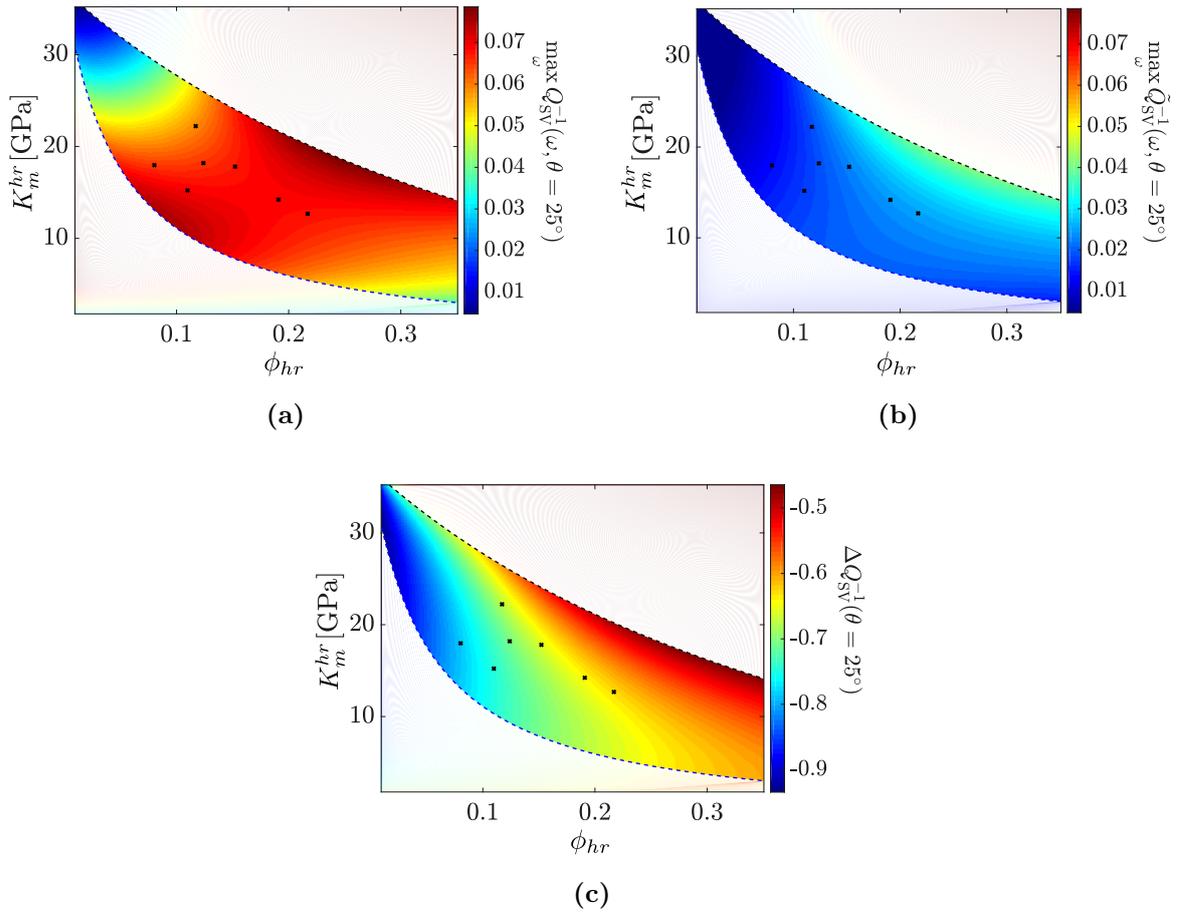


Figura 3.11. Máximo de la inversa del factor de calidad de onda SV (a) Q_{SV}^{-1} y (b) \tilde{Q}_{SV}^{-1} para el caso de incidencia oblicua $\theta=25^\circ$ para el TLM y la aproximación por LST, respectivamente. (c) Diferencia relativa entre ambos modelos. Las líneas punteadas superior e inferior fueron calculadas de acuerdo a la ecuación (3.43) para areniscas muy y poco consolidadas, respectivamente. Los puntos negros corresponden a valores de porosidad y módulo volumétrico de varias areniscas secas, detallados en la Tabla 3.1.

de «compliance» excedente que introduce la presencia de las fracturas en el medio. Al comparar la estructura de esta matriz con la correspondiente a la aproximación por LST dada por la ecuación (1.15), observamos la presencia de algunos coeficientes que no eran contemplados por esta aproximación. A través de un análisis detallado de las expresiones para estos coeficientes adicionales pudimos determinar que, a causa del flujo inducido entre las fracturas y la roca intacta como respuesta del medio fracturado al paso de una onda sísmica, dichos coeficientes podían ser significativos. Por este motivo, analizamos su impacto en el cálculo de la atenuación sísmica y las velocidades de fase para los distintos modos de propagación en medios anisótropos efectivos. Este análisis fue realizado para distintas frecuencias y ángulos de propagación, en función

de las propiedades de la roca intacta. Lo que pudimos observar es que en el límite de bajas frecuencias existen discrepancias apreciables de hasta $\sim 12\%$ y $\sim 9\%$ en la velocidad de ondas P y SV, respectivamente, para rocas relativamente poco consolidadas, en las cuales los coeficientes adicionales son significativos. Además, estos máximos en la diferencia relativa entre los modelos se obtienen para ángulos de incidencia entre $\sim 25^\circ$ y $\sim 36^\circ$, destacando cómo afectan las «compliance» excedentes adicionales a la respuesta anisótropa del medio. Los resultados son más significativos cuando se estudia la atenuación, llegando a discrepancias entre $\sim 40\%$ y $\sim 50\%$ para incidencia normal y oblicua de onda P, respectivamente.

Uno de los motivos para la elección de los parámetros utilizados en el análisis realizado es que controlan la mayor parte del proceso disipativo por flujo inducido entre las fracturas y la roca intacta. El otro motivo es que, por la forma en la que fueron seleccionados, permitieron cubrir un gran rango de valores para otro parámetro de interés en la caracterización de medios fracturados, denominado debilidad² de las fracturas (Bakulin *et al.*, 2000). Este parámetro provee información acerca de la diferencia de rigidez relativa entre las fracturas y la roca intacta y, por lo tanto, de las características de la roca fracturada en su totalidad. Además, las propiedades físicas y geométricas del modelo fueron elegidas de forma tal que la aproximación por LST se mantenga dentro de su rango de validez, es decir, que la fracción del medio correspondiente a las fracturas h_c es del orden de 10^{-3} y los módulos K_m^f y μ_f satisfacen $K_m^f/K_s = O(h_f)$ y $\mu_f/K_s = O(h_f)$ (Brajanovski *et al.*, 2005). Sin embargo, la derivación analítica presentada permite también estudiar el impacto que generan las variaciones de las propiedades de las fracturas y el tipo de fluido saturante. Además, dado que el modelo se sustenta en el cálculo de los promedios poroelásticos de Backus, podemos considerar, por ejemplo, un fluido para las fracturas y otro diferente para la roca intacta. Si incrementáramos la proporción de fracturas en el medio o redujéramos los módulos elásticos de la matriz seca del material que las compone, disminuyendo su rigidez, los efectos por flujo inducido por onda y, por consiguiente, la diferencia relativa en la respuesta que se obtendría con el TLM y la aproximación por LST aumentarían. Un resultado opuesto obtendríamos en el caso de modificar los parámetros de las fracturas de forma tal de aumentar su rigidez. Con respecto a las propiedades del fluido poral, Kong *et al.* (2017) mostraron que, cuando las fracturas están saturadas con un fluido muy compresible, como el gas, y la roca intacta estuviese saturada completamente por agua, la atenuación sísmica también podría ser significativa. A pesar de que la derivación analítica presentada en este Capítulo podría ser usada para estudiar las diferencias en este contexto entre el modelado con y sin la aproximación por LST, el correspondiente análisis escapa a la presente Tesis y será objeto de estudio en trabajos futuros.

Si bien el análisis de la respuesta sísmica se focalizó en el cálculo de las velocidades de fase y la atenuación sísmica como atributos representativos, examinamos otros

²Del inglés «fracture weakness».

3. Efectos poroelásticos en la respuesta sísmica anisótropa de rocas porosas con fracturas planas paralelas

indicadores útiles para el estudio de la anisotropía del medio, como los parámetros de Thomsen ϵ y δ (Thomsen, 1986). En este caso encontramos que, para ambos parámetros en el estado relajado, las diferencias relativas entre el TLM y la aproximación por LST pueden alcanzar valores de hasta 50 %, lo que indica que los coeficientes adicionales estudiados pueden jugar un rol destacado en el cómputo de la anisotropía general de las rocas fracturadas. Sin embargo, estos resultados no se muestran por motivos de brevedad y dado que, en el contexto de esta Tesis, no contribuyen a una mayor comprensión de cómo los efectos del flujo inducido por onda afectan el grado de precisión de la aproximación por LST.

Los resultados expuestos en este Capítulo pueden tener implicancias relevantes en la práctica. Varios estudios recientes han tratado de caracterizar medios con conjuntos de fracturas verticales alineadas a través de la medición del comportamiento anisótropo de las velocidades y la atenuación sísmica obtenidas de datos sísmicos de superficie (Verdon *et al.*, 2009; Vizuet y Davis, 2017; Chen e Innanen, 2018). En los mismos, la respuesta anisótropa efectiva del reservorio fracturado está basada en la aproximación por LST y, para tener en consideración efectos de flujo inducido por onda, los valores de «compliance» de las fracturas reales de la expresión clásica de la LST son reemplazados con valores complejos dependientes de la frecuencia (Bakulin *et al.*, 2000; Chichinina *et al.*, 2006; Guo *et al.*, 2018). Sin embargo, nuestros resultados indican que estas aproximaciones ignoran los efectos por flujo inducido en el acople entre deformaciones ortogonales del medio fracturado lo cual, a su vez, puede llevar a una incorrecta estimación de las firmas sísmicas del medio. La evaluación completa de la respuesta anisótropa efectiva de una roca porosa saturada con fluidos que contiene fracturas alineadas de espesor finito depende considerablemente de los coeficientes de «compliance» adicionales que están presentes en el TLM. Por lo tanto, se debe tener cuidado al momento de utilizar la aproximación por LST para modelar esta respuesta, ya que sus limitaciones inherentes para representar efectos anisótropos por el flujo inducido por onda puede llevar a una caracterización incorrecta del reservorio fracturado de interés.

Capítulo 4

Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

Los efectos del flujo inducido por onda en medios fracturados han sido usualmente estudiados teniendo en cuenta que la roca circundante a las fracturas es un medio homogéneo. Sin embargo, existe evidencia que indica que las fracturas suelen estar rodeadas por zonas de fracturamiento de menor escala que afectan a las propiedades del material, llamadas zonas de daño. Estos cambios en las propiedades de la roca pueden ser relevantes a la hora de estudiar el flujo inducido, principalmente en aquellas que se caracterizan por bajos valores de permeabilidad intrínseca, ya que las zonas de daño pueden favorecer el intercambio de la presión de fluido poral entre las fracturas de mesoescala y su entorno. A pesar de esto, existen muy pocos trabajos en la literatura que estudien este problema. En el presente Capítulo introduciremos un modelo para la representación de las zonas de daño que combina las principales características mecánicas e hidráulicas observadas para estas regiones en trabajos de campo y laboratorio. Luego el modelo será incluido en un procedimiento numérico para obtener la atenuación sísmica y la dispersión de velocidades de un medio con fracturas de mesoescala rodeadas por zonas de daño para así estudiar cómo impacta la presencia de estas regiones en la respuesta sísmica efectiva. Finalmente, en base a los resultados obtenidos propondremos un desarrollo analítico para el estudio del flujo inducido en medios con variaciones locales continuas de la permeabilidad en el entorno de las fracturas, el cual constituye una extensión del modelo clásico de White *et al.* (1975) para medios laminares. Los resultados sugieren que la presencia de zonas de daño introduce modificaciones apreciables en la respuesta sísmica del medio, las cuales pueden ser de utilidad para la detección en el rango de las frecuencias sísmicas de conjuntos de fracturas planas paralelas de mesoescala en medios de baja permeabilidad.

4.1. Introducción

En los Capítulos 2 y 3 de la presente Tesis hemos explorado los efectos del flujo inducido por onda entre las fracturas y la roca circundante en la respuesta sísmica anisótropa efectiva de medios porosos que contienen conjuntos de fracturas planas y paralelas. Normalmente este mecanismo se manifiesta en el rango de frecuencias de la sísmica de exploración para fracturas de mesoescala en rocas con valores de permeabilidad relativamente apreciables. Esto se debe a que la frecuencia a la cual se produce el máximo de atenuación sísmica y la dispersión de velocidades por flujo inducido es directamente proporcional a la permeabilidad de la roca que rodea a las fracturas (Müller *et al.*, 2010). No obstante, el estudio y la caracterización de los sistemas de fracturas abiertas de mesoescala adquieren particular interés cuando las rocas involucradas poseen permeabilidades muy bajas, o incluso despreciables, como es el caso de los sistemas hidrotermales o los reservorios no convencionales de hidrocarburos. Esto se debe a que las fracturas constituyen los únicos caminos eficientes de circulación para los fluidos subterráneos en dichos sistemas (Nelson, 2001). En este contexto, los efectos de flujo inducido por onda entre las fracturas y su entorno no son tenidos en cuenta, ya que la baja permeabilidad de la roca genera que no puedan ser observados en el rango de la sísmica de exploración (Rubino *et al.*, 2014a; Grab *et al.*, 2017). Esto se debe principalmente a que los modelos usualmente empleados en medios fracturados suponen que las fracturas se encuentran rodeadas por rocas homogéneas (Chapman, 2003; Brajanovski *et al.*, 2005; Gurevich *et al.*, 2009; Rubino *et al.*, 2013b). Sin embargo, las fracturas suelen exhibir regiones de intenso fracturamiento de menor escala a su alrededor, llamadas *zonas de daño* (Caine *et al.*, 1996). Por un lado, a escala de campo las fallas usualmente consisten en una región de muy baja permeabilidad compuesta por rocas de grano muy fino, llamada núcleo, rodeada por una zona de daño con fracturas de microescala que contribuyen a la permeabilidad de la roca intacta y fracturas de mesoescala de diversos tipos que pueden incrementar la permeabilidad del sistema de falla en su conjunto (Faulkner *et al.*, 2011; Mitchell y Faulkner, 2009; Bense *et al.*, 2016; Brogi, 2011; Bonnet *et al.*, 2001). A su vez, estas fracturas de mesoescala pueden presentar a su alrededor una elevada concentración de microfracturas cuya densidad supera a la correspondiente a la roca (Mitchell y Faulkner, 2012). Por otro lado, a escala de laboratorio en rocas graníticas se identifica la presencia de un elevado número de microfracturas cerca de las paredes y terminaciones de fracturas de mesoescala, especialmente formadas por procesos de cizalla (Moore y Lockner, 1995; Zoback y Byerlee, 1975; Zang *et al.*, 2000; Janssen *et al.*, 2001). Una característica común a todos estos trabajos es que la densidad de microfracturas presenta un decaimiento exponencial con la distancia perpendicular a la fractura principal o falla (Mitchell y Faulkner, 2012). Esta densidad de microfracturas variable en el entorno de las fracturas modifica a las propiedades elásticas y mecánicas de la roca circundante y, por lo tanto, es factible

que afecte al flujo oscilatorio entre esta región y las fracturas que se produce en respuesta al paso de una onda sísmica. En efecto, al estar estas variaciones íntimamente relacionadas a la permeabilidad de la roca (Mitchell y Faulkner, 2012), es esperable que cambie no solamente la cantidad de energía disipada en el proceso, sino también el rango de frecuencias en donde este mecanismo tiene lugar en medios porosos de muy baja permeabilidad. A pesar de esto, si bien se cuenta en la actualidad con estudios sobre flujo inducido por onda en medios heterogéneos (Müller y Rothert, 2006; Rubino *et al.*, 2013b), existen muy pocos trabajos que combinen estos efectos con medios fracturados (p.ej., Martínez y Santos, 2017) y menos aún relacionados particularmente a zonas de daño. Vinculado a esta temática específica, recientemente Sotelo *et al.* (2020) presentaron un análisis sobre el efecto de la difusión de la presión en la reflectividad y el valor de «compliance» normal de una única fractura rodeada por una zona de daño representada a través de un medio poroelástico laminar.

En este Capítulo estudiaremos los efectos que introduce la presencia de zonas de daño alrededor de fracturas de mesoescala en la respuesta sísmica efectiva de un medio de baja permeabilidad con fracturas planas paralelas. Con este objetivo, primero introduciremos un modelo de zona de daño en el cual las fracturas de mesoescala y la roca circundante serán representadas como capas poroelásticas. Por un lado, las fracturas serán nuevamente modeladas siguiendo la representación dada en la sección 2.2.6. Por el otro lado, el medio en donde se encuentran las fracturas será representado a través de un material sólido con microfracturas, las cuales serán responsables de la porosidad y permeabilidad de la roca. Las propiedades poroelásticas e hidráulicas efectivas de este material serán obtenidas localmente mediante teorías de medio efectivo considerando a las microfracturas como inclusiones de microescala, justificándose su validez en el gran contraste de escalas que poseen con las fracturas mesoscópicas. El parámetro que caracterizará a estas propiedades será la densidad de microfracturas, lo cual nos permitirá incluir la presencia de zonas de daño a través de su variación espacial en el entorno de las fracturas. El medio fracturado resultante será sometido a ensayos oscilatorios de relajación numéricos, los cuales consisten en la resolución computacional combinada de las ecuaciones de consolidación de Biot y las relaciones constitutivas para medios poroelásticos, con condiciones de borde apropiadas. Este procedimiento permitirá obtener la atenuación sísmica y la dispersión de velocidades del medio, las cuales serán analizadas para determinar cómo se ven afectadas por la presencia de zonas de daño. Asimismo incluiremos un procedimiento analítico novedoso para obtener la respuesta sísmica efectiva de estos sistemas basado en una simplificación del modelo de zona de daño propuesto.

4.2. Modelado de zonas de daño

En este Capítulo estudiaremos la respuesta sísmica de rocas con muy baja porosidad

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

y permeabilidad intrínsecas que contienen fracturas de mesoescala con zonas de daño a su alrededor. Para ello proponemos un modelo de fractura con zona de daño en el cual la roca circundante, a la cual llamaremos de aquí en adelante roca huésped, y las fracturas están representadas por capas poroelásticas, compuestas a nivel de grano mineral por el mismo material, el cual está caracterizado por un módulo volumétrico K_s y un módulo de corte μ_s . Las fracturas serán representadas de acuerdo a la conceptualización detallada en la sección 2.2.6, como se ha realizado a lo largo de esta Tesis. Como ya se ha mencionado, asumimos que el material de la roca huésped posee valores insignificantes de porosidad y permeabilidad intrínsecas. Sin embargo, la presencia de microfracturas a nivel de grano mineral le añade porosidad y permeabilidad secundarias bajas, pero apreciables. Dado que las microfracturas poseen tamaños que se encuentran varios órdenes de magnitud por debajo del rango de aperturas de las fracturas de mesoescala (Guéguen y Kachanov, 2011; Griffiths *et al.*, 2017), las propiedades poroelásticas e hidráulicas de la roca huésped podrán ser determinadas localmente mediante el empleo de teorías de medio efectivo. Teniendo en cuenta que nuestro estudio está enfocado en efectos de mesoescala, y buscando simplificar los desarrollos matemáticos, asumiremos que las microfracturas de la roca huésped están representadas por inclusiones esféricas distribuidas aleatoriamente. Si bien las propiedades efectivas de la roca pueden depender de una gran cantidad de parámetros geométricos microestructurales, consideraremos que pueden ser expresadas únicamente en función de la densidad de microfracturas Λ , un parámetro adimensional que da cuenta del número de microfracturas por unidad de volumen de la roca (Walsh, 1965; Guéguen y Kachanov, 2011). Para incluir la presencia de zonas de daño en torno de las fracturas de mesoescala en este modelo, dividiremos a la roca huésped en dos regiones, las cuales estarán caracterizadas por el comportamiento de la densidad de microfracturas en cada una de ellas (Figura 4.1). La primera corresponde a la región de la roca huésped por fuera de la zona de daño, la cual estará definida por un nivel de microfracturamiento de base y tendrá un valor de densidad de microfracturas constante Λ_{hr} . Sus propiedades poroelásticas e hidráulicas asociadas serán, como ya se ha utilizado previamente en Capítulos anteriores, los módulos volumétrico y de corte de la matriz seca K_m^{hr} y μ_{hr} , respectivamente, la porosidad ϕ_{hr} y la permeabilidad κ_{hr} . La segunda región corresponde a las zonas de daño alrededor de las fracturas mesoscópicas y estará caracterizada por una densidad de microfracturas Λ_{dz} que varía con la distancia perpendicular a la fractura z' . Consideraremos para esta variación espacial de la densidad de microfracturas el siguiente modelo, adaptado de Mitchell y Faulkner (2012)

$$\Lambda_{dz}(z') = \beta \Lambda_{hr} \exp\left(\frac{-\ln(\beta)z'}{L_{dz}}\right), \quad \beta > 1, \quad (4.1)$$

donde la densidad de microfracturas posee un máximo $\Lambda_m = \beta \Lambda_{hr}$ en la interfase entre la roca huésped y la fractura y luego decrece de forma exponencial a medida que nos alejamos de ésta última. El parámetro β es un factor de proporcionalidad

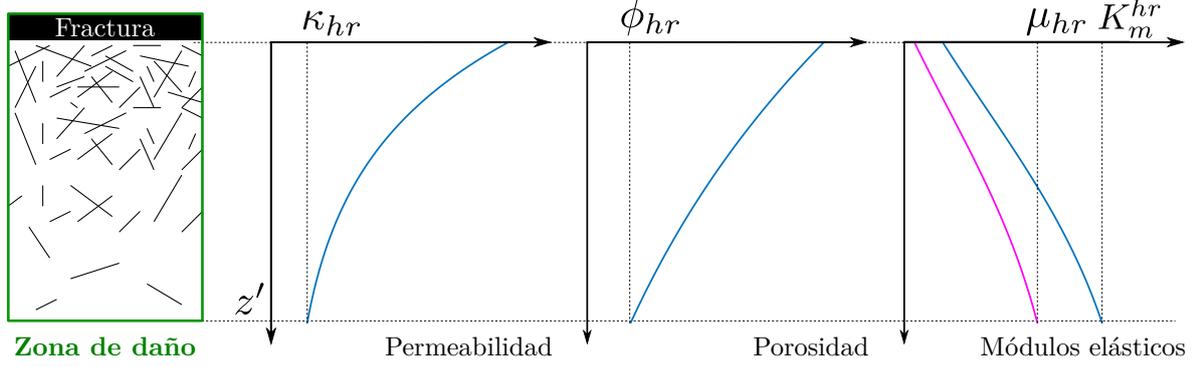


Figura 4.1. Representación esquemática de la zona de daño en donde se observa la variación con la distancia a la fractura mesoscópica de las variaciones de las propiedades asociadas.

que establece la relación entre las densidades de microfracturamiento base de la roca huésped y máxima en la zona de daño. La distancia $z' = L_{dz}$ a la cual la densidad de microfracturas decae hasta alcanzar el nivel de base Λ_{hr} es el espesor de la zona de daño.

Siguiendo el trabajo de Benson *et al.* (2006), las propiedades poroelásticas e hidráulicas efectivas de la zona de daño serán expresadas en función de la densidad de microfracturas y, por lo tanto, también serán funciones de la distancia a la fractura. Veremos ahora cómo modelar estas propiedades.

4.2.1. Propiedades hidráulicas

Para obtener la permeabilidad κ_{dz} y la porosidad ϕ_{dz} del material que compone a la zona de daño en función de la densidad de microfracturas utilizaremos el modelo estadístico propuesto por Guéguen y Dienes (1989), el cual está basado en la teoría de la percolación. Para obtener relaciones simples entre las cantidades involucradas asumiremos que la mayor parte de las microfracturas dentro de la zona de daño están conectadas hidráulicamente entre sí y, por lo tanto, el factor de percolación de la teoría mencionada puede ser aproximado a la unidad (Faoro *et al.*, 2013). De esta forma, la permeabilidad y la densidad de microfracturas estarán linealmente relacionadas. Recordando que la permeabilidad de la roca huésped fuera de la zona de daño posee un valor constante κ_{hr} asociado a la densidad de microfracturas de base Λ_{hr} , la permeabilidad de la zona de daño a una distancia z' de la fractura, asociada a la densidad de microfracturas en esa posición $\Lambda_{dz}(z')$ estará dada por (Faoro *et al.*, 2013)

$$\frac{\kappa_{dz}(z')}{\Lambda_{dz}(z')} \simeq \frac{\kappa_{hr}}{\Lambda_{hr}}, \quad (4.2)$$

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

y, por lo tanto, la relación entre la permeabilidad de la zona de daño y la distancia a la fractura vendrá dada por

$$\kappa_{dz}(z') = \kappa_{hr}\beta \exp\left(\frac{-\ln(\beta)z'}{L_{dz}}\right). \quad (4.3)$$

De esta forma, podemos ver que la permeabilidad no depende explícitamente de la densidad de microfracturas, sino que es función de las propiedades que caracterizan a la zona de daño (β y L_{dz}) y la permeabilidad de base de la roca huésped (κ_{hr}). Esto permite simplificar al modelo, independizándolo de la densidad de microfracturas. Esta característica se mantendrá para el resto de las propiedades estudiadas, lo que aporta una ventaja significativa al modelo aquí propuesto. Esto se debe a que los valores asociados a la densidad de microfracturas cambian según la disciplina de estudio debido a las técnicas con las que son medidos y dificultan el vínculo entre los modelos y problemas estudiados en este trabajo (Bense *et al.*, 2016). En la Figura 4.1 se muestra una representación esquemática de la variación de $\kappa_{dz}(z')$, en donde puede observarse que la permeabilidad dentro de la zona de daño aumenta significativamente desde el valor de base de la roca huésped a su máximo adyacente a la fractura de mesoescala.

La porosidad del material de la zona de daño está relacionada con la permeabilidad mediante una aproximación cúbica de la forma $\kappa \propto \phi^3$ (Guéguen y Kachanov, 2011). Como la porosidad de la roca huésped fuera de la zona de daño ϕ_{hr} está asociada a la densidad de microfracturas de base, la porosidad de la zona de daño ϕ_{dz} a una distancia z' de la fractura principal podrá obtenerse de la siguiente relación

$$\frac{\kappa_{dz}(z')}{\phi_{dz}^3(z')} \simeq \frac{\kappa_{hr}}{\phi_{hr}^3}, \quad (4.4)$$

y, por lo tanto, estará dada por

$$\phi_{dz}^3(z') = \phi_{hr}^3\beta \exp\left(\frac{-\ln(\beta)z'}{L_{dz}}\right). \quad (4.5)$$

En la Figura 4.1 puede verse esta variación, que implica un aumento de la porosidad de la roca huésped en la zona de daño a medida que nos acercamos a la fractura.

4.2.2. Propiedades mecánicas

Para obtener los módulos volumétrico y de corte de la matriz seca de la zona de daño K_m^{dz} y μ_{dz} , respectivamente, seguiremos el modelo de medio efectivo sin interacción propuesto originalmente por Walsh (1965), en el cual se ignoran las interacciones del campo de tensiones entre microfracturas adyacentes. En este contexto, el módulo volumétrico efectivo de la matriz seca asociada con la densidad de microfracturas puede ser expresada como (Zimmerman, 1985)

$$\frac{K_s}{K_m} = 1 + \xi_K \Lambda, \quad (4.6)$$

donde ξ_K es un parámetro constante que depende de la geometría elegida para las microfracturas y las propiedades del material sólido de los granos minerales. Por lo tanto, el módulo volumétrico de la roca huésped, que está asociado a la densidad de microfracturas de base, podrá escribirse como

$$\frac{K_s}{K_m^{hr}} = 1 + \xi_K \Lambda_{hr}, \quad (4.7)$$

y el correspondiente a la zona de daño

$$\frac{K_s}{K_m^{dz}(z')} = 1 + \xi_K \Lambda_{dz}(z'). \quad (4.8)$$

Combinando las ecuaciones eq (4.7) y (4.8), obtendremos una expresión para el módulo volumétrico de la matriz seca de la zona de daño dada por

$$\frac{1}{K_m^{dz}(z')} = \frac{1}{K_s} + \beta \left(\frac{1}{K_m^{hr}} - \frac{1}{K_s} \right) \exp \left(\frac{-\ln(\beta)z'}{L_{dz}} \right). \quad (4.9)$$

Esta relación se encuentra esquematizada en la Figura 4.1, en donde puede observarse que, al disminuir el módulo volumétrico, la zona de daño vuelve más compresible a la roca huésped en el entorno inmediato de las fracturas.

La relación entre el módulo de corte efectivo y la densidad de microfracturas tiene la misma expresión que la correspondiente al módulo volumétrico en la ecuación (4.6), es decir (Benson *et al.*, 2006)

$$\frac{\mu_s}{\mu_m} = 1 + \xi_\mu \Lambda. \quad (4.10)$$

Por lo tanto, para calcular el módulo de corte efectivo de la matriz seca en la zona de daño seguiremos el mismo procedimiento que utilizamos para el cálculo de $K_m^{dz}(z')$, resultando entonces

$$\frac{1}{\mu_{dz}(z')} = \frac{1}{\mu_s} + \beta \left(\frac{1}{\mu_{hr}} - \frac{1}{\mu_s} \right) \exp \left(\frac{-\ln(\beta)z'}{L_{dz}} \right). \quad (4.11)$$

Nuevamente, esta relación se encuentra graficada en la Figura 4.1, en donde vemos que la resistencia a esfuerzos cortantes en la roca huésped disminuye significativamente con la presencia de la zona de daño.

El modelo recién descrito nos permitirá introducir entonces de forma simple la presencia de zonas de daño alrededor de fracturas de mesoescala en el modelado numérico de la respuesta sísmica efectiva de un medio fracturado, basado en las ecuaciones de consolidación de Biot. De esta forma, podremos cuantificar y analizar el efecto de estas regiones en la dispersión de velocidades y la atenuación sísmica.

4.3. Modelado numérico de la respuesta sísmica

Como se ha mencionado anteriormente, la simulación numérica de la propagación de ondas sísmicas en el marco de la teoría de Biot para medios con fracturas mesoscópicas es muy demandante en términos de costo computacional. Esto se debe al contraste

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

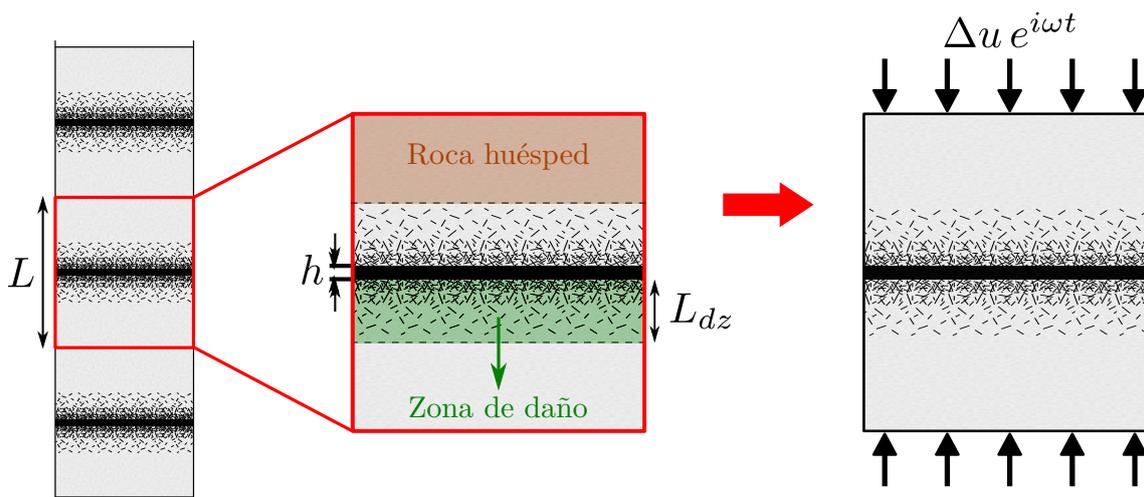


Figura 4.2. Representación esquemática del modelo geológico compuesto por una distribución regular de fracturas planas paralelas horizontales con zonas de daño, y del ensayo oscilatorio de relajación aplicado al volumen elemental representativo del medio. En este último se imponen desplazamientos oscilatorios en techo y base de la muestra para simular el campo de desplazamientos generado por una onda compresional rápida propagándose de forma perpendicular a las fracturas.

de escalas existente entre las aperturas de fracturas y las longitudes de onda sísmica predominantes. Mientras que por un lado se necesita dividir al dominio computacional en celdas muy pequeñas para lograr representar de forma adecuada a las fracturas y los efectos de flujo inducido por onda, por el otro lado es necesario que el dominio sea lo suficientemente grande para observar estos efectos en la propagación de una onda rápida. Para evitar este inconveniente, en el Capítulo 3 se estudió el problema del flujo inducido mediante una técnica de «upscaling» que permite obtener a través de la hipótesis de sólido viscoelástico equivalente el módulo de onda plana efectivo del medio $C_{11}(\omega)$ de forma analítica, lo cual es posible por la geometría simple de dos capas alternadas (White *et al.*, 1975). Dado que en el presente Capítulo incluiremos la presencia de zonas de daño alrededor de las fracturas, las que involucran una distribución de heterogeneidades en el medio, se requiere la resolución del problema de forma numérica. Para ello seguiremos el procedimiento propuesto por Rubino *et al.* (2014b) para obtener la atenuación sísmica y dispersión de velocidades de una onda rápida compresional propagándose a través del medio en cuestión.

Al igual que en la sección 2.3, consideraremos un sistema compuesto por una sucesión infinita de fracturas planas paralelas horizontales distribuidas de forma regular en un medio poroso como se muestra en la Figura 4.2. En este caso, cada una de las fracturas tendrá a su alrededor una zona de daño descrita según el modelo detallado en la sección previa. Siguiendo el trabajo de Rubino *et al.* (2014b), aplicaremos un experimento numérico de relajación a una muestra de roca representativa del medio

descripto. Para ello tomaremos una fractura y la roca huésped a su alrededor, la cual estará dividida en N_l capas de espesor δ de forma tal de poder representar la distribución de heterogeneidades que supone la presencia de la zona de daño. Dado que el modelo propuesto para esta región depende solamente de la distancia a la fractura correspondiente, medida en la dirección perpendicular a ella, las capas $\Omega_{i=1,\dots,N_l}$ que constituyen a la roca huésped serán lateralmente homogéneas y sus propiedades poroelásticas e hidráulicas vendrán dadas por el modelo de zona de daño en función de la distancia del centro de cada capa a la fractura. De esta forma, también en este caso el problema podrá ser considerado de carácter unidimensional. Para obtener la respuesta sísmica efectiva de la muestra de roca elegida ante la deformación producida por una onda rápida compresional propagándose de forma perpendicular a las fracturas, debemos aplicar un desplazamiento armónico de amplitud Δu en los bordes superior e inferior de la misma (Figura 4.2). Debido a la simetría del medio considerado (Figura 4.2), el desplazamiento relativo del fluido en los centros entre fracturas es nulo (White *et al.*, 1975). Estas condiciones de borde para los desplazamientos de las fases sólida y fluida serán utilizadas para resolver numéricamente las ecuaciones de consolidación de Biot (2.24) y (2.25), en conjunto con las relaciones constitutivas (2.26) y (2.27). Para ello se empleará un código computacional basado en un método de elementos finitos (Rubino *et al.*, 2009, 2014a). Así, se obtendrá el campo de desplazamientos para ambas fases y, a través de estos, se podrán determinar las tensiones y deformaciones dentro de la muestra. Veremos a continuación cómo cuantificar la atenuación sísmica y dispersión de las velocidades con esta información.

Asumiendo que la onda rápida compresional que se propaga a través del medio posee longitudes de onda mucho mayores que la apertura de las fracturas, es posible representar al medio fracturado mediante un medio homogéneo viscoelástico equivalente (Solazzi *et al.*, 2016). Bajo estas hipótesis, el mismo estará caracterizado por un módulo de onda plana efectivo dependiente de la frecuencia $H_{\text{eff}}(\omega)$ que podrá ser obtenido a través de la relación constitutiva para un medio viscoelástico. Para ello, se toman como valores de la tensión y la deformación a los promedios volumétricos de estas cantidades dentro de la muestra, obtenidos numéricamente mediante el procedimiento antes descripto. De esta forma,

$$H_{\text{eff}}(\omega) = \frac{\langle \hat{\sigma}_{zz} \rangle}{\langle \hat{\epsilon}_{zz} \rangle}, \quad (4.12)$$

donde $\langle \rangle$ indica el promedio volumétrico en la muestra representativa. Para cuantificar la atenuación sísmica y la dispersión de velocidad que experimentará la onda P rápida al propagarse a través de este medio, debemos computar la inversa del factor de calidad de la onda Q_P^{-1} y su velocidad de fase V_P en función de la frecuencia según (Masson y Pride, 2007)

$$Q_P^{-1}(\omega) = \frac{\Im \{v_P^2(\omega)\}}{\Re \{v_P^2(\omega)\}}, \quad (4.13)$$

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

$$V_p(\omega) = \Re \left\{ \frac{1}{v_P(\omega)} \right\}^{-1}, \quad (4.14)$$

donde la velocidad compleja $v_P(\omega)$ está dada por

$$v_P(\omega) = \sqrt{\frac{H_{\text{eff}}(\omega)}{\langle \rho \rangle}}, \quad (4.15)$$

siendo $\langle \rho \rangle$ la densidad volumétrica promedio de la muestra de roca. Para obtener este valor usaremos la expresión

$$\langle \rho \rangle = \frac{h}{L} \rho_b^f + \frac{2L_{dz}}{L} \rho_b^{dz} + \frac{2(L_{hr} - L_{dz})}{L} \rho_b^{hr}, \quad (4.16)$$

donde $L_{hr} = (L - h)/2$, mientras que $\rho_b^f = (1 - \phi_f)\rho_s + \phi_f\rho_w$ y $\rho_b^{hr} = (1 - \phi_{hr})\rho_s + \phi_{hr}\rho_w$ son las densidades volumétricas de las fracturas y la roca huésped fuera de la zona de daño, respectivamente. La densidad volumétrica de la zona de daño está dada por

$$\rho_{dz} = \frac{1}{L_{dz}} \int_0^{L_{dz}} [(1 - \phi_{dz}(z'))\rho_s + \phi_{dz}(z')\rho_w] dz'. \quad (4.17)$$

4.4. Resultados

Consideraremos un modelo geológico compuesto por un granito Westerly que contiene un conjunto de fracturas planas paralelas distribuidas de forma regular y con apertura uniforme. Todo el sistema se encontrará saturado con agua. Las propiedades físicas del material que compone a la matriz, del fluido poral, de las fracturas y la matriz seca de la roca huésped fuera de la zona de daño se encuentran detalladas en la Tabla 4.1. La geometría del sistema de fracturas (apertura y distancia de separación) se muestra también en la Tabla 4.1.

4.4.1. Efectos de las zonas de daño

Evaluaremos la atenuación sísmica y la dispersión de velocidades en dos escenarios distintos; un medio que incluya zonas de daño y un medio sin estas regiones. De esta forma, al comparar estos resultados obtendremos el efecto que genera la presencia de las zonas de daño en la respuesta sísmica efectiva. Comenzaremos este análisis considerando en primer lugar un modelo de zona de daño con parámetros β y L_{dz} representativos de los datos que se encuentran disponibles en la literatura vinculados a fracturas de mesoescala en rocas graníticas (Moore y Lockner, 1995; Zang *et al.*, 2000; Mitchell y Faulkner, 2009; Faulkner *et al.*, 2011). Estos valores serán $\beta=10$ y $L_{dz} = 2\text{cm}$. Luego procederemos a realizar un análisis de sensibilidad de la respuesta sísmica a estos parámetros.

Podemos observar en la Figura 4.3 que la respuesta sísmica de la roca con fracturas y zonas de daño es muy diferente de la correspondiente a una roca huésped homogénea. Por un lado, en ausencia de la zona de daño obtenemos un único máximo de

Tabla 4.1. Propiedades del modelo geológico empleado para el cálculo de la atenuación sísmica y la dispersión de velocidades.

Material del grano sólido			
Módulo volumétrico	K_s	51.5 ^a	GPa
Módulo de corte	μ_s	39.7 ^a	GPa
Densidad	ρ_s	2.7	gr/cm ³
Matriz seca de la roca huésped			
Módulo volumétrico	K_m^{hr}	44 ^b	GPa
Módulo de corte	μ_{hr}	33.9 ^b	GPa
Porosidad	ϕ_{hr}	0.009 ^b	-
Permeabilidad	κ_{hr}	1 ^c	μ D
Fracturas			
Módulo volumétrico de la matriz seca	K_m^f	0.044	GPa
Módulo de corte de la matriz seca	μ_f	0.022	GPa
Porosidad	ϕ_f	0.9	-
Permeabilidad	κ_f	100	D
Distancia entre fracturas consecutivas	L	15	cm
Apertura	h	0.04	cm
Fluido poral (agua)			
Módulo volumétrico	K_w	2.25	GPa
Viscosidad	η_w	0.01	Poise
Densidad	ρ_w	1.09	gr/cm ³

^a Takeuchi y Simmons (1973)

^b Brace (1965)

^c Selvadurai *et al.* (2005)

atenuación de marcada amplitud localizado en una frecuencia cercana a $f_1 \sim 18$ mHz. Este resultado es esperable ya que el modelo se corresponde con la geometría de capas alternadas propuesta por White (1975) e implementada para el caso de fracturas en rocas porosas homogéneas por Brajanovski *et al.* (2005). Como vimos en la sección 2.2, la frecuencia correspondiente al máximo de atenuación para el flujo inducido por onda en la mesoescala es directamente proporcional a la permeabilidad de la región donde se produce la disipación, en este caso la roca huésped. Dado que su permeabilidad en este caso es muy baja, la frecuencia característica del proceso difusivo por flujo inducido entre las fracturas y su entorno está muy por debajo del rango de frecuencias de la sísmica convencional y, por lo tanto, en este rango de frecuencias los niveles de atenuación no será tan significativos. Por otro lado, para el modelo que incluye zonas de daño se pueden distinguir claramente dos máximos de atenuación, uno cercano a la frecuencia f_1 y otro ubicado en $f_2 \sim 1$ Hz. El primer máximo de atenuación posee una amplitud

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

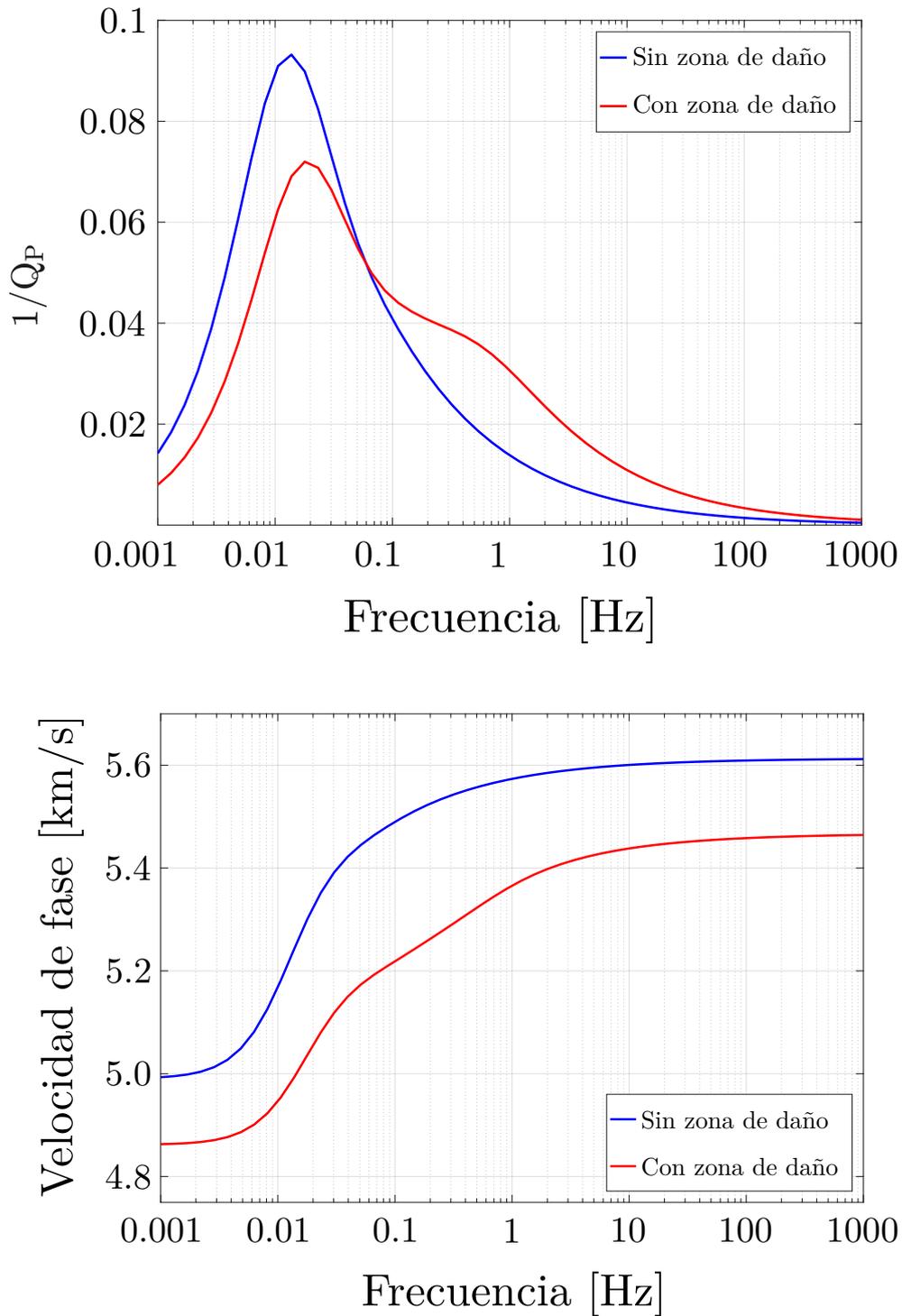


Figura 4.3. Inversa del factor de calidad (panel superior) y velocidad de fase (panel inferior) en función de la frecuencia. La línea azul corresponde al modelo sin zonas de daño y la línea llena roja al modelo con zonas de daño caracterizadas por los parámetros $L_{dz}=2\text{cm}$ y $\beta=10$.

menor que la correspondiente al máximo observado para el modelo sin zonas de daño y su ubicación se encuentra levemente desplazada hacia mayores frecuencias. El segundo máximo de atenuación tiene menor amplitud que los anteriores, pero se extiende sobre un rango de frecuencias mayor. Dada la presencia de este máximo, podemos observar que para frecuencias entre ~ 0.1 Hz y ~ 1 kHz el modelo con zonas de daño exhibe niveles de atenuación superiores a los correspondientes para el modelo con roca huésped homogénea. Es interesante notar que el rango de frecuencias mencionado se corresponde con el rango de la sismica convencional. En lo que respecta a la velocidad de fase en función de la frecuencia (Figura 4.3), mientras que en el caso sin zonas de daño la velocidad es mayor en todo el rango de frecuencias considerado y se observa una única región de dispersión para $f \sim f_1$, el caso que incluye zonas de daño exhibe dos regiones de dispersión para $f \sim f_1$ y $f \sim f_2$, respectivamente. Las frecuencias donde se observa la dispersión en cada caso se corresponden con las ubicaciones de los máximos de atenuación, lo cual es esperable, dado que ambas características son manifestaciones del proceso de flujo inducido por onda. Por último, comparando ambas curvas de dispersión vemos que la presencia de una segunda frecuencia característica para el modelo con zonas de daño genera que la máxima discrepancia entre las velocidades se localice en el rango de frecuencias comprendido entre f_1 y f_2 . Podemos concluir entonces, por una parte, que la presencia de zonas de daño alrededor de las fracturas si bien disminuye los niveles de atenuación para muy bajas frecuencias, introduce un máximo de atenuación adicional, con valores apreciables, que se extiende sobre un rango de frecuencias que abarca parte del rango sísmico. Por otra parte, las zonas de daño, debido a que por sus propiedades vuelven menos rígida a la roca fracturada, disminuyen la velocidad de fase de la onda rápida.

Para explorar las razones físicas detrás de estos resultados procederemos a cuantificar las contribuciones locales a la atenuación sísmica global en el interior de las muestras con y sin zonas de daño, en función de la frecuencia y la distancia a la fractura. Para ello, utilizaremos la metodología propuesta por Solazzi *et al.* (2016) en la cual, a través de consideraciones energéticas, es posible escribir a la inversa del factor de calidad global $Q_P^{-1}(\omega)$ como

$$Q_P^{-1}(\omega) = \sum_{i=1}^{N_i} q^{-1}(z'_i, \omega) \delta, \quad (4.18)$$

donde

$$q^{-1}(z'_i, \omega) = \frac{\overline{\Delta P}(z'_i, \omega)}{2\delta\omega\overline{W}(\omega)}, \quad (4.19)$$

es la contribución a la atenuación global de la capa Ω_i , ubicada a una distancia z'_i de la fractura, por unidad de longitud. En esta expresión $\overline{\Delta P}(z'_i, \omega)$ es la potencia disipada localmente y $\overline{W}(\omega)$ es la energía elástica de deformación sobre toda la muestra, ambas promediadas en un período de la onda. Estas cantidades pueden calcularse mediante

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

(Solazzi *et al.*, 2016)

$$\overline{\Delta P}(z'_i, \omega) = \frac{\omega^2}{2} \left(\frac{\eta_w}{\kappa(z'_i)} |\hat{w}_z(z'_i)|^2 \right) \delta, \quad (4.20)$$

y

$$\overline{W}(\omega) = \sum_{i=1}^N \overline{W}(z'_i, \omega) \delta, \quad (4.21)$$

donde

$$\overline{W}(z'_i, \omega) = \frac{1}{4} \Re \left\{ \hat{\tau}_{zz} \hat{\epsilon}_{zz} - \hat{p}_f \frac{\partial \hat{w}_z}{dz} \right\}. \quad (4.22)$$

Es importante notar que en la ecuación (4.18) no se incluye en la sumatoria la contribución local de las fracturas, dado que la disipación de la energía por flujo inducido entre las fracturas y la roca huésped se produce casi en su totalidad en esta última región (Brajanovski *et al.*, 2006).

La Figura 4.4 muestra la distribución espacial dentro de la roca huésped de las contribuciones locales q^{-1} a la atenuación global para frecuencias $f = \omega/(2\pi)$ entre 1×10^{-4} Hz y 1×10^3 Hz. Para una dada frecuencia, mayores valores de q^{-1} se corresponden con regiones donde tienen lugar el flujo inducido por onda con mayor intensidad y la consecuente disipación de energía. Podemos observar que en la muestra sin zonas de daño (panel superior) las contribuciones locales son máximas en el entorno inmediato de las fracturas y decrecen gradualmente a medida que aumenta la distancia a las mismas. Esto se debe a que el contraste más significativo de propiedades mecánicas se da en la interfase entre las fracturas y la roca huésped, con lo cual el gradiente en la presión del fluido poral que se genera por el paso de una onda sísmica será máximo allí. En particular, vemos que para frecuencias cercanas a f_1 los niveles de contribución local a la atenuación son máximos y la fracción de la roca huésped donde la disipación es significativa alcanza su mayor extensión. Como se analizó en la sección 2.2, un parámetro de gran utilidad para entender cómo se relacionan la frecuencia y la distribución espacial de la energía disipada en el proceso de flujo inducido por onda en la mesoescala es la longitud de difusión dada por la ecuación (2.21). Para frecuencias muy bajas, $f \ll f_1$, la longitud de difusión en la roca huésped L_d^{hr} es mucho mayor que la longitud característica $L/4$, $L_d^{hr} \gg L/4$, y por lo tanto, existe tiempo suficiente para que haya intercambio de la presión del fluido poral entre las fracturas y la roca huésped y ésta alcance un valor de equilibrio a lo largo de toda la muestra. Este intercambio se produce de forma muy lenta, de modo tal que no existe fricción dentro del fluido. Como consecuencia, las contribuciones locales y, por ende, la atenuación global son muy bajas en este régimen. Para frecuencias $f \gg f_1$, la longitud de difusión en la roca huésped satisface $L_d^{hr} \ll L/4$ y podemos observar que la contribución local de la energía es prácticamente despreciable en toda la muestra, salvo en el entorno inmediato de la fractura. En este caso, no hay tiempo suficiente para que los gradientes de presión generados por el paso de una onda sísmica puedan equilibrarse y el intercambio de la presión del fluido poral se concentra en una región

muy pequeña y muy próxima a la interfase entre la fractura y la roca. De esta manera, la atenuación global es insignificante en este régimen de frecuencias. Sin embargo, para frecuencias cercanas a la característica $f \sim f_1$, las longitudes de difusión en la roca huésped son comparables a la mitad de la distancia entre fracturas $L_d^{hr} = 0.036 \text{ cm} \simeq L/4$ y el mecanismo de flujo inducido se vuelve significativo ya que el intercambio de la presión poral tiene lugar en la mayor parte de la muestra y además con la suficiente intensidad como para generar los altos niveles de disipación observados.

En cuanto al modelo que incluye zonas de daño (panel inferior de la Figura 4.4), podemos observar un comportamiento diferente al analizado anteriormente. En primer lugar, vemos que la contribución local a la atenuación global de la región adyacente a la fractura para frecuencias $f \sim f_1$ es comparativamente menos intensa que en el caso sin zonas de daño. Este resultado se explica por dos motivos. Por un lado se debe a que la presencia de la zona de daño aumenta significativamente la permeabilidad de la roca huésped en el entorno de las fracturas (Figura 4.1) disminuyendo la disipación (ecuación (4.20)). Por otro lado, las zonas de daño disminuyen los valores de los módulos volumétrico y de corte en la región de la roca huésped adyacente a las fracturas (Figura 4.1) y, por lo tanto, disminuye el contraste de propiedades mecánicas con las fracturas. Esto produce que los gradientes en la presión del fluido poral generados por el paso de una onda sísmica sean menos significativos. El resultado final es una disminución de la intensidad del flujo inducido por la onda y de la disipación de la energía asociada. No obstante, para esta frecuencia f_1 a medida que nos movemos alejándonos de la fractura, observamos que las contribuciones locales aumentan progresivamente dentro de la zona de daño hasta alcanzar su máximo en el límite de esta región. Analizaremos este fenómeno utilizando nuevamente el concepto de longitud de difusión. En el caso de una muestra sin zonas de daño, la región en donde los valores de q^{-1} eran significativos alcanzaba su máxima extensión dentro de la roca huésped para la frecuencia característica f_1 , y eso se correspondía con el hecho de que la longitud de difusión asociada era comparable en tamaño a $L/4$. Sin embargo, cuando se incorporan las zonas de daño en la muestra, la variación espacial de las propiedades mecánicas e hidráulicas asociadas a estas regiones modifican la longitud de difusión del proceso de flujo inducido. Dado que para este rango de frecuencias las longitudes de difusión abarcan igualmente la mayor parte de la roca huésped, podemos considerar una longitud de difusión efectiva \bar{L}_d^{hr} . Como el aumento de la permeabilidad es significativo dentro de la zona de daño, las escalas espaciales del proceso difusivo serán mayores en esta región, con lo cual se tendrá que a una misma frecuencia $\bar{L}_d^{hr} > L_d^{hr}$. Esto permite sacar dos conclusiones. La primera es que, al ser la longitud de difusión mayor en la zona de daño, los valores máximos del gradiente de presión tendrán lugar en el límite de esta región, donde se encuentra el mínimo de la permeabilidad y el máximo de potencia disipada (ecuación (4.20)). La segunda conclusión es que la máxima extensión del proceso difusivo dentro de la roca huésped en caso de contar con zonas de daño no estará asociada a la

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

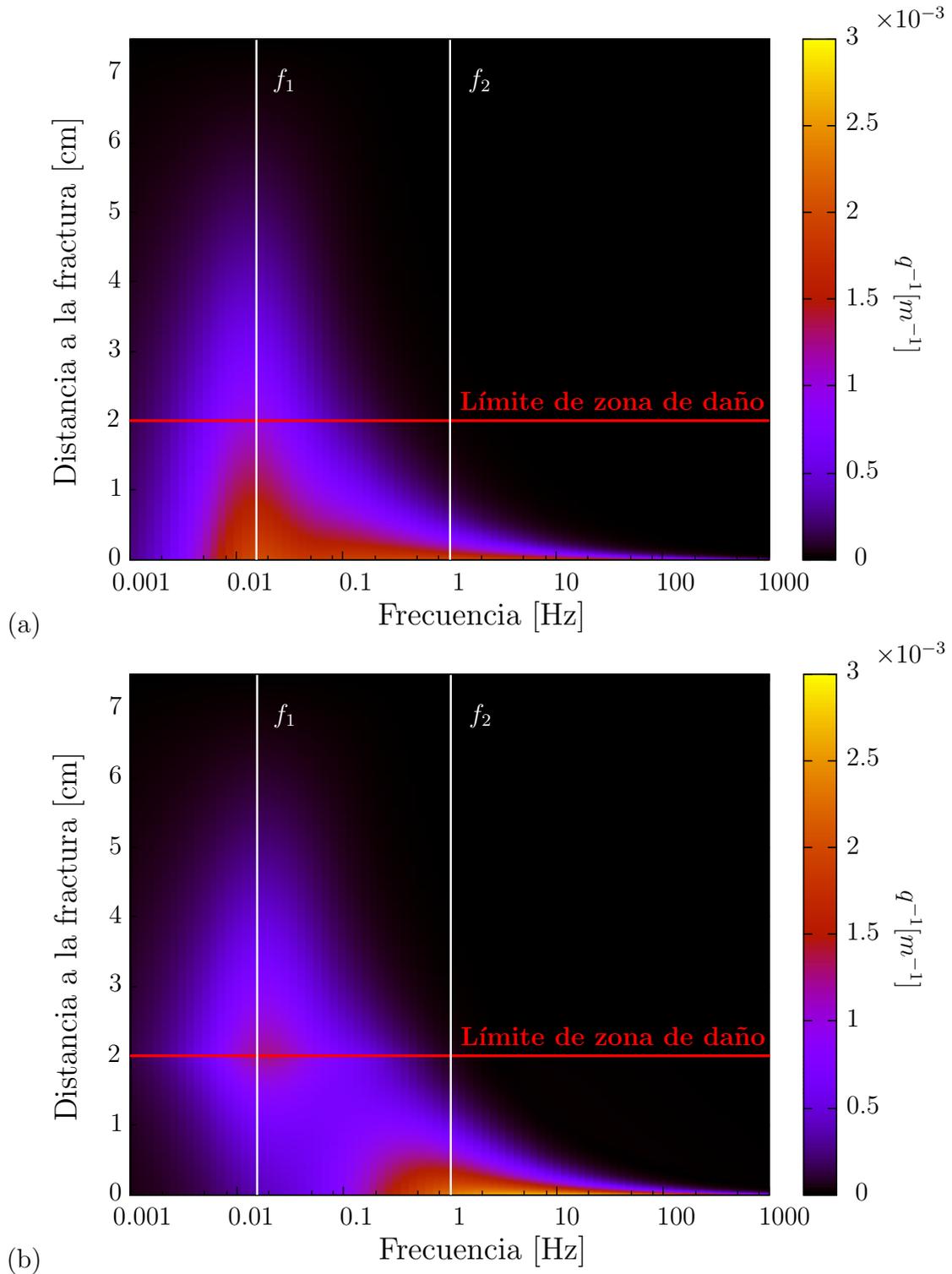


Figura 4.4. Contribución local a la atenuación global por unidad de longitud en función de la frecuencia (eje horizontal) y la distancia a una fractura (eje vertical) dentro de las muestras (a) sin zonas de daño y (b) con zonas de daño. La línea roja sólida indica la distancia donde finaliza la zona de daño.

frecuencia característica f_1 . Esto se debe a que

$$\frac{L}{4} \simeq L_d^{hr}(f_1) < \bar{L}_d^{hr}(f_1), \quad (4.23)$$

y como la longitud de difusión es inversamente proporcional a la raíz de la frecuencia (ecuación (2.21)), para que se cumpla $\bar{L}_d^{hr}(f'_1) \simeq L/4$, se tendrá que $f'_1 > f_1$. Esto explica el leve corrimiento hacia frecuencias mayores del primer máximo de atenuación de la curva roja con respecto a la curva azul en la Figura 4.3.

Para frecuencias cercanas a la frecuencia característica f_2 , las longitudes de difusión de la roca huésped en los modelos con y sin zonas de daño son mucho menores que $L/4$ y, por consiguiente, las contribuciones locales a la atenuación estarán concentradas en el entorno inmediato de las fracturas. Sin embargo, comparando estas contribuciones en ambos casos vemos que son mayores para el modelo con zona de daño, a pesar de que en ese caso la permeabilidad de la roca huésped es mucho menor. Para explicar este comportamiento, debemos recordar que el proceso difusivo de la presión poral alcanza su máximo de intensidad cuando la longitud de difusión correspondiente a la heterogeneidad del medio donde se produce la disipación es similar al tamaño característico de la misma, para una determinada frecuencia. En este sentido, para $f \sim f_2$ la zona de daño, al poseer propiedades diferentes al resto de la roca huésped, puede ser considerada de forma independiente como una heterogeneidad de la roca fracturada. Cuando las longitudes de difusión efectivas de la zona de daño L_d^{dz} sean comparables con su espesor L_{dz} , el flujo inducido por el paso de una onda sísmica será relevante allí y el proceso de difusión de la presión encontrará un nuevo máximo de intensidad. En consecuencia, las contribuciones locales a la atenuación serán significativas dentro de toda la zona de daño, lo cual explica el desarrollo del segundo máximo de atenuación global para las frecuencias cercanas a f_2 como puede verse en la curva roja de la Figura 4.3.

Como hemos analizado, la presencia de las zonas de daño afecta a la atenuación por flujo inducido entre las fracturas y la roca huésped mediante los efectos combinados de sus propiedades hidráulicas y mecánicas. Para lograr interpretar estos efectos por separado, en la Figura 4.5 se muestran las inversas del factor de calidad vistas previamente para los modelos con y sin zona de daño (rojo y azul, respectivamente), junto a dos modelos adicionales que se obtienen al considerar únicamente la variación de la permeabilidad en la roca huésped por la presencia de la zona de daño, mientras que el resto de sus propiedades efectivas se mantienen constantes. En este caso hemos considerado dos escenarios, el primero corresponde a una roca huésped caracterizada por las mismas propiedades que se utilizaron en el caso sin zonas de daño (magenta) y el segundo a una roca huésped de menor rigidez, caracterizada por los valores promedio de las propiedades efectivas en la zona de daño del modelo original (negro). Podemos observar al comparar las curvas roja y magenta que ambas poseen el primer máximo de atenuación ubicado en la misma frecuencia, siendo el correspondiente

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

a la curva roja de menor amplitud. Estas curvas difieren entre sí únicamente en las propiedades mecánicas de la zona de daño. Con lo cual, podemos concluir que al considerar las variaciones espaciales de estas propiedades en la roca huésped se ve afectada la magnitud de la atenuación, mientras que la variación de la permeabilidad controla la ubicación de la frecuencia característica del proceso difusivo. Además, vemos que las curvas negra y magenta, correspondientes a variaciones de la permeabilidad con diferentes propiedades mecánicas, ambas poseen un segundo máximo de atenuación, ubicado en la misma frecuencia que el segundo máximo correspondiente al modelo de zona de daño completo (curva roja). Esto nos indica que, nuevamente, la variación de la permeabilidad determina las frecuencias características del proceso difusivo, ya que las curvas magenta y negra poseen distintas propiedades mecánicas pero igualmente coinciden en la existencia de un segundo máximo para cerca de f_2 . Las variaciones de las propiedades mecánicas, por otro lado, tienden a afectar levemente la intensidad de la atenuación. Estos resultados motivarán al final de este Capítulo la búsqueda de una solución analítica para la determinación de la atenuación en función de las variaciones de permeabilidad en las zonas de daño.

4.4.2. Análisis de sensibilidad

En primera instancia estudiaremos la variación de la respuesta sísmica con el parámetro β que, recordamos, establece la relación entre la densidad de microfracturas de base de la roca huésped y la máxima correspondiente a la interfase entre las fracturas y su entorno. Es importante remarcar que un aumento de este parámetro implica un incremento de la densidad de microfracturas en el entorno inmediato de las fracturas, lo cual modifica significativamente las propiedades elásticas e hidráulicas de esta región. Dejaremos fijo el espesor de la zona de daño en $L_{dz}=2$ cm al igual que en la sección anterior y consideraremos los valores $\beta=2, 10$ y 50 . En la Figura 4.6 se muestran la inversa del factor de la calidad y la velocidad de fase en función de la frecuencia para los tres casos descritos y se incluyen además los resultados para el caso sin zonas de daño. Podemos observar que el efecto combinado del incremento de la permeabilidad y la disminución de la rigidez propiciados por el aumento de β induce un corrimiento del primer máximo de atenuación hacia frecuencias mayores, a la vez que reduce su amplitud, en acuerdo con el análisis realizado en la sección previa. Además, si bien el segundo máximo de atenuación también se desplaza hacia frecuencias mayores a medida que aumenta β , éste se extiende sobre un rango de frecuencia más amplio. Esto responde a la mayor heterogeneidad que se manifiesta en la zona de daño al aumentar los valores de β , dado que las propiedades elásticas e hidráulicas de la zona de daño varían espacialmente de forma continua en un rango de valores establecido por el máximo y el mínimo de la densidad de microfracturas en dicha región. Los resultados obtenidos están en acuerdo con los trabajos de Müller *et al.* (2007) y Rubino *et al.* (2013b) para medios porosos con variaciones de la permeabilidad, sin fracturas. En estos estudios,

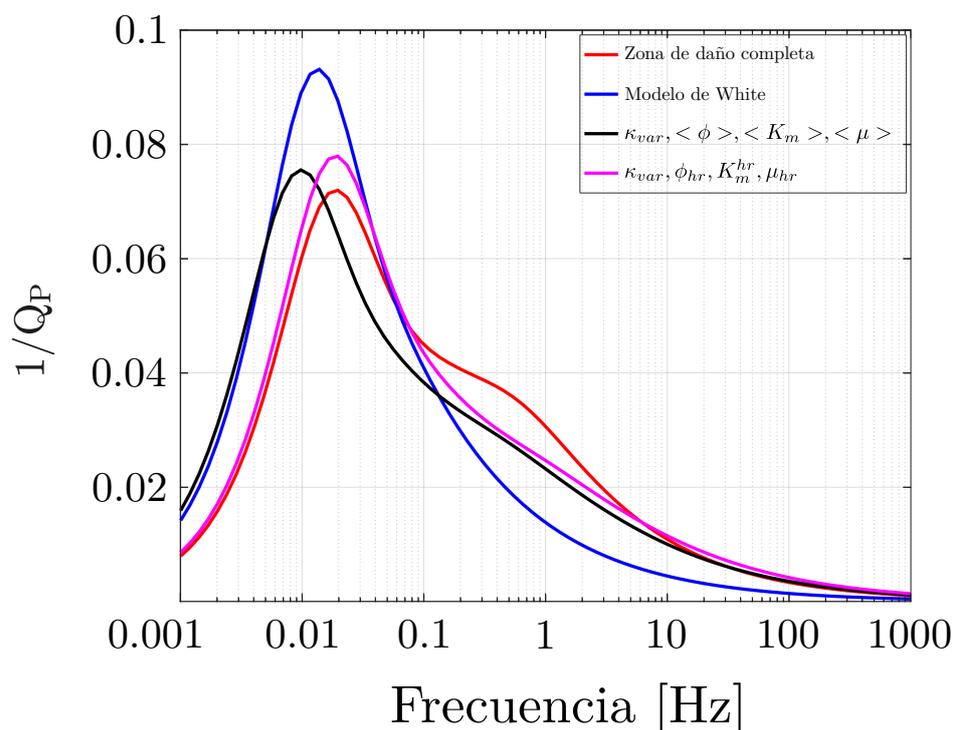


Figura 4.5. Inversa del factor de calidad para una onda P en función de la frecuencia para el modelo sin zonas de daño (azul) y con zonas de daño teniendo en cuenta la variación espacial de sus propiedades mecánicas e hidráulicas en conjunto (rojo), variación de la permeabilidad con propiedades mecánicas constantes en toda la roca huésped e iguales al valor de la misma fuera de la zona de daño (magenta) y variación de la permeabilidad con propiedades mecánicas constantes en toda la roca huésped e iguales al valor promedio de la zona de daño (negro).

fluctuaciones grandes de la permeabilidad, es decir, diferencias significativas entre sus valores mínimos y máximos en el medio, se corresponden con máximos de atenuación ubicados a mayores frecuencias y comprendidos sobre un rango de frecuencias mayor y exhibiendo una intensidad menor respecto de una permeabilidad homogénea. Con respecto a la velocidad de fase de la onda P, vemos que para todo el rango de frecuencias considerado disminuye significativamente al aumentar β . Esto se debe a que, como la zona de daño se vuelve más heterogénea pero también disminuye su rigidez, la velocidad de las ondas compresionales viajando en dirección perpendicular a las fracturas también disminuye. Además, el rango de frecuencias donde se produce la dispersión de las velocidades se extiende a medida que β aumenta y por consiguiente, se obtienen mayores discrepancias con respecto al modelo sin zonas de daño en el rango sísmico.

Como hemos analizado, el cambio en las propiedades mecánicas e hidráulicas que supone la presencia de zonas de daño dentro de la roca huésped da lugar a dos frecuencias características distintas para el proceso de flujo inducido por onda entre las

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

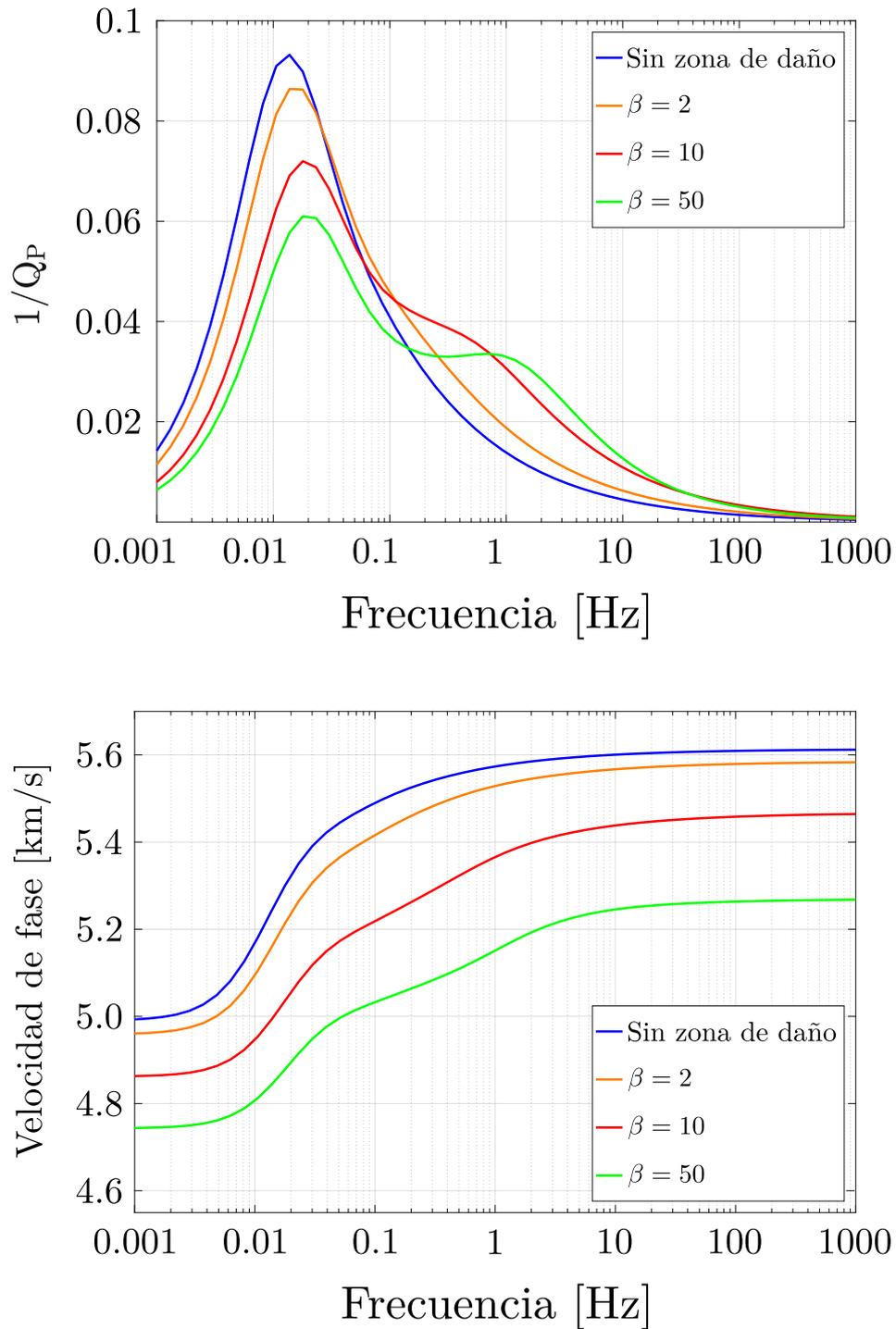


Figura 4.6. Inversa del factor de calidad (panel superior) y velocidad de fase (panel inferior) de una onda P en función de la frecuencia para el modelo sin zonas de daño (azul) y con zonas de daño caracterizadas por un espesor $L_{dz}=2$ cm y $\beta=2$ (amarillo), 10 (rojo) y 50 (verde).

fracturas y la roca. Estas frecuencias están asociadas a dos escalas espaciales características, la primera corresponde a la geometría de la roca huésped y la segunda al espesor de la zona de daño L_{dz} , que se comporta de manera efectiva como una heterogeneidad adicional del medio. Por lo tanto, es esperable que la respuesta sísmica del medio fracturado en cuestión esté afectada también por el parámetro L_{dz} . Para estudiar esta influencia, dejaremos fijo ahora al parámetro $\beta=20$ y consideraremos para el espesor de la zona de daño los valores $L_{dz} = 1\text{cm}$, 3cm y 7.5cm . La inversa del factor de calidad y la velocidad de fase para una onda P en función de la frecuencia para estos casos se muestra en la Figura 4.7, junto al modelo sin zonas de daño. Podemos observar que efectivamente la ubicación de los máximos de atenuación están relacionados con las escalas espaciales características del problema. Cuando el espesor de la zona de daño es mucho menor que $L/2$ las dos escalas quedan bien diferenciadas, lo cual se evidencia en la marcada separación de los máximos en la curva verde de la Figura 4.7. Es interesante notar que incluso para un espesor relativamente chico de la zona de daño, se pueden distinguir estos máximos y la presencia de esta región afecta a la respuesta sísmica efectiva del medio. En el caso correspondiente a un espesor de zona de daño igual a $L/2$, la escala del proceso difusivo correspondiente al primer máximo de atenuación desaparece ya que la zona de daño cubre toda la muestra. En consecuencia, observamos únicamente un máximo de atenuación que, comparado con el caso que no presenta zonas de daño, se encuentra a mayores frecuencias y posee menor amplitud. Nuevamente, este resultado está en acuerdo con el trabajo de Rubino *et al.* (2013b) como se describió previamente.

4.5. Solución analítica en medios fracturados con campos de permeabilidad variable

Si bien el modelo de zonas de daño propuesto en este Capítulo contempla variaciones representativas tanto de las propiedades hidráulicas como mecánicas de estas regiones, el estudio numérico presentado permitió concluir que el aumento de la permeabilidad en el entorno de las fracturas controla principalmente los regímenes de frecuencia donde el proceso difusivo por flujo inducido es significativo, mientras que las variaciones mecánicas tienden a afectar la intensidad de la atenuación y dispersión de manera leve. Por lo tanto, contar con una solución analítica que permita obtener la respuesta sísmica efectiva en un medio fracturado con una variación continua de la permeabilidad en la roca intacta podría resultar de interés, tanto para profundizar la comprensión de los fenómenos físicos involucrados en el problema, como para su uso en posibles aplicaciones prácticas, como la inversión de datos sísmicos. Es por este motivo que en la presente sección consideraremos un modelo en el cual la zona de daño estará caracterizada por una variación exponencial de la permeabilidad de la roca huésped

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

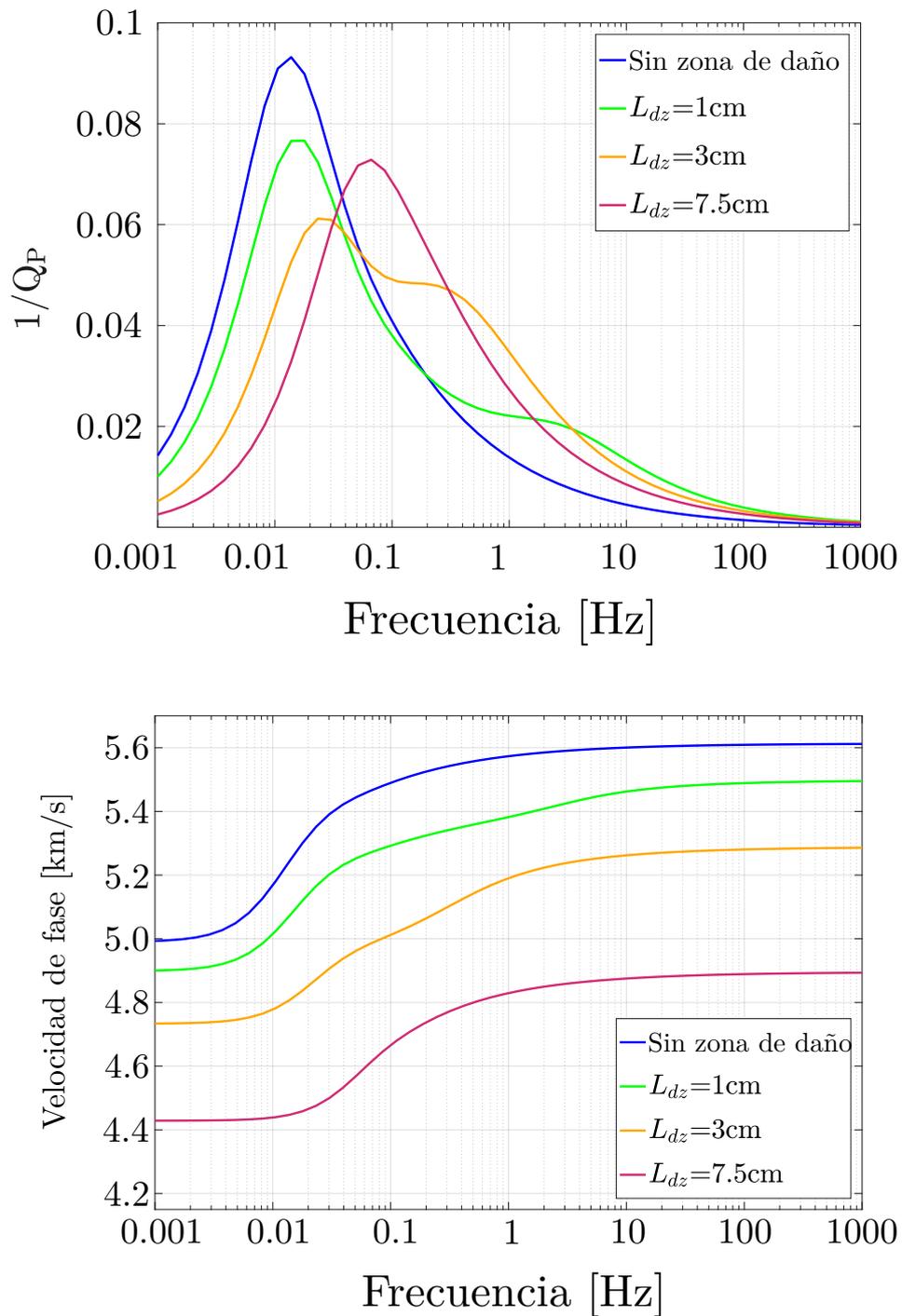


Figura 4.7. Inversa del factor de calidad (panel superior) y velocidad de fase (panel inferior) de una onda P en función de la frecuencia para el modelo sin zonas de daño (azul) y con zonas de daño caracterizadas por un factor $\beta=20$ y valores del espesor de la zona de daño $L_{dz}=1$ cm (verde), 3 cm (naranja) y 7.5 cm (rojo).

alrededor de las fracturas y un espesor igual a la mitad de la distancia entre las mismas. Siguiendo la derivación realizada por White *et al.* (1975) para una serie infinita alternada de capas poroelásticas paralelas, obtendremos de forma analítica el módulo de onda plana efectivo del medio viscoelástico equivalente. Teniendo en cuenta que en las capas correspondientes a la roca huésped, la permeabilidad varía espacialmente, se requerirá primero resolver la ecuación de difusión 1-D a coeficientes variables.

4.5.1. Modelo de permeabilidad variable

Consideraremos para el desarrollo analítico de esta Sección un modelo compuesto, nuevamente, por una sucesión infinita 1-D de capas poroelásticas alternadas representando a las fracturas y la roca huésped. En analogía con la geometría presentada en el Capítulo 2 de esta Tesis, tomaremos un volumen elemental representativo como el que se muestra en la Figura 4.8. En este caso, la permeabilidad dentro de la roca huésped no será constante, sino que tendrá una disminución exponencial desde el valor κ_{max} en la interfase entre la roca y la fractura ($z = L_f$) al valor κ_{hr} en el centro de la capa correspondiente a la roca huésped ($z = L/2$), lo cual coincide con el borde de la muestra considerada. Para obtener el módulo de onda plana efectivo $H_{eff}^{\kappa}(\omega)$ del medio equivalente, seguiremos un procedimiento similar al detallado en el Capítulo 2 para la búsqueda de la «compliance» normal de la fractura, con la excepción de que en lugar de realizar un ensayo oscilatorio de compresión, en analogía con el estudio numérico presentado en este Capítulo haremos un ensayo de relajación. Dada la simetría inherente del problema, el comportamiento del medio será estudiado únicamente sobre la mitad superior del volumen representativo, es decir, entre $z = 0$ y $z = L/2$ como se muestra en el panel derecho de la Figura 4.8. En esta región resolveremos las ecuaciones de consolidación de Biot en conjunto con las relaciones constitutivas para medios poroelásticos, empleando condiciones de borde adecuadas al problema. Esto es, impondremos un desplazamiento armónico de amplitud Δu sobre el borde superior de la muestra, mientras que el borde inferior está imposibilitado de moverse y, por lo tanto, el desplazamiento de la fase sólida será nulo. Además, por la simetría del problema el desplazamiento relativo del fluido también será nulo en los bordes y supondremos continuidad de las tensiones, presiones y desplazamientos de ambas fases en la interfase entre las fracturas y la roca huésped.

El modelo de permeabilidad descripto puede escribirse como

$$\kappa_{var}(z) = \kappa_{hr} e^{\gamma(L_T - z)}, \quad (4.24)$$

con las condiciones

$$\kappa(L_f) = \kappa_{max}, \quad (4.25)$$

$$\kappa(L_T) = \kappa_{hr}, \quad (4.26)$$

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

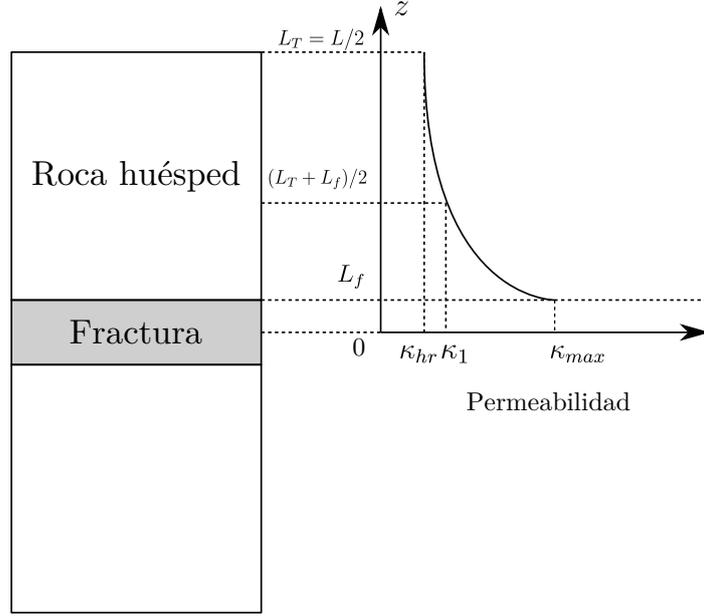


Figura 4.8. Geometría del modelo con permeabilidad variable en la roca huésped.

y por lo tanto

$$\gamma = \frac{\ln(\kappa_{max}/\kappa_{hr})}{L_T - L_f}. \quad (4.27)$$

Notar que en estas ecuaciones adoptamos por comodidad la notación $L_T = L/2$.

En el Capítulo 2 de esta Tesis vimos que, al combinar las ecuaciones de consolidación de Biot (2.24) y (2.25) con las relaciones constitutivas (2.26) y (2.27), se podía obtener una ecuación de difusión para la velocidad relativa del fluido dada por la ecuación (2.30)

$$\frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial z^2} = \frac{i\omega}{D} \hat{w}_z, \quad (4.28)$$

donde la difusividad D es directamente proporcional a la permeabilidad del medio. En el caso de contar con una variación espacial de la permeabilidad, la ecuación de difusión (2.30) ya no será a coeficientes constantes, sino que deberá resolverse a coeficientes variables. Reemplazando a la permeabilidad κ por $\kappa_{var}(z)$ en la expresión de la difusividad D dada por la ecuación (2.19), podremos reescribir entonces a (2.30) para la capa correspondiente a la roca huésped como

$$\frac{\partial^2 \hat{w}_z^{hr}}{\partial z^2} = \frac{i\omega}{D_{hr}} e^{-\gamma L_T} e^{\gamma z} \hat{w}_z^{hr}, \quad (4.29)$$

donde se definió por comodidad

$$D_{hr} = \frac{\kappa_{hr}}{\eta_{hr}} \left(\frac{M_{hr} H_{hr} - \alpha_{hr}^2 M_{hr}^2}{H_{hr}} \right). \quad (4.30)$$

Resolución de la ecuación de difusión 1-D a coeficientes variables

Escribiendo a la ecuación (4.29) como

$$\frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial z^2}(z) - \frac{i\omega}{D_{hr}} e^{-\gamma L_T} e^{\gamma z} \hat{w}_z(z) = 0, \quad (4.31)$$

e introduciendo la constante \tilde{k}

$$\tilde{k} = \sqrt{\frac{i\omega e^{-\gamma L_T}}{D_{hr}}}. \quad (4.32)$$

vemos que la ecuación a resolver se reduce entonces a una ecuación diferencial ordinaria de segundo orden lineal a coeficientes variables

$$\frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial z^2}(z) - \tilde{k}^2 e^{\gamma z} \hat{w}_z(z) = 0. \quad (4.33)$$

Realizando el siguiente cambio de variable

$$\xi = \tilde{k} e^{\frac{\gamma z}{2}}, \quad (4.34)$$

$$\hat{w}_z(z) \rightarrow \hat{w}_z(\xi), \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial \hat{w}_z}{\partial z} \rightarrow \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi} \frac{\gamma \tilde{k} e^{\frac{\gamma z}{2}}}{2} = \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi} \frac{\gamma}{2} \xi, \quad (4.36)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial z^2} \rightarrow \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \xi^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi} \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \xi^2} \frac{\gamma^2}{4} \xi^2 + \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi} \frac{\gamma^2}{4} \xi; \quad (4.37)$$

podemos reescribir la ecuación de la siguiente forma

$$\frac{\gamma^2}{4} \xi^2 \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \xi^2}(\xi) + \frac{\gamma^2}{4} \xi \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi}(\xi) - \xi^2 \hat{w}_z(\xi) = 0, \quad (4.38)$$

$$\xi^2 \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \xi^2}(\xi) + \xi \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi}(\xi) - \frac{4}{\gamma^2} \xi^2 \hat{w}_z(\xi) = 0. \quad (4.39)$$

Proponiendo un nuevo cambio de variable dado por

$$\zeta = \frac{2\xi}{\gamma}, \quad (4.40)$$

$$\hat{w}_z(\xi) \rightarrow \hat{w}_z(\zeta), \quad (4.41)$$

$$\frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \xi} \rightarrow \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} = \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \zeta} \frac{2}{\gamma}, \quad (4.42)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \xi^2} \rightarrow \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \zeta^2} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \zeta} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \xi^2} = \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \zeta^2} \frac{4}{\gamma^2}; \quad (4.43)$$

y reemplazando en la ecuación (4.39) obtenemos finalmente

$$\frac{\gamma^2}{4} \zeta^2 \frac{4}{\gamma^2} \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \zeta^2}(\zeta) + \frac{\gamma}{2} \zeta \frac{2}{\gamma} \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \zeta}(\zeta) - \zeta^2 \hat{w}_z(\zeta) = 0, \quad (4.44)$$

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

$$\zeta^2 \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial \zeta^2}(\zeta) + \zeta \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial \zeta}(\zeta) - \zeta^2 \hat{w}_z(\zeta) = 0. \quad (4.45)$$

Esta ecuación posee la forma

$$x^2 \frac{\partial^2 \hat{w}_z}{\partial x^2}(x) + x \frac{\partial \hat{w}_z}{\partial x}(x) - (n^2 + x^2) \hat{w}_z(x) = 0, \quad (4.46)$$

cuyas soluciones son las llamadas funciones de Bessel modificadas de primera y segunda especie, $I_{\pm n}(x)$ y $K_n(x)$ respectivamente (Abramowitz y Stegun, 1972). En el caso particular de la ecuación (4.45) tenemos $n = 0$ y por lo tanto sus dos soluciones linealmente independientes serán $I_0(\zeta)$ y $K_0(\zeta)$. Estas funciones poseen una representación integral de la forma

$$I_0(\zeta) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cosh(\zeta \cos \vartheta) d\vartheta, \quad (4.47)$$

$$K_0(\zeta) = \int_0^\infty \cos(\zeta \sinh \vartheta) d\vartheta. \quad (4.48)$$

Realizando de forma inversa los cambios de variable propuestos, obtenemos como solución general de la ecuación (4.33) una combinación lineal de las soluciones halladas

$$\hat{w}_z(z) = \mathcal{A}_1 I_0 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) + \mathcal{A}_2 K_0 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right). \quad (4.49)$$

Tomamos la solución que corresponde a I_0 y comprobamos que satisfaga la ecuación. Para ello utilizamos las siguientes propiedades de las funciones modificadas de Bessel de primera especie (Arfken y Weber, 2005)

$$\frac{dI_0}{dx}(x) = I_1(x), \quad (4.50)$$

$$\frac{dI_1}{dx}(x) = \frac{I_0(x) + I_2(x)}{2}, \quad (4.51)$$

$$I_0(x) = I_2(x) + \frac{2}{x} I_1(x). \quad (4.52)$$

Las derivadas de la función I_0 vienen dadas por

$$\frac{dI_0}{dz} \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) = I_1 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) \tilde{k} e^{\frac{\gamma z}{2}}, \quad (4.53)$$

$$\frac{d^2 I_0}{dz^2} \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) = \frac{1}{2} \left[I_0 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) + I_2 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) \right] \tilde{k}^2 e^{\gamma z} + I_1 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) \frac{\tilde{k}\gamma}{2} e^{\frac{\gamma z}{2}}; \quad (4.54)$$

y además se cumple

$$\frac{1}{2} I_0 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) = \frac{1}{2} I_2 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) + \frac{\gamma e^{\frac{\gamma z}{2}}}{2\tilde{k}} I_1 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right), \quad (4.55)$$

con lo cual llegamos a la verificación

$$\frac{d^2 I_0}{dz^2} \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right) = \tilde{k}^2 e^{\gamma z} I_0 \left(\frac{2\tilde{k}}{\gamma} e^{\frac{\gamma z}{2}} \right). \quad (4.56)$$

Módulo de onda plana equivalente

El resultado obtenido para el desplazamiento relativo del fluido en la roca huésped es

$$\hat{w}_z^{hr}(z) = \mathcal{A}_1^{hr} I_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T-z)} \right) + \mathcal{A}_2^{hr} K_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T-z)} \right), \quad (4.57)$$

donde I_0 y K_0 son las funciones de Bessel modificadas de primera y segunda especie de orden cero, \mathcal{A}_1^{hr} y \mathcal{A}_2^{hr} son constantes a determinar y definimos

$$k_{hr} = \sqrt{\frac{i\omega}{D_{hr}}}. \quad (4.58)$$

Las capas correspondientes a las fracturas poseen permeabilidad constante y, por lo tanto, el desplazamiento relativo del fluido correspondiente vendrá dado por

$$\hat{w}_z^f(z) = \mathcal{A}_1^f e^{k_f z} + \mathcal{A}_2^f e^{-k_f z}. \quad (4.59)$$

Los desplazamientos de la fase sólida en la roca huésped y las fracturas serán

$$u_z^{hr}(z) = \frac{\sigma_{hr}}{H_{hr}} z - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \hat{w}_z^{hr}(z) + \mathcal{C}_{hr}, \quad (4.60)$$

$$u_z^f(z) = \frac{\sigma_f}{H_f} z - \frac{\alpha_f M_f}{H_f} \hat{w}_z^f(z) + \mathcal{C}_f. \quad (4.61)$$

Utilizando estas expresiones obtenemos para la presión del fluido

$$p_f^{hr}(z) = -\frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \sigma_{hr} - \left(M_{hr} - \frac{\alpha_{hr}^2 M_{hr}^2}{H_{hr}} \right) \frac{\partial \hat{w}_z^{hr}}{\partial z} \quad (4.62)$$

$$= -\frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \sigma_{hr} - \frac{\eta_{hr} D_{hr}}{\kappa_{hr}} \frac{\partial \hat{w}_z^{hr}}{\partial z}, \quad (4.63)$$

$$p_f^f(z) = -\frac{\alpha_f M_f}{H_f} \sigma_f - \left(M_f - \frac{\alpha_f^2 M_f^2}{H_f} \right) \frac{\partial \hat{w}_z^f}{\partial z} \quad (4.64)$$

$$= -\frac{\alpha_f M_f}{H_f} \sigma_f - \frac{\eta_f D_f}{\kappa_f} \frac{\partial \hat{w}_z^f}{\partial z}. \quad (4.65)$$

Para determinar las constantes del problema emplearemos las condiciones de borde ya mencionadas.

1) $\sigma_{hr} = \sigma_f$ en $z = L_f \implies \sigma_{hr} = \sigma_f = \sigma$.

2) $\hat{w}_z^{hr} = 0$ en $z = L_T \implies$

$$\hat{w}_z^{hr}(z) = \mathcal{A}_1^{hr} \left[I_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T-z)} \right) - \frac{I_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} \right)}{K_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} \right)} K_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T-z)} \right) \right] = \mathcal{A}_1^{hr} \Psi_0(z). \quad (4.66)$$

Aquí Ψ_0 es la expresión para $n=0$ de

$$\Psi_n(z) = I_n \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T-z)} \right) - (-1)^n \frac{I_n \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} \right)}{K_n \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} \right)} K_n \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T-z)} \right). \quad (4.67)$$

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

3) $\hat{w}_z^f = 0$ en $z = 0 \implies$

$$\hat{w}_z^f(z) = \mathcal{A}_1^f \left(e^{k_f z} - e^{-k_f z} \right). \quad (4.68)$$

4) $u_z^{hr} = -\Delta u$ en $z = L_T \implies$

$$u_z^{hr}(z) = \frac{\sigma}{H_{hr}}(z - L_T) - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \hat{w}_z^{hr}(z) - \Delta u. \quad (4.69)$$

5) $u_z^f = 0$ en $z = 0 \implies$

$$u_z^f(z) = \frac{\sigma}{H_f} z - \frac{\alpha_f M_f}{H_f} \hat{w}_z^f(z). \quad (4.70)$$

6) $\hat{w}_z^{hr} = \hat{w}_z^f$ en $z = L_f \implies$

$$\mathcal{A}_1^{hr} \Psi_0(L_f) = \mathcal{A}_1^f \left(e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f} \right), \quad (4.71)$$

con lo cual

$$\mathcal{A}_1^{hr} = \frac{e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f}}{\Psi_0(L_f)} \mathcal{A}_1^f. \quad (4.72)$$

7) $p_f^{hr} = p_f^f$ en $z = L_f \implies$

$$-\frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \sigma - \frac{\eta_{hr} D_{hr}}{\kappa_{hr}} \frac{\partial \hat{w}_z^{hr}}{\partial z}(L_f) = -\frac{\alpha_f M_f}{H_f} \sigma - \frac{\eta_f D_f}{\kappa_f} \frac{\partial \hat{w}_z^f}{\partial z}(L_f). \quad (4.73)$$

Derivando la ecuación (4.66) respecto de la variable z obtenemos

$$\frac{\partial \hat{w}_z^{hr}}{\partial z}(z) = \mathcal{A}_1^{hr} k_{hr} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T - z)} \left[I_1 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T - z)} \right) + \frac{I_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} \right)}{K_0 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} \right)} K_1 \left(\frac{2k_{hr}}{\gamma} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T - z)} \right) \right], \quad (4.74)$$

donde vemos que la expresión en corchetes resulta ser la función $\Psi_n(z)$ evaluada en $n=1$, con lo cual

$$\frac{\partial \hat{w}_z^{hr}}{\partial z}(z) = \mathcal{A}_1^{hr} k_{hr} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T - z)} \Psi_1(z). \quad (4.75)$$

Ahora derivamos respecto de z la ecuación (4.68)

$$\frac{\partial \hat{w}_z^f}{\partial z}(z) = \mathcal{A}_1^f k_f \left(e^{k_f z} + e^{-k_f z} \right), \quad (4.76)$$

y finalmente utilizamos las expresiones (4.75) y (4.76) en la ecuación (4.74) para reescribir la condición de borde como

$$\left(\frac{\alpha_f M_f}{H_f} - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \right) \sigma = \frac{\eta_{hr} D_{hr}}{\kappa_{hr}} \mathcal{A}_1^{hr} k_{hr} e^{-\frac{\gamma}{2}(L_T - L_f)} \Psi_1(L_f) - \frac{\eta_f D_f}{\kappa_f} \mathcal{A}_1^f k_f \left(e^{k_f L_f} + e^{-k_f L_f} \right). \quad (4.77)$$

Tomando κ_1 como la permeabilidad en la posición $z = (L_T + L_f)/2$

$$\kappa_1 = \kappa_{hr} e^{\frac{\gamma}{2}(L_T - L_f)}, \quad (4.78)$$

4.5. Solución analítica en medios fracturados con campos de permeabilidad variable

obtenemos

$$\left(\frac{\alpha_f M_f}{H_f} - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \right) \sigma = \frac{\eta_{hr} D_{hr}}{\kappa_1} \mathcal{A}_1^{hr} k_{hr} \Psi_1(L_f) - \frac{\eta_f D_f}{\kappa_f} \mathcal{A}_1^f k_f (e^{k_f L_f} + e^{-k_f L_f}). \quad (4.79)$$

Usando la relación (4.72) entre las constantes \mathcal{A}_1^{hr} y \mathcal{A}_1^f encontramos las siguientes expresiones

$$\mathcal{A}_1^{hr} = \frac{\left(\frac{\alpha_f M_f}{H_f} - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \right)}{\frac{\eta_{hr}}{\kappa_1} D_{hr} k_{hr} \Psi_1(L_f) - \frac{\eta_f}{\kappa_f} D_f k_f \Psi_0(L_f) \coth(k_f L_f)} \sigma, \quad (4.80)$$

$$\mathcal{A}_1^f = \frac{\Psi_0(L_f) (e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f})^{-1} \left(\frac{\alpha_f M_f}{H_f} - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \right)}{\frac{\eta_{hr}}{\kappa_1} D_{hr} k_{hr} \Psi_1(L_f) - \frac{\eta_f}{\kappa_f} D_f k_f \Psi_0(L_f) \coth(k_f L_f)} \sigma. \quad (4.81)$$

8) $u_z^{hr} = u_z^f$ en $z = L_f \implies$

$$\frac{\sigma}{H_{hr}} (L_f - L_T) - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \mathcal{A}_1^{hr} \Psi_0(L_f) - \Delta u = \frac{\sigma}{H_f} L_f - \frac{\alpha_f M_f}{H_f} \mathcal{A}_1^f (e^{k_f L_f} - e^{-k_f L_f}). \quad (4.82)$$

Reemplazando en esta expresión las constantes \mathcal{A}_1^{hr} y \mathcal{A}_1^f dadas por (4.80) y (4.81) respectivamente y despejando la tensión σ llegamos a

$$\sigma = -\Delta u \left[\frac{L_T - L_f}{H_{hr}} + \frac{L_f}{H_f} + \frac{\left(\frac{\alpha_f M_f}{H_f} - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \right)^2}{-\frac{\eta_{hr}}{\kappa_1} D_{hr} k_{hr} \frac{\Psi_1(L_f)}{\Psi_0(L_f)} + \frac{\eta_f}{\kappa_f} D_f k_f \coth(k_f L_f)} \right]^{-1}. \quad (4.83)$$

Asumiendo que el medio heterogéneo puede ser representado como un sólido viscoelástico equivalente, la expresión para su módulo de onda plana efectivo $H_{\text{eff}}^\kappa(\omega)$ vendrá dada por

$$H_{\text{eff}}^\kappa(\omega) = -\sigma L_T / \Delta u, \quad (4.84)$$

y reemplazando el valor de σ dado por (4.83), obtenemos finalmente

$$\frac{1}{H_{\text{eff}}^\kappa(\omega)} = \frac{1}{L_T} \left[\frac{L_T - L_f}{H_{hr}} + \frac{L_f}{H_f} + \frac{\left(\frac{\alpha_f M_f}{H_f} - \frac{\alpha_{hr} M_{hr}}{H_{hr}} \right)^2}{-\frac{\eta_{hr}}{\kappa_1} D_{hr} k_{hr} \frac{\Psi_1(L_f)}{\Psi_0(L_f)} + \frac{\eta_f}{\kappa_f} D_f k_f \coth(k_f L_f)} \right]. \quad (4.85)$$

La ecuación (4.85) es uno de los resultados principales de este Capítulo. Podemos ver al comparar $H_{\text{eff}}^\kappa(\omega)$ con el módulo de onda plana efectivo $C_{11}(\omega)$ correspondiente al

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

modelo de White *et al.* (1975) para capas de permeabilidad constante, dado por la ecuación (3.24), que las expresiones son muy similares. En efecto, ambas difieren en un término

$$\frac{\eta_{hr}}{\kappa_b} D_{hr} k_{hr} \coth(k_{hr} L_{hr}) \rightarrow -\frac{\eta_{hr}}{\kappa_1} D_{hr} k_{hr} \frac{\Psi_1(L_f)}{\Psi_0(L_f)}, \quad (4.86)$$

lo cual facilita la implementación de la solución aquí propuesta.

4.5.2. Análisis de sensibilidad

Utilizando el conjunto de ecuaciones (4.13) - (4.17), podemos determinar de forma analítica la atenuación correspondiente al medio con permeabilidad espacial variable en la roca huésped utilizando la expresión encontrada para $H_{\text{eff}}^{\kappa}(\omega)$. De esta forma, podremos comparar la solución analítica propuesta con las curvas de atenuación provenientes de los ensayos numéricos de relajación descritos en la Sección 4.3, en muestras con $L_{dz} = L/2 - L_f$. La Figura 4.9 muestra la inversa de los factores de calidad en función de la frecuencia para la solución analítica y la correspondiente numérica empleando los valores dados en la Tabla 4.1 para $L_{dz} = 7.5$ cm y $\beta = 20$. Podemos notar un excelente acuerdo entre ambas metodologías. Notar que por definición del parámetro γ , dada en la ecuación (4.27), se tiene que

$$\gamma = \frac{\ln(\beta)}{L_{dz}}. \quad (4.87)$$

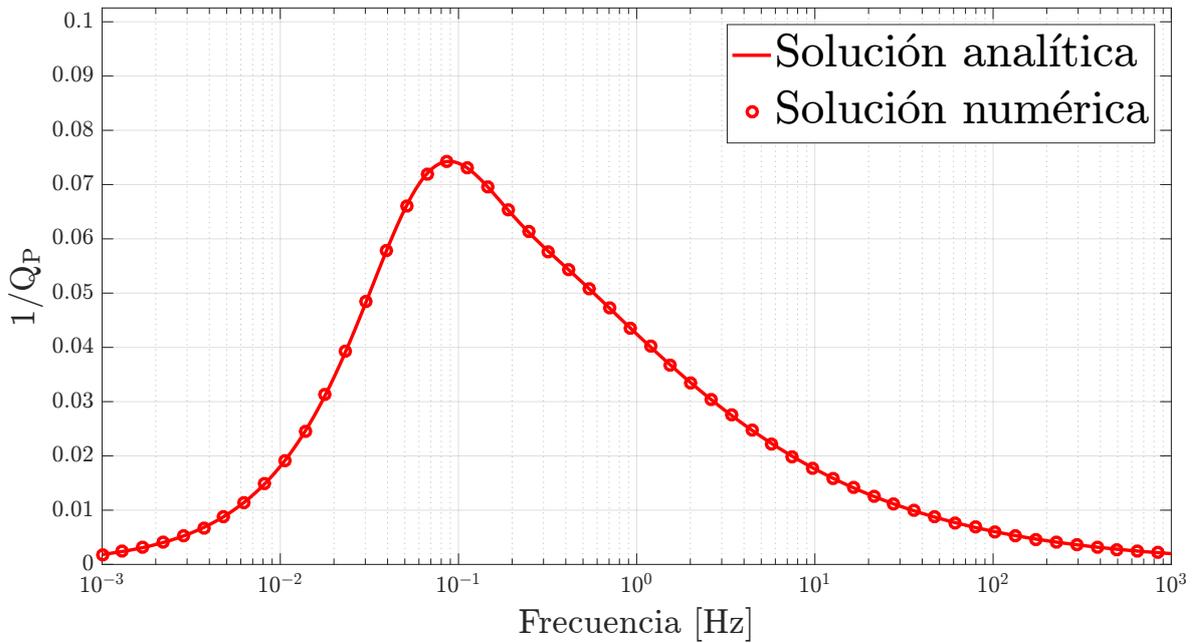


Figura 4.9. Comparación de la solución analítica y numérica para el modelo de zona de daño con variación de la permeabilidad.

Para concluir, haremos un análisis de las curvas de atenuación para distintos valores de β . En la Figura 4.10 se muestran las inversas del factor de calidad para el modelo sin variación de la permeabilidad (línea sólida azul), $\beta = 2$ (línea roja), $\beta = 10$ (línea verde) y $\beta = 100$ (línea magenta). Podemos ver que a medida que aumenta el parámetro β , el máximo de atenuación decae en amplitud, a la vez que se extiende sobre un rango más amplio de frecuencias y se desplaza a mayores frecuencias. Como mencionamos anteriormente, este resultado está en acuerdo con los obtenidos por Rubino *et al.* (2013b), en donde mayores fluctuaciones de un campo de permeabilidad heterogéneos se asocian a decaimiento de los niveles de atenuación, a la vez que se extienden sobre un rango de frecuencias mayor y se desplaza hacia mayores frecuencias. Es interesante notar que esta característica se mantiene para el caso de una roca con fracturas, lo cual agrega una escala espacial más al problema estudiado, incrementando su dificultad. La solución analítica propuesta posee entonces la potencialidad de proveer un conocimiento más detallado de este fenómeno.

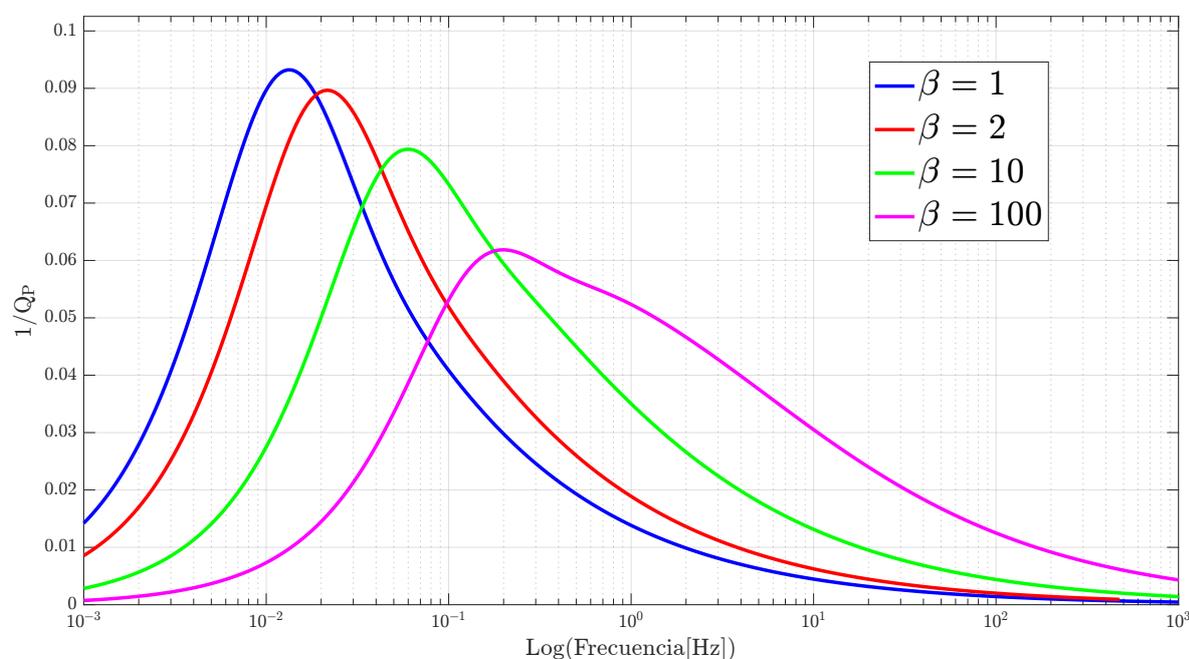


Figura 4.10. Comparación entre los modelos sin (azul) y con permeabilidad variable en el entorno de las fracturas. Las variaciones consideradas están caracterizadas por valores de $\beta=2$ (rojo), 10 (verde) y 100 (magenta).

4.6. Discusión de los resultados y conclusiones

En este Capítulo hemos propuesto un modelo para la representación de las zonas de daño asociadas al microfracturamiento típicamente observado en el entorno de fracturas de mesoescala formadas en rocas de baja porosidad y permeabilidad intrínseca. El mismo reúne información provista por diversos autores sobre el comportamiento de

4. Estudio de la respuesta sísmica de rocas de baja permeabilidad fracturadas: influencia de zonas de daño

estas regiones a distintas escalas y se basa principalmente en la variación espacial de la densidad de microfracturas que las caracteriza. Para obtener sus propiedades elásticas e hidráulicas en función de este parámetro, hemos utilizado teorías de medio efectivo que asumen una serie de hipótesis. Con respecto a las propiedades elásticas, utilizamos el método de no interacción propuesto originalmente por Walsh (1965) y luego profundizado por Zimmerman (1985) y Kachanov (1993), entre otros. Esta elección está basada en que permite obtener los módulos elásticos efectivos del medio de forma unívoca a través de un reducido número de parámetros, lo que facilita su aplicación. Si bien la hipótesis de no interacción entre las inclusiones de microescala podría parecer, en principio, contradictoria con el hecho de que se utiliza para representar una región con alta densidad de microfracturas e interconectividad entre las mismas, resulta ser una buena aproximación incluso en este contexto (Schubnel *et al.*, 2006; Sevostianov y Kachanov, 2009). Con respecto a las propiedades hidráulicas, las mismas fueron determinadas a través del modelo de percolación de Guéguen y Dienes (1989). La hipótesis considerada en este caso fue que todas las microfracturas se encontraban conectadas hidráulicamente entre sí y el factor de percolación se consideraba unitario. Esta aproximación ha sido utilizada por otros autores y posee un rango de validez aceptable (Faoro *et al.*, 2013; Rempe *et al.*, 2018), lo cual nos permite prescindir de ciertos parámetros microestructurales del problema. La misma podría no cumplirse en el caso de que algunas microfracturas se encuentren cerradas, lo cual no ha sido contemplado por el modelo propuesto. En caso de no cumplirse, el factor de percolación deberá tomar un valor entre 0 y 1, con lo cual la relación entre la permeabilidad y la densidad de microfracturas de la zona de daño pasaría de ser lineal a depender de un factor exponencial con valores entre 1 y 1.5 (Mitchell y Faulkner, 2012). Además, la decisión de no incluir detalles específicos de la microestructura se debe a que nos interesa particularmente estudiar el proceso de flujo inducido por onda en la mesoescala. En efecto, la presencia de heterogeneidades de microescala en medios porosos saturados puede estar acompañada de pérdida de energía por flujo inducido a escala poral, un proceso disipativo denominado «squirt flow» (Dvorkin *et al.*, 1994, 1995; Pride *et al.*, 2004). Si bien este mecanismo suele operar en frecuencias cercanas al rango ultrasónico, puede también afectar al rango de frecuencias de la sísmica de exploración (Müller *et al.*, 2010). Para contemplar estos efectos en el problema estudiado, puede seguirse el procedimiento detallado en Rubino y Holliger (2013).

Por otro lado, las microfracturas fueron representadas como inclusiones con la misma forma geométrica y distribuidas aleatoriamente. Un análisis más detallado incluiría parámetros geométricos adicionales de la microestructura de las inclusiones como, por ejemplo, distintos tamaños y relaciones de aspecto. Además, la disposición aleatoria de las inclusiones puede no ser adecuada en el caso de que las microfracturas hayan sido formadas en respuesta a esfuerzos direccionados y presenten una orientación definida (Janssen *et al.*, 2001). En este caso, la respuesta elástica efectiva de la zona de daño

podría ser representada a través de un medio localmente anisótropo. Sin embargo, uno de los objetivos del presente Capítulo es brindar un primer análisis de las propiedades sísmicas de las zonas de daño a través de un modelo simple que permita combinar la información disponible proveniente de distintas disciplinas con distintas metodologías de estudio. En este sentido, la representación propuesta, estando definida mediante parámetros específicos de la zona de daño y de la roca huésped, puede ser directamente incluida en el modelado de la respuesta sísmica del medio fracturado.

El modelo obtenido nos ha permitido evaluar la respuesta sísmica efectiva de una roca de baja permeabilidad que contiene un conjunto de fracturas planas paralelas con zonas de daño a su alrededor. Nuestros resultados muestran, principalmente, que el aumento de la permeabilidad alrededor de las fracturas propicia el intercambio de la presión del fluido con la roca huésped, lo que se traduce en la existencia de un máximo de la atenuación y significativa dispersión de velocidades a frecuencias que pueden comprender el rango asociado a la sísmica de exploración. Estos resultados adquieren gran relevancia cuando se tiene en cuenta que para rocas de baja permeabilidad con fracturas en entornos homogéneos, los niveles de atenuación debidos a flujo inducido son, normalmente, despreciables para frecuencias sísmicas. Por lo tanto, nuestro aporte posee la potencialidad de mejorar la caracterización de medios de baja permeabilidad con conjuntos de fracturas de mesoescala a través del dato sísmico. A la vista de estos resultados, las limitaciones mencionadas motivan al desarrollo y estudio de modelos de mayor complejidad, que incluyan representaciones tridimensionales de las zonas de daño, interconectividad entre las fracturas y la posibilidad de modelar a las microfisuras de forma explícita, incluyendo efectos combinados con otros procesos físicos de interés. Quedan planteados también como trabajos a futuro la inclusión del modelo propuesto en la representación anisótropa efectiva de un medio fracturado, como la descrita en el Capítulo 3, el análisis del impacto de la presencia de zonas de daño en las «compliance» de las fracturas de acuerdo a lo estudiado en el Capítulo 2 y la potencialidad de explorar, a través de la solución analítica presentada, el comportamiento de la respuesta sísmica en presencia de campos heterogéneos de permeabilidad en medios fracturados y en general.

Capítulo 5

Conclusiones generales

En la presente Tesis Doctoral nos planteamos como objetivo desarrollar y analizar nuevas metodologías para el modelado de la respuesta sísmica de medios poroelásticos con fracturas, como así también profundizar en el conocimiento de aquellas preexistentes. Con esta motivación, en primera instancia se presentó una metodología novedosa para modelar la propagación de ondas sísmicas en un medio poroso con fracturas planas y paralelas. Para ello se combinó la teoría «linear slip» (LST) en su forma convencional con la teoría de la poroelasticidad de Biot. Esto se realizó resolviendo las ecuaciones de consolidación de Biot en un volumen elemental del medio fracturado, con condiciones de borde adecuadas para la representación de las tensiones generadas por el paso de una onda sísmica, obteniéndose la discontinuidad en el campo de los desplazamientos a uno y otro lado de la fractura presente en la muestra. La misma fue vinculada con la tensión impuesta dando lugar a una expresión analítica de la «compliance» normal de la fractura. Mediante esta expresión, que resultó ser compleja y dependiente de la frecuencia, quedaron incorporados de forma natural los efectos de flujo inducido por onda, uno de los mecanismos de atenuación y dispersión sísmicas más relevantes en los medios con fracturas de mesoescala para las frecuencias utilizadas en la sísmica de exploración. Se resalta la relevancia del resultado obtenido, ya que constituye la primera expresión para la «compliance» de una fractura, en el marco de la LST convencional, que contiene información directa de este fenómeno, descrito a través de la teoría de Biot. Se propuso entonces incluir esta expresión en un algoritmo utilizado para la simulación de propagación de ondas en medios elásticos 1-D que permite la incorporación de fracturas a través de la LST como condiciones de borde en su esquema numérico. Los resultados mostraron muy buen acuerdo con simulaciones numéricas de la propagación de ondas empleando la teoría de Biot completa. En resumen, se introdujo una metodología que explotando las ventajas de la LST convencional, permite la obtención de sismogramas sintéticos en medios fracturados de forma ágil y eficiente a la vez que incorpora fenómenos físicos complejos de gran interés, cuya consideración utilizando otras técnicas involucra un alto costo computacional. Al ser expeditiva, esta metodología puede ser integrada en algoritmos de inversión de datos sísmicos, permitiendo incorporar al procedimiento parámetros poroelásticos que contribuyan a obtener las características no solo mecánicas, sino también hidráulicas del medio fracturado en

estudio.

Una ventaja adicional que posee la expresión analítica de la «compliance» normal de una fractura desarrollada en esta Tesis, es que puede ser utilizada para estudiar la respuesta anisótropa efectiva de un medio con fracturas planas y paralelas, ya que existen metodologías para determinar esta respuesta en el marco de la LST convencional. Las mismas se basan en representar a la matriz de «compliance» efectiva del medio fracturado como la suma de una matriz de «compliance» de la roca intacta y una matriz de «compliance» excedente dada por la presencia de fracturas. Sin embargo, cuando el problema es abordado en el marco de la poroelasticidad, el efecto que produce el flujo inducido por onda en esta representación, si bien reportado por algunos autores, no había sido estudiado de forma rigurosa. Se propuso entonces hacer un análisis detallado de las limitaciones que la representación de la LST tradicional posee para modelar la respuesta anisótropa efectiva de un medio poroso saturado y con fracturas planas paralelas. Para ello se eligió un modelo basado en una secuencia de capas poroelásticas que representa una alternancia de fracturas y roca intacta, en el cual los efectos de flujo inducido están incorporados naturalmente en su matriz de «compliance» efectiva. Considerando separadamente los efectos de la roca intacta y las fracturas, se derivó analíticamente una matriz de «compliance» excedente cuya estructura difiere de la correspondiente a la LST convencional por la adición de nuevos coeficientes. Se mostró que los mismos son complejos y dependientes de la frecuencia, y que poseen características similares a la «compliance» normal desarrollada previamente. Mediante un análisis de sensibilidad para un amplio rango de parámetros poroelásticos de rocas sedimentarias se determinó que estos coeficientes pueden tener magnitudes no despreciables. En particular, el más significativo de ellos fue estudiado empleando coeficientes de Poisson anisótropos. Se concluyó que su importancia radica en que contiene información de los acoples entre deformaciones ortogonales que experimenta un medio fracturado por flujo inducido cuando las ondas se propagan oblicuamente al plano de las fracturas. El estudio de este acople por flujo inducido en la respuesta efectiva anisótropa de los medios porosos fracturados no existía previamente, y constituye un resultado interesante de la presente Tesis. Para cuantificar los posibles efectos que estos coeficientes adicionales introducen en la respuesta sísmica efectiva se compararon las velocidades de fase y la atenuación obtenidas con la estructura diagonal convencional para la matriz de «compliance» excedente y la matriz correspondiente al modelo de capas alternadas, para distintos ángulos de incidencia y distintas frecuencias. Efectivamente se comprobó que la aproximación por LST convencional del problema no logra reproducir de forma completa los resultados del modelo de capas. En efecto, se mostró que para rocas de relativamente baja consolidación y porosidades bajas a intermedias, las velocidades entre ambos modelos muestran discrepancias para el límite de bajas frecuencias de hasta 12 % para el caso de ondas compresionales y 9 % para ondas de corte, en ángulos de incidencia entre los 26° y 35°, dando cuenta de cómo efectivamente la anisotropía del

medio se ve afectada. Si bien las discrepancias entre ambos modelos disminuyen a medida que aumenta la frecuencia, siguen siendo significativas para frecuencias sísmicas (30 Hz). Aún mayores son las diferencias cuando se analizan en términos de la atenuación, ya que tanto para ondas compresionales como de corte y tanto a incidencia normal como oblicua, las discrepancias se encuentran en el rango entre 40 % a 50 %, para la mayoría de las rocas consideradas.

Los estudios realizados en la primera parte de la Tesis tuvieron en cuenta conectividad hidráulica entre las fracturas y la roca circundante, la cual fue modelada, de acuerdo a la gran mayoría de los trabajos presentes en la literatura, como un medio poroso homogéneo. Dado que en medios fracturados usualmente las fracturas se encuentran rodeadas por regiones de intenso fracturamiento a menor escala, denominadas zonas de daño, en la segunda parte de la Tesis se estudió el efecto de estas características, en la respuesta sísmica efectiva de una roca de baja permeabilidad con fracturas de mesoescala. En tal sentido, se propuso un modelo que captura las características principales de las zonas de daño, basado en teorías de medios efectivos y que supone un aumento de la permeabilidad y la porosidad de la roca en el entorno de las fracturas, a la vez que reduce su rigidez. El mismo fue incluido en un procedimiento numérico para obtener las velocidades de fase y la atenuación de una onda compresional propagándose en un medio poroso que contiene fracturas con zonas de daño. Los resultados fueron comparados con los de un medio fracturado sin zonas de daño y se observó que la respuesta de ambos presentaba diferencias considerables. Esto se debe en parte a que la reducción de la rigidez de la roca en el entorno de las fracturas disminuye el contraste de compresibilidades entre las fracturas y su entorno, y por consiguiente, disminuye en intensidad el flujo inducido y la atenuación asociada tiende a ser menor. Sin embargo, el motivo principal que explica las diferencias observadas es que el aumento de permeabilidad en el entorno de las fracturas propicia el intercambio de la presión del fluido entre fracturas y la roca para frecuencias más altas en comparación a rocas huésped homogéneas, y además, su comportamiento heterogéneo genera la aparición de un segundo máximo de atenuación en un rango amplio de frecuencias que puede incluir el rango de la sísmica de exploración. Por ello, a diferencia de lo que ocurre al ignorar la presencia de zonas de daño, nuestro análisis indica que es posible detectar la presencia de fracturas de mesoescala en rocas de baja permeabilidad utilizando el dato de la atenuación sísmica. Para concluir, es interesante notar cómo los campos de permeabilidad heterogéneos en rocas fracturadas, factibles de ser encontrados en la naturaleza, modifican la respuesta sísmica por flujo inducido. Con el objetivo de desarrollar una herramienta que permita estudiar este comportamiento de manera flexible, se realizó una derivación analítica para obtener el módulo de onda plana efectivo de un medio con permeabilidad variando exponencialmente en el espacio. Se encontró que la solución reproduce los efectos observados en simulaciones numéricas de la atenuación sísmica disponibles en la literatura para fluctuaciones considerables en los valores

5. Conclusiones generales

de permeabilidad y, además, posee una estructura muy similar a la correspondiente a un medio homogéneo, lo cual facilitaría su posible implementación en algoritmos de inversión.

Los aportes de la presente Tesis Doctoral han quedado plasmados en la publicación de dos trabajos en revistas internacionales con referato, mientras que se prevé, a partir de los resultados mostrados en el Capítulo 4, el envío de dos trabajos adicionales. Por otro lado, los estudios aquí realizados abren paso a varios trabajos de investigación a ser desarrollados a futuro. Entre estas posibilidades se encuentra extender los resultados brindados en los Capítulos 2 y 4 a 3-D utilizando la aproximación vista en el Capítulo 3. Así se podrá desarrollar una aproximación para estudiar el efecto de la zona de daño en la anisotropía de medios con fracturas planas paralelas. Por otro lado, dado que la solución analítica para el caso de permeabilidad variable se realizó siguiendo un procedimiento similar al utilizado para la derivación de la «compliance» normal en el Capítulo 2, es posible derivar en forma analítica la «compliance» de una fractura con zonas de daño caracterizadas por variaciones espaciales de la permeabilidad. En este sentido, podemos afirmar que la presente Tesis cumplió con el objetivo de añadir nuevas herramientas que permiten obtener de forma simple la respuesta sísmica de los medios fracturados, considerando simultáneamente procesos físicos que permiten involucrar varias propiedades de este tipo de medios. Estas nuevas metodologías tienen el potencial de ayudar a mejorar la caracterización sísmica de los medios porosos saturados que contienen fracturas.

Bibliografía

- Aki, K. y Richards, P. G. (1980). *Quantitative Seismology: Theory and Methods*. W. H. Freeman, New York, USA.
- Arfken, G. B. y Weber, H. J. (2005). *Mathematical Methods For Physicists International Student Edition (6th edition)*. Academic Press.
- Backus, G. E. (1962). Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering. *J. Geophys. Res.*, 67(11):4427–4440.
- Baird, A. F., Kendall, J.-M., y Angus, D. A. (2013). Frequency-dependent seismic anisotropy due to fractures: Fluid flow versus scattering. *Geophysics*, 78(2):WA111–WA122.
- Bakulin, A., Grechka, V., y Tsvankin, I. (2000). Estimation of fracture parameters from reflection seismic data - Part I: HTI model due to a single fracture set. *Geophysics*, 65(6):1788–1802.
- Barbosa, N. D., Rubino, J. G., Caspari, E., y Holliger, K. (2017). Sensitivity of seismic attenuation and phase velocity to intrinsic background anisotropy in fractured porous rocks: A numerical study. *J. Geophys. Res.*, 122(10):8181–8199.
- Barbosa, N. D., Rubino, J. G., Caspari, E., y Holliger, K. (2018). Impact of fracture clustering on the seismic signatures of porous rocks containing aligned fractures. *Geophysics*, 83(5):MR295–MR308.
- Bear, J. (1972). *Dynamics of Fluids in Porous Media*. Am. Elsevier, New York.
- Bense, V. F., Shipton, Z. K., Kremer, Y., y Kampman, N. (2016). Fault zone hydrogeology: introduction to the special issue. *Geofluids*, 16(4):655–657.
- Benson, P., Schubnel, A., Vinciguerra, S., Trovato, C., Meredith, P., y Young, R. P. (2006). Modeling the permeability evolution of microcracked rocks from elastic wave velocity inversion at elevated isostatic pressure. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 111(B4).
- Berkowitz, B. (2002). Characterizing flow and transport in fractured geological media: A review. *Advances in Water Resources*, 25(8):861–884.
- Biot, M. A. (1941). General theory of three-dimensional consolidation. *J. Appl. Phys.*, 12:155–164.

BIBLIOGRAFÍA

- Biot, M. A. (1956a). Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. I. Low frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28:168–178.
- Biot, M. A. (1956b). Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. II. Higher frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28:179–191.
- Biot, M. A. (1962). Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media. *J. Appl. Phys.*, 33(4):1482–1498.
- Bonnet, E., Bour, O., Odling, N. E., Davy, P., Main, I., Cowie, P., y Berkowitz, B. (2001). Scaling of fracture systems in geological media. *Reviews of Geophysics*, 39(3):347–383.
- Botter, C., Cardozo, N., Hardy, S., Lecomte, I., y Escalona, A. (2014). From mechanical modeling to seismic imaging of faults: A synthetic workflow to study the impact of faults on seismic. *Marine and Petroleum Geology*, 57:187 – 207.
- Bourbié, T., Coussy, O., y Zinszner, B. (1987). *Acoustics of porous media*. Institut français du pétrole publications, Paris, France.
- Brace, W. F. (1965). Some new measurements of linear compressibility of rocks. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 70(2):391–398.
- Brajanovski, M., Gurevich, B., y Schoenberg, M. (2005). A model for P-wave attenuation and dispersion in a porous medium permeated by aligned fractures. *Geophys. J. Int.*, 163(1):372–384.
- Brajanovski, M., Müller, T. M., y Gurevich, B. (2006). Characteristic frequencies of seismic attenuation due to wave-induced fluid flow in fractured porous media. *Geophys. J. Int.*, 166(2):574–578.
- Broggi, A. (2011). Variation in fracture patterns in damage zones related to strike-slip faults interfering with pre-existing fractures in sandstone (Calcione area, southern Tuscany, Italy). *Journal of Structural Geology*, 33(4):644 – 661.
- Brown, D. W., Duchane, D. V., Heiken, G., y Hrisco, V. T. (2012). *Mining the Earth's Heat: Hot Dry Rock Geothermal Energy*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Brown, R. J. S. y Korrिंगa, J. (1975). On the dependence of the elastic properties of a porous rock on the compressibility of the pore fluid. *Geophysics*, 40(4):608–616.
- Butler, S. L. y Sinha, G. (2012). Forward modeling of applied geophysics methods using Comsol and comparison with analytical and laboratory analog models. *Computers and Geosciences*, 42:168 – 176.

- Cai, Z. y Ofterdinger, U. (2016). Analysis of groundwater-level response to rainfall and estimation of annual recharge in fractured hard rock aquifers, nw ireland. *Journal of Hydrology*, 535:71 – 84.
- Caine, J. S., Evans, J. P., y Forster, C. B. (1996). Fault zone architecture and permeability structure. *Geology*, 24(11):1025–1028.
- Carcione, J. M., Gurevich, B., Santos, J. E., y Picotti, S. (2013). Angular and frequency-dependent wave velocity and attenuation in fractured porous media. *Pure Appl. Geophys.*, 170(11):1673–1683.
- Carcione, J. M. y Picotti, S. (2006). P-wave seismic attenuation by slow-wave diffusion: Effects of inhomogeneous rock properties. *Geophysics*, 71:O1–O8.
- Castromán, G. A., Barbosa, N. D., Rubino, J. G., Zyserman, F. I., y Holliger, K. (2020). Fluid pressure diffusion effects on the excess compliance matrix of porous rocks containing aligned fractures. *Geophysical Journal International*, 222(1):715–733.
- Castromán, G. A. y Zyserman, F. I. (2013). Discontinuous galerkin methods for solving the acoustic wave equation. *Mecánica Computacional*, XXXII(45).
- Chapman, M. (2003). Frequency-dependent anisotropy due to meso-scale fractures in the presence of equant porosity. *Geophysical Prospecting*, 51(5):369–379.
- Chen, H. e Innanen, K. A. (2018). Estimation of fracture weaknesses and integrated attenuation factors from azimuthal variations in seismic amplitudes. *Geophysics*, 83(6):R711–R723.
- Chichinina, T., Sabinin, V., y Ronquillo-Jarillo, G. (2006). QVOA analysis: P-wave attenuation anisotropy for fracture characterization. *Geophysics*, 71(3):C37–C48.
- Chichinina, T. I., Obolentseva, I. R., y Ronquillo-Jarillo, G. (2009). Anisotropy of seismic attenuation in fractured media: Theory and ultrasonic experiment. *Transport in Porous Media*, 79(1):1–14.
- Clark, R. A., Benson, P. M., Carter, A. J., y Moreno, C. A. G. (2009). Anisotropic P-wave attenuation measured from a multi-azimuth surface seismic reflection survey. *Geophysical Prospecting*, 57(5):835–845.
- Coates, R. T. y Schoenberg, M. (1995). Finite-difference modeling of faults and fractures. *Geophysics*, 60(5):1514–1526.
- De Basabe, J. D., Sen, M. K., y Wheeler, M. F. (2011). Seismic wave propagation in fractured media: A discontinuous galerkin approach. *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2011*, pp. 2920–2924.

BIBLIOGRAFÍA

- De Basabe, J. D., Sen, M. K., y Wheeler, M. F. (2016). Elastic wave propagation in fractured media using the discontinuous Galerkin method. *Geophysics*, 81(4):T163–T174.
- Dvorkin, J., Mavko, G., y Nur, A. (1995). Squirt flow in fully saturated rocks. *Geophysics*, 60(1):97–107.
- Dvorkin, J., Nolen-Hoeksema, R., y Nur, A. (1994). The squirt-flow mechanism: Macroscopic description. *Geophysics*, 59(3):428–438.
- Eshelby, J. D. y Peierls, R. E. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 241(1226):376–396.
- Faoro, I., Vinciguerra, S., Marone, C., Elsworth, D., y Schubnel, A. (2013). Linking permeability to crack density evolution in thermally stressed rocks under cyclic loading. *Geophysical Research Letters*, 40(11):2590–2595.
- Faulkner, D. R., Mitchell, T. M., Jensen, E., y Cembrano, J. (2011). Scaling of fault damage zones with displacement and the implications for fault growth processes. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 116(B5).
- Foord, G., Verdon, J. P., y Kendall, J.-M. (2015). Seismic characterization of fracture compliance in the field using P- and S-wave sources. *Geophys. J. Int.*, 203(3):1726–1737.
- Galvin, R. J. y Gurevich, B. (2015). Frequency-dependent anisotropy of porous rocks with aligned fractures. *Geophysical Prospecting*, 63(1):141–150.
- Gassmann, F. (1951). Über die elastizität poröser medien. *Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zurich*, 96:1–23.
- Gelinsky, S. y Shapiro, S. A. (1997). Poroelastic Backus averaging for anisotropic layered fluid- and gas-saturated sediments. *Geophysics*, 62(6):1867–1878.
- Giacosa, R. E. (2019). Discontinuidades estructurales en las sedimentitas de la cuenca neuquina. Fracturas, venas, vetas y bandas de deformación en la faja plegada del Agrio, dorsal de Huincul y dorso de Los Chihuidos, provincia del Neuquén. *Instituto de geología y recursos minerales, Servicio Geológico Minero Argentino. Serie contribuciones técnicas geología*, (7).
- Gibiansky, L. y Torquato, S. (1998). Rigorous connection between physical properties of porous rocks. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 103(B10):23911–23923.

- Grab, M., Quintal, B., Caspari, E., Maurer, H., y Greenhalgh, S. (2017). Numerical modeling of fluid effects on seismic properties of fractured magmatic geothermal reservoirs. *Solid Earth*, 8(1):255–279.
- Griffiths, L., Heap, M., Baud, P., y Schmittbuhl, J. (2017). Quantification of microcrack characteristics and implications for stiffness and strength of granite. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 100:138 – 150.
- Gudmundsson, A. (2011). *Rock Fractures in Geological Processes*. Cambridge University Press.
- Guéguen, Y. y Dienes, J. (1989). Transport properties of rocks from statistics and percolation. *Mathematical Geology*, 21(1):1–13.
- Guéguen, Y. y Kachanov, M. (2011). *Effective Elastic Properties of Cracked Rocks - An Overview*, volumen 533, pp. 73–125.
- Guo, J., Rubino, J. G., Barbosa, N. D., Glubokovskikh, S., y Gurevich, B. (2018). Seismic dispersion and attenuation in saturated porous rocks with aligned fractures of finite thickness: Theory and numerical simulations - part 2: Frequency-dependent anisotropy. *Geophysics*, 83(1):WA49–WA62.
- Gurevich, B. (2003). Elastic properties of saturated porous rocks with aligned fractures. *J. Appl. Geophys.*, 54:203–218.
- Gurevich, B., Brajanovsky, M., Galvin, R. J., Müller, T. M., y Toms-Stewart, J. (2009). P-wave dispersion and attenuation in fractured and porous reservoirs- poroelasticity approach. *Geophys. Prospect.*, 57:225–237.
- Hall, F. y Wang, Y. (2012). Seismic response of fractures by numerical simulation. *Geophysical Journal International*, 189(1):591–601.
- Hudson, J. A. (1980). Overall properties of a cracked solid. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 88(2):371–384.
- Hudson, J. A. (1981). Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks. *Geophysical Journal International*, 64(1):133–150.
- Iding, M. y Ringrose, P. (2010). Evaluating the impact of fractures on the performance of the In Salah CO₂ storage site. *International Journal of Greenhouse Gas Control*, 4(2):242 – 248.
- International Atomic Energy Agency (2005). *Disposal Options for Disused Radioactive Sources*. Número 436 en Technical Reports Series. IAEA, Vienna.

BIBLIOGRAFÍA

- Jaeger, J. C., Cook, N. G. W., y Zimmerman, R. (2007). *Fundamentals of Rock Mechanics (fourth edition)*. Wiley-Blackwell.
- Janssen, C., Wagner, F., Zang, A., y Dresen, G. (2001). Fracture process zone in granite: a microstructural analysis. *Int. J. Earth Sci.*, 90:46–59.
- Johnson, D. L., Koplik, J., y Dashen, R. (1987). Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *J. Fluid Mech.*, 176:379–402.
- Kachanov, M. (1993). Elastic solids with many cracks and related problems. volumen 30 de *Advances in Applied Mechanics*, pp. 259 – 445. Elsevier.
- Kong, L., Gurevich, B., Zhang, Y., y Wang, Y. (2017). Effect of fracture fill on frequency-dependent anisotropy of fractured porous rocks. *Geophysical Prospecting*, 65(6):1649–1661.
- Krzikalla, F. y Müller, T. M. (2011). Anisotropic P-SV-wave dispersion and attenuation due to inter-layer flow in thinly layered porous rocks. *Geophysics*, 76(3):WA135–WA145.
- Leary, P. C., Crampin, S., y McEvilly, T. V. (1990). Seismic fracture anisotropy in the earth's crust: An overview. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 95(B7):11105–11114.
- Li, J., Li, H., Jiao, Y., Liu, Y., Xia, X., y Yu, C. (2014). Analysis for oblique wave propagation across filled joints based on thin-layer interface model. *Journal of Applied Geophysics*, 102:39 – 46.
- Li, N., Xie, H., Hu, J., y Li, C. (2021). A critical review of the experimental and theoretical research on cyclic hydraulic fracturing for geothermal reservoir stimulation. *Geomechanics and Geophysics for Geo-Energy and Geo-Resources*, 8(1):7.
- Liu, E. (2005). Effects of fracture aperture and roughness on hydraulic and mechanical properties of rocks: implication of seismic characterization of fractured reservoirs. *Journal of Geophysics and Engineering*, 2(1):38–47.
- Liu, E., Hudson, J. A., y Pointer, T. (2000). Equivalent medium representation of fractured rock. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 105(B2):2981–3000.
- Liu, E. y Martinez, A. (2013). *Seismic fracture characterization: Concepts and practical applications*. EAGE Publications bv.
- Lynn, H. B. (2004). The winds of change. *The Leading Edge*, 23(12):1258–1268.
- MacBeth, C. y Li, X.-Y. (1999). AVD - an emerging new marine technology for reservoir characterization: Acquisition and application. *Geophysics*, 64(4):1153–1159.

- Mandl, G. (2000). *Faulting in Brittle Rocks: An Introduction to the Mechanics of Tectonic Faults*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Martínez, R. y Santos, J. (2017). Long-wave anisotropic behavior of highly heterogeneous-fractured Biot media. En *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2017*, pp. 390–394.
- Masson, T. J. y Pride, S. R. (2007). Poroelastic finite difference modeling of seismic attenuation and dispersion due to mesoscopic-scale heterogeneity. *J. Geophys. Res.*, 112, B03204.
- Maultzsch, S., Chapman, M., Liu, E., y Li, X. Y. (2003). Modelling frequency-dependent seismic anisotropy in fluid-saturated rock with aligned fractures: implication of fracture size estimation from anisotropic measurements. *Geophysical Prospecting*, 51(5):381–392.
- Mavko, G., Mukerji, T., y Dvorkin, J. (2009). *The Rock Physics Handbook: Tools for Seismic Analysis of Porous Media*. Cambridge University Press.
- Minato, S. y Ghose, R. (2016). AVO inversion for a non-welded interface: estimating compliances of a fluid-filled fracture. *Geophysical Journal International*, 206(1):56–62.
- Mitchell, T. y Faulkner, D. (2009). The nature and origin of off-fault damage surrounding strike-slip fault zones with a wide range of displacements: A field study from the atacama fault system, northern chile. *Journal of Structural Geology*, 31(8):802 – 816.
- Mitchell, T. y Faulkner, D. (2012). Towards quantifying the matrix permeability of fault damage zones in low porosity rocks. *Earth and Planetary Science Letters*, 339-340:24 – 31.
- Moore, D. y Lockner, D. (1995). The role of microcracking in shear-fracture propagation in granite. *Journal of Structural Geology*, 17(1):95 – 114.
- Müller, T. M., Gurevich, B., y Lebedev, M. (2010). Seismic wave attenuation and dispersion resulting from wave-induced flow in porous rocks - a review. *Geophysics*, 75:147–163.
- Müller, T. M. y Rothert, E. (2006). Seismic attenuation due to wave-induced flow: Why Q in random structures scales differently. *Geophys. Res. Lett.*, 33.
- Muther, T., Qureshi, H. A., Syed, F. I., Aziz, H., Siyal, A., Dahaghi, A. K., y Negahban, S. (2022). Unconventional hydrocarbon resources: geological statistics, petrophysical characterization, and field development strategies. *Journal of Petroleum Exploration and Production Technology*, 12:1463–1488.

BIBLIOGRAFÍA

- Müller, T. M., Lambert, G., y Gurevich, B. (2007). Dynamic permeability of porous rocks and its seismic signatures. *Geophysics*, 72(5):E149–E158.
- Nakagawa, S. y Schoenberg, A. (2007). Poroelastic modeling of seismic boundary conditions across a fracture. *J. Acoust. Soc. Am.*, 122:831–847.
- Narr, W., Schechter, D. S., y Thompson, L. B. (2006). *Naturally Fractured Reservoir Characterization*. Society of Petroleum Engineers.
- National Research Council (1996). *Rock Fractures and Fluid Flow: Contemporary Understanding and Applications*. The National Academies Press, Washington, DC.
- Nelson, R. (2001). *Geologic Analysis of Naturally Fractured Reservoirs (Second edition)*. Gulf Professional Publishing.
- Norris, A. N. (1993). Low-frequency dispersion and attenuation in partially saturated rocks. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94:359–370.
- O’Connell, R. J. y Budiansky, B. (1974). Seismic velocities in dry and saturated cracked solids. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 79(35):5412–5426.
- O’Connell, R. J. y Budiansky, B. (1977). Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 82(36):5719–5735.
- Peacock, D., Nixon, C., Rotevatn, A., Sanderson, D., y Zuluaga, L. (2016). Glossary of fault and other fracture networks. *Journal of Structural Geology*, 92:12 – 29.
- Peacock, S., McCann, C., Sothcott, J., y Astin, T. R. (1994). Experimental measurements of seismic attenuation in microfractured sedimentary rock. *Geophysics*, 59(9):1342–1351.
- Picket, G. (1963). Acoustic character logs and their application in formation evaluation. *Journal of Petroleum Technology*, 15(06):659–667.
- Pride, S. R. (2005). Relationships between seismic and hydrological properties. En Rubin, Y. y Hubbard, S., editores, *Hydrogeophysics*, capítulo 9, pp. 253–290. Springer.
- Pride, S. R., Berryman, J. G., y Harris, J. M. (2004). Seismic attenuation due to wave-induced flow. *J. Geophys. Res.*, 109, B01201.
- Pyrak-Nolte, L. J., Myer, L. R., y Cook, N. G. W. (1990). Transmission of seismic waves across single natural fractures. *J. Geophys. Res.*, 95(B6):8617–8638.
- Pyrak-Nolte, L. J. y Nolte, D. D. (1992). Frequency dependence of fracture stiffness. *Geophysical Research Letters*, 19(3):325–328.

- Reible, D. D., Honarparvar, S., Chen, C.-C., Illangasekare, T. H., y MacDonell, M. (2016). *Environmental Impacts of Hydraulic Fracturing*, pp. 199–219. Springer International Publishing, Cham.
- Rempe, M., Mitchell, T. M., Renner, J., Smith, S. A. F., Bistacchi, A., y Di Toro, G. (2018). The relationship between microfracture damage and the physical properties of fault-related rocks: The Gole Larghe Fault Zone, Italian Southern Alps. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(9):7661–7687.
- Rubino, J. G., Caspari, E., Müller, T. M., Milani, M., Barbosa, N. D., y Holliger, K. (2016). Numerical upscaling in 2-D heterogeneous poroelastic rocks: Anisotropic attenuation and dispersion of seismic waves. *J. Geophys. Res.*, 121(9):6698–6721.
- Rubino, J. G., Guarracino, L., Müller, T. M., y Holliger, K. (2013a). Do seismic waves sense fracture connectivity? *Geophys. Res. Lett.*, 40(4):692–696.
- Rubino, J. G. y Holliger, K. (2012). Seismic attenuation and velocity dispersion in heterogeneous partially saturated porous rocks. *Geophys. J. Int.*, 188:1088–1102.
- Rubino, J. G. y Holliger, K. (2013). Research note: Seismic attenuation due to wave-induced fluid flow at microscopic and mesoscopic scales. *Geophysical Prospecting*, 61(4):882–889.
- Rubino, J. G., Monachesi, L. B., Müller, T. M., Guarracino, L., y Holliger, K. (2013b). Seismic wave attenuation and dispersion due to wave-induced fluid flow in rocks with strong permeability fluctuations. *J. Acoust. Soc. Am.*, pp. 4742–4751.
- Rubino, J. G., Müller, T. M., Guarracino, L., Milani, M., y Holliger, K. (2014a). Seismoacoustic signatures of fracture connectivity. *J. Geophys. Res.*, 119:2252–2271.
- Rubino, J. G., Müller, T. M., Milani, M., y Holliger, K. (2014b). Seismic attenuation and velocity dispersion in fractured rocks: The role played by fracture contact areas. *Geophys. Prospect.*, 62:1278–1296.
- Rubino, J. G., Ravazzoli, C. L., y Santos, J. E. (2009). Equivalent viscoelastic solids for heterogeneous fluid-saturated porous rocks. *Geophysics*, 74:N1–N13.
- Rubino, J. G., Velis, D. R., y Holliger, K. (2012). Permeability effects on the seismic response of gas reservoirs. *Geophys. J. Int.*, 189:448–468.
- Schoenberg, M. (1980). Elastic wave behavior across linear slip interfaces. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(5):1516–1521.
- Schoenberg, M. y Douma, J. (1988). Elastic wave propagation in media with parallel fractures and aligned cracks. *Geophysical Prospecting*, 36(6):571–590.

BIBLIOGRAFÍA

- Schoenberg, M. y Muir, F. (1989). A calculus for finely layered anisotropic media. *Geophysics*, 54(5):581–589.
- Schoenberg, M. y Sayers, C. M. (1995). Seismic anisotropy of fractured rock. *Geophysics*, 60(1):204–211.
- Schubnel, A., Benson, P. M., Thompson, B. D., Hazzard, J. F., y Young, R. P. (2006). Quantifying damage, saturation and anisotropy in cracked rocks by inverting elastic wave velocities. *Pure and applied geophysics*, 163(5):947–973.
- Schultz, R. A. (2019). *Geologic Fracture Mechanics*. Cambridge University Press.
- Schultz, R. A. y Fossen, H. (2008). Terminology for structural discontinuities. *AAPG Bulletin*, 92(7):853 – 867.
- Selvadurai, A. P. S., Boulon, M. J., y Nguyen, T. S. (2005). The permeability of an intact granite. *Pure and applied geophysics*, 162(2):373–407.
- Sevostianov, I. y Kachanov, M. (2009). Connections between elastic and conductive properties of heterogeneous materials. volumen 42 de *Advances in Applied Mechanics*, pp. 69 – 252. Elsevier.
- Shuckla, A. (2011). *Dynamic Fracture mechanics*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- Solazzi, S. G. (2018). *Modelado y análisis de la respuesta sísmica de rocas heterogéneas saturadas por fluidos inmiscibles*. Tesis doctoral, Universidad Nacional de La Plata.
- Solazzi, S. G., Rubino, J. G., Müller, T. M., Milani, M., Guarracino, L., y Holliger, K. (2016). An energy-based approach to estimate seismic attenuation due to wave-induced fluid flow in heterogeneous poroelastic media. *Geophys. J. Int.*, 207(2):823–832.
- Sotelo, E., Rubino, J. G., Solazzi, S. G., Barbosa, N. D., y Holliger, K. (2020). Poroelastic effects of the damaged zone on fracture reflectivity and normal compliance. En *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2020*, pp. 2449–2453.
- Takeuchi, S. y Simmons, G. (1973). Elasticity of water-saturated rocks as a function of temperature and pressure. *J. Geophys. Res.*, 78(17):3310–3320.
- Tarantola, A. (2005). *Inverse Problem Theory and methods for model parameter estimation*. Society for Industrial and Applied Mathematics.
- Telford, W. M., Geldart, L. P., y Sheriff, R. E. (1990). *Applied Geophysics (second edition)*. Cambridge University Press.

- Thomsen, L. (1986). Weak elastic anisotropy. *Geophysics*, 51(10):1954–1966.
- Thomsen, L. (1995). Elastic anisotropy due to aligned cracks in porous rock1. *Geophysical Prospecting*, 43(6):805–829.
- Tod, S. R. (2003). An anisotropic fractured poroelastic effective medium theory. *Geophys. J. Int.*, 155(3):1006–1020.
- Tsang, C.-F., Neretnieks, I., y Tsang, Y. (2015). Hydrologic issues associated with nuclear waste repositories. *Water Resources Research*, 51(9):6923–6972.
- Udías, A. y Buforn, E. (2018). *Principles of seismology (second edition)*. Cambridge University Press.
- Verdon, J. P., Kendall, J.-M., y Wüstefeld, A. (2009). Imaging fractures and sedimentary fabrics using shear wave splitting measurements made on passive seismic data. *Geophys. J. Int.*, 179(2):1245–1254.
- Viswanathan, H. S., Ajo-Franklin, J., Birkholzer, J. T., Carey, J. W., Guglielmi, Y., Hyman, J. D., Karra, S., Pyrak-Nolte, L. J., Rajaram, H., Srinivasan, G., y Tartakovsky, D. M. (2022). From fluid flow to coupled processes in fractured rock: Recent advances and new frontiers. *Reviews of Geophysics*, 60(1):e2021RG000744.
- Vizuett, K. C. A. y Davis, T. (2017). Application of the seismic quality factor versus offset and azimuth (QVOA) for fractured reservoir characterization. *First break*, 35(10):55–60.
- Vlastos, S., Liu, E., Main, I. G., y Li, X.-Y. (2003). Numerical simulation of wave propagation in media with discrete distributions of fractures: effects of fracture sizes and spatial distributions. *Geophysical Journal International*, 152(3):649–668.
- Walsh, J. B. (1965). The effect of cracks on the compressibility of rock. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 70(2):381–389.
- White, J. E. (1975). Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation. *Geophysics*, 40:224–232.
- White, J. E., Mikhaylova, N. G., y Lyakhovitsky, F. M. (1975). Low-frequency seismic waves in fluid-saturated layered rocks. *Phys. Solid Earth*, 11:654–659.
- Worthington, M. (2008). Interpreting seismic anisotropy in fractured reservoirs. *First Break*, 26(7).
- Xue, J., Gu, H., y Cai, C. (2017). Model-based amplitude versus offset and azimuth inversion for estimating fracture parameters and fluid content. *Geophysics*, 82(2):M1–M17.

BIBLIOGRAFÍA

- Yew, C. H. y Weng, X. (2015). *Mechanics of Hydraulic Fracturing (Second Edition)*. Gulf Professional Publishing, Boston.
- Zang, A., Wagner, F. C., Stanchits, S., Janssen, C., y Dresen, G. (2000). Fracture process zone in granite. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 105(B10):23651–23661.
- Zimmerman, R. W. (1985). The effect of microcracks on the elastic moduli of brittle materials. *Journal of Materials Science Letters*, 4(12):1457–1460.
- Zoback, M. D. y Byerlee, J. D. (1975). The effect of microcrack dilatancy on the permeability of westerly granite. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 80(5):752–755.