



UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

TESIS PRESENTADA PARA OBTENER EL GRADO  
ACADÉMICO DE DOCTOR EN GEOFÍSICA

---

**Calibración de modelos de física de rocas  
poroelásticos en shales orgánicas argentinas y  
aplicaciones**

---

GEOF. GUIDO PANIZZA

*Dirección:*

DRA. CLAUDIA L. RAVAZZOLI

*Co-Dirección:*

DR. EMILIO CAMILIÓN



Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

2023



---

# ÍNDICE GENERAL

---

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. <b>Resumen</b> . . . . .	2
1.2. <b>Estructura de la Tesis</b> . . . . .	3
1.3. <b>Trabajos derivados de la Tesis</b> . . . . .	5
<b>2. Reservorios no convencionales</b>	<b>6</b>
2.1. <b>Definición de reservorio no convencional</b> . . . . .	6
2.1.1. Nomenclatura asociada y litología . . . . .	6
2.1.2. Shales Argentinas . . . . .	7
2.2. <b>Composición y características de las shales</b> . . . . .	10
2.2.1. Carbonatos . . . . .	10
2.2.2. Arcillas . . . . .	11
2.2.3. Materia orgánica . . . . .	13
2.2.4. Sobre la porosidad en las shales . . . . .	16
2.2.5. Efectos de la materia orgánica en la respuesta elástica . . . . .	17
2.2.6. Anisotropía elástica en las shales . . . . .	19
<b>3. Propiedades elásticas y propagación de ondas en las shales: conceptos fundamentales y modelos</b>	<b>21</b>
3.1. <b>Modelo elástico constitutivo para medios anisótropos</b> . . . . .	21
3.1.1. Ley de Hooke generalizada . . . . .	21
3.1.2. Notación de Voigt . . . . .	22
3.1.3. Simetría transversal vertical (VTI) . . . . .	23
3.2. <b>Ondas elásticas en medios VTI</b> . . . . .	26
3.2.1. Modos de propagación y velocidades de fase . . . . .	26
3.2.2. Velocidades de grupo y su relación con las de fase . . . . .	30
3.2.3. Triplicaciones de los frentes de ondas <i>SV</i> . . . . .	32
3.3. <b>Estimación del coeficiente <math>C_{13}</math> y restricciones asociadas</b> . . . . .	34
3.4. <b>Modelos de física de rocas para shales</b> . . . . .	37
3.4.1. Clasificación . . . . .	37

3.5. <b>Modelado poroelástico</b> . . . . .	39
3.5.1. Coeficientes de compliancia . . . . .	40
3.5.2. Teoría de Gassmann [1951]: Sustitución de fluidos . . . . .	41
3.5.3. Teoría de Brown y Korringa [1975]: Sustitución fluida para rocas heterogéneas . . . . .	42
3.5.4. Teoría de Ciz y Shapiro [2007]: Sustitución sólida . . . . .	43
3.5.5. Otros estudios sobre sustitución sólida . . . . .	47
3.6. <b>Modelado de la dependencia con los esfuerzos</b> . . . . .	48
3.6.1. Teoría Porosity Deformation Approach (PDA) . . . . .	48
3.6.2. Compliancia de la matriz de roca en función de la deformación del espacio poral . . . . .	49
3.7. <b>Atenuación y dispersión de ondas sísmicas</b> . . . . .	53
3.7.1. Atenuación y dispersión en shales . . . . .	58
<b>4. Caso de estudio: Un flujo de trabajo eficiente de física de rocas para el modelado e inversión en shales orgánicas anisótropas</b>	<b>61</b>
4.1. <b>Resumen</b> . . . . .	61
4.2. <b>Introducción</b> . . . . .	62
4.3. <b>Descripción y selección de datos</b> . . . . .	62
4.4. <b>Descripción del modelo conceptual y del flujo de trabajo</b> . . . . .	63
4.4.1. Compliancia y densidad del grano multiminerálico . . . . .	65
4.4.2. Compliancia y densidad del relleno poral . . . . .	65
4.4.3. Densidad de la roca compuesta . . . . .	67
4.4.4. Compliancia de la matriz . . . . .	67
4.5. <b>Optimización de parámetros</b> . . . . .	69
4.6. <b>Resultados</b> . . . . .	71
4.6.1. Modelo de Krief generalizado combinado con Ciz-Shapiro . . . . .	74
4.6.2. Modelo de porosidad crítica generalizada combinado con Ciz-Shapiro	74
4.7. <b>Conclusiones del Capítulo</b> . . . . .	75
<b>5. Caso de estudio: Modelado de física de rocas anisótropo y dependiente de los esfuerzos para las shales de la formación Inoceramus, Cuenca Austral, Argentina</b>	<b>81</b>
5.1. <b>Resumen</b> . . . . .	81
5.2. <b>Introducción</b> . . . . .	82
5.3. <b>Descripción del set de datos</b> . . . . .	83
5.4. <b>Flujo de trabajo</b> . . . . .	85
5.4.1. Porosidad, densidad y compliancia de la roca compuesta . . . . .	86
5.4.2. Optimización del modelo y relaciones estado-dinámicas . . . . .	87
5.5. <b>Resultados</b> . . . . .	90

5.5.1. Respecto de la posibilidad de utilizar un modelo promedio . . . . .	91
5.6. Conclusiones del Capítulo . . . . .	96
5.7. Apéndice: Set de datos utilizados . . . . .	99
<b>6. Caso de estudio: Modelado de física de rocas en función de los esfuerzos y la saturación para las shales de la formación Agrio, Cuenca Neuquina, Argentina</b>	<b>103</b>
6.1. Resumen . . . . .	103
6.2. Introducción . . . . .	104
6.3. Metodología experimental . . . . .	105
6.3.1. Caracterización de las muestras y propiedades básicas . . . . .	105
6.4. Flujo de trabajo del modelado y ajuste de las velocidades medidas	108
6.5. Resultados . . . . .	109
6.5.1. Análisis de anisotropía . . . . .	109
6.5.2. Velocidades de corte . . . . .	110
6.5.3. Velocidades compresionales . . . . .	112
6.5.4. Velocidades del 2° ciclo de secado . . . . .	113
6.6. Conclusiones del Capítulo . . . . .	114
6.7. Apéndice: Set de datos utilizados . . . . .	116
<b>7. Caso de estudio: Modelado y análisis a escala de pozo en la shale Inoceramus</b>	<b>120</b>
7.1. Resumen . . . . .	120
7.2. Descripción del set de datos . . . . .	120
7.2.1. Perfiles de carga litostática y de presión poral . . . . .	121
7.3. Descripción del modelado . . . . .	124
7.3.1. Modelado de la densidad . . . . .	124
7.3.2. Modelado de las velocidades sínicas . . . . .	125
7.4. Resultados . . . . .	126
7.4.1. Velocidades sínicas, densidad y saturación de gas estimada . . . . .	128
7.4.2. Estimaciones de los módulos de Young . . . . .	128
7.4.3. Sensibilidad del modelo respecto a la fracción de carbono orgánico total . . . . .	130
7.5. Análisis de dispersión . . . . .	132
7.5.1. Respecto de los mecanismos de dispersión y atenuación: Discusión	135
7.6. Conclusiones del Capítulo . . . . .	138
<b>8. Conclusiones</b>	<b>140</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>161</b>

## Agradecimientos

No quisiera empezar este trabajo sin antes agradecer. Ya que si he llegado hasta aquí fue gracias a la ayuda de mucha gente que me ha asistido a lo largo del camino.

En primer lugar a mis directores Claudia L. Ravazzoli y Emilio Camilión por confiar en mí para embarcarnos juntos a esta extensa tarea, por enseñarme a dar mis primeros pasos en la investigación científica y por el aliento constante. Hubiera sido imposible llegar hasta acá sin ustedes. Gracias.

A CONICET y a YPF Tecnología por darme el apoyo financiero para poder cumplir este sueño de alcanzar un doctorado. A la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, que es mi segunda casa, por otorgarlo de manera gratuita. A Y-TEC le debo agradecer también por facilitarme un lugar de trabajo y permitirme el uso de sus laboratorios.

A mis colegas y amigos que me trajo la geofísica, Santiago Solazzi, Nicolás Barbosa, Germán Rubino, Simón Lissa. Todo lo que sé sobre dispersión, se los debo a ustedes. También geofísicos/as y amigos que siempre están, Martín Volonté, Diego Rojas, Germán Brunini, Victoria Graffigna, Nadia Fantello, Constanza Manassero, Gabriel Castromán, Facundo Poblet. Gracias por tantos años de amistad, a pesar de las distancias. Y más amigos y colegas que me dió Y-TEC, Mariano Martín, Fede Riveiro, Beto Celleri, Fede Castez, Emilio Winograd, Javi Vazquez, Gabriela Vila, Julián Gomez, Teresa Piqué, Martín Sanchez. Algunos ya no están en Y-TEC, con el resto, espero poder trabajar mucho tiempo más junto a ustedes.

A Eduardo Besnati, Leandro Coronel y Mauro Pierrard, les estoy profundamente agradecido por asistirme en las mediciones geomecánicas, por las charlas y discusiones que compartimos y que, finalmente, mejoraron mucho la calidad de los datos adquiridos.

A Jorge Juarez, por la paciencia y la ayuda con las mediciones de resonancia magnética. A Gabriel Grasetti y Martín Noya por la ayuda en las descripciones litológicas y las discusiones geológicas. A Fernando Larriestra y Santiago Genta Iturrería que tanto me han ayudado a comprender la información geoquímica, tan importante para el desarrollo de este trabajo y por la amistad. A mis colegas petrofísicos, Dario Robledo, Diana Masiero, Juan Acosta, gracias por ayudarme con las intrincadas mediciones petrofísicas. A Bernarda Epele por la ayuda con las mediciones de  $\mu$ CT, por la ayuda con la química de las shales y por la amistad.

A mi familia. Mamá, Papá, Santiago mi hermano, que nunca se corrieron de mi lado a pesar de la distancia, y son mi soporte constante. Mis abuelos/as, donde sea que estén, los recuerdo con sumo cariño y se que estarían orgullosos también.

Por último pero, principalmente, a Carolina. Vos sí que sos mi soporte constante. Y a nuestras bebés Julia y Ana, sepan que todo esto lo hago PARA ustedes y POR ustedes dos.

---

# CAPÍTULO 1

## INTRODUCCIÓN

---

En la Argentina, la explotación de hidrocarburos de reservorios no convencionales ha dejado de ser algo novedoso para convertirse en una realidad. El conocimiento de la existencia de este recurso data de las décadas del 60' y 70' cuando YPF perfora por primera vez las formaciones Vaca Muerta y Los Molles. Estas formaciones están constituidas por rocas tipo *shales*. El término *shale* refiere a rocas sedimentarias clásticas de grano muy fino, del grupo de las pelitas y comprende lutitas, margas y otras. En general poseen una textura interlaminada a escala microscópica, de dimensiones muy inferiores a las longitudes de las ondas sísmicas, a las que en general se suman fisuras. Esto da lugar a un comportamiento elástico anisótropo en estos medios, claramente observado en las velocidades de propagación de las ondas elásticas. Su estudio es una de las motivaciones principales de esta tesis.

Estas rocas, que pueden cumplir el rol de roca madre, sello y reservorio de un sistema petrolero, son rocas de gran importancia puesto que constituyen el 75 % de la mayoría de las cuencas sedimentarias mundiales [Hornby, 1995; Jones y Wang, 1981]. En Argentina los reservorios tipo shale representan un 41 % de las reservas de petróleo probadas y un 61,5 % de las reservas probadas de gas del país [SGE, 2021]. A su vez, según la administración de información energética de los EEUU [EIA, 2015] Argentina ocupa el segundo puesto en el ranking mundial de reservas de shale-gas, y el cuarto puesto en reservas de shale-oil. Según las proyecciones de la EIA [Nalley y LaRose, 2021] incluso para el año 2050 se espera que la principal fuente energética mundial sigan siendo los hidrocarburos. De esta información, sumado al hecho de que Argentina es un país cuya matriz energética está constituida en un 85 % por consumo de combustibles fósiles que, a la fecha de la escritura de este trabajo, aún sea un país importador de gas se desprende que el potencial total gasífero y petrolífero no-convencional es aún vasto, y la necesidad de una producción mayor es inminente.

Las shales han sido objeto de estudio por parte de la comunidad geofísica desde hace décadas [Jones y Wang, 1981; White et al., 1983; Thomsen, 1986], mucho antes incluso de que resurgiera el interés por su explotación hidrocarburífera. Es muy probable que la producción exitosa de los reservorios tipo shale norteamericanos iniciada alrededor de 2005 [Krauss, 2014] haya sido asistida por diagnósticos basados en modelos de física de rocas siendo que, en gran medida, los mayores aportes a la física de rocas de shales han sido realizados por autores norteamericanos. Por ejemplo, los valiosos aportes realizados por Vernik y Nur [1992]; Vernik y Landis [1996]; Vernik y Liu [1997] sentaron las bases para el modelado de física de rocas en *black shales*. Sin embargo, en la Argentina, el desarrollo

y aplicación de modelos de física de rocas en reservorios tipo shale es aún escaso. De aquí surgen los objetivos de este trabajo, que son los de explorar los modelos existentes en la literatura científica de referencia, aplicarlos, calibrarlos y mejorarlos. Consideramos que el avance en la comprensión de los parámetros que controlan las velocidades de las ondas elásticas en este tipo de rocas, es fundamental como herramienta de predicción y análisis y, también, de sumo interés para la caracterización de reservorios.

### 1.1. *Resumen*

En este trabajo de tesis se estudiarán un conjunto de problemas relacionadas a la calibración y aplicaciones de la física de rocas para reservorios no-convencionales tipo shale a diferentes escalas. Con el fin de evitar incluir detalles de la microestructura de estas rocas en el modelado, y debido a la complejidad que esa tarea requeriría, surge la conveniencia de usar teorías de medios continuos poroelásticos. Se toma el modelo de *sustitución sólida* que es un modelo tipo Gassmann propuesto por los autores Ciz y Shapiro [2007] (CS) y se lo modifica en función de los datos disponibles. Este modelo permite predecir las propiedades elásticas de la roca como, por ejemplo, su rigidez, sus módulos elásticos, las velocidades de propagación de ondas elásticas, los efectos debidos a los cambios en el relleno poral entre otras propiedades. Como veremos, en este modelo el relleno poral no es un fluido sino un sólido y para nuestro modelado consideraremos que dicho relleno es un sólido efectivo que surge de combinar, con modelos de física de rocas, la materia orgánica sólida con los fluidos móviles de la roca. Esta construcción del relleno poral resulta ser un refinamiento al modelo de Ciz y Shapiro [2007] y constituye un aporte original de esta tesis. Al incluir los fluidos porales en el relleno observamos mejoras significativas respecto a otros modelos que los desprecian, incluso para este tipo de rocas con porosidades tan bajas. De esta forma, el modelado relaciona información variada sobre la composición petrofísica, geoquímica, mineralógica y de los fluidos porales de la roca con las propiedades elásticas de la misma. Sin embargo, para poder relacionar toda esta información variada, es necesario conocer las propiedades de las distintas componentes, minerales, orgánicas y fluidas de la roca, o bien, asumirlas. El flujo de trabajo que adoptaremos será, a partir de comparar las velocidades predichas con las velocidades medidas se optimizarán aquellas propiedades (y otros parámetros del modelo) desconocidas, o bien, inciertas a través de un esquema de inversión utilizando diferentes estrategias numéricas. Las aplicaciones y lecciones aprendidas del modelo hasta aquí descrito se resumen en un primer caso de estudio (Cap. 3) que fue publicado en una revista científica internacional con referato.

Para poder modelar la dependencia de los módulos elásticos con la presión diferencial (la cual surge de la diferencia entre la presión de confinamiento y la poral) incorporamos al modelo de sustitución sólida el modelo PDA (*Porosity Deformation Approach*) de los autores Shapiro y Kaselow [2005] que es, a su vez, una extensión anisótropa del modelo de *piezosensibilidad elástica* de Shapiro [2003]. Es generalmente aceptado en la bibliografía de referencia que el aumento de las velocidades sísmicas con la presión es debido al cierre de poros dúctiles, sin embargo, la mayoría de los modelos de física de rocas dependientes de la presión no ofrecen un desarrollo teórico formal sino que se basan en construcciones empíricas. El modelo PDA es el primero que propone un formalismo poroelástico sobre la relación de las velocidades sísmicas y el cierre de poros dúctiles que representa fielmente las mediciones de laboratorio para rocas anisótropas. Sin embargo, es poco conocido dentro de la comunidad geofísica puesto que hay muy escasos antecedentes de su utilización. En

este trabajo de tesis se presentan los primeros antecedentes de su uso en datos de shales argentinas. Se trata de 3 casos de estudio del modelo PDA combinado con CS (PDA-CS). El primero sobre un set de datos de laboratorio de la shale fm. Inoceramus, Cuenca Austral, (Cap. 4) también publicado en una revista científica internacional con referato. El segundo, sobre datos de ultrasonido sobre una terna de muestras de afloramientos de la shale fm. Agrio, Cuenca Neuquina Argentina con alto contenido carbonático (Cap. 5). El tercero, sobre datos de perfilaje de pozos también de la shale fm. Inoceramus (Cap. 6).

## 1.2. *Estructura de la Tesis*

Este trabajo se desarrolla a lo largo de ocho capítulos como se describe a continuación:

En el Capítulo 2 se realiza una revisión de conceptos y características generales sobre reservorios no convencionales con especial énfasis en los del tipo *shale*. Se resumen algunas de las características más importantes de los reservorios tipo shales de Argentina y se describen la importancia de sus componentes primordiales y de la anisotropía elástica presente en este tipo de rocas.

En el Capítulo 3 se describen las propiedades elásticas en medios con anisotropía transversal vertical, la propagación de ondas elásticas y la distinción entre velocidades de fase y de grupo en estos medios. Además, se analiza el problema de la estimación de los módulos elásticos cuando hay mediciones faltantes y restricciones matemáticas y físicas (energéticas) necesarias para la estabilidad de los modelos.

A su vez se reseñan los diferentes modelos de física de rocas utilizados para shales, para luego enfatizar en los modelos de tipo poroelástico (tales como Gassmann, Brown y Korringa, Ciz y Shapiro) que serán utilizados posteriormente. Por otro lado se describe la teoría PDA que permite comprender y modelar la dependencia de las velocidades con la presión. Por último, se presenta una reseña bibliográfica sobre antecedentes de atenuación y dispersión observados en shales y la descripción física de estos fenómenos.

En el Capítulo 4, utilizando datos reales de dominio público (medidos en las formaciones Bakken, Bazhenov y Niobrara) e introduciendo una modificación del modelo de Ciz y Shapiro [2007] (CS) para incluir la porosidad efectiva y saturación de fluidos, se propone y analiza un flujo de trabajo eficiente para modelado y ajuste de velocidades ultrasónicas multidireccionales. El modelo modificado se combina con sendas generalizaciones anisótropas de dos modelos elásticos empíricos muy conocidos, para la matriz de roca: el modelo de porosidad crítica de Nur et al. [1998] y de Krief et al. [1990], discutiéndose el conjunto mínimo de parámetros para su implementación. El flujo de trabajo a su vez involucra la estimación de parámetros físicos del querógeno y de los minerales arcillosos, que son difíciles de medir en el laboratorio y, por ende, inciertos. Se observa que con el modelo calibrado pueden obtenerse las velocidades sísmicas saturadas a partir de las secas con una precisión razonable.

Para incorporar la influencia del estado de los esfuerzos y de la presión poral sobre las propiedades elásticas de las shales, en el Capítulo 5, se aborda este problema utilizando el modelo PDA de Shapiro y Kaselow [2005]; Shapiro [2017], calibrándolo con datos reales de la shale formación Inoceramus (Cuenca Austral, Argentina) e incorporándolo al modelo de Ciz y Shapiro [2007] modificado (PDA-CS). Para poder hacerlo, hubo que subsanar el hecho de que los datos disponibles son incompletos. Para ello se utilizaron datos de ensayos geomecánicos esfuerzo-deformación y se asumió que la anelipticidad elástica se mantenía

constante independientemente de los esfuerzos. Con este procedimiento se construyó un modelo que permitió modelar las velocidades ultrasónicas en todas las direcciones, las variaciones de porosidad y de los coeficientes de Biot de esfuerzos efectivos anisótropos necesarios para la ley de presión efectiva de estos medios. Estas predicciones del modelo permiten cuantificar la diferencia que puede haber entre las mediciones de laboratorio y la roca in-situ. A su vez, los coeficientes de esfuerzos efectivos de Biot son de suma importancia en los cálculos de esfuerzos regionales de cualquier modelo geomecánico.

En el Capítulo 6, se presenta un estudio realizado sobre una terna de muestras de afloramiento especialmente extraídas de la Fm. Agrio (Cca. Neuquina), con alto contenido de carbonatos. El mismo incluyó la medición y ajuste de velocidades ultrasónicas de onda  $P$  y  $S$  multidireccionales bajo estados de esfuerzos diferenciales variables, combinadas con mediciones petrofísicas, geoquímicas y de composición mineralógica. Dicho conjunto de mediciones fue realizado en los laboratorios de YPF Tecnología S.A. Se adquieren velocidades ultrasónicas sobre muestras secas, luego saturadas y por último secadas nuevamente. Estos ensayos, diseñados específicamente para este trabajo de tesis, resultan ser el primer intento, a nuestro conocimiento, de modelar datos de shales anisótropas argentinas con alto contenido carbonático por medio de un esquema de sustitución fluida. A partir de los datos además se procedió a analizar los parámetros de anisotropía de la formación y sus variaciones con los esfuerzos, analizando la aplicabilidad de la hipótesis de anelipticidad constante. Asimismo, se observa la ocurrencia de efectos de debilitamiento de los módulos de corte que podrían relacionarse con la interacción química entre el fluido saturante y la matriz de roca. Tanto en este capítulo como en el anterior se incluyen apéndices en los que se detallan los datos reales utilizados para la calibración de los modelos, lo cual puede ser de utilidad para la reproducibilidad de los resultados encontrados.

Con el objetivo de ampliar la escala de aplicación de los modelos y analizar el efecto de la frecuencia de las mediciones, en el Capítulo 7, se ajusta el modelo PDA-CS a escala de pozo para la formación Inoceramus. Para ello, se combinan datos obtenidos en el laboratorio (aquellos utilizados en el cap. 5 y otros adquiridos en el laboratorio posteriormente) con los datos de perfiles de pozo que incluyen velocidades sónicas compresionales y de corte, densidad, porosidad efectiva y total, saturación de agua y resistividad. El modelo se ajusta a partir de minimizar las diferencias con los perfiles sónicos medidos y, posteriormente, se utiliza para construir un perfil de velocidades de corte no disponibles en uno de los pozos estudiados. Además, nos permite cuantificar el impacto de la anisotropía de la roca sobre el módulo de Young a partir de las diferencias entre los módulos anisótropos y el isotrópico. A su vez, se presenta un estudio de sensibilidad del modelo a variaciones en el contenido orgánico y en la porosidad interconectada sobre la impedancia acústica de ondas  $P$  y  $S$  y sobre módulos elásticos anisótropos (de Young y Poisson). Por otro lado, comparando las estimaciones de los modelos logradas para frecuencias sónicas (KHz) y ultrasónicas (MHz) se cuantificaron los efectos de dispersión sobre las velocidades en dicha banda de frecuencias. A partir del cálculo de las frecuencias críticas para cada mecanismo de dispersión de los medios poroelásticos se analizan las posibles causas de dispersión. Este problema sigue en vigencia en la actualidad para la comunidad geofísica, pero para rocas tipo shale aun son escasos los trabajos que aborden esta temática.

Finalmente en el Capítulo 8 se presentan las conclusiones generales.

### 1.3. *Trabajos derivados de la Tesis*

Parte de los avances y resultados de este trabajo de tesis fueron publicados como se detalla a continuación:

#### ■ **Publicaciones en revistas periódicas con referato**

- Guido Panizza, Claudia L. Ravazzoli and Emilio Camilión, 2022, Stress-dependent anisotropic rock-physics modeling in organic shales of Inoceramus formation, Austral Basin, Argentina. *Pure and Applied Geophysics PAGEOPH*, 179(6-7), p.2437-2460. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03049-1>.
- Guido Panizza, Claudia L. Ravazzoli, 2019, An efficient rock-physics workflow for modeling and inversion in anisotropic organic-shales. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 180, 1101-1111. <https://doi.org/10.1016/j.petrol.2019.06.005>

#### ■ **Trabajos publicados en actas de congresos**

- Guido Panizza, Claudia L. Ravazzoli, Emilio Camilión, Modelado poroelástico anisótropo para shales orgánicas de la Fm. Inoceramus para estados de stress variables, XXIX Reunión Científica de la Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas (AAGG-XXIX), Mendoza, 2 al 10 de agosto de 2021 (virtual). Libro de resúmenes p. 199-200, <https://drive.google.com/file/d/1QkrxNDI5oV0105CeI1RapUx6A0yUIyNE/view>
- Guido Panizza, Claudia L. Ravazzoli, Emilio Camilión, 2020, A pressure-dependent rock physics modelling procedure for source rocks of Palermo Aike formation. Society of Exploration Geophysicists 90th International Exposition and Annual Meeting, 11-16 de octubre de 2020, Expanded Abstracts, 2494-2498. <https://doi.org/10.1190/segam2020-3428138.1>, ISSN 1949-4645
- Guido Panizza, Claudia L. Ravazzoli, 2018, Optimización de parámetros físicos de rocas generadoras mediante modelos de física de rocas (Resumen). Terceras Jornadas de Geociencias para la Ingeniería, Facultad de Ingeniería Universidad de Buenos Aires, 2 y 3 de Octubre de 2018. Libro de Resúmenes, p 69-70 <http://jornadasgeociencias.com.ar>

---

# CAPÍTULO 2

## RESERVORIOS NO CONVENCIONALES

---

En este capítulo se presenta una breve reseña de conceptos y definiciones útiles para el desarrollo de la Tesis.

### 2.1. *Definición de reservorio no convencional*

Se define un reservorio como *convencional* a todo aquel constituido por una *roca generadora (o madre)* térmicamente madura y capaz de expeler hidrocarburos, más una *unidad de reservorio* suficientemente porosa y permeable como para almacenar los hidrocarburos y que permite que fluyan a un pozo en escalas de tiempo comercialmente redituables. Además debe contar con *rutas de migración* que permitan el tránsito de los hidrocarburos desde la roca generadora a la unidad de reservorio y también con un *sello o trampa estratigráfica* que contenga a los hidrocarburos al nivel del reservorio y evite su escape [Allen y Allen, 2013]. Ante la ausencia de alguno de los cuatro elementos anteriormente mencionados entonces estamos ante un reservorio *no convencional*.

Según Zoback y Kohli [2019] hay tres tipos de reservorios no convencionales que están siendo explotados en la actualidad:

1. Rocas generadoras ricas en materia orgánica (*organic shales*), como por ej., Fm. Vaca Muerta en Argentina, Fm. Wufeng-Longmaxi de China, la Fm. Bazhenov en Rusia o la Fm. Eagle Ford de Texas EEUU, sólo por mencionar algunas de las más famosas.
2. Reservorios *tight-oil* ó *tight-gas*. Como por ej., las Fm. Lajas y Punta Rosada de Argentina, la Fm. Wilcox Lobo en Texas, EEUU o bien la Fm. Sargelu de la región norte del golfo Pérsico por mencionar algunas.
3. Reservorios “híbridos”, cuya producción ocurre a partir de rocas generadoras como de yacimientos convencionales de baja permeabilidad. Algunos ejemplos pueden ser, la Fm. Monterey y la Fm. Eagle Ford ambas ubicadas en los EEUU.

En este trabajo nos enfocaremos en el estudio de los del primer tipo.

#### 2.1.1. **Nomenclatura asociada y litología**

De forma general, se denomina a una roca como *shale* (*pelita* en español) haciendo referencia a su tamaño de grano. En este tipo de rocas al menos el 50% de los minerales

que las constituyen son de tamaño extremadamente fino, menores a  $62 \mu\text{m}$  [Lazar et al., 2015]. En algunas ocasiones se los denomina “barro” por simpleza y debido a que este término hace referencia a tamaños de granos por debajo de los  $1/16 \text{ mm}$ . Es por esto que otra terminología, como *mudrock* o *mudstone* (*fangolita* en español), puede presentarse comúnmente en la bibliografía de referencia. Según su deposición este barro puede ser de origen terrígeno, biógeno o hidrogenado [Rezaee, 2015]. Se dice terrígeno si procede de la erosión de rocas preexistentes, biógeno si procede de organismos (tanto de componentes esqueléticas como de orgánicas por lo que resultará en una shale más carbonática) e hidrogenado si precipita de la solución directamente (tanto de agua marina como de agua intersticial). Las shales de ambientes marinos (como las argentinas) son usualmente combinaciones de barros de diferentes fuentes. La fábrica del barro recién depositado por asentamiento gravitacional (que es el principal mecanismo de deposición para partículas de menos de  $10 \mu\text{m}$ ) de partículas individuales presenta una estructura estable subparalela con poca agua (comparado a otras formas de deposición). Estos flóculos<sup>1</sup> de barro son partidos y reacomodados por compactación a medida que se deposita la sobrecarga, lo que reduce el tamaño de los espacios porales y obliga a salir gran parte del agua que los ocupaba. Se denomina limolitas a rocas con granos entre  $3.9$  y  $62 \mu\text{m}$  y arcillitas aquellas con granos menores a  $3.9 \mu\text{m}$ .

Los principales constituyentes minerales de las shales son los Silicatos (Cuarzo, Feldespatos), Carbonatos (Calcita y Dolomita) y Arcillas (Illita, Esmectita, Caolinita y Clorita). También, pero en menor medida Sulfuros (Pirita) y Fosfatos (Hidroxiapatita). De aquí, que comúnmente se utilicen los términos “silícea”, “calcárea”, “arcillosa” y “carbonácea” para captar las diferencias en la composición. Otra clasificación que hace referencia a su contenido mineral: el término *margas* refiere a una roca cuyas componentes son siliciclásticos-carbonáticos [Stinco y Barredo, 2014], *Siltstone* hace referencia a una shale con alto contenido de minerales silíceos [Lutgens et al., 2014]. A medida que la composición mineralógica presenta un mayor contenido de componentes silíceos, la shale es más fracturable mientras que si su composición es rica en minerales arcillosos, materia orgánica y/o carbonatos suele ser más dúctil [Stinco y Barredo, 2014]. En la Fig. 2.1 se observa, a modo ilustrativo, imágenes de una shale a distintas escalas, desde  $1 \text{ m}$  hasta algunas decenas de  $\mu\text{m}$ . Del panel (b) de dicha Figura puede apreciarse que la microestructura de la shale no es apreciable a simple vista y que, en cambio, es necesario recurrir a microscopios con gran poder de aumento para apreciarla (Figuras (c) y (d)). Esta es una observación importante a tener en cuenta a la hora de elegir el modelado físico de la shale, como veremos más adelante.

De aquí en más, se usará el nombre “reservorio tipo shale” o “shale orgánica” (cuando su contenido de materia orgánica es mayor al  $0.5\%$ , también denominada *black shale* Rezaee [2015]) o, simplemente, “shale” como sinónimos de este tipo de reservorios.

### 2.1.2. Shales Argentinas

En Argentina las shales representan una importante fuente de hidrocarburos, en especial en términos de shale-gas (es decir, gas almacenado en reservorios tipo shale). Al momento de la escritura de este trabajo y en base a datos de la Secretaría de Energía de la Nación Argentina [SGE, 2019] en las seis cuencas petroleras principales del país se encuentran reservorios tipo shale que están siendo explotados. A continuación se resumen

<sup>1</sup>masa coagulada de partículas en un líquido [Glossary, 2020]

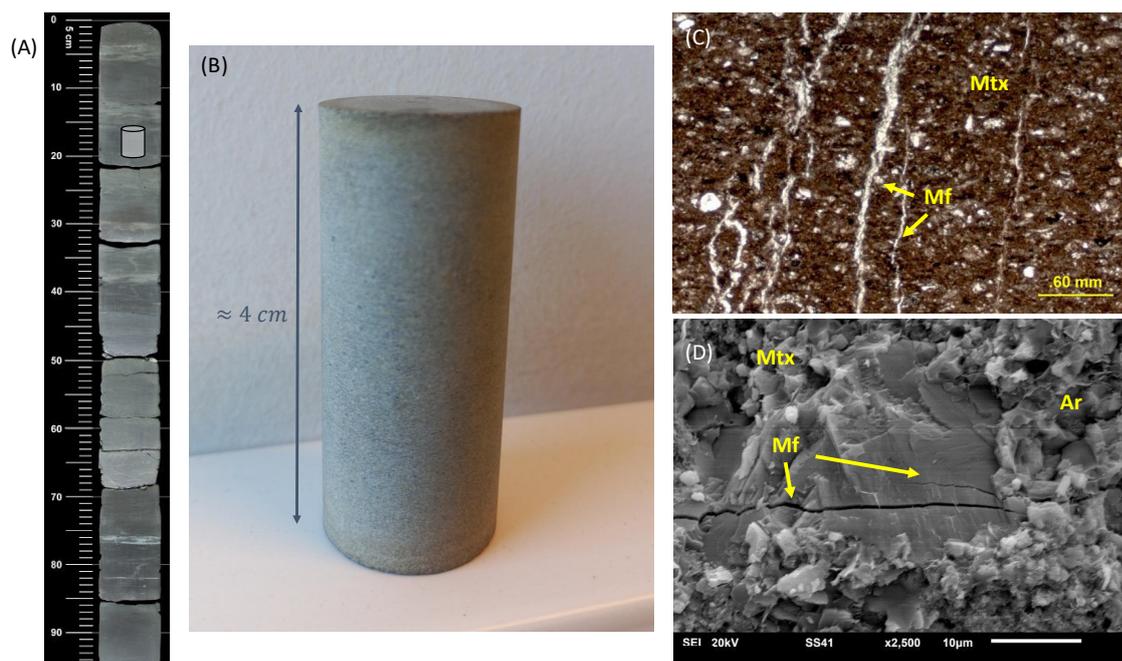


Figura 2.1: Imágenes de una shale a distintas escalas (a) escala de corona (aprox. 1 m) (b) plug extraído de la corona para ensayos de laboratorio (aprox. 4 cm × 1 cm) (c) Imágenes de microscopio de barrido electrónico (SEM: Scanning Electron Microscopy) (d) Imagen de microscopio de iones focalizados (Focused ion beam o FIB en inglés). (Mf) indica microfracturas, (Mtx) Matriz silicificada y (Ar) minerales arcillosos.

algunas de las características más importantes de estas shales argentinas en base a la información extraída de los trabajos de Vergani et al. [1995]; Sagasti et al. [2014]; Legarreta y Villar [2011]; Hogg [1993]; Caprioglio et al. [2020]; Schwarz et al. [2011]; Stinco y Barredo [2014]; Ramos [1999]; Klemme y Ulmishek [1991]; Barredo y Stinco [2013]; Meakin et al. [2013] y del informe de EIA [2015], además en la Figura 2.2 se resume el contenido mineral de algunas de las shales argentinas.

- En la cuenca **Neuquina** se encuentran las shales de las formaciones **Vaca Muerta** (VM), **Los Molles** (LM) y **Agrío** (Agr). Son shales marinas Jurásicas-Cretácicas con querógeno tipo II (VM) y querógeno tipo II/III (LM y Agr)<sup>2</sup> Vaca Muerta está constituida por sedimentos finamente estratificados y barro (lime-mudstone) los cuales alcanzan espesores entre los 60 y los 500 m. VM se depositó a partir de una rápida y generalizada transgresión marina del océano Pacífico como consecuencia de una fase tectónica de relajación compresional. Su contenido orgánico varía a lo largo de la cuenca llegando a máximos de 14 % (de fracción de masa, el cálculo de fracciones de materia orgánica se verá más adelante, en la sección 4.4.2). Si bien es sabido que tiene 3 regiones prospectivas distintas (petróleo, gas húmedo y gas seco desde el Este hacia el Oeste respectivamente), es principalmente conocida por ser un reservorio tipo shale-gas con reservas de más de 300 tcf (trillones de pies cúbicos).

La Fm. Los Molles es una shale marina con contenido orgánico variable entre 0,55 %

<sup>2</sup>Las clasificaciones de los tipos de querógeno así como la definición de Carbono Orgánico Total (COT) serán tratadas en la sección 2.2.3.

y 5 %, que alcanza espesores de más de 1000 metros en su depocentro central. Es, también, una roca generadora para la cual la formación Lajas funciona de reservorio y las evaporitas de la Fm. Auquilco funcionan de sello. Al igual que VM, es un reservorio principalmente de shale-gas aunque presenta regiones de madurez en la ventana de petróleo.

Las shales de la Fm. Agrio (Agr) están arealmente restringidas a la zona Nor-Oeste de la Cuenca Neuquina donde alcanzan espesores por encima de los 500 m. Su **carbono orgánico total (COT)** varía entre el 2 y el 5 %. Su madurez es predominantemente propensa al petróleo (oil-prone).

- En la cuenca **del Golfo San Jorge** los reservorios shale de las Fm. **Pozo D-129** y **Neocomiano** son lacustres de edad Jurásica a Cretácica. Las shales Pozo D-129 son de edad Cretácica temprana y abarcan un amplio rango de litologías. Sedimentos lacustres profundos -mudstones y black shales-, presencia de pirita, laminaciones oscuras y la ausencia de fósiles apuntan a condiciones de depositación anóxicas favorables. Limolitas, areniscas y calizas oolíticas también fueron depositadas en los ambientes acuáticos someros de la shale D-129. Sus espesores son mayores a los 900 metros, llegando a un máximo de 1300 m. Su querógeno es de tipo I lacustre predominantemente en las facies profundas, mientras que el enriquecimiento con querógeno tipo III surge en la transición hacia facies de influencia terrígena. Su contenido orgánico varía entre 1.42 y más de 3 %. Es principalmente un reservorio de shale-gas seco pero en su sección superior constituye un reservorio de shale-oil también. Por otro lado, las shales del Neocomiano presentan un COT entre 0.5 y 3 %, querógeno tipo II/III y un espesor entre 500 y 1800 m y son principalmente propensas al petróleo.
- En la cuenca **Austral**, la Fm. **Palermo Aike/Inoceramus** <sup>3</sup> es también una shale de origen marítimo de un espesor que va de los 150 a los 200 m y de edad cretácica. Su contenido orgánico varía a lo largo de la cuenca de 0.5 a 2.5 % de COT, conteniendo querógeno de tipo II a III. Su madurez indica que se ubica principalmente en la ventana de petróleo.
- En la cuenca **Cuyana**, el reservorio de shale Fm. **Cacheuta** está constituido por depósitos lacustres profundos de edad triásica y su espesor varía entre 50 a 400 m. El querógeno presente es de tipo I y su COT varía entre los rangos 3 a 10 %. Es principalmente productora de shale-oil casi sin presencia de gas.
- En la cuenca **Cretácica** del Noroeste la Fm. **Yacoraite** consiste de paquetes relativamente finos de black shales intercaladas de calizas depositados en un lago somero durante el Cretácico tardío-Paleoceno con un COT que varía entre 0,5 % y 6 % y con querógeno tipo II/III. Su espesor va desde los 5 a los 50 m.
- En la cuenca **Paleozoica** del Noroeste la Fm. **Los Monos** consiste en pelitas acumuladas en el Devónico medio al superior en un ambiente marino, con espesores que van de los 500 a los 1000 m. Su contenido de materia orgánica varía entre el 0.5 y 1.5 % de COT. Su querógeno es de tipo II/III a III/IV, indicando un fuerte aporte terrígeno. Es un reservorio principalmente de shale-gas.

---

<sup>3</sup>La misma formación recibe dos nombres distintos según la provincia. *Palermo Aike* en Santa Cruz e *Inoceramus* en Tierra del Fuego.

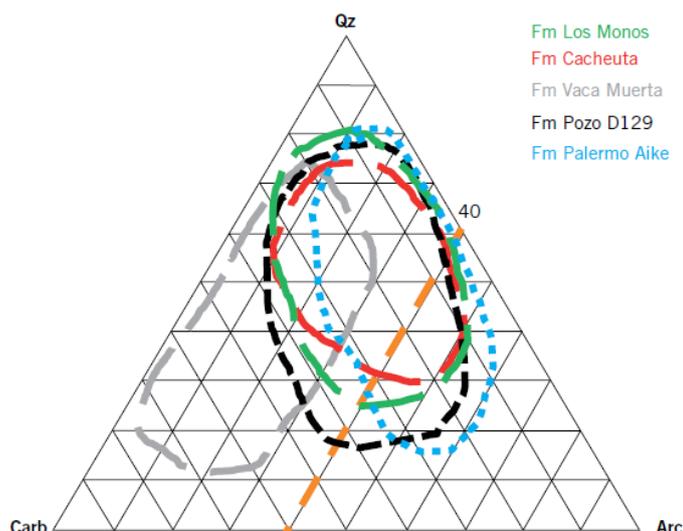


Figura 2.2: Diagrama ternario cuarzo (Qz), carbonatos (Carb) y arcillas (Arc) para distintas shales de Argentina. Tomado de Stinco y Barredo [2014].

## 2.2. Composición y características de las shales

En esta sección indagaremos con mayor profundidad en la composición mineral (inorgánica), orgánica y porosa de las shales. Estos componentes, a su vez, proveen distintos controles sobre las propiedades elásticas y petrofísicas de las shales como pueden ser su elasticidad, permeabilidad, rigidez o bien su anisotropía. Estas propiedades son importantes en el marco de este trabajo, y es por eso que este apartado puede considerarse como una introducción conceptual, no exhaustiva, para el modelado físico-matemático que se expondrá en el capítulo 3.

### 2.2.1. Carbonatos

Los minerales carbonáticos principales en las shales son la Calcita y Dolomita. Estos minerales son relativamente reactivos, desde un punto de vista químico, y mecánicamente rígidos. Su origen es biótico, relacionado con los fósiles de organismos marinos tales como foraminíferos, calciesferas (conjunto de organismos de  $400 \mu\text{m}$  o menos de diámetro) y bivalvos. El contenido de carbonato se correlaciona negativamente con el contenido de Pirita y COT porque las condiciones sulfurosas y anóxicas durante la deposición favorecen la conservación de la materia orgánica, al tiempo que limitan la presencia de organismos marinos calcáreos [Zoback y Kohli, 2019].

Los efectos químicos que son de interés en el contexto de este trabajo, son aquellos que se manifiestan a partir del contacto entre los carbonatos y el agua. Al entrar en contacto con agua, los mismos experimentan cambios en sus módulos de corte. Estos cambios, mayormente resultan en disminuciones de los módulos de corte, aunque también existen registros de rocas carbonáticas que al ser saturadas por agua experimentan aumentos en tales módulos [Adam et al., 2006; Baechle et al., 2009; Fabricius et al., 2010]. A su vez, la magnitud de los efectos químicos entre el agua y la roca carbonática parecen estar relacionados con la estructura del poro y del contacto grano-grano, de acuerdo con Baechle et al. [2009]. Ahondaremos en esta problemática en el caso de estudio presentado

en el capítulo 6.

### 2.2.2. Arcillas

Los minerales de arcilla o, también, filosilicatos son componentes importantes de las shales. Surgen de la meteorización química de otros silicatos minerales y constan de pilas de capas bidimensionales de aluminosilicato cargadas negativamente [Anderson et al., 2010] y es por esto que, en la capa intermedia, se alojan cationes intercambiables (comúnmente  $Na^+$ ,  $K^+$ ,  $Ca^{2+}$  ó  $Mg^{2+}$  Chen et al. [2008]) atraídos por esta carga eléctrica negativa neta. En la Fig. 2.3 tomada de Lutgens et al. [2014] se observa en (a) la estructura fundamental constitutiva de los silicatos, el *tetraedro de sílice-oxígeno*. Mientras que en (b) se observa el modo en que se agrupan para dar forma a los minerales de arcilla. Nótese el patrón hexagonal de ordenamiento.

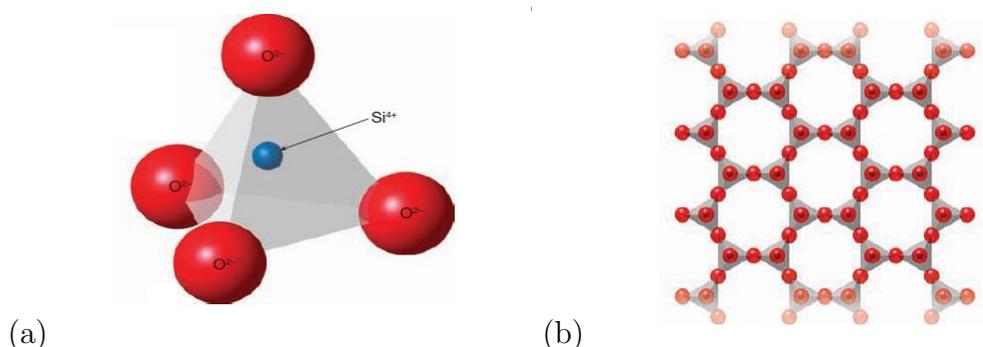


Figura 2.3: En (a) se observa la estructura fundamental que constituye a los silicatos, el *tetraedro de sílice-oxígeno*. Mientras que en (b) se observa cómo se agrupan aquellos en forma de lámina para dar forma a los minerales de arcilla, observar el patrón hexagonal de ordenamiento. Tomado de Lutgens et al. [2014]

Las arcillas con mayor presencia en las shales son: Illita, Esmectita, Caolinita y Clorita. Estos minerales son especialmente sensibles a la absorción y adsorción de agua y humedad, de forma que se expanden para acomodar la masa extra. De las mencionadas previamente, los estudios de hinchamiento se enfocan en las arcillas del tipo Esmectita debido a su alto potencial de hinchamiento. Existen dos categorías de hinchamiento, la primera *el hinchamiento intercristalino* y la segunda *el hinchamiento osmótico* [Madsen y Müller-Vonmoos, 1989; Chen et al., 2008; Anderson et al., 2010]. La primera hace referencia a la hinchazón producida por la hidratación de cationes que separan las capas de arcilla. Estos cationes se hidratan debido a que las moléculas de agua, aún siendo eléctricamente neutras, tienen sus cargas distribuidas de forma desigual y es por esto que son atraídas hacia los cationes intercapa. La segunda, ocurre cuando las capas de arcilla están más separadas y entonces se produce una fuerza osmótica debida a la diferencia en concentración de iones electrostáticamente mantenidos cerca de la superficie de la arcilla y los iones en el agua poral de la roca. Las fuerzas repulsivas entre las láminas de arcilla cargada negativamente están en equilibrio con la sobrecarga externa. Si se elimina esa sobrecarga y hay agua disponible, entonces esta ingresará y separará las láminas de arcilla hasta que se alcance un nuevo equilibrio [Madsen y Müller-Vonmoos, 1989] (véase la Fig. 2.4). Una descripción más profunda de estas etapas puede encontrarse en Madsen y Müller-Vonmoos [1989]; Civan [2015]. Esta agua “adsorbida” firmemente ligada

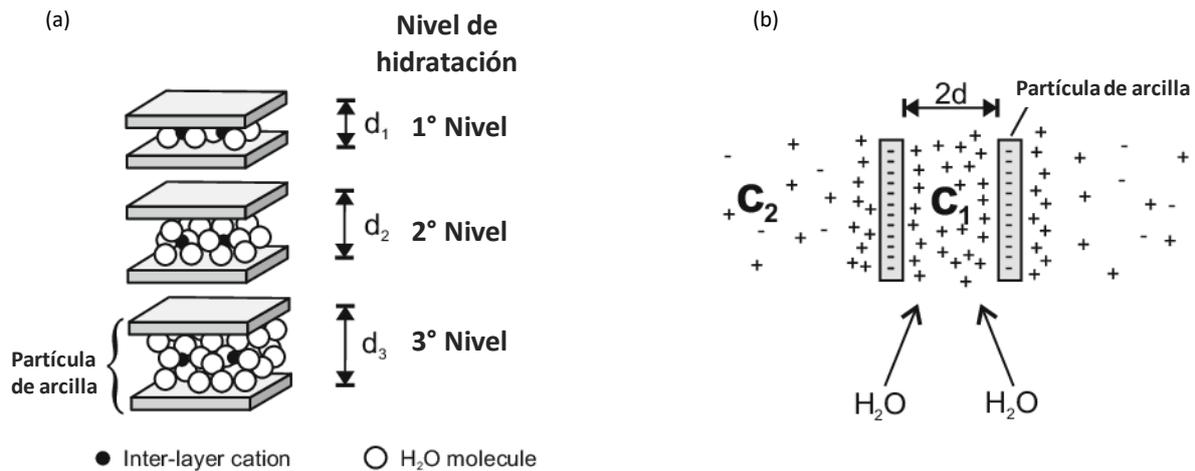


Figura 2.4: Representación esquemática de las dos etapas de hinchamiento de las arcillas (a) intracristalina (b) osmótica. Modificado de Butscher et al. [2016].

(comúnmente denominada *clay bound water* en la literatura) puede redistribuirse hacia el agua “libre” en el interior de los poros si hay suficiente agua presente. Con agua libre nos referimos a aquella que puede moverse libremente bajo el efecto de gradientes de presión (vease Fig. 2.5). A su vez, en la estructura cristalina de las arcillas en general persisten hidroxilos (HO) que suelen denominarse en la bibliografía de referencia *agua estructural* o *agua químicamente ligada* [Vernik, 2017].

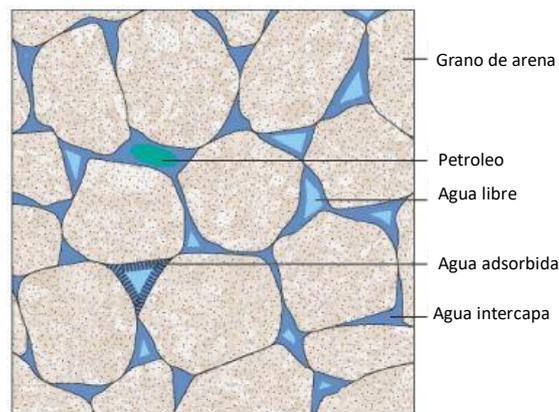


Figura 2.5: Esquema representativo de una roca tipo arena consolidada (sandstone) con presencia de arcillas. Conteniendo agua libre (“free water”), agua dentro de la red de arcilla (“clay bound water” que incluye el agua intercapa “capillary bound”) y petróleo (oil). *Schlumberger Oilfield Glossary*.

El estudio del hinchamiento de las arcillas es de suma importancia en la industria petrolera debido a que es una de las principales causas del daño de formación, por deterioro de la permeabilidad. Esto se debe a que el hinchamiento de las arcillas implica una severa disminución de la permeabilidad alrededor del pozo. El daño debido a las arcillas se puede prevenir manteniendo altas concentraciones de catión potasio  $K^+$  en soluciones acuosas. En la mencionada situación, las láminas de arcilla permanecen intactas porque el catión  $K^+$  de tamaño pequeño puede penetrar las inter-capas de la arcilla fácilmente y mantener unidas las láminas de arcilla [Civan, 2015]. Esto resulta una observación útil

e importante, por ejemplo para el ensayo de laboratorio, si se necesita saturar muestras de shales con contenido de arcilla sin hincharlas, para evitar su debilitamiento.

Respecto a los módulos elásticos de los minerales de arcilla, es sabido que **las arcillas son inherentemente anisótropas** (sobre este tema se profundizará en la sección 2.2.6). Sin embargo, en general los valores que se presentan en la bibliografía de referencia son de módulos elásticos isótropos. Diversos autores han intentado medir o bien obtener indirectamente los módulos de incompresibilidad y de corte de estos minerales (veáanse por ej. los trabajos de Vanorio et al. [2003]; Bayuk et al. [2007]; Katahara [1996]; Mondol et al. [2008] por mencionar algunos). Debido a la incertidumbre y variabilidad de tales parámetros en este trabajo también obtendremos propiedades elásticas de los minerales de arcilla en shales argentinas (capítulos 3 y 4) utilizando esquemas de inversión numérica.

### 2.2.3. Materia orgánica

En muchos de los ambientes sedimentarios, además de los granos minerales, existen componentes orgánicos intercalados, los que en general provienen de plancton, algas y restos vegetales. Transcurridos importantes períodos de tiempo por efecto del soterramiento se alcanzan condiciones óptimas de presión y temperatura para que los sedimentos se litifiquen y la materia orgánica que contienen se convierta en un material parafinoso denominado *querógeno* [McCarthy et al., 2011]. Bajo la influencia de la temperatura y el tiempo el querógeno se convierte parcialmente en hidrocarburos a través de una serie de reacciones de primer orden, denominadas catagénesis [Dow, 1977]. El querógeno se cuantifica mediante la medición química del *carbono orgánico total (COT)*. La mayoría de las rocas tipo shale son relativamente ricas en materia orgánica comparadas con las rocas sedimentarias típicas. En las shales el COT varía en el rango de 2 a 15% (de masa, en volumen es mayor debido a la baja densidad de la materia orgánica comparada con la densidad bulk de la roca) [Zoback y Kohli, 2019]. Existen distintos tipos de materia orgánica en una shale, cuyas diferencias surgen del tipo de ambiente deposicional. Según Hart y Steen [2015]; McCarthy et al. [2011] el COT de una roca representa todos los carbonos de origen biogénico. Consta de dos componentes: hidrocarburos (petróleo, gas) y materia orgánica sólida (querógeno). Los hidrocarburos constituyen la llamada materia orgánica extraíble (MOE). La MOE incluye los hidrocarburos generados en rocas y retenidos e hidrocarburos que han migrado hacia las rocas desde alguna fuente. El querógeno consiste en el carbono orgánico que aún podría convertirse en hidrocarburo (carbono convertible) y carbono residual no-generativo. El bitumen es un derivado térmicamente degradado del querógeno pero, a diferencia de éste, es soluble en solventes orgánicos. Los tres tipos de materia orgánica (extraíbles, convertibles y no generativos) pueden ser cuantificados mediante la técnica de pirólisis programada. La misma es una técnica geoquímica experimental llevada a cabo mediante un pirolizador y cuya descripción excede los alcances de este trabajo. El lector puede encontrar una descripción de la misma en Hart y Steen [2015]. Adicionalmente, esta técnica arroja los siguientes índices de interés, relacionados con la madurez de la materia orgánica:  $S_1$ : es una medida de los hidrocarburos libres en la muestra en el momento del análisis,  $S_2$ : es una medida de la capacidad generativa actual (no la original) de la roca,  $S_3$ : es una medida del  $CO_2$  liberado durante el craqueo térmico del querógeno (fracturamiento de las moléculas del compuesto que produce compuestos más simples), y es proporcional a la cantidad de oxígeno en el querógeno. Finalmente, el índice  $T_{max}$ : es la temperatura correspondiente a la máxima liberación de hidrocarburos

de la roca (en °C). Se relaciona principalmente con la madurez térmica de la materia orgánica, pero es también sensible al tipo de materia orgánica. A partir de estos índices se construyen otros dos de uso bastante común en el estudio geoquímico. En primer lugar el índice de hidrógeno ( $IH$  ó *relación carbono/hidrógeno*)

$$IH = \frac{S_2}{COT} \times 100, \quad (2.1)$$

relacionado con el origen y madurez del querógeno. Cuanto mayor sea el  $IH$ , mayor será la capacidad de la materia orgánica para generar hidrocarburos, en particular petróleo. En segundo lugar el índice de oxígeno ( $IO$  ó *relación carbono/oxígeno*)

$$IO = \frac{S_3}{COT} \times 100, \quad (2.2)$$

el cual se relaciona con la proporción de oxígeno a carbono, y es generalmente más alto para las plantas terrestres y la materia orgánica inerte que para la materia orgánica marina o de algas. A partir de estos últimos índices puede obtenerse información sobre el tipo de querógeno y, por lo tanto, de los potenciales paleoambientes. Uno de los gráficos más utilizados es el pseudo gráfico de Van Krevelen (también conocido como “modificado”), en el cual se grafica el  $IH$  versus el  $IO$  (Fig. 2.6)

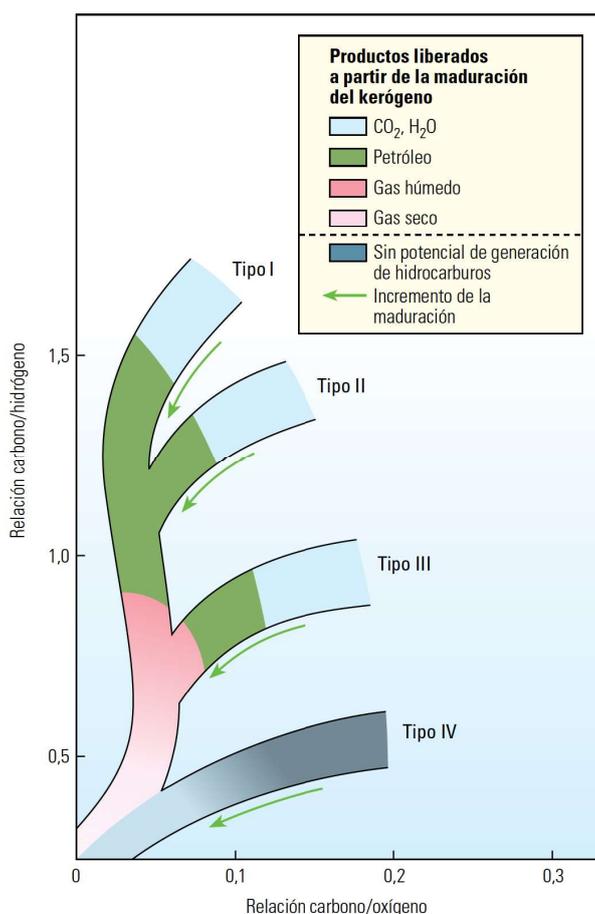


Figura 2.6: Pseudo gráfico de Van Krevelen. En el eje- $x$  se ubica el índice de oxígeno ( $IO$ ) y en el eje- $y$  el índice de hidrógeno ( $IH$ ). Tomado de McCarthy et al. [2011].

Tipo de kerógeno	Material fuente	Ambiente de depositación general
I	Principalmente material algáceo	Ambiente lacustre
II	Principalmente material planctónico, con cierto aporte de material algáceo	Ambiente marino
III	Principalmente plantas superiores	Ambiente terrestre
IV	Material oxidado re-elaborado	Ambientes variados

Tabla 2.1: Tipos de querógeno en base a su clasificación mediante el pseudo gráfico de Van Krevelen, relacionados con éstos se determina su procedencia. Tomado de McCarthy et al. [2011].

A partir de este gráfico puede discriminarse el tipo de querógeno presente en la roca, y en base al tipo de querógeno puede determinarse su procedencia y el tipo de petróleo que producirá (Tabla 2.1).

El querógeno es una sustancia sólida, porosa y amorfa, por lo que en general se modela como un **sólido isótropo** (ver sección 2.2.5) [Sayers, 2013; Vernik y Landis, 1996]. De aquí que no pueda ser cuantificado mediante difracción de rayos X (DRX) [Vernik, 2017]. La convertibilidad de cualquier querógeno específico a hidrocarburos puede ser estimada por medio de su composición elemental y su *madurez térmica* definida por la reflectancia de la vitrinita ( $R_0$ ). Sin embargo, la reflectancia de la vitrinita es difícil de obtener, debido a su calidad de preservación y cantidad de granos dentro de las ubicaciones del querógeno. Las reacciones catagénicas, a su vez, son las responsables de que el querógeno adquiera porosidad con la maduración y de que el querógeno sólido residual sufra densificación [Vernik, 2017]. Los hidrocarburos generados se acumulan en primera instancia en los poros del querógeno saturándolos. Según Vernik [2017], a partir de imágenes microestructurales, esta porosidad orgánica podría proveer canales de flujo para los hidrocarburos en las shales debido a la conectividad de la materia orgánica que, a su vez, sería responsable de la permeabilidad del orden de micro-Darcys de las shales [Modica y Lapierre, 2012] (ver Figura 2.7). Sin embargo, debido a las incertidumbres respecto a las formas de los poros y a las saturaciones de fluidos dentro del querógeno, sus propiedades elásticas son difíciles de separar de los efectos de sus nanoporos <sup>4</sup>. Por lo que, como alternativa, los parámetros elásticos del querógeno pueden tratarse como las propiedades efectivas de la materia orgánica porosa, al menos en shales maduras.

A partir del coeficiente  $R_0$  y del  $IH$  puede establecerse el grado de maduración del querógeno que, junto con el COT, son los parámetros fundamentales en la caracterización geoquímica de un reservorio no-convencional. El grado de maduración del querógeno se describe a través de *etapas* que no deben confundirse con el tipo de querógeno. Un resumen de las sucesivas etapas que atraviesa un querógeno de tipo II (propenso al petróleo) puede verse de la Tabla 2.2.

<sup>4</sup>Existen varios modelos que permiten obtener valores de porosidad orgánica, vease por ej. el trabajo de Modica y Lapierre [2012], sin embargo, su tratamiento excede los alcances de este trabajo.

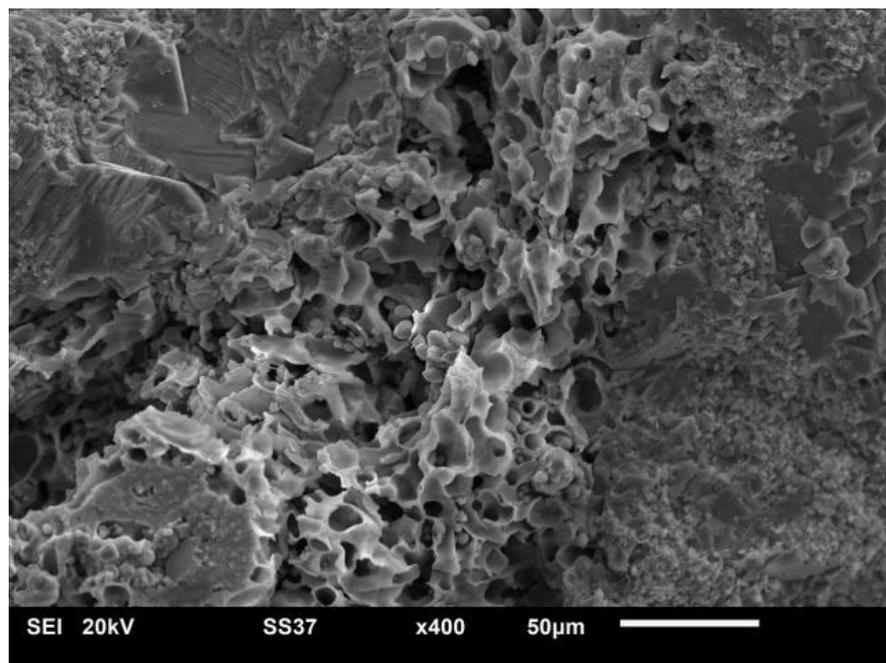


Figura 2.7: Imagen de microscopía electrónica de la shale Inoceramus (Cuenca Austral, Argentina). En la misma se aprecia materia orgánica porosa.

#### 2.2.4. Sobre la porosidad en las shales

Los principales controles sobre las propiedades elásticas de las shales son: la porosidad, la composición mineral, el contenido de querógeno y los esfuerzos efectivos [Vernik y Milovac, 2011; Sayers, 2013; Han et al., 1986; Shapiro, 2003; Mavko et al., 2020]. Volvemos sobre los efectos de la porosidad en la respuesta elástica en el capítulo 4. Antes de avanzar, es necesario describir cómo está distribuida la porosidad en una shale. En la bibliografía científica existen un gran número de nomenclaturas que hacen referencia a esta cuestión. En este trabajo seguiremos la propuesta por Loucks et al. [2012], quienes proponen clasificar la porosidad de las shales en picoporos (menores a 1 nm), nanoporos (desde 1 nm hasta 1  $\mu\text{m}$ ), microporos (1  $\mu\text{m}$  hasta 62.5  $\mu\text{m}$ ) y mesoporos (62.5  $\mu\text{m}$  hasta 4 mm).

Etapa	Descripción	Ro (%)	IH ( $\text{mg/gOC}$ )
I	Compactación; metano temprano	<0.3	>700
II	Comienzo generación de petróleo, expulsión de $H_2O$	0.3-0.5	500-700
III	Generación petróleo avanzada	0.5-0.75	300-500
IVa	Etapa principal de generación de petróleo	0.75-0.9	200-300
IVb	Última etapa de generación de petróleo	0.9-1.3	50-200
V	Condensado y gas húmedo	1.3-2.0	5-50
VI	Gas seco	>2	<5

Tabla 2.2: Descripción de las etapas de madurez para un querógeno de tipo II (propenso al petróleo). Modificado de Vernik [2017].



Figura 2.8: Una imagen de microscopía electrónica de la shale Vaca Muerta (Cuenca Neuquina, Argentina). Se observan clastos silíceos (Si), Carbonáticos (Ca), Arcillas (Ar). Se observan también regiones de materia orgánica (Mo) y microfracturas (Mfr). Con flechas rojas se indican regiones de porosidad intergranular, mientras que con elipses celestes regiones de porosidad intragranular y orgánica.

En referencia al origen de la porosidad, diremos que la porosidad es *intergranular* cuando los poros se forman durante la sedimentación y compactación como, por ej., los poros que surgen entre los espacios de los granos compactados y cementados, o bien entre placas de arcilla. Porosidad *intragranular*, cuando se forma durante transformaciones de fases minerales, procesos de disolución/precipitación como, por ej., la porosidad generada a partir de la disolución de una componente de la roca (móldica) o aquella entre los framboides de la pirita o bien los poros planos de clivaje dentro de los granos minerales de arcilla y mica. Por último, porosidad *orgánica* cuando ocurre dentro de la materia orgánica a medida que esta madura y genera hidrocarburos. Los autores, a su vez, dejan fuera de esta clasificación a las microfracturas que pueden contribuir a la porosidad interconectada de la roca y, en general, se presentan en tamaños variados llegando incluso al tamaño de mesoporo en estas rocas. Véase la Figura 2.7 que ilustra una lente de querógeno porosa, y la Figura 2.8 en la que se ilustra una imagen de microscopía electrónica de la shale Vaca Muerta (Cuenca Neuquina, Argentina), con flechas rojas se indican regiones de porosidad intergranular, mientras que con elipses celestes regiones de porosidad intragranular y orgánica.

### 2.2.5. Efectos de la materia orgánica en la respuesta elástica

Como se verá más adelante, las velocidades de las ondas elásticas en una roca son función de los módulos elásticos y la densidad de la roca (ver sección 3.2.1). En general, con el aumento del contenido de materia orgánica se observará un decaimiento de las velocidades elásticas, debido a la alta compresibilidad (con un  $K$  en el rango 2,7 – 5

GPa) y módulo de corte del querógeno (rango 1,7 – 4,4 GPa). En la Fig. 2.9 pueden observarse un set de velocidades ultrasónicas sobre diversos shales del mundo. Éstas son datos públicos tomados de Vernik [2017] Cap. 6 Tablas 3 y 4. De la Figura se desprende que el decaimiento de las velocidades con el aumento del contenido de querógeno es no lineal. A modo ilustrativo, se ajustan funciones exponenciales para cada velocidad.

Según Vernik [2017] la textura predominante del querógeno en las shales es de un entramado lenticular cuando el COT es elevado, mientras que en shales con menor COT se presenta en microlentes dispersas y otras formas de inclusión. Esta red que forma el querógeno debilita a la shale en el plano paralelo a la estratificación, provocando que modelos de capas alternantes (como el tradicional de Backus [1962]) sobrestimen las velocidades en esa dirección. Esto ha abierto camino, en el pasado, hacia distintas concepciones acerca de la disposición del querógeno en las shales. Por ejemplo; Sayers [2013] lo modela como una matriz de querógeno con inclusiones de shale discontinuas y también como una matriz de shale con inclusiones de querógeno, Sone y Zoback [2013a] propone sumar el volumen de querógeno con el de la arcilla para caracterizar sus propiedades elásticas e inelásticas, Vernik y Liu [1997] proponen modificar (de manera heurística) los módulos elásticos efectivos paralelos a la laminación, tomando el valor intermedio entre el promedio de Reuss y el promedio de Backus.

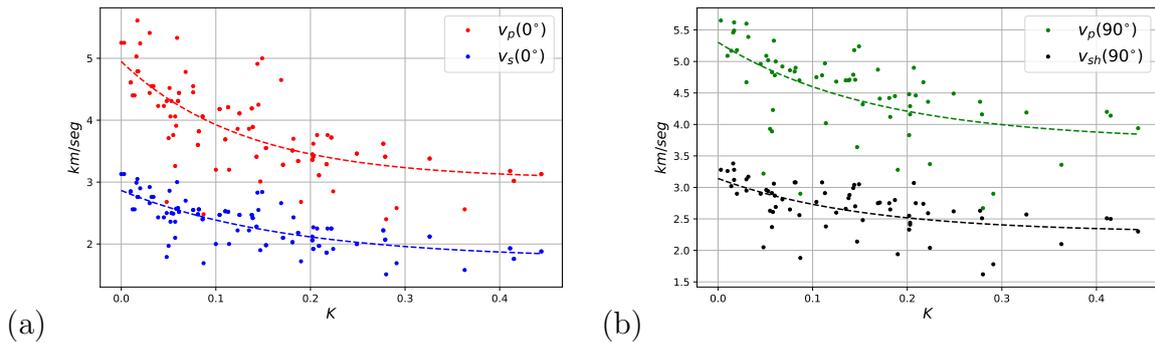


Figura 2.9: Velocidades ultrasónicas en función del contenido de querógeno sobre la fracción sólida de la roca. Los datos corresponden a las shales de los Estados Unidos: *Bakken*, *Niobrara*, *Woodford*, *Lockatong*, *Chicopee*, *Chattanooga*, *New Albany*, *Antrim*, *Cotton Valley*. De Rusia: *Bazhenov* y del Mar del Norte: *Kimmeridge*. Este set de datos es propiedad de Vernik [2017] Capítulo 6, Tablas 3 y 4. Se observa en la Fig. (a) las velocidades  $P$  y  $S$  en la dirección perpendicular a la laminación y en (b) las velocidades  $P$  y  $S$  en la dirección paralela a la laminación. Las líneas punteadas ilustran el decaimiento exponencial de las velocidades con el aumento del contenido de querógeno.

La presencia de microfracturas rellenas y lentes de querógeno alargadas en el plano de estratificación representa una fuente significativa de anisotropía elástica (ver sección 2.2.6), ya que el querógeno es mucho más dúctil y generalmente más poroso que los otros componentes de la matriz [Sayers et al., 2015]. Esto se debe a que, a medida que el querógeno madura, gana porosidad y se densifica. Se cree que este aumento en la densidad se debe al agotamiento relativo del hidrógeno con la maduración térmica [Vandenbroucke y Largeau, 2007]. Por otro lado la relación entre la madurez térmica de la shale y la porosidad orgánica es más compleja, debido a que la maduración térmica acompañada de compactación (por soterramiento) es en sí un tema aún bajo estudio en la comunidad científica. Se sabe que los poros primarios (aquellos generados durante la depositación), asociados con minerales, son reducidos por compactación, cementación y por relleno de

materia orgánica, mientras que los poros secundarios (aquellos que se generan posteriormente a la formación de la roca) se generan dentro de la materia orgánica [Pommer y Milliken, 2015]. En principio, cuando el querógeno comienza a desarrollar porosidad toma una estructura esponjosa con poros elípticos [Zoback y Kohli, 2019] pero debido a que la materia orgánica puede ocupar, como ya se mencionó, lentes alineadas con la laminación, pueden generarse microfracturas entre los bordes de granos y estas lentes que contribuyen a la porosidad de la roca y a su anisotropía mecánica. Con el aumento de la madurez, cambia el volumen de poros y se reorganizan las proporciones de los tamaños de los poros, lo que se atribuye principalmente a cambios estructurales en la materia orgánica en respuesta a la generación y migración de hidrocarburos [Mastalerz et al., 2013].

Por todo lo expuesto en este apartado, podemos observar que el querógeno podría considerarse parte del relleno poral en vez de ser considerado parte de la matriz. En parte debido a que sus propiedades elásticas son más parecidas a las de un fluido que a las de un sólido (ver más adelante Tabla 4.1) y, por otro lado, debido a que la materia orgánica en general rellena la porosidad primaria de las shales. Sin embargo, es esta una hipótesis para el modelado propuesto en este trabajo y que también ha sido incluso adoptada por otros autores, como por ej. Carcione et al. [2011]; Carcione y Avseth [2015]).

### 2.2.6. Anisotropía elástica en las shales

Una de las características más representativas de las shales es la anisotropía mecánica que presentan. Esta ha sido informada en el literatura de referencia para ensayos tanto estáticos como dinámicos [Thomsen, 1986; Vernik y Nur, 1992; Vernik y Landis, 1996; Vernik y Liu, 1997]. Nos referimos a la anisotropía elástica en referencia a la variación de una propiedad elástica determinada (como por ej. la velocidad de propagación de ondas elásticas) según la dirección en la que se la examine [Tsvankin y Grechka, 2011]. Según Bandyopadhyay [2009], la anisotropía es la manifestación de los procesos geológicos y las heterogeneidades alineadas resultantes a escalas más pequeñas que la escala de medida tales como:

1. Alineación de flóculos de barro por compactación y reacomodamiento. Como se mencionó previamente, barro hace referencia a tamaños de granos extremadamente pequeños. Estos pueden estar constituidos por minerales arcillosos, silícicos, limosos y materia orgánica (obsérvese a modo de ejemplo las Fig. 2.1(d) y la 2.8).
2. Alineación de los poros no esféricos (elongados) y microfracturas.
3. Alineación de fracturas a escalas mayores que la escala del poro y granos, pero más pequeños que la longitud de onda.

Mención aparte merecen los minerales laminares de arcilla. Estos aportan a la anisotropía por alinearse en “dominios de arcilla” y también por la alineación de dichos dominios. Además de estas alineaciones texturales, otra fuente probable de anisotropía elástica en las shales son los minerales mismos. Los minerales arcillosos son intrínsecamente anisótropos [Bayuk et al., 2007], lo cual añadiría a la anisotropía que surge de las fábricas alineadas presentes en la microestructura. Estas alineaciones asemejan la textura de las shales a medios que presentan una *isotropía transversal vertical (VTI)*, es decir, a una sucesión de capas isotropas con el eje de simetría principal perpendicular a

la estratificación (ver sección 3.1.3). Paralelamente, mediciones de velocidades elásticas confirman la similitud entre las shales y las velocidades resultantes en los medios VTI, en los cuales las velocidades elásticas son menores en la dirección normal que en la paralela a la estratificación [Johnston y Christensen, 1995; Vernik y Landis, 1996; Walsh et al., 2007].

La importancia de la cuantificación de la anisotropía intrínseca de las shales yace en, por ej. la corrección por anisotropía de ciertas herramientas de perfilaje de pozo como el sísmico dipolar, ó para las mediciones de esfuerzo in-situ [Al-Tahini y Abousleiman, 2010], para el modelado de AVO, para analizar la sustitución fluida y sólida (capítulo 3) como también para interpretar resultados de inversión elástica [Avseth y Odegaard, 2004]. A su vez, es importante cuantificarla para aplicaciones de modelado y procesamiento sísmico, para el diagnóstico por medio de modelos de física de rocas o bien para el análisis geomecánico. Comprender la relación entre las velocidades ultrasónicas con parámetros tales como la litología, el contenido de arcilla, el contenido de materia orgánica, la saturación de fluidos y la porosidad, es una tarea fundamental en el desarrollo de este trabajo, pero también lo es para la física de rocas aplicada a reservorios no-convencionales.

En relación con la madurez, la anisotropía de las shales muestra una variación compleja. Según Vanorio et al. [2008] la anisotropía aumenta desde el estadio inmaduro hasta el maduro temprano. Para estos estados de madurez, el principal control sobre ésta parece ser la composición y distribución del querógeno. Según los autores, la mayor anisotropía se observa en shales en su pico de madurez, esto puede deberse a la presencia de querógeno y micro-fracturas. Por otro lado, para rocas sobre-maduras el principal control sobre la anisotropía es debido al contenido de micro-fracturas y es menor que en los estadios antes mencionados.

---

# CAPÍTULO 3

## PROPIEDADES ELÁSTICAS Y PROPAGACIÓN DE ONDAS EN LAS SHALES: CONCEPTOS FUNDAMENTALES Y MODELOS

---

Como se mencionó en el capítulo previo, se sabe que la mayoría de las shales exhiben un comportamiento elástico anisótropo por diversas causas, lo que afecta la propagación de las ondas elásticas en dichos medios. En este capítulo haremos una revisión de los conceptos y notación fundamentales, que serán utilizados posteriormente. Describiremos las relaciones constitutivas elásticas anisótropas, la determinación de los módulos elásticos y los modos de propagación de ondas con sus respectivas velocidades. Además, se da una reseña sobre modelos de física de rocas, con énfasis en las teorías poroelásticas. Por último, se analizan conceptos de atenuación y dispersión en shales.

### *3.1. Modelo elástico constitutivo para medios anisótropos*

#### **3.1.1. Ley de Hooke generalizada**

En gran parte de los estudios geofísicos basados en el análisis de la propagación de ondas sísmicas a través de las rocas (por ejemplo, en estudios de amplitud, de tiempos de arribo y de velocidades), se considera que las mismas se comportan como sólidos perfectamente elásticos. Este modelo conceptual para las rocas es razonablemente válido para deformaciones muy pequeñas y será descripto a continuación.

Antes de comenzar cabe aclarar que de aquí en adelante se utilizará la siguiente notación: para indicar componentes ya sea de un vector, de una matriz o un tensor se utilizarán subíndices. Es decir,  $u_i$  (vector),  $a_{ij}$  (matriz) y  $C_{ijkl}$  (tensor), mientras que los vectores se denotarán en forma compacta utilizando letras minúsculas en negrita y las matrices y tensores con mayúsculas en negrita, respectivamente.

En su forma más general, para un sólido anisótropo elástico lineal, la ley de Hooke establece que los esfuerzos (o cargas) sobre el volumen de roca se relacionan linealmente con las deformaciones en la forma

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad \text{con } i, j, k, l = 1, 2 \text{ ó } 3 \quad (3.1)$$

o bien

$$\epsilon_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (3.2)$$

donde se supone válida la notación de contracción de índices (o de Einstein) que implica suma sobre índices repetidos ( $k, l$  en este caso) desde 1 hasta 3. La deformación se define de la forma clásica, mediante el tensor lineal  $\epsilon_{ij} = 1/2(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)$  siendo  $u_i$  las componentes del desplazamiento.  $C_{ijkl}$  y  $S_{ijkl}$  son tensores de cuarto rango que denotan la *rigidez (stiffness)* y la *compliance (compliance)*, respectivamente, del sólido. Resulta evidente de (3.1)-(3.2) que  $C_{ijkl}$  es el inverso de  $S_{ijkl}$ . Si se mide la densidad del sólido bulk  $\rho_b$  (es decir, el cociente entre su masa y su volumen) y se conoce  $C_{ijkl}$  pueden obtenerse la velocidades acústicas *en cualquier dirección* de la roca como se verá a la brevedad. Debido a que nuestro observable en el laboratorio (o el pozo, o el campo) son las velocidades acústicas, gran parte de este trabajo de tesis se relaciona con la obtención del tensor  $C_{ijkl}$  para shales. Este tensor posee 81 componentes en su forma más general, pero debido a que tanto los esfuerzos como las deformaciones son simétricos resulta

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{jilk} \quad (3.3)$$

lo que reduce el número de constantes independientes a 36. Por último, la existencia de un potencial de energía de deformación único requiere que

$$C_{ijkl} = C_{klij} \quad (3.4)$$

de lo cual resulta un máximo de 21 constantes independientes. Este tipo de medios con la menor simetría posible se denominan *triclínicos*. Los medios con la mayor simetría posible reducen el número de constantes independientes a 2 y se denominan *isótropos*.

### 3.1.2. Notación de Voigt

Una notación que permite mayor facilidad en el manejo algebraico de los tensores de rigidez y de compliance es la *notación de Voigt* o *notación abreviada*. Implica reducir la cantidad de índices (de 4 a 2 en este caso) para escribir dichos tensores en forma matricial. En esta notación los pares de índices  $i, j$  se reemplazan por un único índice  $I$  que se denotará con mayúsculas de aquí en más, mediante la siguiente equivalencia[Mavko et al., 2020]:

$I$	$ij$	
1	11	
2	22	
3	33	
4	23, 32	
5	13, 31	
6	12, 21	(3.5)

Con esta notación los esfuerzos y deformaciones quedan escritos como vectores de seis elementos

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_1 = \sigma_{11} \\ \sigma_2 = \sigma_{22} \\ \sigma_3 = \sigma_{33} \\ \sigma_4 = \sigma_{23} \\ \sigma_5 = \sigma_{13} \\ \sigma_6 = \sigma_{12} \end{pmatrix} \quad \boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 = \epsilon_{11} \\ \epsilon_2 = \epsilon_{22} \\ \epsilon_3 = \epsilon_{33} \\ \epsilon_4 = 2\epsilon_{23} \\ \epsilon_5 = 2\epsilon_{13} \\ \epsilon_6 = 2\epsilon_{12} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

De aquí se desprende que  $C_{IJ} = C_{ijkl}$  mientras que para  $S_{IJ} = S_{ijkl}N$ , donde

$$N = \begin{cases} 1 & \text{para } I \text{ y } J = 1, 2, 3 \\ 2 & \text{para } I \text{ o } J = 4, 5, 6 \\ 4 & \text{para } I \text{ y } J = 4, 5, 6. \end{cases}$$

### 3.1.3. Simetría transversal vertical (VTI)

Una red cristalina, o bien, un sólido cualquiera se dice que presenta simetría *rotacional* si cualquier rotación a partir de un eje determinado mantiene su tensor de rigidez sin cambios. Los medios con *isotropía transversal vertical*<sup>1</sup> o *VTI* (por sus siglas en inglés) presentan este tipo de simetría a lo largo del eje perpendicular a los planos de estratificación (ver Fig. 3.1 (a)). Esta cualidad del medio permite determinar cómo será su tensor de rigidez. En su forma más general y usando notación de Voigt dicho tensor puede ser escrito de la siguiente forma

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ & & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ & & & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ & & & & C_{55} & C_{56} \\ & & & & & C_{66} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Las componentes por debajo de la diagonal principal del tensor no es necesario escribirlas debido a la simetría de  $\mathbf{C}$ .

Para reescribir una matriz en un sistema de referencia dado en otro sistema rotado respecto al primero se utilizan matrices de rotación  $\mathbf{A}$  cuyos elementos  $a_{ij}$   $i, j = 1, 2, 3$  son los cosenos de los ángulos entre los ejes  $i$  y  $j$ . Estas matrices tienen la característica de ser ortogonales, de modo que  $\mathbf{A}^T = \mathbf{A}^{-1}$ . De esta forma una rotación de ángulo  $\zeta$  respecto del eje  $z$  se representa mediante la matriz

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \cos(\zeta) & \text{sen}(\zeta) & 0 \\ -\text{sen}(\zeta) & \cos(\zeta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

siendo  $\zeta$  el ángulo de rotación desde el eje  $z$  en sentido de una terna derecha positiva (Fig. 3.1 (b)). Para rotar entonces una matriz, como pueden ser por ejemplo las matrices de esfuerzo o deformación debe realizarse

$$\sigma'_{ij} = a_{ik}\sigma_{kl}a_{lj}^T = a_{ik}\sigma_{kl}a_{jl} \quad (3.9)$$

<sup>1</sup>También denominada simetría *hexagonal*.

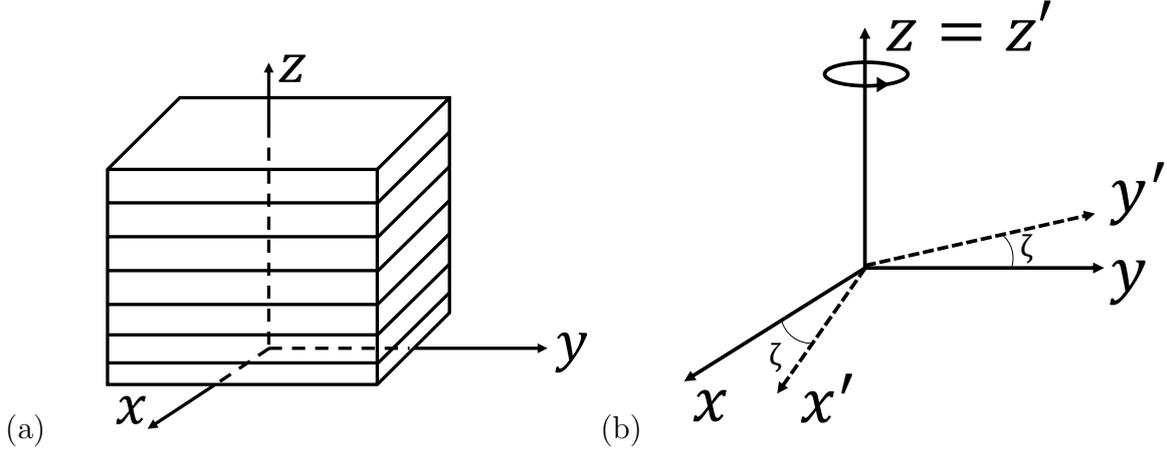


Figura 3.1: (a) Medio transversalmente isótopo vertical (VTI) (b) Rotación a partir del eje  $-z$  de un sistema de referencia  $(x, y, z)$  a un nuevo sistema  $(x', y', z')$  en sentido de una terna derecha positiva.

usando notación de contracción de índices. Cantidades físicas que se transforman según la ecuación (3.9) se clasifican como tensores de *segundo rango*. Para rotar un tensor como  $C_{ijkl}$  (o bien  $S_{ijkl}$ ) consideremos una rotación sobre  $\sigma$  y la misma rotación sobre  $\epsilon$

$$\sigma'_{mn} = a_{mi}\sigma_{ij}a_{nj} \quad (3.10a)$$

$$\epsilon'_{op} = a_{ok}\epsilon_{kl}a_{pl} \quad (3.10b)$$

La ley de Hooke (3.1) se transformará utilizando las ecuaciones (3.10a)-(3.10b)

$$\begin{aligned} \sigma'_{mn} &= a_{mi}\sigma_{ij}a_{nj} \\ &= a_{mi}(C_{ijkl}\epsilon_{kl})a_{nj} \\ &= a_{mi}C_{ijkl}(a_{ko}^{-1}\epsilon'_{op}a_{lp}^{-1})a_{nj} \\ &= a_{mi}a_{nj}a_{ok}a_{pl}C_{ijkl}\epsilon'_{op} \end{aligned} \quad (3.11)$$

donde se ha utilizado las propiedad de ortogonalidad de la matriz  $A$ , que implica  $\epsilon_{kl} = a_{ko}^{-1}\epsilon'_{op}a_{lp}^{-1}$  y el hecho de que el orden de los factores en notación de contracción de índices no importa. De la relación (3.11) se desprende que el tensor  $C_{ijkl}$  en el nuevo sistema de coordenadas se obtendrá mediante la siguiente transformación

$$C'_{mnop} = a_{mi}a_{nj}a_{ok}a_{pl}C_{ijkl} \quad (3.12)$$

y las cantidades físicas que se transforman según la ecuación (3.12) se denominan tensores de *cuarto rango*. En forma compacta esto puede escribirse de la siguiente forma

$$\mathbf{C}' = \mathbf{MCM}^T \quad (3.13)$$

donde la matriz  $\mathbf{M}$  que se denomina matriz *de Bond* se obtiene a partir de las matrices de rotación en la siguiente forma [Auld, 1973]

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} a_{11}^2 & a_{12}^2 & a_{13}^2 & 2a_{12}a_{13} & 2a_{13}a_{11} & 2a_{11}a_{12} \\ a_{21}^2 & a_{22}^2 & a_{23}^2 & 2a_{22}a_{23} & 2a_{23}a_{21} & 2a_{21}a_{22} \\ a_{31}^2 & a_{32}^2 & a_{33}^2 & 2a_{32}a_{33} & 2a_{33}a_{31} & 2a_{31}a_{32} \\ a_{21}a_{31} & a_{22}a_{32} & a_{23}a_{33} & a_{22}a_{33} + a_{23}a_{32} & a_{21}a_{33} + a_{23}a_{31} & a_{22}a_{31} + a_{21}a_{32} \\ a_{31}a_{11} & a_{32}a_{12} & a_{33}a_{13} & a_{21}a_{33} + a_{13}a_{32} & a_{13}a_{31} + a_{11}a_{33} & a_{11}a_{31} + a_{12}a_{31} \\ a_{11}a_{21} & a_{12}a_{22} & a_{13}a_{23} & a_{12}a_{23} + a_{13}a_{22} & a_{13}a_{21} + a_{11}a_{23} & a_{11}a_{22} + a_{12}a_{21} \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

y si la rotación se da sobre un eje de simetría (eje  $z$  en el caso VTI) resultará

$$\mathbf{C}' = \mathbf{C} \quad (3.15)$$

Así, si tomamos los valores de los  $a_{ij}$   $i, j = 1, 2, 3$  para el caso de una rotación sobre  $z$  (dados por (3.8)) y reemplazamos en (3.15) llegaremos a un sistema de ecuaciones que nos permitirá obtener restricciones para los distintos elementos de la matriz  $\mathbf{C}$ . Resolviendo ese sistema para un ángulo de rotación particular se obtiene que el tensor de rigidez para un medio VTI está dado por

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix} \quad C_{12} = C_{11} - 2C_{66} \quad (3.16)$$

y de la misma forma pueden obtenerse los tensores de rigidez para otras simetrías. Invirtiendo (3.16) puede obtenerse el tensor de compliancia del medio

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{13} & 0 & 0 & 0 \\ S_{13} & S_{13} & S_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{66} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/E_{11} & \nu_{12}/E_{11} & \nu_{31}/E_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \nu_{12}/E_{11} & 1/E_{11} & \nu_{31}/E_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \nu_{31}/E_{33} & \nu_{31}/E_{33} & 1/E_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/\mu_{13} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/\mu_{13} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/G \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

$$G = \frac{E_{11}}{2(1 + \nu_{12})}$$

donde  $E_{ii} = \sigma_{ii}/\epsilon_{ii}$  son los módulos de Young,  $\nu_{ij} = -\epsilon_{jj}/\epsilon_{ii}$  son los coeficientes de Poisson (sin suma sobre índices repetidos en ningún caso) y  $\mu_{13} = \sigma_{13}/2\epsilon_{13} = \sigma_{23}/2\epsilon_{23}$  y  $G = \sigma_{12}/2\epsilon_{12}$  los módulos de corte. Un medio VTI posee 3 coeficientes de Poisson distintos,  $\nu_{12} = \nu_{21}$ ,  $\nu_{31} = \nu_{32}$  y  $\nu_{13} = \nu_{23}$  aunque para la definición del tensor de compliancia sólo se necesitan 2 (que denominaremos *primarios*). Esto se debe a que puede definirse usando  $\nu_{31}$  o bien  $\nu_{13}$  que cumplen la siguiente relación [Dambly et al., 2019]

$$\frac{\nu_{31}}{E_{33}} = \frac{\nu_{13}}{E_{11}} \quad (3.18)$$

A partir de (3.16)-(3.17) se observa que un medio VTI queda descrito por **5 constantes independientes**  $C_{11}, C_{33}, C_{44}, C_{66}$  y  $C_{13}$  (o bien  $S_{11}, S_{33}, S_{44}, S_{66}$  y  $S_{13}$ ).

La energía de deformación por unidad de volumen, mencionada previamente, puede definirse matemáticamente como [Fung et al., 2017]

$$2V = C_{ijkl}\epsilon_{ij}\epsilon_{kl}. \quad (3.19)$$

La ecuación (3.19) resulta ser una aproximación a primer orden que es válida si las deformaciones son infinitesimales como, por ejemplo, las debidas al paso de una onda [Prioul et al., 2004]. De (3.19) podemos calcular los esfuerzos en la forma

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial V}{\partial \epsilon_{ij}} \quad (3.20)$$

El estado de deformación cero corresponde al equilibrio estático con energía de deformación mínima ( $V = 0$ ). Debido a que esta energía siempre debe aumentar cuando el medio es deformado, en notación abreviada, tendremos que  $C_{IJ} \epsilon_I \epsilon_J > 0$ . Estas restricciones se denominan *condiciones de estabilidad* (o *restricciones energéticas* también) y son necesarias para la existencia de un medio VTI. Matemáticamente, esta expresión equivale a exigir que  $\mathbf{C}$  sea *definida positiva* [Auld, 1973], es decir, que todos los *menores principales* de  $\mathbf{C}$  son positivos. De forma que las siguientes submatrices tienen determinantes positivos:

1. Las matrices superiores izquierdas de  $\mathbf{C}$  de dimensión  $1 \times 1$
2. Las matrices superiores izquierdas de  $\mathbf{C}$  de dimensión  $2 \times 2$
3. La matriz superior izquierda de  $\mathbf{C}$  de dimensión  $3 \times 3$

y restricciones análogas se aplican sobre  $S_{IJ}$ . La primera condición implica que  $C_{11} > 0$ ,  $C_{33} > 0$ ,  $C_{44} > 0$  y  $C_{66} > 0$ . La segunda condición implica que  $C_{11}^2 - C_{12}^2 > 0$  y que  $C_{11}C_{33} > C_{13}^2$ . La tercera y última condición implica que  $C_{33}(C_{11}^2 - C_{12}^2) - 2C_{13}^2(C_{11} - C_{12}) > 0$ . Las tres condiciones pueden combinarse en la forma [Carcione, 2015]

$$C_{11} > |C_{12}|, \quad (C_{11} + C_{12})C_{33} > 2C_{13}^2, \quad C_{44} > 0 \quad (3.21)$$

Este conjunto de desigualdades (dadas en 3.21) serán utilizadas a lo largo de los capítulos siguientes para verificar la estabilidad de los coeficientes calculados a partir de mediciones y/o modelado, como criterio de aceptación (o rechazo) de parámetros mediante estrategias de inversión.

## 3.2. Ondas elásticas en medios VTI

### 3.2.1. Modos de propagación y velocidades de fase

Tomando como referencia el texto de Fedorov [2013], recordemos la ecuación general de conservación de la cantidad de movimiento en un punto interior de un medio continuo, dada por

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \ddot{u}_i \quad (3.22)$$

donde se han despreciado las fuerzas corpóreas por unidad de volumen.  $u_i$  son las componentes del vector de desplazamiento definidas previamente y  $\rho$  es la densidad de masa. Reemplazando la relación constitutiva elástica (Ley de Hooke) dada por (3.1) y asumiendo que el medio es homogéneo resulta

$$C_{ijkl} \frac{\partial \epsilon_{kl}}{\partial x_j} = \rho \ddot{u}_i \quad (3.23)$$

y reemplazando la definición de  $\epsilon_{ij}$  se obtiene

$$\frac{1}{2} C_{ijkl} \left( \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k \partial x_j} \right) = \rho \ddot{u}_i \quad (3.24)$$

debido a que los índices  $k$  y  $l$  son intercambiables y las simetrías de  $C_{ijkl}$  hacen que este tensor sea idéntico ante tales permutaciones, en la expresión anterior deben ser iguales ambos términos del paréntesis [Fedorov, 2013]. La ecuación por lo tanto se reduce a

$$C_{ijkl} \left( \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_k \partial x_j} \right) = \rho \ddot{u}_i \quad (3.25)$$

Consideremos la propagación de ondas planas y monocromáticas a través del medio anisótropo, de modo tal que el desplazamiento puede escribirse en la forma

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \quad (3.26)$$

donde  $\mathbf{x}$  denota la posición,  $\mathbf{k} = k(l_1, l_2, l_3) = (k_1, k_2, k_3) = k\hat{\mathbf{k}}$  el vector de onda (que indica la dirección de propagación),  $k$  denota el número de onda  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  (que en principio consideraremos real),  $\lambda$  es la longitud de onda,  $\mathbf{u}_0 = (u_0^x, u_0^y, u_0^z)$  es el vector de polarización,  $\omega$  es la frecuencia angular e  $i$  la unidad imaginaria pura. Operando, la ecuación (3.25) queda

$$-k^2 C_{ijkl} l_k l_j u_l = \rho \ddot{u}_i = -\omega^2 \rho u_i \quad (3.27)$$

siendo los coeficientes  $l_i$  ( $i = 1, 2$  o  $3$ ) los cosenos directores de  $\mathbf{k}$  y habiendo aplicado la derivada temporal de segundo orden.

La velocidad a la que viajan los planos de fase constante (cuya normal es  $\hat{\mathbf{k}}$ ), se denomina **velocidad de fase** de la onda, la que resulta  $v = \omega/k$ . La misma puede expresarse en forma vectorial en la forma  $\mathbf{v} = v\hat{\mathbf{k}}$ , siendo un vector según la dirección del vector de onda. Por lo tanto 3.25 puede escribirse como

$$C_{ijkl} l_k l_j u_l - v^2 \rho u_i = 0 \quad (3.28)$$

que puede escribirse también

$$(C_{ijkl} l_k l_j - v^2 \rho \delta_{il}) u_l = 0 \quad (3.29)$$

en donde  $\delta_{il}$  denota la delta de Kronecker. La expresión (3.29) es la denominada *ecuación de Christoffel* y el factor entre paréntesis, es la denominada *matriz de Christoffel* [Fedorov, 2013; Carcione, 2015]. La resolución de la misma permite determinar la velocidad de propagación de las diferentes ondas en función de la frecuencia, la densidad, la dirección de propagación y las propiedades elásticas del medio. Tendrá soluciones no triviales sólo si el determinante de la matriz de Christoffel es igual a cero, es decir, si

$$|C_{ijkl} l_k l_j - v^2 \rho \delta_{il}| = 0 \quad (3.30)$$

que resulta en una ecuación cúbica en términos de  $v^2$ . De aquí podríamos esperar 3 soluciones independientes para la velocidad de onda al cuadrado. Una de ellas será la velocidad de onda compresional  $P$  (que en el caso más general se denomina *quasi-P*, abreviado  $qP$ , ya que la dirección de propagación podría no ser exactamente paralela a la dirección de polarización [Fedorov, 2013]). Las otras dos serán ondas de corte  $S$  (o análogamente *quasi-S*, abreviado  $qS$ ), con direcciones de polarización mutuamente ortogonales. Esto implica que el medio anisótropo “separa” (*shear wave splitting* en la bibliografía) la onda de corte en dos modos con diferente velocidad y polarizaciones. En ciertas direcciones las velocidades de ambas ondas  $S$  coinciden entre ellas, lo que suele denominarse “singularidad de onda  $S$ ” [Tsvankin, 2001].

En el texto de Fjaer et al. [2008] se demuestra cómo pueden hallarse a partir de esta ecuación algunas de las velocidades y polarizaciones para el caso particular de simetría VTI que resulta de relevancia en el contexto de este trabajo. Cambiando a notación de Voigt y tomando el eje 3 (eje  $z$ ) como eje de simetría rotacional, la ecuación (3.29) quedará, en su forma expandida

$$\begin{pmatrix} C_{11}l_1^2 + C_{66}l_2^2 + C_{44}l_3^2 - \rho v^2 & (C_{11} - C_{66})l_1l_2 & (C_{13} + C_{44})l_1l_3 \\ (C_{11} - C_{66})l_1l_2 & C_{66}l_1^2 + C_{11}l_2^2 + C_{44}l_3^2 - \rho v^2 & (C_{13} + C_{44})l_2l_3 \\ (C_{13} + C_{44})l_1l_3 & (C_{13} + C_{44})l_2l_3 & C_{44}(l_1^2 + l_2^2) + C_{33}l_3^2 - \rho v^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_0^x \\ u_0^y \\ u_0^z \end{pmatrix} = 0. \quad (3.31)$$

Tomemos por ejemplo la dirección de propagación según el eje  $x$  para la cual  $l_1 = 1$ ,  $l_2 = 0$  y  $l_3 = 0$ . La ecuación (3.31) quedará

$$\begin{pmatrix} C_{11} - \rho v^2 & 0 & 0 \\ 0 & C_{66} - \rho v^2 & 0 \\ 0 & 0 & C_{44} - \rho v^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_0^x \\ u_0^y \\ u_0^z \end{pmatrix} = 0 \quad (3.32)$$

con lo cual, del requerimiento de nulidad del determinante de la matriz resulta

$$(C_{11} - \rho v^2)(C_{66} - \rho v^2)(C_{44} - \rho v^2) = 0 \quad (3.33)$$

Las tres soluciones posibles serán,  $v^2 = C_{11}/\rho$ ,  $v^2 = C_{44}/\rho$  y  $v^2 = C_{66}/\rho$ . Si se reemplaza la primer solución en el sistema (3.32) se observa que deberá ser  $u_0^x \neq 0$  mientras que  $u_0^y = u_0^z = 0$  como única solución no trivial. Esto indica que la solución dada es la velocidad de la onda- $P$  puesto que la dirección de propagación es paralela a la de polarización. Las otras soluciones darán velocidades de ondas- $S$  polarizadas en direcciones mutuamente perpendiculares.

Si se considera la dirección de propagación según el eje  $z$  tendremos  $l_1 = l_2 = 0$  y  $l_3 = 1$  y la ecuación (3.31) tomará la forma

$$\begin{pmatrix} C_{44} - \rho v^2 & 0 & 0 \\ 0 & C_{44} - \rho v^2 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} - \rho v^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_0^x \\ u_0^y \\ u_0^z \end{pmatrix} = 0 \quad (3.34)$$

Las soluciones de este sistema serán una onda  $P$  con velocidad  $v^2 = C_{33}/\rho$ , y dos ondas- $S$  con velocidad  $v^2 = C_{44}/\rho$ . Es más, introduciendo la solución para las ondas  $S$  la ecuación (3.34) sólo nos dice que debe ser cero  $u_0^z$ , mientras que tanto  $u_0^x$  como  $u_0^y$  pueden no serlo, de forma tal que para ondas  $S$  propagándose en el eje  $z$  no importa la dirección de polarización, la velocidad es independiente de esta. Resulta importante remarcar que las velocidades halladas hasta aquí corresponden a ondas cuyo desplazamiento coincide, o bien, es perpendicular a la polarización, es decir, son *ondas acústicas puras* [Carcione, 2015]. Para medios VTI las ondas acústicas que se propagan en direcciones oblicuas al eje de simetría la dirección de polarización no es ni paralela ni perpendicular a la de propagación, por este motivo reciben el nombre de ondas *quasi- $P$*  y *quasi- $S$* . Un cálculo de la obtención de los valores de velocidad para ondas oblicuas al eje de simetría puede encontrarse en el texto de Carcione [2015] o bien el de Auld [1973]. Las velocidades de fase de los tres modos en cualquier plano conteniendo el eje de simetría están dadas por

[Mavko et al., 2020]

$$v_p(\theta) = (C_{11}\sin^2(\theta) + C_{33}\cos^2(\theta) + C_{44} + \sqrt{M})^{1/2}(2\rho)^{-1/2} \quad (3.35a)$$

$$v_{sv}(\theta) = (C_{11}\sin^2(\theta) + C_{33}\cos^2(\theta) + C_{44} - \sqrt{M})^{1/2}(2\rho)^{-1/2} \quad (3.35b)$$

$$v_{sh}(\theta) = \left( \frac{C_{66}\sin^2(\theta) + C_{44}\cos^2(\theta)}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.35c)$$

siendo

$$M = [(C_{11} - C_{44})\sin^2(\theta) - (C_{33} - C_{44})\cos^2(\theta)]^2 + (C_{13} + C_{44})^2\sin^2(2\theta)$$

donde se ha introducido una notación nueva que indica con subíndices  $p, s$  el tipo de onda y con un segundo subíndice la dirección de polarización  $v, h$  según sea en la dirección vertical (eje  $z$ ) u horizontal (eje  $x$  o  $y$ ). Por su parte,  $\theta$  indica el ángulo desde el eje de simetría rotacional hacia la dirección de propagación de la onda ( $90^\circ$  indica una onda que se propaga paralela a la laminación por ej.). A modo de resumen de la sección obsérvese que a partir de la medición de velocidades en direcciones paralelas, perpendiculares y oblicuas a la laminación pueden determinarse los elementos del tensor de rigidez del medio de la siguiente forma

$$C_{33} = v_p^2(0^\circ)\rho \quad (3.36a)$$

$$C_{44} = v_s^2(0^\circ)\rho = v_{sv}^2(90^\circ)\rho \quad (3.36b)$$

$$C_{11} = v_p^2(90^\circ)\rho \quad (3.36c)$$

$$C_{66} = v_{sh}^2(90^\circ)\rho \quad (3.36d)$$

$$C_{13} = -C_{44} + \sqrt{4\rho^2 v_p^4(45^\circ) - 2\rho v_p^2(45^\circ)(C_{11} + C_{33} + 2C_{44}) + (C_{11} + C_{44})(C_{33} + C_{44})} \quad (3.36e)$$

De las ecuaciones (3.36)(a)-(e) se aprecia que para poder determinar completamente el tensor de rigidez de una roca con simetría VTI, es necesario medir la velocidad de las ondas  $P$  y  $S$  en direcciones paralelas y perpendiculares a la estratificación pero también en alguna dirección oblicua. La metodología clásica para la medición de velocidades en laboratorio es por medio de la extracción de 3 muestras de roca, una vertical, una horizontal y una oblicua a la laminación. Cuando no se dispone de mediciones de velocidades en direcciones oblicuas a la laminación de la roca, entonces no puede obtenerse el elemento  $C_{13}$  del tensor de rigidez. Esto hace que, por ejemplo, no sea posible obtener el tensor  $\mathbf{S}$  debido a que  $\mathbf{C}$  no es invertible, lo que es inconveniente ya que diversos modelos de física de rocas se desarrollan a partir del tensor  $\mathbf{S}$  (por ej. el modelo usado en la sección 3.6.1). En general, es difícil obtener mediciones en ángulos oblicuos en el laboratorio debido a la fisilidad que presentan las rocas tipo shale, lo que hace que las muestras extraídas se partan a lo largo de planos de debilidad en el proceso de extracción. De esta dificultad práctica es que diversos autores han presentado metodologías a lo largo de la historia para estimar el coeficiente  $C_{13}$  y el problema mantiene su vigencia hasta la actualidad en el campo de la física de rocas para no-convencionales. A lo largo de este trabajo se han aplicado metodologías para la estimación del coeficiente  $C_{13}$  como se verá más adelante. Es por eso que en la sección 3.3 se resumirán algunas de las herramientas evaluadas y utilizadas a lo largo de este trabajo.

### 3.2.2. Velocidades de grupo y su relación con las de fase

Las ondas emitidas por un transductor de ultrasonido poseen un espectro de frecuencias de forma que el pulso emitido es en rigor un paquete de ondas. Cada componente armónica viajará con distinta velocidad (de fase) si el medio es *dispersivo* y las rocas del subsuelo, en general, lo son (ahondaremos en este tema en la sección 3.7). A la velocidad del paquete de ondas se la conoce como *velocidad de grupo*. En un medio anisótropo, homogéneo y elástico, la velocidad de fase en general difiere de la velocidad de grupo (la cual es igual a la velocidad de la energía elástica de la onda, debido a que el medio es elástico) [Mavko et al., 2020], excepto a lo largo de las direcciones perpendicular y paralela al eje de simetría, en las que éstas coinciden [Thomsen, 1986]. Es común que a la hora de estimar los parámetros elásticos de una muestra de roca mediante la medición de velocidades ultrasónicas en el laboratorio, surja la duda de si estamos midiendo velocidades de fase o velocidades de grupo. Los autores Dellinger y Vernik [1994] comparan mediciones de ultrasonido publicadas previamente en muestras de la shale Bakken contra las predicciones de un código de propagación de ondas. Sus simulaciones arrojan como resultado que las velocidades medidas en direcciones paralelas y perpendiculares a la laminación de la roca coinciden casi exactamente con las velocidades de fase y solo encuentran una pequeña subestimación para las velocidades medidas a un ángulo de  $45^\circ$  de la laminación. De aquí concluyen que casi todos los experimentos de transmisión de pulsos de ultrasonido deberían medir velocidades anisótropas de fase, no de grupo. Es más, afirman que medir velocidades de grupo a partir de ensayos ultrasónicos es bastante difícil ya que para hacerlo el cociente entre la altura de la muestra y el diámetro del transductor ultrasónico debería ser del orden de 20. A modo ilustrativo, debe tenerse en cuenta que dicho cociente es, típicamente, menor a 3. Hornby [1998] coincide con que las velocidades medidas en ángulos oblicuos corresponden a velocidades de fase, sin embargo, en un trabajo más reciente Dewhurst y Siggins [2006], por medio de la comparación de sus mediciones de ultrasonido en una única muestra de shale contra las predicciones de un código de propagación de ondas, reportan que los valores obtenidos coinciden con valores de velocidad de grupo. Aunque, cabe aclarar, el dispositivo utilizado por Dewhurst y Siggins [2006] consta de transductores pegados a la muestra en direcciones oblicuas. Con lo cual, es muy probable que para ese dispositivo no se cumpla la relación entre altura de la muestra y diámetro del transductor encontrada por Dellinger y Vernik [1994]. El problema de distinguir entre velocidades de grupo y de fase en mediciones oblicuas a los ejes principales de simetría de una roca VTI, merece su tratamiento ya que será de importancia en el contexto de este trabajo. La velocidad de grupo, en su forma más general, puede escribirse (ver [Tsvankin, 2001])

$$\mathbf{v}_g = \nabla_k(kv) = \left( \frac{\partial(kv)}{\partial k_1}, \frac{\partial(kv)}{\partial k_2}, \frac{\partial(kv)}{\partial k_3} \right) \quad (3.37)$$

Es decir, coincide con la tangente de la curva  $\omega - k$  (ya que  $v = \frac{\omega}{k}$  y  $kv = \omega$ ), siendo  $k_1, k_2, k_3$  las componentes cartesianas del vector de onda. En la figura 3.2 se ilustra que por efecto de la anisotropía el frente de ondas generado por una fuente puntual no es esférico y que la velocidad de grupo es la velocidad en la dirección que surge de conectar un punto en el frente de ondas con la fuente. La velocidad de fase es la velocidad en dirección normal al frente de ondas [Miller et al., 2012]. La velocidad de grupo es también la velocidad y dirección con la que se propaga el flujo energético [Tsvankin, 2001; Carcione, 2015]. De la ecuación (3.37) se desprende que la componente  $i$ -ésima de la velocidad de grupo, con

$i = x, y, z$  será

$$v_{g_i} = \frac{\partial(kv)}{\partial k_i} = \frac{\partial\omega}{\partial k_i}, \quad (3.38)$$

y para obtener una expresión analítica de estas componentes obsérvese que, por ejemplo, para el caso de propagación en el plano  $x - z$  ( $l_2 = 0$ ) la ecuación (3.31) quedará

$$\begin{pmatrix} C_{11}l_1^2 + C_{44}l_3^2 - \rho v^2 & 0 & (C_{13} + C_{44})l_1l_3 \\ 0 & C_{66}l_1^2 + C_{44}l_3^2 - \rho v^2 & 0 \\ (C_{13} + C_{44})l_1l_3 & 0 & C_{44}l_1^2 + C_{33}l_3^2 - \rho v^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_0^x \\ u_0^y \\ u_0^z \end{pmatrix} = 0, \quad (3.39)$$

con lo cual del requerimiento de nulidad del determinante de la matriz de Christoffel surgen

$$C_{66}l_1^2 + C_{44}l_3^2 - \rho v^2 = 0 \quad (3.40a)$$

$$(C_{11}l_1^2 + C_{44}l_3^2 - \rho v^2)(C_{44}l_1^2 + C_{33}l_3^2 - \rho v^2) - (C_{13} + C_{44})^2 l_1^2 l_3^2 = 0, \quad (3.40b)$$

que resultan ser dos *relaciones de dispersión* desacopladas. La primera de ellas (3.40a) posee una polarización en la dirección  $(0, u_0^y, 0)$ , normal al plano  $x - z$ . Con lo cual, es una onda- $S$  pura que previamente hemos denominado  $SH$ . A su vez, la ecuación (3.40a) puede reescribirse

$$\frac{s_x^2}{\rho/C_{66}} + \frac{s_z^2}{\rho/C_{44}} = 1, \quad (3.41)$$

en la que  $s_x = s l_1$  y  $s_z = s l_3$ , siendo  $s = v^{-1}$  la *lentitud* (slowness en inglés) inversa de la velocidad de fase, muy utilizada en las mediciones geofísicas. La ecuación (3.41) demuestra que la superficie de la lentitud de la onda  $SH$  es siempre una elipse con semiejes  $\rho/C_{66}$  y  $\rho/C_{44}$ .

De la otra ecuación (3.40b) surgirán las soluciones para las velocidades para las ondas que se desplazan y perturban en el plano  $x - z$ , las ondas  $P$  y  $SV$  *acopladas* [Carcione, 2015]. Las relaciones de dispersión (3.40a)-(3.40b) pueden reescribirse del siguiente modo

$$C_{66}k_1^2 + C_{55}k_3^2 - \rho\omega^2 = 0 \equiv F_1(\omega, k_i) \quad (3.42a)$$

$$(C_{11}k_1^2 + C_{44}k_3^2 - \rho\omega^2)(C_{44}k_1^2 + C_{33}k_3^2 - \rho\omega^2) - (C_{13} + C_{44})^2 k_1^2 k_3^2 = 0 \equiv F_2(\omega, k_i), \quad (3.42b)$$

donde se ha hecho uso de que  $k_i = kl_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) y de que  $\omega = kv$ . A su vez, hemos definido las funciones nulas  $F_j(\omega, k_i)$  a partir de las cuales, derivando implícitamente se obtiene

$$\frac{\partial F_j}{\partial \omega} \delta\omega + \frac{\partial F_j}{\partial k_i} \delta k_i = 0, \quad j = 1, 2 \quad (3.43)$$

para cada componente  $k_i$ , ecuación que se obtiene a partir de mantener constantes las componentes restantes. Reemplazando (3.38) en (3.43) se obtiene que

$$v_{j.g_i} = -\frac{\partial F_j / \partial k_i}{\partial F_j / \partial \omega}, \quad j = 1, 2 \quad (3.44)$$

donde no hay suma sobre índices repetidos. Reemplazando las definiciones de  $F_1$  y  $F_2$  y derivando se obtienen

$$v_{1,gx} = \frac{C_{66}}{\rho v} l_1, \quad v_{1,gz} = \frac{C_{44}}{\rho v} l_3 \quad (3.45a)$$

$$v_{2,gx} = \frac{\partial(kv)}{\partial k_1} = \left(\frac{l_1}{v}\right) \frac{(\Gamma_{33} - \rho v^2)C_{11} + (\Gamma_{11} - \rho v^2)C_{44} - (C_{13} + C_{44})^2 l_3^2}{\rho(\Gamma_{11} + \Gamma_{33} - 2\rho v^2)} \quad (3.45b)$$

$$v_{2,gz} = \frac{\partial(kv)}{\partial k_3} = \left(\frac{l_3}{v}\right) \frac{(\Gamma_{33} - \rho v^2)C_{44} + (\Gamma_{11} - \rho v^2)C_{33} - (C_{13} + C_{44})^2 l_1^2}{\rho(\Gamma_{11} + \Gamma_{33} - 2\rho v^2)} \quad (3.45c)$$

donde  $\Gamma_{11} = C_{11}l_1^2 + C_{44}l_3^2$ ,  $\Gamma_{33} = C_{44}l_1^2 + C_{33}l_3^2$ ,  $l_1 = \sin(\theta)$  y  $l_3 = \cos(\theta)$  y  $v$  la velocidad de fase que en la ecuación (3.45a) corresponde a la velocidad de fase de la onda  $SH$  mientras que en las ecuaciones (3.45b)-(3.45c) puede ser la velocidad de fase de onda  $P$  o  $SV$  (Carcione [2015] ecs. (1.155),(1.157) y (1.158)). A su vez, si se reescribe la ecuación (3.45a) en la forma  $v_{1,gx}^2/(C_{66}/\rho) + v_{1,gz}^2/(C_{44}/\rho) = 1$  se observa que análogamente como ocurría con la superficie de la lentitud de onda  $SH$  (ecuación (3.41)), la superficie de la velocidad de la energía (o de la velocidad de grupo) es también una elipse. Sin embargo, veremos en la sección siguiente que no ocurre lo mismo para las ondas  $SV$ .

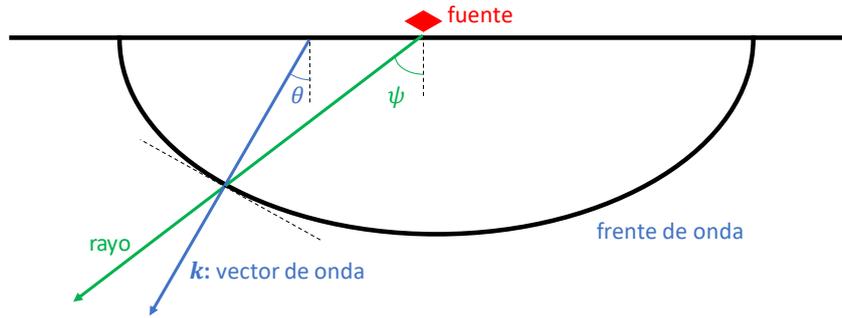


Figura 3.2: Frente de onda generado desde una fuente puntual en un medio anisótropo. En verde se indica la dirección de la velocidad de grupo  $v_g$ , formando un ángulo  $\psi$  respecto del eje de simetría (*ángulo de grupo*) y en azul la dirección de la velocidad de fase, perpendicular al frente de onda, formando un ángulo  $\theta$  respecto del eje de simetría (*ángulo de fase*).

Por último, obsérvese que para la obtención de la velocidad de fase a partir de la de grupo habrá que resolver de manera simultánea el sistema de ecuaciones que surge de reemplazar las ecuaciones (3.45b)-(3.45c) en  $v_{gx}/v_{gz} = 1$  (para propagación a  $45^\circ$  de la laminación) y  $v_g = \sqrt{(v_{gx})^2 + (v_{gz})^2}$  siendo, en este caso  $v_g$  el dato. Por ejemplo,  $v_g$  podría ser la velocidad medida mediante un pulso de ultrasonido. Este par de ecuaciones resulta ser un sistema de ecuaciones no-lineales que puede resolverse numéricamente.

### 3.2.3. Triplicaciones de los frentes de ondas $SV$

Uno de los efectos más destacables de la anisotropía de un medio sobre las ondas acústicas es la posible aparición de triplicaciones en los frentes de onda  $SV$  [Carcione,

2015]. Las triplicaciones son frentes de onda multivaluados que surgen cuando la superficie de lentitud de fase es cóncava. Son una característica geométrica exclusiva de la superficie de velocidad de grupo, que nunca puede existir en la superficie de velocidad de fase [Horne et al., 2019]. En las superficies de la lentitud de las ondas  $SV$  se manifiestan, en cambio, como puntos de inflexión [Carcione, 2015]. Estas triplicaciones pueden ser paralelas, perpendiculares u oblicuas al eje de simetría del medio VTI, que indicaremos con el ángulo  $\theta$ . Dellinger [1991] se extiende ampliamente sobre este tema y encuentra restricciones matemáticas en forma de desigualdades que deben cumplir los coeficientes del tensor de rigidez para cada tipo de triplicación. A continuación resumimos las condiciones que deben cumplirse para (ver [Thomsen y Dellinger, 2003; Horne, 2013])

1. triplicaciones perpendiculares a la laminación ( $\theta = 0^\circ$ )

$$(C_{13} + C_{44})^2 - C_{11}(C_{33} - C_{44}) > 0 \quad (3.46)$$

2. triplicaciones paralelas a la laminación ( $\theta = 90^\circ$ )

$$(C_{13} + C_{44})^2 - C_{33}(C_{11} - C_{44}) > 0 \quad (3.47)$$

3. triplicaciones oblicuas a la laminación ( $0^\circ < \theta < 90^\circ$ )

$$(C_{13} + C_{44})^2 - 3C_{44}^2 + C_{44}(C_{33} + C_{11}) - 3C_{11}C_{33} + 2\sqrt{(C_{33} - C_{44})(C_{11} - C_{44})} \frac{C_{33}C_{11} - C_{44}^2}{C_{13} + C_{44}} > 0. \quad (3.48)$$

De todas estas, suelen ser las más comunes las triplicaciones oblicuas a la laminación. En la Figura 3.3 (a) y (b) se observan gráficos *polares* de la velocidad qSV (es decir, aquella onda  $qS$  que perturba perpendicularmente a la laminación que se obtiene a partir de reemplazar la velocidad de fase respectiva en las ecuaciones (3.45b)-(3.45c)) para ángulos entre  $0^\circ$  y  $90^\circ$  respecto a la laminación para un medio equivalente a una secuencia de capas de epoxy y vidrio de igual composición VTI que puede representarse mediante los siguientes valores de rigidez  $C_{11} = 39,4$  GPa,  $C_{33} = 13,1$  GPa,  $C_{44} = 3$  GPa,  $C_{66} = 13,6$  GPa y  $C_{13} = 5,8$  GPa y de densidad igual a  $\rho = 1815$  kg/m<sup>3</sup>, tomado de Carcione [2015], Figura (1.6). Para este medio, el eje  $z$  coincide con el eje de simetría VTI y el eje  $x$  es paralelo a la laminación. En (a) se observa la sección de la superficie de **lentitud** ( $s_x$  y  $s_z$  fueron definidos en el párrafo bajo la ecuación (3.41)). En (b) se observa la superficie de velocidad **de grupo** para la onda qSV en el que se observan triplicaciones oblicuas a la laminación.

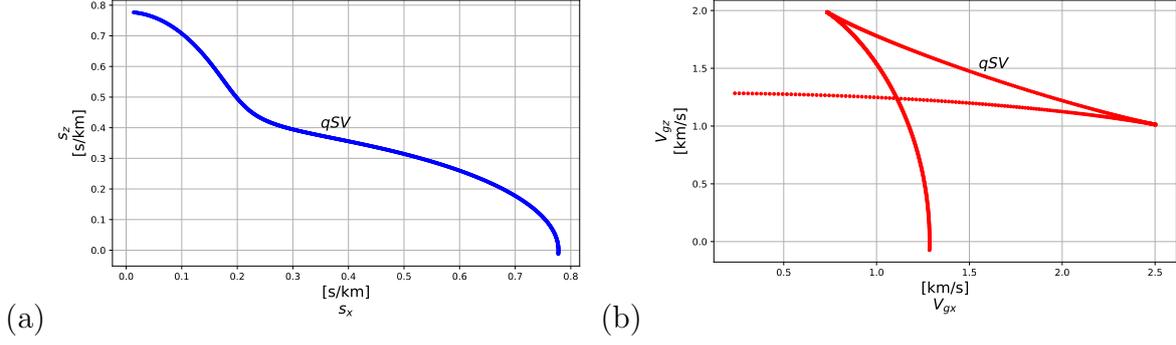


Figura 3.3: Gráficos *polares* para (a) la **lentitud** y (b) la velocidad de **grupo** de la onda qSV. Observar las triplicaciones en (b) ausentes en (a), debido a que las triplicaciones sólo pueden existir en la superficie de las velocidades de grupo. Se grafica únicamente entre  $0^\circ$  y  $90^\circ$  respecto a la laminación debido a la simetría del medio.

### 3.3. Estimación del coeficiente $C_{13}$ y restricciones asociadas

Resulta pertinente antes de avanzar, definir los *parámetros de Thomsen* que son útiles para la descripción de medios anisótropos y están dados por

$$\epsilon = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}}, \quad (3.49a)$$

$$\gamma = \frac{C_{66} - C_{44}}{2C_{44}}, \quad (3.49b)$$

$$\delta = \frac{(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})}. \quad (3.49c)$$

En su trabajo clásico Thomsen [1986] sugirió esta notación para la elasticidad de un medio VTI que le permitió aproximar las velocidades de fase en los casos en los que la anisotropía es *débil* (lo que se cumple cuando  $\epsilon, \gamma, \delta \ll 1$ ).

Dada la necesidad y complejidad de contar con el set completo de módulos elásticos para la descripción anisótropa de las rocas, una de las primeras aproximaciones que se utilizó, principalmente en la industria del petróleo es el denominado modelo *ANNIE* [Schoenberg, 1996], que involucra sólo tres parámetros. Este modelo se basa en dos hipótesis sobre el medio. La primera es que la shale puede ser considerada como un medio tipo “placa reforzada”, que matemáticamente equivale a asumir que  $C_{13} + 2C_{44} - C_{33} = 0$  lo cual es análogo a asumir que  $\delta = 0$ . La segunda hipótesis es que  $C_{13} = C_{12}$  lo cual se observa en muchas shales [Schoenberg, 1996]. Una de las debilidades de este modelo es que siempre predice coeficientes de Poisson  $\nu$  verticales mayores que los horizontales, lo cual no es siempre cierto para las shales. Sin embargo, el modelo ANNIE aún sigue teniendo vigencia en la industria e incluso siguen presentándose modificaciones para su uso. Por ejemplo, en el reciente trabajo de Yan y Vernik [2021] los autores proponen una modificación heurística para el cálculo de  $C_{13}$  dada por  $C_{13} = ((C_{33} - 2C_{44}) - (C_{11} - 2C_{66}))/2$ . La Fig. 3.4 se observa cómo ajusta el modelo ANNIE el coeficiente  $C_{13}$  versus la modificación heurística del ANNIE publicada por Yan y Vernik [2021]. Los datos utilizados son una recopilación de publicaciones de diversas revistas científicas y son propiedad de Horne [2013].

A partir de analizar un número importante de mediciones estáticas de rocas VTI, Yan et al. [2013] concluyen que uno de los tres coeficientes de Poisson primarios (ver párrafo

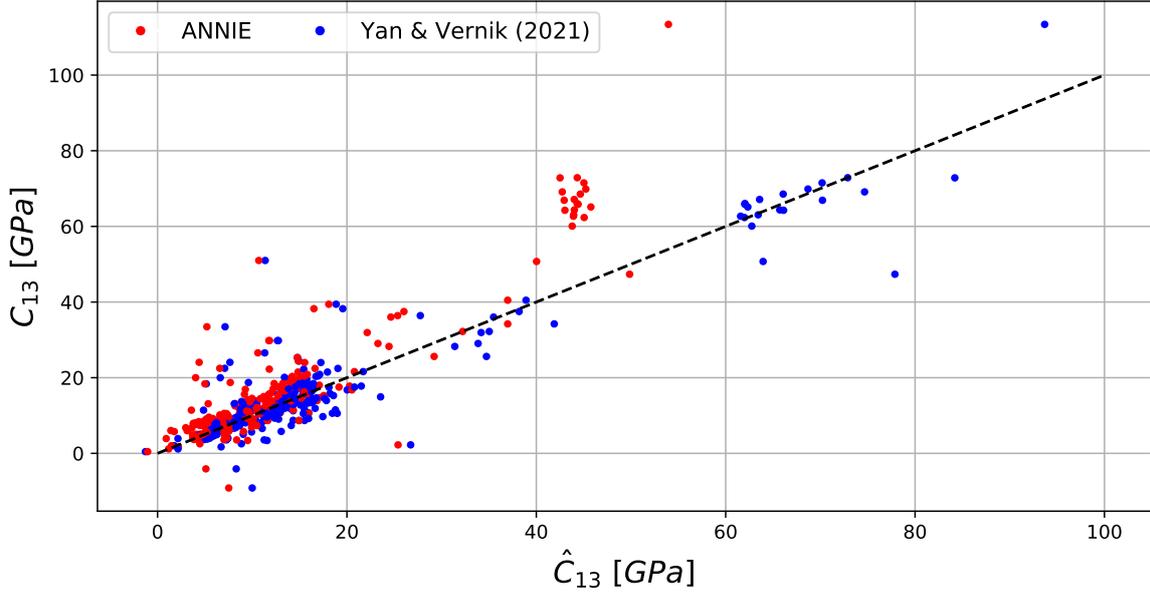


Figura 3.4: Coeficientes  $C_{13}$  medidos versus modelados ( $\hat{C}_{13}$ ). Los puntos rojos corresponden al modelo ANNIE y los puntos azules a el modelo heurístico de Yan y Vernik [2021]. La línea negra punteada es la función identidad.

bajo la ec. (3.17)) de rocas VTI reales debe ser siempre mayor que los otros dos y que los tres deben ser en general positivos. Debido a que los módulos de Young para un medio anisótropo en general cumplen que  $E_{11} > E_{33}$ , de la ecuación (3.18) se desprende que debe ser  $\nu_{13} > \nu_{31}$ . Los autores posteriormente afirman que en general para rocas VTI se cumple que  $\nu_{13} > \nu_{12}$ , y lo justifican como una consecuencia de que  $E_{11} > E_{33}$ . Esto les permite derivar restricciones “físicas” sobre  $C_{13}$  y sobre el parámetro  $\delta$  de Thomsen. Las comillas fueron agregadas intencionalmente debido a que, como se verá en breve, posteriormente se probó que esas restricciones no eran físicamente válidas. Sin embargo, muchas mediciones de laboratorio satisfacen los límites hallados por Yan et al. [2013] para  $C_{13}$ , que se transcriben a continuación

$$C_{13}^- = \sqrt{C_{33}C_{12} + C_{66}^2} - C_{66}^2 < C_{13} < \sqrt{C_{33}C_{12}} = C_{13}^+ \quad (3.50)$$

donde  $C_{13}^-$  y  $C_{13}^+$  son las cotas inferior y superior, respectivamente. Reemplazando dichas cotas en la ecuación (3.49c) se obtienen  $\delta^+$  y  $\delta^-$ , respectivamente, que son las cotas superiores e inferiores sobre el parámetro  $\delta$  de Thomsen. La validez física de estos límites fue refutada más tarde por Sarout [2017], probando que puede existir al menos un medio VTI en el que  $E_{11} > E_{33}$  pero en el que  $\nu_{12} > \nu_{13}$  concluyendo, de este modo, que las restricciones derivadas por Yan y colaboradores no podían tomarse como filtros válidos para datos de shales. Poco tiempo después Chichinina [2017] demostró que tanto la desigualdad  $\nu_{13} > \nu_{12}$  derivada por Yan y colaboradores, como la desigualdad  $\nu_{13} < \nu_{12}$  derivada por Sarout son válidas y que cada una define un grupo distinto de shales. Es decir que, existen dos grupos; el primero que cumple la desigualdad de Yan, y el segundo la de Sarout. Existe además un grupo intermedio, o de transición, en el que  $\nu_{13} = \nu_{12}$ . Este último es el grupo en el que es válido el modelo de *Linear Slip* propuesto por Schoenberg [1980] para medios fracturados. El punto de Chichinina es que en dicho modelo el  $C_{13}$  depende de la

compliance normal de la fractura ( $Z_N$ ) y esta, a su vez, depende de manera simultánea de muchos factores como: la saturación, la fracción de la roca compuesta por fracturas rellenas de gas, la cementación de las fracturas, el contenido de querógeno y la densidad de fracturas. De esta manera, dos shales con los mismos  $C_{11}, C_{33}, C_{44}$  y  $C_{66}$  pero distinto  $C_{13}$  tienen distinto  $Z_N$ . Posteriormente Chichinina y Vernik [2018] afirmaron que el límite inferior de Yan sobre el  $C_{13}$  era consistente con su base de datos de shales. Sin embargo, también observaron que el límite superior de Yan sobre  $C_{13}$  era demasiado permisivo respecto a su base de datos y en cambio propusieron como límite superior el  $C_{13}$  que resulta de imponer  $\epsilon = \delta$ . Esta condición coincide con la denominada *anisotropía elíptica*. Por último, Holt [2016] introduce los límites sobre los coeficientes  $C_{13}, C_{11}, C_{44}, C_{66}$  y  $C_{33}$  dados por las restricciones energéticas de un medio VTI en las definiciones de los parámetros elásticos anisótropos  $\nu_{ij}$  ( $ij = 13, 12, 31$ ),  $\delta$ ,  $E_{33}/E_{11}$  y el parámetro de anelipticidad  $\eta$ , definido por Alkhalifah y Tsvankin [1995a] como

$$\eta = \frac{\epsilon - \delta}{1 + 2\delta} \quad (3.51)$$

para establecer límites sobre estos parámetros (ver Holt [2016] Tabla 1 para un resumen de los límites hallados por el autor). Holt [2016] prueba estos límites sobre un número grande de mediciones tomadas bajo distintas condiciones de presión, en frecuencias ultrasónicas y sísmicas, y encuentra que todos los datos caen dentro de los límites establecidos.

Ya se ha mencionado la dificultad que representa extraer muestras oblicuas a la estratificación, siendo incluso recomendable obtenerlas en más de un ángulo oblicuo a la laminación para la correcta medición del  $C_{13}$  [Sarout et al., 2015; Hornby, 1998]. Otra alternativa para obtener el  $C_{13}$  de una formación de la que se poseen escasas muestras para su ensayo es combinar información de distintas técnicas para su estimación. Por ejemplo combinando mediciones estáticas y dinámicas puede estimarse el  $C_{13}$  a partir de muestras horizontales y verticales únicamente. Nos referimos a valores dinámicos a aquellos parámetros elásticos derivados de las mediciones de velocidades ultrasónicas, mientras que con mediciones estáticas nos referimos a aquellos parámetros estimados de ensayos de esfuerzo-deformación. A partir de (3.16)-(3.17) y de (3.36) puede observarse que de mediciones dinámicas podrá obtenerse la diagonal principal de  $\mathbf{C}$  mientras que de mediciones estáticas puede obtenerse el cuadrante superior izquierdo de  $\mathbf{S}$  y  $S_{66}$  en ausencia de muestras oblicuas. De forma que, invirtiendo  $\mathbf{S}$  pueden obtenerse  $C_{11}^{sta}, C_{33}^{sta}$  y  $C_{66}^{sta}$  (donde el superíndice *sta* hace referencia a que son *estáticas*). Estos pueden compararse con los  $C_{11}^{dyn}, C_{33}^{dyn}$  y  $C_{66}^{dyn}$  (análogamente, *dyn* indica *dinámicas*) para encontrar un índice  $\vartheta$  óptimo tal que

$$c_{ij}^{dyn} = \vartheta c_{ij}^{sta}, \quad ij = 11, 33, 66 \quad (3.52)$$

y luego, asumiendo válida la relación (3.52) para  $ij = 13, 44$  reemplazar el valor de  $C_{13}^{sta}$  para encontrar  $C_{13}^{dyn}$  o bien reemplazar  $C_{44}^{dyn}$  para encontrar  $C_{44}^{sta}$ . La obtención de este coeficiente  $\vartheta$  es una práctica habitual en estudios geomecánicos y la relación dada por (3.52) recibe el nombre de relación *estato-dinámica* ya que permite convertir mediciones dinámicas en estáticas y viceversa. En el capítulo 4 construiremos a partir de datos reales una relación estato-dinámica siguiendo esta última metodología.

### 3.4. Modelos de física de rocas para shales

Los modelos de física de rocas relacionan las características petrofísicas de las rocas y sus fluidos porales con sus propiedades elásticas. Uno de los principales objetivos de esta disciplina es interpretar velocidades ultrasónicas, sónicas y sísmicas en términos de los parámetros de las componentes de las rocas para pronosticar más allá del rango de datos disponibles. En la práctica, nos permiten relacionar cambios en las velocidades sísmicas con variaciones en la formación bajo estudio. Resulta de suma importancia en el estudio de reservorios no-convencionales tener un modelo de física de rocas calibrado para cuantificar la anisotropía intrínseca o bien, para analizar resultados de la inversión elástica [Avseth y Odegaard, 2004], que es una herramienta muy utilizada por geofísicos en la caracterización de reservorios. Esto explica porqué existe una amplia variedad de modelos de física de rocas publicados en la bibliografía de referencia.

#### 3.4.1. Clasificación

A continuación, se agrupan los distintos tipos de modelos de física de rocas en un listado que no pretende ser exhaustivo, sino que se enfoca en aquellos que han sido utilizados en shales:

1. En los modelos basados en teorías de *Medios Efectivos* (o **MEF**) se busca homogeneizar las propiedades elásticas de un medio heterogéneo, calculando los módulos del medio homogéneo que almacena igual cantidad de energía elástica que el medio original. Este es un grupo muy amplio, por lo que puede dividirse en sub-grupos. Los dos sub-grupos principales son por un lado, aquellos que establecen **cotas** sobre los módulos efectivos físicamente posibles sin especificar detalles geométricos; tales como los de Voigt, Reuss o Hashin-Shtrikman [Mavko et al., 2020]. Por otro lado, están aquellos que intentan estimar los módulos efectivos de un material compuesto con composición específica, fracciones de volumen y microgeometría. Este último grupo, a su vez, es muy amplio y puede subdividirse.
  - a) Una estrategia muy común para modelar materiales compuestos es representar las heterogeneidades de la roca como inclusiones elipsoidales, y luego usar las expresiones exactas de Eshelby [1957] para el tensor de concentración de deformación  $T^{mi}$  en un solo elipsoide  $i$  en un background uniforme infinito de material  $m$ . Estos modelos a su vez, pueden dividirse en:
    - **Modelos de Inclusiones**, son aquellos que adoptan la hipótesis de “no interacción” de las heterogeneidades. Los diferentes modelos surgen a partir de cómo calculan la suma de los efectos de inclusiones individuales. Suelen ser útiles para concentraciones bajas de heterogeneidades. Ejemplos de esta clase de modelos son Walsh [1965]; Kuster y Toksöz [1974a, b]; Hudson [1980]; Cheng [1993]; Johansen et al. [2002].
    - **Modelos Auto-consistentes**, son aquellos que intentan aproximar la interacción elástica de las inclusiones. Se han propuesto varios modelos que pueden clasificarse como aproximaciones de *una partícula*: el efecto de interacción se simula colocando las heterogeneidades, tratadas como aisladas, en cierto entorno *efectivo*. Este último se puede elegir de dos maneras:

ya sea como matriz efectiva (que posee las propiedades efectivas aún desconocidas), o como campo efectivo (tensión o deformación) que difiere del aplicado remotamente [Sevostianov y Kachanov, 2014]. Ejemplo de este último es el modelo de Differential Effective Medium (DEM) [Cleary et al., 1980] que agrega sucesivamente inclusiones de la fase-2 a una matriz de fase-1 (la matriz, o background, cambia con cada incorporación), o bien el de O’Connell y Budiansky [1974] en el que la interacción de las heterogeneidades es aproximada reemplazando el fondo de roca por un medio efectivo *aún-no-conocido*. El uso de este tipo de modelos es bastante aceptado para rocas tipo shale y abundan en la bibliografía, véanse por ejemplo los trabajos de Hornby et al. [1994]; Hornby [1995]; Bayuk y Chesnokov [1998]; Bayuk et al. [2008a, 2007, 2008b]; Tiwary et al. [2009]; Oh y Spikes [2012]; Zhu et al. [2012]; Bandyopadhyay et al. [2012]; Guo et al. [2013a]; Sayers [2013]; Sayers et al. [2015]; Chen et al. [2016]; Wang et al. [2018]; Guo et al. [2019]; Wang et al. [2021].

Sin embargo, debe observarse que, para la utilización de estos modelos es necesario conocer la distribución y forma de las heterogeneidades en la roca, o bien, asumirla. En el caso de shales, como ya hemos mencionado, las heterogeneidades no son apreciables a simple vista por lo que deben analizarse en microscopios de gran poder de aumento.

- b) El **promedio de Backus** Backus [1962] permite el cálculo exacto del tensor de rigidez equivalente de un medio compuesto por capas finas (isótropas o anisótropas) en términos de las propiedades individuales de las mismas, en el *límite de longitud de onda larga* es decir, a una escala de observación mucho mayor que el espesor de las capas. Bajo estas hipótesis Backus demostró que la propagación de una onda por el medio estratificado es equivalente a la de un medio homogéneo con anisotropía vertical transversal VTI. Como habíamos visto en la sección 3.1.3, este tipo de simetría es comúnmente adoptada para las shales, y es por esto que este modelo ha sido ampliamente utilizado en la bibliografía de referencia de no-convencionales. Véase por ej. los trabajos de Vernik y Landis [1996], Guo et al. [2013b], Zhao et al. [2016], Carcione [2000a]; Carcione et al. [2011] por mencionar algunos.
2. Los **Modelos Viscoelásticos** son modelos fenomenológicos que tratan a la roca como un medio anelástico en el cual las relaciones entre esfuerzos y la deformaciones son dependientes del tiempo, presentan histéresis, y permiten incluir efectos de dispersión y disipación intrínsecos. Algunos ejemplos de aplicación de modelos viscoelásticos en shales pueden encontrarse en los trabajos de Kjartansson [1979]; Jones y Wang [1981]; Carcione [2000a]; Szweczyk [2017]; Szweczyk et al. [2018a, b].
  3. Los **Modelos Poroelásticos** son aquellos que consideran a la roca como un *medio poroso saturado* deformable. Estos medios son compuestos multifásicos, constituidos por una fase sólida y una o varias fases fluidas. El comportamiento de las distintas fases ante campos de desplazamiento o de esfuerzos se describe por medio de ecuaciones acopladas de deformación elástica y de difusión de presión del fluido poral. Un análisis riguroso de este tipo de medios fue hecho por Biot [1955, 1956a, b], dando origen a lo que hoy conocemos como *teoría de poroelasticidad*, la cual describe a los medios porosos asumiendo la validez de la mecánica de los medios continuos

pero *sin* la necesidad de especificar la geometría del espacio poral o de la geometría de los componentes de la matriz sólida. Otra forma de tratar a los medios porosos, surge de los estudios hechos por Gassmann [1951]; Brown y Korrington [1975]; Zimmerman [1991], los que a su vez fueron extendidos por otros autores. Este otro tratamiento surge de modelar la compliancia del medio poroso saturado por medio de los coeficientes de compliancia de las componentes de la roca. Puntualmente, del grano que la constituye, de la matriz de roca y aquella del relleno poral. Ahondaremos sobre esta concepción en la sección que sigue. Algunos ejemplos del uso de modelos poroelásticos en rocas tipo shale pueden encontrarse en los trabajos de Ciz y Shapiro [2009]; Carcione et al. [2011]; Carcione y Avseth [2015]; Ma y Gutierrez [2021]; Sviridov et al. [2017, 2019]; Mayr et al. [2016].

4. Los ***Modelos Digitales*** se basan en obtener imágenes y digitalizar el espacio poral y la matriz mineral de la roca, para luego simular numéricamente varios procesos físicos en este “objeto digital” y así obtener propiedades macroscópicas de la roca tales como la capacidad eléctrica, conductividad, permeabilidad y módulos elásticos [Andrä et al., 2013]. Como ejemplos de uso en shales se puede recurrir a los trabajos de Geetan et al. [2016]; Goral et al. [2019]; Ma et al. [2019]; Saxena y Mavko [2016].

En este trabajo de tesis adoptaremos un modelado del tipo poroelástico debido a la ventaja que presenta el poder prescindir del ordenamiento geométrico de los componentes de la roca que, para el caso de rocas tipo shale en especial, es tan complejo y por lo tanto costoso y arduo de obtener. A su vez, la madurez de la teoría poroelástica, ampliamente aceptada en la comunidad geofísica para la descripción de reservorios convencionales y en aquellos con contenido arcilloso, pero aún con pocos antecedentes de uso en reservorios no-convencionales, resulta alentador para su estudio de factibilidad en este tipo de reservorios.

### 3.5. *Modelado poroelástico*

El modelado de los fenómenos de propagación y reflexión de ondas sísmicas usualmente se realiza utilizando los conceptos clásicos de la teoría de los medios continuos. Esto implica suponer que el comportamiento físico de los sólidos y fluidos que constituyen las rocas es considerado a una escala macroscópica, sin tener en cuenta las heterogeneidades existentes en la microescala. Este enfoque es razonable teniendo en cuenta que las longitudes de las ondas involucradas son varios órdenes de magnitud mayores que las dimensiones características de los granos de minerales y poros y será adoptado a lo largo de este trabajo. En lo que sigue haremos una breve revisión de las definiciones y relaciones encontradas por Brown y Korrington [1975] para medios porosos saturados isótropos, lo que es útil para la comprensión de la teoría de Gassmann [1951] y las generalizaciones posteriores para medios porosos anisótropos. En particular, del modelo de Ciz y Shapiro [2007] que será el que utilizaremos a lo largo de este trabajo de tesis.

La descripción del estado mecánico de los medios porosos saturados bajo estados de presión variables resulta de interés para diversas aplicaciones, en particular, para estados de esfuerzos puramente compresionales. Teniendo en cuenta que la presión del fluido poral juega un rol importante en la deformación del medio resultó conveniente definir *un conjunto de coeficientes de compliancia*, asociados al volumen poral y total (bulk) de la roca. Este problema fue analizado por diversos autores siendo la teoría propuesta

por Brown y Korringa [1975] y los trabajos posteriores de Zimmerman et al. [1986]; Zimmerman [1991] para rocas homogéneas y fluidos monofásicos de gran importancia en este tema. Años más tarde estas ideas fueron generalizadas para fluidos inmiscibles (incluyendo efectos de presión capilar) por Ravazzoli et al. [2003].

### 3.5.1. Coeficientes de compliancia

Consideremos un volumen del medio poroso saturado por un fluido ( $V$ ), al que podemos descomponer en la suma de una matriz sólida ( $V_m$ ), formada por un agregado de minerales (pudiendo también contener poros no conectados y fluidos inmóviles) y un volumen poral  $V_p$  formado por poros interconectados saturados por un fluido móvil, en la forma:

$$V = V_m + V_p.$$

La idea es cuantificar los cambios en el volumen total (bulk) y poral de la roca ante cambios en la presión poral  $P_p$  y de confinamiento  $P_c$ , para experimentos de laboratorio realizados bajo distintas condiciones. En general supondremos que ambas presiones pueden variar independientemente. Cuando esto es cierto se denomina *compresión drenada* e implica que la variación en la presión de confinamiento no causa variaciones de presión poral y vice-versa [Zimmerman, 1991; Saxena et al., 2018]. De este modo, los volúmenes  $V, V_p$  se consideran funciones de la forma  $V(P_c, P_p), V_p(P_c, P_p)$ , siendo éste el enfoque utilizado en los trabajos de Zimmerman et al. [1986]; Zimmerman [1991]. Sin embargo Brown y Korringa [1975] propusieron una descripción alternativa en términos de la *presión diferencial*  $P_d$  dada por la diferencia entre  $P_c$  y  $P_p$ , es decir

$$P_d = P_c - P_p, \quad (3.53)$$

expresando los volúmenes en la forma  $V(P_c, P_d), V_p(P_c, P_d)$  y definiendo diferentes compliancias que surgen al considerar las variaciones de los dos volúmenes y de  $P_c$  y  $P_d$ . En lo que sigue vamos a suponer comportamiento elástico, lineal e isótropo y denotaremos la porosidad conectada o *efectiva* como  $\phi_E = V_p/V$ . Cabe recordar la relación inversa entre compliancias, denotadas con la letra  $S$  y módulos de volumen  $K$ . Además utilizamos como notación los mismos subíndices del trabajo de Brown y Korringa, como se describe a continuación:

- **compliancia volumétrica drenada**

$$S_A = \frac{1}{K_A} = \frac{1}{\bar{V}} \left( \frac{\partial V}{\partial P_d} \right)_{P_p} \quad (3.54)$$

Este coeficiente es el que resulta de un experimento de compresión hidrostática sobre una muestra en condición *jacketed*, es decir, una compresión sobre el volumen poroso saturado donde el espacio poral está conectado al exterior permitiendo mantener la presión poral constante [Carcione, 2015] donde  $\bar{V}$  es el volumen total en el estado de referencia. De esta manera la presión externa es soportada por la matriz sólida y por lo tanto<sup>2</sup>  $S_A = S_m$  o bien  $\frac{1}{K_A} = \frac{1}{K_m}$ , donde  $S_m, K_m$  son los coeficientes asociados a la matriz seca [Carcione, 2015], cuya estimación será de gran importancia en el contexto de este trabajo.

---

<sup>2</sup>Nótese la igualdad  $S_A = C_{bc}$  de la teoría de Zimmerman et al. [1986].

- **compliance volumétrica *unjacketed***

Otro coeficiente útil es el siguiente

$$S_{gr} = \frac{1}{K_{gr}} = -\frac{1}{\bar{V}} \left( \frac{\partial V}{\partial P_p} \right)_{P_d}, \quad (3.55)$$

correspondiente a un experimento *unjacketed*, en el cual la matriz es comprimida tanto desde el interior como desde el exterior, con la misma presión, manteniendo de ese modo la presión diferencial constante. El cambio de volumen en este caso depende de la deformación de los granos de minerales. Por lo tanto,  $S_{gr}$  representa el cambio de volumen del agregado mineral heterogéneo. En el caso particular de matriz monomineralica se reduce a la compliance del mineral en cuestión que podemos denotar  $S_0$ .

- **compliance poral *unjacketed***

La compliance *poral*, quizás la menos intuitiva de esta teoría, es la dada por

$$S_\phi = \frac{1}{K_\phi} = -\frac{1}{\bar{V}_p} \left( \frac{\partial V_p}{\partial P_p} \right)_{P_d}, \quad (3.56)$$

donde  $\bar{V}_p$  es el volumen poral en el estado de referencia. Esta compliance es la que cuantifica las variaciones del volumen poral cuando la muestra sufre el mismo incremento de presión de confinamiento y poral, manteniendo la presión diferencial constante. Para el caso particular de matriz homogénea se cumple [Brown y Korrinda, 1975; Saxena et al., 2018]

$$\begin{aligned} S_\phi &= S_{gr} = S_0 \\ K_\phi &= K_{gr} = K_0 \end{aligned} \quad (3.57)$$

- **compliance volumétrica cerrada (*undrained*)**

Bajo ciertas condiciones las presiones  $P_c$  y  $P_p$  no son independientes y están relacionadas. Esta situación es relevante en rocas de baja permeabilidad, en la propagación de ondas en medios porosos saturados con fluidos viscosos o bien cuando una muestra sellada con un envoltorio impermeable es sometida a compresión hidrostática. Como en tales casos el fluido no es libre de escapar de la muestra (la masa de fluido  $m_f$  es constante), se producen incrementos de presión poral. La compliance determinada en este caso se expresa como

$$S^* = \frac{1}{K^*} = -\frac{1}{\bar{V}} \left( \frac{\partial V}{\partial P_c} \right)_{m_f} \quad (3.58)$$

### 3.5.2. Teoría de Gassmann [1951]: Sustitución de fluidos

Esta teoría se basa en un modelo conceptual de roca constituida por una matriz sólida continua con poros interconectados. Para que sea válida, debe asumirse que la presión poral está en equilibrio dentro del espacio poral, que el sistema estudiado es cerrado, sin drenaje de fluidos, que la matriz porosa es macroscópicamente homogénea e isotrópica, que los módulos de la matriz no varían debido al tipo de fluido poral (despreciándose

cualquier efecto de carácter químico debido a la interacción entre la roca y el fluido) y que las longitudes de las ondas que recorren el medio son mucho mayores que el tamaño de los granos y poros (de forma tal que el rango de frecuencias sea lo suficientemente bajo para que la presión poral se equilibre a una escala mucho mayor que la dimensión del poro, pero mucho menor que la longitud de onda de la onda sísmica que viaja). Por otro lado, no hay necesidad de introducir hipótesis respecto a la microestructura de la roca, siendo esto una de sus principales ventajas y fortalezas. Mediante un análisis de las variaciones volumétricas combinadas, Brown y Korringa [1975] demostraron la siguiente relación entre las diferentes compliancias

$$\frac{1}{S^* - S_{gr}} = \frac{1}{S_m - S_{gr}} + \frac{1}{\phi_E(S_f - S_\phi)} \quad (3.59)$$

donde el coeficiente  $S_f$  es la compliancia del fluido poral, definida por

$$S_f = \frac{1}{K_f} = -\frac{1}{\bar{V}_f} \left( \frac{\partial V_f}{\partial P_p} \right)_{m_f} \quad (3.60)$$

Definiendo el coeficiente  $\alpha = 1 - \frac{K_m}{K_{gr}}$ , el módulo de volumen cerrado  $K^*$  puede reescribirse en función de los módulos de volumen en la siguiente forma

$$K^* = K_m + \frac{\alpha^2}{\frac{\alpha}{K_{gr}} + \phi \left( \frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_\phi} \right)}. \quad (3.61)$$

Para el caso de matriz monominerálica de módulos  $C_0, K_0$  es fácil verificar que la ecuación (3.61) se reduce a

$$K^* = K_m + \frac{\alpha^2}{\frac{\alpha}{K_0} + \phi \left( \frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_0} \right)}, \quad \text{donde } \alpha = 1 - \frac{K_m}{K_0}. \quad (3.62)$$

La ecuación (3.62) es una de las formas conocidas de la ecuación de Gassmann [1951]. Esta permite evaluar el efecto de distintos tipo de fluidos sobre la respuesta elástica y sísmica de las rocas de reservorio, homogéneas e isótropas, procedimiento que recibe el nombre de *sustitución de fluidos*.

### 3.5.3. Teoría de Brown y Korringa [1975]: Sustitución fluida para rocas heterogéneas

En su clásico trabajo Brown y Korringa [1975] generalizaron las ecuaciones de Gassmann para rocas de matriz sólida porosa multiminerálica saturada por un fluido, tanto para granos isótropos como anisótropos, del siguiente modo

$$S_{ijkl}^* = S_{ijkl}^m - \frac{(S_{ij}^m - S_{ij}^{gr})(S_{kl}^m - S_{kl}^{gr})}{(S_m - S_{gr}) + \phi(S_f - S_\phi)} \quad (3.63)$$

La ecuación (3.63) utiliza una notación aún más compacta que denota

$$S_{ij}^m = S_{ijkk}^m = S_{ijkl}^m \delta_{kl} \quad (3.64a)$$

$$S_m = S_{iikk}^m \quad (3.64b)$$

$$S_{gr} = S_{ii}^{gr}. \quad (3.64c)$$

En (3.63) la repetición de subíndices denota suma. A su vez, se definen

$$S_{ij}^{gr} = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial P_P} \right)_{\sigma^d} \quad (3.65a)$$

$$S_{ijkl}^m = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial \sigma_{kl}^d} \right)_{\sigma^f}. \quad (3.65b)$$

En las que,  $\sigma_{ij}^d = -(P_c - P_p)\delta_{ij}$  será el *esfuerzo diferencial* y el tensor  $\eta_{ij}$  se define como

$$\eta_{ij} = \int_{\Sigma} \frac{1}{2} (n_j u_i + n_i u_j) ds, \quad (3.66)$$

siendo  $\Sigma$  la superficie externa de la roca porosa de normal exterior  $n_j$ , que corta y sella los poros (ver Fig. 3.5(a)).  $u_i(x)$  será el desplazamiento de los puntos de la superficie, desde su posición inicial a su posición final. Este vector desplazamiento  $\mathbf{u}$  está definido además en todo punto interior del medio poroso y se supone muy pequeño en comparación con el tamaño del volumen de roca bajo consideración.

Cabe remarcar que en el caso monomineralico la ecuación (3.63) se reduce a la de Gassmann, con  $S_\phi = S_0$ . Distintos autores han analizado posibles valores para  $K_\phi$  mediante expresiones analíticas basadas en teorías de medio efectivo para geometrías simples [Berge y Berryman, 1995; Mavko y Mukerji, 2013; Wollner y Mavko, 2017], demostrando que  $S^\phi$  puede tomar valores tanto positivos como negativos. En un trabajo reciente Ravazzoli y Blanco [2021] abordaron el problema de la determinación numérica de dichos coeficientes, prescindiendo de información mineralógica, mediante técnicas de inversión. La ecuación (3.63) es la base del modelo propuesto por Ciz y Shapiro [2007] para considerar relleno poral sólido, que analizaremos a continuación.

### 3.5.4. Teoría de Ciz y Shapiro [2007]: Sustitución sólida

El modelo anterior fue extendido más tarde por Ciz y Shapiro [2007] (CS) para una matriz porosa anisótropa con un relleno poral *sólido* anisótropo. Según los autores, este modelo podría aplicarse para calcular las propiedades elásticas de reservorios de petróleo pesado ya que el relleno fluido de la roca, altamente viscoso y posiblemente no-newtoniano, actúa como un sólido. El modelo de CS fue usado para modelar módulos elásticos y velocidades de laboratorio para shales orgánicas por Carcione et al. [2011], Carcione y Avseth [2015], Zhao et al. [2016], Bokhonok y Ravazzoli [2014], Bokhonok y Ravazzoli [2016] y más recientemente por Han et al. [2018] para diferentes shales (Bakken, Kimmeridge, Barnett y otras). Estos autores coinciden en que usar el querógeno como el relleno poral honra los datos medidos. Aunque, como indican Yan y Han [2013], la información respecto a las propiedades físicas y elásticas del querógeno es escasa. A continuación haremos una revisión de la teoría de Ciz y Shapiro [2007].

Consideremos una roca porosa de porosidad interconectada  $\phi_E$  como se ilustra en la figura 3.5. Consideremos además que su relleno poral es un sólido. Sea  $\Sigma$  la superficie externa de la roca porosa, la que corta y sella los poros (muestra *jacketed* o *encamisada*). El espacio poral se asume interconectado, en forma análoga a la teoría de Biot [1962]. Sea  $\Psi$  la superficie del espacio poral (Fig. 3.5(a)). La superficie  $\Sigma$  coincide con la superficie  $\Psi$  en donde corta a los poros. Sus normales son opuestas en estos puntos, es decir  $n'_j = -n_j$

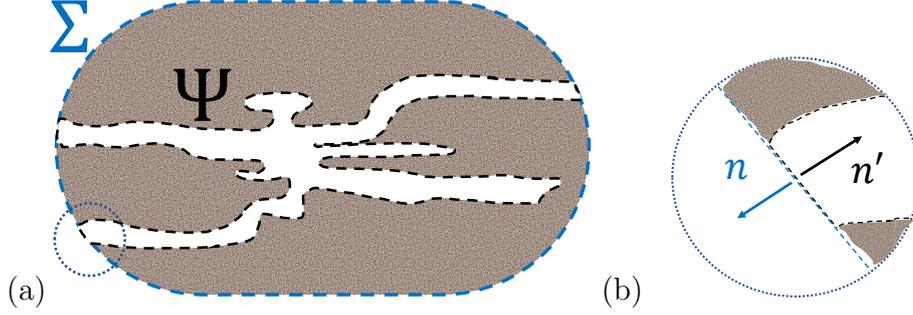


Figura 3.5: Roca con porosidad interconectada. En (a) se observan las superficies  $\Sigma$  y  $\Psi$ , siendo la primera la que envuelve a la roca y sella los poros, y la segunda la superficie del espacio poral. La figura (b) es una ampliación (indicado en (a) con una circunferencia en el extremo inferior izquierdo) de una región donde la superficie  $\Sigma$  coincide con la superficie  $\Psi$ , que muestra que las normales a ambas superficies son opuestas en estos puntos, es decir  $n'_j = -n_j$ .

(Fig. 3.5(b)). La componente de la tracción  $\tau_i$  en cualquier punto  $x$  de la superficie  $\Sigma$  está dada por

$$\tau_i = \sigma_{ij}^c n_j(x), \quad (3.67)$$

siendo  $n_j(x)$  las componentes de las normales salientes de  $\Sigma$  y  $\sigma_{ij}^c$  un esfuerzo confinante uniforme. Se asume la aplicación de cambios pequeños uniformes tanto en el esfuerzo de confinamiento como en el esfuerzo poral  $\sigma_{ij}^f$  y asumiremos que ambos varían independientemente. El esfuerzo poral será el campo de esfuerzo en el relleno poral sólido. Cuando el relleno poral es fluido, el esfuerzo poral se reduce a la presión poral. Debido a la carga, los puntos de la superficie exterior  $\Sigma$  se desplazan una distancia  $u_i(x)$  a su posición final. Recordemos que este vector desplazamiento  $\mathbf{u}$  se supone muy pequeño en comparación con el tamaño del volumen de roca bajo consideración.

Ciz y Shapiro [2007] describen la deformación de una muestra de roca mediante tensores simétricos  $\eta_{ij}$  y  $\zeta_{ij}$  que representan la deformación del volumen total y del volumen poral, respectivamente. El primero ( $\eta_{ij}$ ) fue definido en la sección anterior y  $\zeta_{ij}$  se define en forma análoga, integrando sobre la superficie del espacio poral en la forma [Shapiro y Kaselow, 2005; Shapiro, 2017]

$$\zeta_{ij} = \int_{\Psi} \frac{1}{2} (n'_j u_i + n'_i u_j) ds. \quad (3.68)$$

Aplicando el teorema de Gauss sobre las integrales de  $\eta_{ij}$  y  $\zeta_{ij}$  resulta

$$\eta_{ij} = \int_V \frac{1}{2} (\partial_j u_i + \partial_i u_j) dV, \quad (3.69a)$$

$$\zeta_{ij} = \int_{V_P} \frac{1}{2} (\partial_j u_i + \partial_i u_j) dV_P, \quad (3.69b)$$

donde  $V$  y  $V_P$  son, respectivamente, los volúmenes de la muestra y del espacio poral interconectado (incluyendo todos los espacios vacíos como poros, fracturas, y vecindades de los contactos entre granos). Los integrandos de las ecuaciones (3.69a)-(3.69b) son los tensores de deformación. La cantidad  $\eta_{ij}/V$  representa la deformación volumétrica promedio del volumen bulk, y la cantidad  $-\zeta_{ij}/V_P$  denota la deformación volumétrica del volumen poral, la cual tiene un signo menos debido a la definición de la normal  $n'$  de la superficie del espacio poral ( $\Psi$ ) que apunta hacia el interior de la superficie. Nótese además

que las magnitudes  $\eta_{ij}$  y  $\zeta_{ij}$  tienen dimensiones de volumen. Es más, puede observarse de la definición (3.66) que la variación de la traza de  $\eta_{ij}$  es igual a la variación del volumen bulk [Brown y Korringa, 1975]

$$\delta\eta_{ii} = \int_{\Sigma} \delta u_i n_i ds = \delta V, \quad (3.70)$$

A partir de las presiones de confinamiento  $P_c$  y de la presión poral  $P_p$ , de aquí en adelante se utilizará la siguiente notación:  $\sigma_{ij}^c = -P_c \delta_{ij}$  será el “esfuerzo de confinamiento”,  $\sigma_{ij}^f = -P_p \delta_{ij}$  denotará una presión actuando en la superficie del volumen poral y  $\sigma_{ij}^d$  el, ya definido, esfuerzo diferencial. Teniendo en cuenta los dos volúmenes y los dos esfuerzos posibles de aplicar pueden definirse tres compliancias fundamentales e independientes para el medio poroso anisótropo en la forma:

$$S_{ijkl}^{gr} = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial \sigma_{kl}^f} \right)_{\sigma^d}, \quad (3.71)$$

$$S_{ijkl}^m = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial \sigma_{kl}^d} \right)_{\sigma^f}, \quad (3.72)$$

$$S_{ijkl}^{\phi} = -\frac{1}{V_P} \left( \frac{\partial \zeta_{ij}}{\partial \sigma_{kl}^f} \right)_{\sigma^d}, \quad (3.73)$$

donde los índices  $m$ ,  $gr$  y  $\phi$  se asocian con la matriz porosa, el material del grano de la matriz y el espacio poral, respectivamente. De aquí en más, mediante *matriz porosa* (o *matriz de roca*) nos referiremos a la roca excluyendo el relleno poral, mientras que con *roca compuesta* (o *roca saturada*) nos referiremos a la roca incluyendo el relleno poral. Estas cantidades representan la generalización tensorial de las compliancias definidas previamente y son la base de la teoría tensorial de Brown y Korringa [1975]. A su vez, podría pensarse en la necesidad de definir un cuarto tensor

$$S'_{ijkl} = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial \zeta_{ij}}{\partial \sigma_{kl}^d} \right)_{\sigma^f},$$

pero Brown y Korringa [1975] demuestran que este no es independiente a los anteriores basándose en un teorema de reciprocidad, sino que es igual a:

$$S'_{ijkl} = S_{ijkl}^m - S_{ijkl}^{gr},$$

Ciz y Shapiro [2007] definen el quinto tensor necesario para describir la compliancia del espacio poral relleno por el material sólido en la forma

$$S_{ijkl}^{if} = -\frac{1}{V_P} \left( \frac{\partial \zeta_{ij}}{\partial \sigma_{kl}^f} \right)_{m_{if}=cte.}, \quad (3.74)$$

donde el supra-índice  $if$  denota “infill” (relleno en inglés) y se relaciona con el relleno del espacio poral y donde  $m_{if} = cte.$  implica masa de relleno constante. El tensor de compliancia de la roca porosa compuesta con relleno sólido se define como

$$S_{ijkl}^* = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial \sigma_{kl}^c} \right)_{m_{if}=cte.}, \quad (3.75)$$

cuyo cálculo es el objetivo final de la teoría de Ciz y Shapiro [2007]. Para ello evalúan los cambios en  $\eta_{ij}$  y en  $\zeta_{ij}$  al aplicar  $\boldsymbol{\sigma}^d$  manteniendo el esfuerzo poral  $\boldsymbol{\sigma}^f$  constante y el efecto de aplicar un  $\boldsymbol{\sigma}^f$  desde el poro hacia afuera manteniendo  $\boldsymbol{\sigma}^d$  constante, lo que puede expresarse

$$\delta\eta_{ij} = \left( \frac{\partial\eta_{ij}}{\partial\sigma_{kl}^d} \right)_{\sigma^f} \delta\sigma_{kl}^d + \left( \frac{\partial\eta_{ij}}{\partial\sigma_{kl}^f} \right)_{\sigma^d} \delta\sigma_{kl}^f, \quad (3.76)$$

$$\delta\zeta_{ij} = \left( \frac{\partial\zeta_{ij}}{\partial\sigma_{kl}^d} \right)_{\sigma^f} \delta\sigma_{kl}^d + \left( \frac{\partial\zeta_{ij}}{\partial\sigma_{kl}^f} \right)_{\sigma^d} \delta\sigma_{kl}^f, \quad (3.77)$$

Reemplazando las definiciones (3.71)–(3.73) en la ecuación (3.76) se obtiene

$$\frac{\delta\eta_{ij}}{V} \equiv S_{ijkl}^* \delta\sigma_{kl}^c = S_{ijkl}^m \delta\sigma_{kl}^d + S_{ijkl}^{gr} \delta\sigma_{kl}^f = S_{ijkl}^m (\delta\sigma_{kl}^c - \delta\sigma_{kl}^f) + S_{ijkl}^{gr} \delta\sigma_{kl}^f, \quad (3.78a)$$

$$\text{y por lo tanto } (S_{ijkl}^* - S_{ijkl}^m) \delta\sigma_{kl}^c = (S_{ijkl}^{gr} - S_{ijkl}^m) \delta\sigma_{kl}^f, \quad (3.78b)$$

De la misma forma en la ecuación (3.77)

$$-\frac{\delta\zeta_{ij}}{V_P} \equiv S_{ijkl}^{if} \delta\sigma_{kl}^f = \frac{1}{\phi_E} S'_{ijkl} (\delta\sigma_{kl}^c - \delta\sigma_{kl}^f) + S_{ijkl}^\phi \delta\sigma_{kl}^f, \quad (3.79)$$

que es equivalente a

$$-\frac{\delta\zeta_{ij}}{V} \equiv S_{ijkl}^{if} \phi \delta\sigma_{kl}^f = S'_{ijkl} (\delta\sigma_{kl}^c - \delta\sigma_{kl}^f) + \phi_E S_{ijkl}^\phi \delta\sigma_{kl}^f, \quad (3.80a)$$

$$-S'_{ijkl} \delta\sigma_{kl}^c = \left[ \phi_E (S_{ijkl}^\phi - S_{ijkl}^{if}) - S'_{ijkl} \right] \delta\sigma_{kl}^f, \quad (3.80b)$$

Cabe aclarar que se ha utilizado la definición de la porosidad efectiva  $\phi_E = V_P/V$ . Eliminando  $\sigma_{kl}^c$  y  $\sigma_{kl}^f$  de las ecuaciones (3.78b) y (3.80b) se llega a la fórmula para  $S_{ijkl}^*$

$$S_{ijkl}^* = S_{ijkl}^m - (S_{ijmn}^m - S_{ijmn}^{gr}) [\phi_E (S^{if} - S^\phi) + S^m - S^{gr}]_{mnpq}^{-1} (S_{pqkl}^m - S_{pqkl}^{gr}). \quad (3.81)$$

Si el grano que constituye la matriz porosa es homogéneo como, por ejemplo, el obtenido a partir de una teoría de medios efectivos, entonces  $\mathbf{S}^\phi = \mathbf{S}^{gr}$ .

La ecuación (3.81) resulta una generalización de la fórmula anisótropa de Brown y Korringa [1975] para un sólido que rellena el espacio poroso (la diferencia con aquella es que se introduce  $\mathbf{S}^{if}$  en lugar de  $S^f$ ). Conociendo las propiedades del sólido saturante puede estimarse cómo resultará modificada la elasticidad del medio poroso al intercambiar el sólido del relleno por otro, por lo cual los autores Ciz y Shapiro [2007] denominan esta fórmula con el nombre de *Gassmann con relleno sólido* y así comenzó a ser conocida en la bibliografía de referencia. En dicho trabajo Ciz y Shapiro [2007] analizan la validez de la fórmula de *sustitución sólida* para el caso isótropo, es decir, para cuando todas las magnitudes involucradas en la fórmula (3.81) son isótropas. De allí surgen las formulaciones simplificadas para los módulos de volumen y de corte para el caso de sustitución sólida:

$$K_*^{-1} = K_m^{-1} - \frac{(K_m^{-1} - K_{gr}^{-1})^2}{\phi_E (K_{if}^{-1} - K_\phi^{-1}) + (K_m^{-1} - K_{gr}^{-1})}, \quad (3.82a)$$

$$\mu_*^{-1} = \mu_m^{-1} - \frac{(\mu_m^{-1} - \mu_{gr}^{-1})^2}{\phi_E (\mu_{if}^{-1} - \mu_\phi^{-1}) + (\mu_m^{-1} - \mu_{gr}^{-1})}, \quad (3.82b)$$

Si el relleno es fluido ( $\mu_{if} = 0$ ) las ecuaciones (3.82a)-(3.82b) se reducen a las fórmulas de Brown y Korringa [1975]. Si además la matriz es homogénea ( $K_\phi = K_{gr}$ ) entonces se reducen a la fórmula clásica de Gassmann [1951]. De este análisis se desprende que las fórmulas (3.82a)-(3.82b) permiten efectuar una sustitución fluido-sólido, sólido-fluido o sólido-sólido.

### 3.5.5. Otros estudios sobre sustitución sólida

Saxena y Mavko [2014] por medio de un desarrollo alternativo comprobaron que la fórmula (3.82a) (módulo de volumen) para una sustitución sólida-sólida es exacta cuando la presión poral inducida por compresión (o presión media en los poros) es homogénea y el módulo de corte del sólido poroso sustituido no cambia. Análogamente, la ecuación (3.82b) (módulo de corte efectivo) es exacta si las tensiones (o deformaciones) de corte inducidas por el campo de esfuerzo deviatorico son homogéneas y, o bien los módulos Bulk de los sólidos sustituidos son iguales, o bien no se inducen tensiones medias en los poros. Pero el modelo de Saxena y Mavko [2014] no se reduce a la fórmula clásica de Gassmann en el límite de relleno poral fluido de baja viscosidad.

Posteriormente, Saxena y Mavko [2015] estudiando efectos de dispersión por *squirt flow* (veremos la definición en la sección 3.7), desarrollaron un nuevo método para cuantificar los efectos combinados de la dispersión por *squirt flow* y de la *shear relaxation* (debido al esfuerzo de corte no nulo del relleno) en los módulos efectivos de rocas saturadas con fluidos viscosos. A partir de este trabajo se refina la solución al problema de la sustitución sólida por medio de un esquema de porosidad dual. Es decir, considerando que la roca posee dos tipos de poros, dúctiles (baja relación de aspecto) y rígidos (alta relación de aspecto). Esto acarrea una dificultad práctica evidente, y es el hecho de conocer las fracciones de ambos tipos de poros. Esta información difícilmente pueda medirse en el laboratorio. Poco tiempo después, Glubokovskikh et al. [2016] generalizaron el modelado de Saxena y Mavko [2015] teniendo en cuenta los efectos de *squirt-flow* y logrando una transición continua desde las bajas a las altas frecuencias. Para ello, establecen una aproximación para la rigidez compresional de un poro dúctil típico. Por otro lado este modelo precisa información adicional, los coeficientes de aspecto de los poros dúctiles.

Los modelos hasta aquí mencionados fueron comparados contra mediciones de laboratorio por Sun et al. [2018] saturando una arena con octadecano que se fusiona a  $27^\circ C$  y por lo tanto permite examinar la roca saturada por un fluido y un sólido a temperaturas fácilmente alcanzables. Los resultados arrojan que, los modelos dan predicciones muy cercanas a las de la teoría de *lower-embedded-bound* y muestran discrepancias claras con las mediciones de forma que, según Sun et al. [2018] subestiman los efectos del *solid squirt*. Para reducir estas discrepancias entre el modelo y los datos, Sun et al. [2019] presentaron un modelo en el que se considera un esquema de porosidad triple de la roca. Es decir, se consideran poros dúctiles, rígidos e intermedios (en los que la relación de aspecto es mayor a los dúctiles pero mucho menor que el de los rígidos) y se saturan siguiendo las ideas de Glubokovskikh et al. [2016]. Es decir, los poros dúctiles e intermedios se saturan considerando la teoría de *solid-squirt* (obteniendo un módulo elástico de la matriz no-relajada) y los restantes poros rígidos utilizando la ecuación para el *lower-embedded-bound*.

El mismo grupo de autores Mikhaltsevitch et al. [2019] presenta un estudio en el que comparan las predicciones del modelo de Ciz & Shapiro versus el de Saxena y Mavko [2014] para el caso de una arena Bentheim ( $\phi \approx 23\%$ ,  $\kappa \approx 1300 - 2000mD$ ) saturada

por octadecano fluido y sólido pero para el caso de bajas frecuencias (2 Hz). Los autores encuentran que en este caso el modelo de Ciz & Shapiro presenta un excelente ajuste respecto a los datos, incluso mejor que el del modelo de Saxena y Mavko para el caso de la sustitución sólida. En este caso las mediciones son hasta un 10 % menores a los valores predichos por el modelo de Saxena y Mavko.

A modo de resumen de esta sección obsérvese que; a partir del trabajo de Saxena y Mavko [2015] se introduce la noción de porosidad dual que será utilizada, y refinada posteriormente, en los modelos de Sun, Gurevich, Glubokovskikh, Mikhaltsevitch y colaboradores y aplicada a datos de arenas limpias (poca arcilla) y homogéneas. Es decir, en las que las fracciones y módulos elásticos de los minerales constituyentes están bien resueltas. Sin embargo, para los tipos de rocas que se han estudiado en este trabajo (shales, heterogéneas y anisótropas) el uso de los modelos presentados aquí representa varias dificultades prácticas. En primer lugar, que han sido desarrollados para rocas isotropas y homogéneas de forma que aún se deben desarrollar extensiones anisótropas a los mismos. Segundo, que introducen nuevos parámetros que difícilmente puedan medirse en el laboratorio, a saber, las fracciones y coeficientes de aspecto de los distintos tipos de poros. Estas fracciones y coeficientes de aspecto podrían invertirse con el modelado (así lo hacen Sun, Gurevich y colaboradores), pero para eso se necesitaría un mayor volumen de datos que no se dispone.

### 3.6. Modelado de la dependencia con los esfuerzos

Comprender y modelar la dependencia de los módulos elásticos y velocidades de propagación de ondas con los esfuerzos es importante para la interpretación de datos y atributos sísmicos, análisis de velocidades para la predicción de estados de sobrepresión y para el monitoreo temporal de reservorios. Además para la definición de leyes de presión efectiva y aplicaciones geomecánicas. Esto ha motivado a lo largo de los años numerosos esfuerzos por parte de la comunidad geofísica.

Un modelo teórico para explicar la dependencia con el estado de esfuerzos debe reflejar el hecho de que las rocas exhiben comportamiento elástico no lineal. En efecto, generalmente se observa que la carga estática (o cuasi estática) de la roca conlleva un incremento no-lineal de las velocidades de ondas elásticas para niveles bajos de carga [Mayr et al., 2016; King, 1966], y luego a un incremento lineal para mayores cargas. Este incremento está asociado con la deformación del espacio poral, en particular y a primer orden, asociado con la deformación de los poros *dúctiles* de la roca. La relación entre la deformación de la cavidad poral de la roca y el aumento de la velocidad acústica, que puede entenderse análogamente como una disminución de la compliancia de la roca (y un aumento de su rigidez), así como la conceptualización de la porosidad de la roca en términos de una componente dúctil y otra rígida es lo que analizaremos a lo largo de esta sección.

#### 3.6.1. Teoría Porosity Deformation Approach (PDA)

Las propiedades elásticas de las rocas no sólo dependen de su composición mineralógica, textura, contenido de fluidos y materia orgánica sino también de la geometría del espacio poral. Teniendo este último parámetro en cuenta Shapiro [2003] postula que la dependencia de los módulos elásticos de las rocas secas con el estado de esfuerzos debe es-

tar controlado principalmente por deformaciones del espacio poral. Esta teoría se basa en la observación de la siguiente ley fenomenológica para velocidades de ondas elásticas medidas bajo presiones diferenciales variables [Prasad y Manghnani, 1997; Eberhart-Phillips et al., 1989; Zimmerman et al., 1986]

$$v(P_d) = a - bP_d + de^{-fP_d} \quad (3.83)$$

donde  $a, b, d, f$  son coeficientes empíricos de ajuste para un conjunto de datos dado y la presión diferencial definida previamente  $P_d$  es negativa para compresión. La dependencia de la presión en (3.83) está relacionada con cambios en la porosidad, siendo el término lineal asociado a cambios en los poros rígidos y el término exponencial a cambios en los poros dúctiles de la roca.

Con esta idea Shapiro [2003] y Shapiro y Kaselow [2005] de forma teórica derivan las compliancias efectivas considerando las contribuciones dependientes de los esfuerzos de las fracciones del espacio poral *rígido* y *dúctil* (basándose en un concepto de porosidad *dual*) extendiendo los formalismos poromecánicos desarrollados por Brown y Korringa [1975]. En esta sección revisaremos la teoría de Shapiro y colaboradores denominada “Porosity-Deformation Approach” (de aquí en más referida como *PDA*) que a su vez es una extensión anisótropa de la teoría de piezosensibilidad elástica del mismo autor. Este apartado es una descripción breve de la teoría descrita en los trabajos de Shapiro [2003]; Shapiro y Kaselow [2005]; Mayr et al. [2016]; Sviridov et al. [2017]; Shapiro [2017], a los que se remite al lector para mayores detalles.

### 3.6.2. Compliancia de la matriz de roca en función de la deformación del espacio poral

#### Porosidad generalizada

Cuando la tensión de confinamiento y/o la presión poral han cambiado de un estado de carga  $(\sigma_{ij}^c, P_P^0)$  a un estado de carga  $(\sigma_{ij}^c, P_P)$  el cambio “global” en la forma y el tamaño de los volúmenes bulk y poral quedan definidos por los tensores simétricos definidos previamente  $\eta_{ij}$  y  $\zeta_{ij}$  dados por las ecuaciones (3.69a)–(3.69b). Los autores Shapiro y Kaselow [2005] introducen un tensor de *porosidad generalizada* definido como

$$\phi_{ij} = \frac{\zeta_{ij}^{ref} - \zeta_{ij}}{V} \quad (3.84)$$

que puede pensarse como una deformación promedio del volumen poral dependiente de la carga y es por esto que podría ser negativa. Aquí  $\zeta_{ij}^{ref}$  es una constante que agrega Shapiro [2017] respecto a la definición originalmente planteada por Shapiro y Kaselow [2005]. Esta cantidad puede definirse de forma arbitraria (según el autor debido a que el interés de la teoría está centrado en las variaciones de  $\phi_{ij}$ ). Propone a modo de ejemplo, y por conveniencia definir  $\zeta_{ij}^{ref} = V_P^{ref} \delta_{ij} / 3$  siendo  $V_P^{ref}$  el volumen del espacio poral en un estado de referencia de la roca. Para el caso  $i \neq j$  la cantidad  $\phi_{ij}$  es igual a  $-\phi_E \zeta_{ij} / V_P$  (es decir, cambia el signo respecto a Shapiro y Kaselow [2005]). Retomando el planteo realizado en la sección 3.5.4 respecto a los cambios en  $\eta_{ij}$  y en  $\zeta_{ij}$  al aplicar  $\sigma^d$  manteniendo el esfuerzo poral  $\sigma^f$  constante y el efecto de aplicar un  $\sigma^f$  desde el poro hacia afuera manteniendo  $\sigma^d$  constante, dado por las ecuaciones (3.78a)–(3.80b) y observando

que las variaciones  $\delta V = \delta \eta_{ii}$  [Brown y Korringa, 1975], a partir de la ecuación (3.76) podemos escribir

$$\delta V = \delta \eta_{ii} = \left( \frac{\partial \eta_{ii}}{\partial \sigma_{kl}^d} \right)_{\sigma^f} \delta \sigma_{kl}^d + \left( \frac{\partial \eta_{ii}}{\partial \sigma_{kl}^f} \right)_{\sigma^d} \delta \sigma_{kl}^f, \quad (3.85)$$

Además, a partir de la ecuación (3.84) podemos escribir

$$\begin{aligned} \delta \phi_{ij} &= \delta \left( \frac{\zeta_{ij}^{ref} - \zeta_{ij}}{V} \right) = -\frac{\delta \zeta_{ij}}{V} - \frac{(\zeta_{ij}^{ref} - \zeta_{ij}) \delta V}{V^2}, \\ &= -\phi_{ij} \frac{\delta V}{V} - \frac{\delta \zeta_{ij}}{V}, \end{aligned} \quad (3.86)$$

A su vez, Shapiro y Kaselow [2005]; Shapiro [2017] afirman (ver ec. (19) Shapiro y Kaselow [2005]) que  $-\zeta_{ii} = \Delta V_P = V_P - V_P^{ref}$ . Es decir que,  $-\zeta_{ii}$  representa el cambio de volumen del espacio poral (recordar que el signo menos se debe a la definición de la normal  $n'$  de la superficie del espacio poral  $\Psi$  que apunta hacia el interior de la superficie). Luego, de las definiciones de (3.84) y de  $\zeta_{ij}^{ref}$  para  $i = j$  resulta la siguiente igualdad

$$\phi_{ii} = \phi_E, \quad (3.87)$$

De forma que  $\delta \phi_{ii} = \delta \phi_E$ , con lo cual,  $\phi_{ij}$  cambia de manera similar a  $\phi_E$  [Shapiro y Kaselow, 2005]. Utilizando los resultados hallados en la sección 3.5.4 dados por las ecuaciones (3.78a) y (3.80b) en la ecuación (3.86) resultará

$$\delta \phi_{ij} = \delta \sigma_{kl}^d (S_{ijkl}^m - S_{ijkl}^{gr} - \phi_{ij} S_{mmkl}^m) + \delta \sigma_{kl}^f (\phi S_{ijkl}^{gr} - \phi_{ij} S_{mmkl}^{gr}), \quad (3.88)$$

De forma que las variaciones de porosidad serán

$$\delta \phi_E = \delta \phi_{ii} = \delta \sigma_{kl}^d (S_{kiii}^m - S_{kiii}^{gr} - \phi_E S_{mmkl}^m) + \delta P_P \phi_E (S_{iikk}^{gr} - S_{mmkk}^{gr}), \quad (3.89)$$

Donde se ha utilizado la definición de  $\sigma_{kl}^f$  dada en la sección 3.5.4. El segundo término del miembro derecho de la ecuación (3.89) puede ser ignorado si la porosidad efectiva es pequeña (esto en general se cumple para rocas tipo shale). Para obtener el tensor dependiente de los esfuerzos  $S_{ijkl}^m$  de la ecuación (3.89) es necesario separar la porosidad efectiva conectada total  $\phi_E$ , en una parte rígida (para poros con relación de aspecto mayores a 0,1) y una parte dúctil (para poros con relación de aspecto menores a 0,01, por ej., micro-cracks, vecindades del contacto entre granos, etc.). Es decir, consideramos que

$$\phi_E = \phi^c + \phi^s, \quad \text{suma de porosidad dúctil y rígida}$$

$$\phi_E = (\phi^{s0} + \Delta \phi^s) + \phi^c \quad (3.90)$$

$\phi^c$  denota la porosidad dúctil mientras que la cantidad  $\phi^{s0}$  indica la porosidad rígida en el estado descargado ( $\sigma^d = 0$ ) y  $\Delta \phi^s$  simboliza un cambio en la porosidad rígida debido a la carga. De acuerdo con los autores, bajo cargas pequeñas o moderadas (en el orden de los 100 MPa o menos), los cambios relativos en la porosidad rígida  $\Delta \phi^s / \phi^{s0}$  son usualmente pequeños. En contraste, los cambios relativos en la porosidad dúctil  $(\phi^c - \phi^{c0}) / \phi^{c0}$  pueden ser grandes (del orden de 1) siendo  $\phi^{c0}$  la porosidad dúctil en el estado descargado. Sin

embargo,  $\phi^{c0}$  y  $\phi^c$  son cantidades muy pequeñas. Usualmente, la siguiente desigualdad es válida:

$$\phi^c \leq |\Delta\phi^s| \ll \phi^{s0} \quad (3.91)$$

Shapiro [2017] define un estado de referencia en el que  $\phi^c = 0$ ,  $\Delta\phi^s = 0$ , y, así,  $\phi_E = \phi^{s0}$ . En este estado de referencia sólo los poros rígidos están presentes, y los poros dúctiles están cerrados. Su apariencia recuerda al queso suizo, de aquí que los súper-índices “sc” (“swiss cheese” en inglés) se usen para referirnos a tal estado. Por analogía con la ecuación(3.90) Shapiro [2017] define

$$\phi_{ij} = (\phi_{ij}^{s0} + \phi_{ij}^s) + \phi_{ij}^c \quad (3.92)$$

La cantidad tensorial  $\phi_{ij}^s$  describe cómo la geometría del espacio poral rígido cambia (con respecto a un estado de referencia) debido a una carga. En el estado de referencia  $\phi_{ij} = \phi_{ij}^{s0}$ , tal como es para la porosidad.

### Tensor de compliancia de la matriz de roca

Tomando la expansión de Taylor de la compliancia de la matriz (3.72) (a primer orden) para  $\phi_E = \phi^{s0}$  ( $\phi_{ij}^c \equiv 0$  y  $\phi_{ij}^s \equiv 0$ )

$$S_{ijkl}^m(\phi_{mn}^c, \phi_{mn}^s) = S_{ijkl}^{sc} + C^{sc}\theta_{ijklmn}^s\phi_{mn}^s + C^{sc}\theta_{ijklmn}^c\phi_{mn}^c \quad (3.93)$$

siendo

$$\theta_{ijklmn}^c = \frac{1}{C^{sc}} \frac{\partial S_{ijkl}^m}{\partial \phi_{mn}^c} \quad (3.94)$$

$$\theta_{ijklmn}^s = \frac{1}{C^{sc}} \frac{\partial S_{ijkl}^m}{\partial \phi_{mn}^s} \quad (3.95)$$

tensores de sexto-rango relacionados con el tensor de elasticidad de tercer orden <sup>3</sup> Se los conoce con el nombre “tensores de sensibilidad a los esfuerzos” y son adimensionales debido al factor normalizador  $C^{sc} = S_{11}^{sc} + S_{22}^{sc} + S_{33}^{sc} + 2(S_{12}^{sc} + S_{13}^{sc} + S_{23}^{sc})$  (en notación de Voigt). Los autores asumen que las deformaciones involucradas no causan histéresis, así como en la teoría de elasticidad no-lineal de tercer orden. Por este motivo las mediciones ultrasónicas fuera del dominio elástico no se utilizarán a la hora de aplicar este modelo. De estos tensores (3.94) y (3.95) se asume lo siguiente [Shapiro, 2017]

1. Ambos tensores *son simétricos*, es decir, que las permutaciones dentro de los pares de índices  $kl$ ,  $ij$ , y  $mn$  e incluso las permutaciones de estos pares entre sí no cambian a los tensores.
2. *Son isotropos*. Es decir, que son independientes de cualquier rotación espacial y de cualquier reflexión en un plano.

<sup>3</sup>Si tomamos la función de energía de deformación definida en (3.19) pero truncamos su desarrollo de Taylor a un orden mayor (en el caso en el que las deformaciones no sean infinitesimales) quedará escrita  $V = 1/2C_{ijkl}\epsilon_{ij}\epsilon_{kl} + 1/6C_{ijklmn}\epsilon_{ij}\epsilon_{kl}\epsilon_{mn}$ , y el material tendrá elasticidad no-lineal de tercer orden debido a que la energía de deformación es una función cúbica respecto a la deformación. El tensor  $C_{ijklmn}$  es el llamado módulo de elasticidad de tercer orden (el lector puede encontrar un tratamiento de esta teoría en Hearmon [1953] y un ejemplo de aplicación en shales en Prioul et al. [2004]).

Estas hipótesis combinadas con una ecuación de consistencia (puede encontrarse en el apéndice B del trabajo de Shapiro [2017]) válida para  $\theta_{ijkl}^c$  pero no necesariamente para  $\theta_{ijkl}^s$ , implican que las únicas componentes no-nulas de  $\theta_{ijkl}^c$  son

$$\begin{aligned} \theta_{111111}^c &= \theta_{222222}^c = \theta_{333333}^c = \theta^c \\ \theta_{1111212}^c &= \theta_{1111313}^c = \theta_{121222}^c = \theta_{131333}^c = \theta_{232333}^c = \theta_{222323}^c = \theta^c/4 \\ \theta_{121323}^c &= \theta^c/8 \end{aligned} \quad (3.96)$$

Considerando el miembro izquierdo de la ecuación (3.88) dividido en la forma de la ecuación (3.92), reemplazando la ecuación (3.93), haciendo uso de la desigualdad (3.91) y asumiendo válido que

$$|\phi_{mn}^s| \text{ and } |\phi_{mn}^c| \leq |\theta_{ijklmn}^s \phi_{mn}^s| \ll |\theta_{ijklmn}^c \phi_{mn}^c| < 1 \quad (3.97)$$

el autor llega a que

$$\begin{aligned} \delta\phi_{mn}^s + \delta\phi_{mn}^c &= (S_{ijkl}^{sc} - \phi_{ij}^{s0} S_{ppkl}^{sc} + \theta_{ijklmn}^c \phi_{mn}^c C^{sc} - S_{ijkl}^{gr}) \delta\sigma_{kl}^d \\ &\quad + (\phi_{ij}^{s0} S_{ijkk}^{gr} + \phi_{ij}^{s0} S_{mmkk}^{gr}) \delta P_P \end{aligned} \quad (3.98)$$

La desigualdad (3.97) es una hipótesis razonable teniendo en cuenta que las compliancias de la matriz dependen fuertemente de los cambios de la porosidad dúctil y en menor medida de los cambios de la porosidad rígida. Se basa en el conocido comportamiento de las velocidades acústicas en términos del incremento de la carga. La velocidad se incrementa significativamente y de forma no-lineal para bajos niveles de carga y luego de manera lineal para mayores cargas. (ver por ej. los trabajos de Collet et al. [2014] Fig. 4, Pervukhina et al. [2010] Fig. 2, Sviridov et al. [2017] Fig. 6 por nombrar algunos). Esto podría explicarse asociando los cambios más drásticos de las velocidades con el cierre de microfracturas o poros con baja relación de aspecto y el posterior, y menos pronunciado, aumento de velocidades con la deformación de los poros rígidos.

Para resolver la ecuación diferencial (3.98) para  $\phi_{ij}^s$ , Shapiro [2017] asume que los cambios inducidos por el esfuerzo en los poros rígidos y dúctiles son independientes entre sí y que  $\phi_{ij}^s$  es nulo en el estado descargado. Por último, desprecia todos los términos del orden de la porosidad efectiva y resuelve para  $\phi_{mn}^c = 0$  obteniendo

$$\phi_{ij}^s = (S_{ijkl}^{sc} - S_{ijkl}^{gr}) \delta\sigma_{kl}^d. \quad (3.99)$$

Posteriormente, para resolver la ecuación (3.98) para  $\phi_{ij}^c$ , el autor usa las simetrías del tensor de sensibilidad a los esfuerzos  $\theta^c$  definidas en (3.96), y resuelve para  $\phi_{mn}^s = 0$  obteniendo

$$\phi_{ij}^c = \phi_{ij}^{c0} \exp \{ C^{sc} \theta^c (\sigma_i^d + \sigma_j^d) / 2 \} \quad (3.100)$$

en la cual se utiliza el sistema de coordenadas principales de  $\sigma^d$  (siendo  $\sigma_1^d$ ,  $\sigma_2^d$  y  $\sigma_3^d$  sus componentes principales). En (3.100) no hay suma sobre índices repetidos en el miembro derecho (por ej.,  $\phi_{11}^c = \phi_{11}^{c0} \exp \{ C^{sc} \theta^c \sigma_1^d \}$ ). El tensor  $\phi_{ij}^{c0}$  será definido a la brevedad. La validez de las simetrías en (3.96) y la hipótesis de que las componentes de la porosidad generalizada  $\phi_{ij}^c$  son independientes entre sí implican que (ver Shapiro y Kaselow [2005], Mayr et al. [2016], Sviridov et al. [2017]):

1. El modelo PDA predice que *sólo las compliancias diagonales* de  $S_{ijkl}^m$  cambian de manera significativa debido a la aplicación de esfuerzos, mientras que las componentes no-diagonales son constantes.

2. El modelo PDA describe *sólo cambios elípticos de la anisotropía*.

Reemplazando (3.99), (3.100) y (3.89) en la ecuación (3.90) la porosidad dependiente de los esfuerzos es obtenida

$$\phi_E = \phi^{s_0} + (S_{mnkl}^{sc} - S_{mnkl}^{gr})\delta\sigma_{kl}^d + \phi_{ii}^{c_0} \exp \{C^{sc}\theta^c\sigma_{ii}^d\} \quad (3.101)$$

De la ecuación (3.101) se observa que el tensor  $\phi_{ij}^{c_0}$  denotará los cambios en la geometría del espacio poral que son necesarios agregar al estado descargado para abrir los poros dúctiles. En la ecuación (3.101) la notación contraída indica suma en el miembro derecho. Si las presiones a las que se somete a la roca son lo suficientemente bajas (menos de 100 MPa) puede despreciarse la contribución debida a la deformación de los poros rígidos, de modo que la ecuación (3.101) puede simplificarse a

$$\phi_E = \phi^{s_0} + \phi_{ii}^{c_0} \exp \{C^{sc}\theta^c\sigma_{ii}^d\} \quad (3.102)$$

donde

$$\phi^{s_0} = \phi_E^0 - \phi_{ii}^{c_0} \quad (3.103)$$

siendo  $\phi_E^0$  la porosidad efectiva en el estado descargado. Por último, reemplazando (3.99) y 3.100) en (3.93) se obtienen las fórmulas para la dependencia con los esfuerzos de  $S_{ijkl}^m$  para un medio VTI. Despreciando las deformaciones de los poros rígidos y considerando las relaciones (3.96), las fórmulas del modelo PDA para las componentes del tensor de compliancia de la matriz para un medio VTI quedan

$$S_{1111}^m = S_{1111}^{sc} + F_c\phi_{11}^{c_0} \exp \{F_c\sigma_1^d\} \quad (3.104a)$$

$$S_{3333}^m = S_{3333}^{sc} + F_c\phi_{33}^{c_0} \exp \{F_c\sigma_3^d\} \quad (3.104b)$$

$$S_{2323}^m = S_{2323}^{sc}/4 + F_c/4(\phi_{22}^{c_0} \exp \{F_c\sigma_2^d\} + \phi_{33}^{c_0} \exp \{F_c\sigma_3^d\}) \quad (3.104c)$$

$$S_{1212}^m = S_{1212}^{sc}/4 + F_c/4(\phi_{11}^{c_0} \exp \{F_c\sigma_1^d\} + \phi_{22}^{c_0} \exp \{F_c\sigma_2^d\}) \quad (3.104d)$$

$$S_{1133}^m = S_{1133}^{sc} \quad (3.104e)$$

donde los esfuerzos diferenciales se definen negativos  $\sigma_{ij}^d = -(P_c - P_p)\delta_{ij}$ . Cabe señalar que los parámetros  $F_c = \theta^c C^{sc}$ ,  $\phi_{ij}^{c_0}$  y  $S_{ijkl}^{sc}$  son incógnitas que deben ser obtenidas a partir de la calibración del modelo, como se verá en las aplicaciones.

### 3.7. Atenuación y dispersión de ondas sísmicas

Las rocas del subsuelo resultan ser medios disipativos debido a que las ondas sísmicas que las atraviesan sufren decaimiento exponencial de su amplitud (*atenuación*) y además exhiben cambios en la velocidad de propagación con la frecuencia (*dispersión*) [Ravazzoli, 1995; Müller et al., 2010]. Las causas físicas de estos fenómenos son variadas y su estudio es aún un tema de sumo interés en la comunidad geofísica. Se sabe que pueden deberse a procesos elásticos (como divergencia esférica o efectos de diseminación) o bien anelásticos en los que la energía de la onda se convierte en calor [Klimentos y McCann, 1990], en cuyo caso se los denomina *intrínsecos*. Entre los procesos anelásticos intrínsecos están los debidos la inelasticidad propia de la matriz sólida (por ej. fricción intergranular) y aquellos asociados a la presencia de fluidos viscosos en el espacio poroso de las rocas, los cuales causan atenuación y dispersión [Pride et al., 2004]. En lo que sigue se presenta una breve revisión de los mecanismos anelásticos relacionados con los fluidos y las frecuencias

características de su ocurrencia, que se obtienen en función de las propiedades de la roca, o bien, de las heterogeneidades que los provocan.

### 1. *Transición entre regímenes drenado/no-drenado*

En el régimen *drenado*, cuando el medio experimenta una perturbación de los estados de los esfuerzos (por ejemplo, por una compresión debido al paso de una onda), el fluido puede entrar y salir del volumen elemental representativo de roca (REV en inglés). Debido a que el fluido puede fluir libremente, no se presuriza dentro del REV por lo que no contribuye a la rigidez de la roca. En el régimen *no-drenado*, no hay suficiente tiempo para que el fluido fluya fuera del REV ante una perturbación de los esfuerzos y se presuriza en respuesta a la presión aplicada. Para un esfuerzo aplicado dado, la deformación volumétrica es mayor en condiciones drenadas que en condiciones no drenadas. Como consecuencia, el módulo volumétrico de la roca es mayor en condiciones no drenadas [Pimienta et al., 2016; Delle Piane et al., 2014]. La frecuencia característica para la transición entre ambos regímenes  $\omega_{du}$  puede calcularse a partir de las siguientes expresiones [Delle Piane et al., 2014]

$$\omega_{du} = 2\pi f_{du} = \frac{D}{l_d^2}, \quad (3.105)$$

siendo  $D$  el coeficiente de *difusividad* de la presión, que puede calcularse mediante [Müller et al., 2010; Fjaer et al., 2008]

$$D = \frac{\kappa H}{\eta_f}, \quad (3.106)$$

en la que  $H = LM^m/M^*$  ( $M$  es el módulo de onda  $P$  para el caso isótropo) y  $L = [((\alpha - \phi_E)/C^{gr}) + (\phi_E/K_f)]^{-1}$  el coeficiente de Biot-Willis,  $\kappa$  es la permeabilidad de la roca,  $\eta_f$  y  $K_f$  son la viscosidad y el módulo de bulk, respectivamente, del fluido saturante y  $l_d$  es una longitud característica respecto a la cual se calcula el fenómeno difusivo (también llamada *longitud de difusión*). En esta definición  $\alpha$  es el coeficiente de esfuerzo efectivo de Biot ya definido para el caso isótropo. Si  $K^m, \mu^m \gg K_f/\phi$  la siguiente aproximación es válida

$$f_{du} \simeq \frac{\kappa K_f}{2\pi\eta_f\phi l^2} \quad (3.107)$$

### 2. *Mecanismo intrínseco de Biot* (o *flujo global*)

En sus clásicos trabajos [Biot, 1956a, b, 1962] propone un mecanismo para explicar la dependencia de las velocidades de las ondas acústicas con la frecuencia relacionado con el flujo entre poros interconectados. En él se distinguen dos regímenes, el primero en el que el movimiento de la fase fluida respecto a la sólida es laminar y está gobernada principalmente por efectos viscosos (bajas frecuencias), y un segundo en el que el flujo no es laminar y está controlado por efectos inerciales (altas frecuencias). La frecuencia límite (o crítica) que separa ambos regímenes está dada por (ver Mavko et al. [2020], Tabla (6.16.1))

$$f_c \simeq \frac{\phi_E \eta_f}{2\pi \rho_f \kappa} \quad (3.108)$$

siendo  $\kappa$  la permeabilidad de la roca,  $\eta_f$  y  $\rho_f$  la viscosidad y densidad, respectivamente, del fluido saturante. En la figura 3.6 se esquematiza el flujo macroscópico de Biot. El perfil de velocidades relativas entre las fases fluida y sólida es parabólico y el flujo es laminar. En la capa límite viscosa la velocidad relativa es cero por el acople viscoso. Para el flujo laminar la profundidad de dicha capa viscosa (es decir, la distancia a la cual la velocidad del fluido es cercana al máximo) está dada por

$$d(\omega) = \sqrt{\frac{2\eta}{\omega\rho_f}} \quad (3.109)$$

y el flujo es laminar a una distancia  $r < d(\omega)$  del borde del poro.

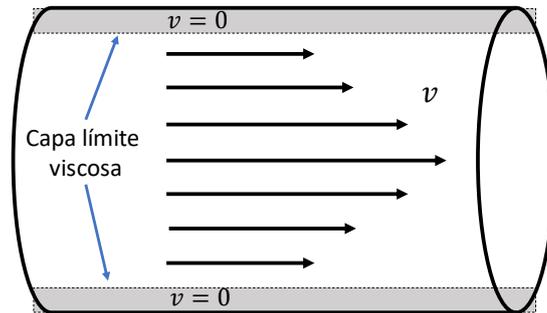


Figura 3.6: Esquematización del flujo laminar en un poro cilíndrico ideal, resultando un perfil de velocidades relativas entre las fases fluida y sólida parabólico. En la capa límite viscosa la velocidad relativa es cero por el acople viscoso.

### 3. Flujo inducido por onda a escala poral (*Flujo local o squirt flow*)

Cuando una onda acústica se propaga a través de un medio que posee heterogeneidades de microescala las ondas pierden energía por flujo a escala poral. Por ejemplo, cuando se tiene un poro elongado (o una microfractura) conectado a un poro redondeado [Jones, 1986] como ilustra la figura 3.7(a). Cuando el sistema es comprimido por la onda que pasa, la presión poral en el poro elongado aumenta en mayor medida que en el redondeado. Si la frecuencia de la onda es lo suficientemente baja la presión entre los poros podrá equilibrarse y el efecto del fluido en la roca puede ser descrito por la teoría de Gassmann (comportamiento *relajado*). Si la frecuencia es muy elevada, no llegan a equilibrarse las presiones y la roca será más rígida de forma que las velocidades serán mayores (comportamiento *no-relajado*) [Mavko y Jizba, 1991]. Esta distribución de la presión dependiente de la frecuencia generará dispersión y el flujo del fluido poral generará atenuación. Es por esto que en la mayoría de los modelos teóricos de atenuación por flujo local se basan en el análisis de distribuciones de relación de aspecto de los poros. Una estimación aproximada de la frecuencia de transición entre el comportamiento relajado y el no-relajado puede ser obtenida mediante (Mavko et al. [2020], Tabla (6.16.1))

$$f_s = \frac{K_0\beta^3}{\eta_f}, \quad (3.110)$$

en la que  $\beta$  será la relación de aspecto de los poros elongados (o micro fracturas) y  $K_0$  el módulo de Bulk del medio sólido en el que se incorpora la heterogeneidad

( $\eta_f$ , como antes, es la viscosidad del fluido saturante). Se considera que la principal contribución a la atenuación y a la dispersión sísmica de este mecanismo ocurre en frecuencias ultrasónicas, aunque también puede afectar a las ondas en las frecuencias sísmicas [Solazzi, 2018]. Otros ejemplos de heterogeneidades de microescala pueden ser microfracturas o contactos entre granos mal cementados, fracturas con forma de penique (penny shaped) parcialmente saturadas [Solazzi et al., 2021], entre otros. En la figura 3.7 se observan algunos ejemplos esquemáticos de heterogeneidades de microescala que podrían generar pérdidas de energía por flujo local.

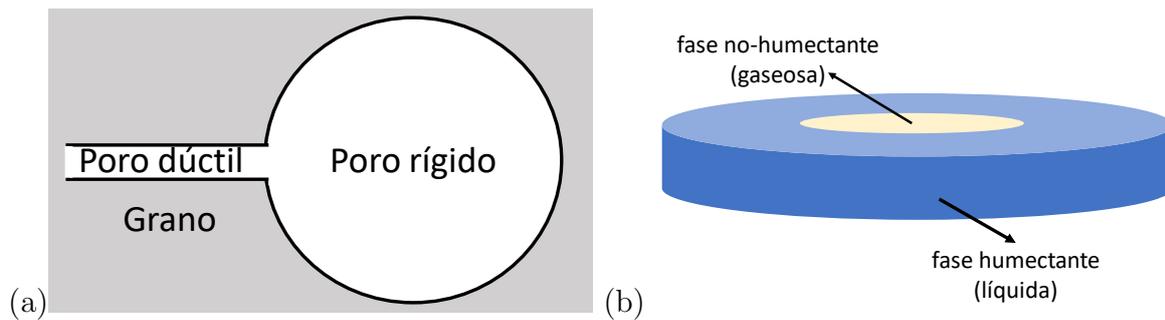


Figura 3.7: Algunos ejemplos esquemáticos de heterogeneidades de microescala que podrían generar pérdidas de energía por flujo local. (a) poro dúctil conectado a un poro rígido (b) fracturas con forma de penique (penny shaped) parcialmente saturadas.

#### 4. *Flujo inducido por onda a escala mesoscópica* (o *Flujo mesoscópico*)

Este mecanismo de disipación ocurre debido a variaciones espaciales en la compliancia de la roca en una escala mucho mayor que el tamaño de poro típico pero mucho más pequeña que la longitud de onda [Pride et al., 2004]. En presencia de heterogeneidades con compliancias distintas a las de su entorno, la compresión de la matriz de roca (debido al paso de una onda) hace que se desarrollen gradientes espaciales en la presión del fluido. Esto impulsa el llamado flujo de fluido mesoscópico, que provoca la atenuación de la energía elástica y la dispersión en las ondas sísmicas. En la bibliografía de referencia se justifica la existencia del flujo mesoscópico debido principalmente a dos tipos de heterogeneidades: las heterogeneidades en la distribución de los fluidos saturantes debidas a *paquetes de saturación* (*patchy saturation*) (ver Fig. 3.8) y la existencia de *fracturas* [Müller et al., 2010]. Respecto de las primeras, cuando la frecuencia de la onda incidente es lo suficientemente baja como para que el tamaño de de las heterogeneidades  $a$  sean mucho más pequeñas que la longitud de difusión  $l_d$ , habrá suficiente tiempo para que el fluido fluya y se equilibre la presión. Por otro lado, cuando la frecuencia de la onda es lo suficientemente elevada no hay tiempo suficiente para que se equilibren las presiones porales y los efectos del flujo de fluidos pueden despreciarse [Johnson, 2001].

Respecto a las heterogeneidades debidas a la presencia de fracturas, cuando una onda sísmica viaja a través de una roca porosa saturada que contiene una fractura abierta, perturbará el equilibrio de la presión del fluido saturante debido a que la fractura es mucho más compresible que la roca del background. En consecuencia, se induce difusión de presión de fluido (FPD en inglés) entre la fractura y el background para equilibrar las presiones [Barbosa et al., 2016]. Esto es posible, claro está, si la frecuencia de la onda es inferior a una frecuencia característica de forma que hay suficiente tiempo para que la presión del fluido en el sistema se equilibre (régimen

relajado). Quizás la forma más sencilla de modelar este tipo de heterogeneidades sea a partir de un esquema de capas horizontales delgadas superpuestas [Müller et al., 2010], por ejemplo a partir de 3 capas, siendo la intermedia la fractura que se modela como una capa delgada altamente compresible y porosa inmersa en un fondo de roca rígido y poco poroso. Para este caso, puede obtenerse una frecuencia característica de transición

$$\omega_m = 2\pi f_m = \left(\frac{2}{h}\right)^2 D_{ef,f}, \quad (3.111)$$

siendo  $h$  la apertura de la fractura y  $D_{ef,f}$  la difusividad efectiva del medio fracturado, definida como

$$D_{ef,f} = \left(\frac{e_b^2}{e_f^2 + e_f e_b}\right) D_f, \quad (3.112)$$

donde los subíndices  $f$  y  $b$  refieren a la fractura y al fondo de roca, respectivamente. A su vez,  $e$  es la efusividad que se define

$$e = \frac{\kappa}{\eta_f \sqrt{D}}, \quad (3.113)$$

Otro fenómeno de flujo mesoscópico para reservorios fracturados es aquel que se produce entre sets de fracturas interconectadas y se denomina flujo de fluido por difusión fractura-fractura (FPD-FF) [Guo et al., 2017], sin embargo, una expresión de la frecuencia característica para la transición entre regímenes relajado y no-relajado en este tipo de heterogeneidades involucra el uso de modelos muy específicos y excede los alcances de este trabajo.

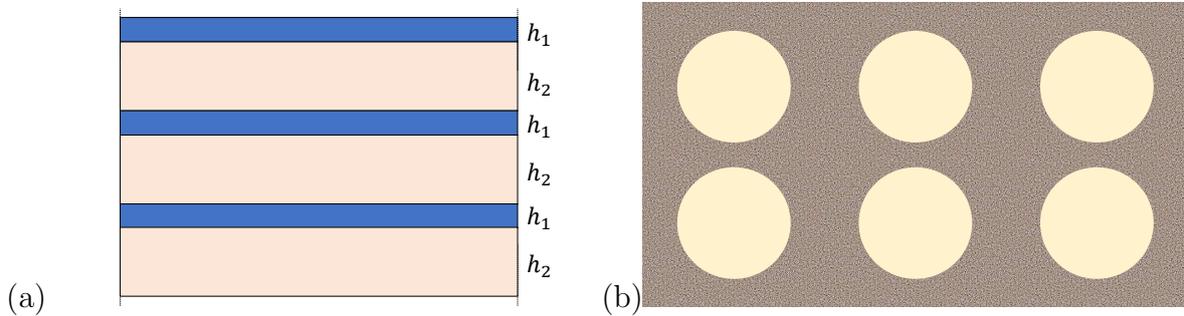


Figura 3.8: Algunos ejemplos esquemáticos de heterogeneidades de mesoescala (saturación en *parches*) que podrían generar pérdidas de energía por flujo a escala mesoscópica. (a) Capas porosas saturadas alternativamente con agua y gas (b) Paquetes de esferas de gas inmersas en un volumen de roca saturado por líquido.

Para finalizar, y a modo de resumen, agruparemos en la figura 3.9 de forma conceptual las frecuencias características para los distintos mecanismos de dispersión sobre los que hemos discutido a lo largo de esta sección. El coeficiente  $Q^{-1}$  indica la inversa del *factor de calidad*, que es una medida clásica de atenuación. Se desprende de esta figura que si la roca bajo estudio no presenta ninguna de las heterogeneidades mesoscópicas, ni microscópicas de las que se ha hecho mención, entonces podría esperarse que la fórmula de Gassmann sea válida en un amplio rango de frecuencias. Este trabajo de tesis se centra en el estudio de shales consolidadas, es decir, que no presentan fracturas ni de meso ni micro escala. Es por esto que consideraremos válido el modelado tanto en el rango de frecuencias sónicas como ultrasónicas.

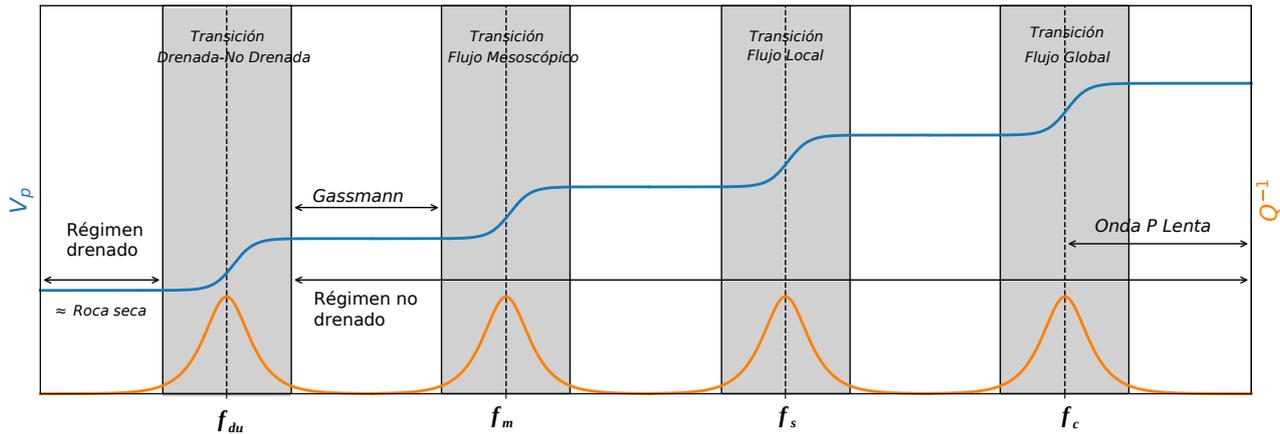


Figura 3.9: Esquema conceptual de los cambios en la velocidad de onda- $P$  (curva azul) y de la atenuación (curva naranja) con la frecuencia. Se observan las frecuencias relativas a las que se producen las transiciones entre los distintos mecanismos dispersivos,  $f_{du}$  : transición drained-undrained,  $f_m$  : frecuencia característica del fenómeno de flujo mesoscópico,  $f_s$  : frecuencia característica del flujo local,  $f_c$  : frecuencia característica del flujo global (gentileza del Dr. Emilio Camilión, inspirado en la Figura 1 de Pimienta et al. [2016]). La fórmula de Gassmann es válida en el intervalo comprendido entre  $f_{du}$  y  $f_m$ .  $Q^{-1}$  indica la inversa del factor de calidad.

### 3.7.1. Atenuación y dispersión en shales

Hasta aquí hemos mencionado los mecanismos de dispersión y atenuación clásicos con los que se describe, y modela, la pérdida de energía que sufren las ondas que atraviesan rocas porosas y permeables saturadas debido al flujo de fluido que inducen y que comúnmente se denomina WIFF (*wave induced fluid flow*). En contraste, las shales exhiben atenuación y dispersión a pesar de su baja permeabilidad [Batzle et al., 2005]. Sin embargo, existen muy pocos experimentos destinados a estudiar la dispersión y la atenuación en shales [Delle Piane et al., 2014] por lo que, en muchos casos, se toman resultados de análisis realizados sobre arenas muy arcillosas.

Uno de los primeros trabajos en publicar valores de atenuación en shales es el de Born [1941] por medio de ensayos de laboratorio sobre distintos tipos de rocas. Ricker [1941] observó ensanchamiento y decaimiento de amplitud de una ondícula viajera a través de una shale, lo que le permitió asumir que la formación en cuestión era viscoelástica y calcular su viscosidad. McDonal et al. [1958] observa atenuación en ondas  $P$  y  $S$  en la formación Pierre (shale) pero dispersión prácticamente nula y concluye que la formación no es viscoelástica. Los datos publicados por Ricker y McDonal y colaboradores fueron analizados posteriormente por Kjartansson [1979] utilizando un modelo viscoelástico de *Constant-Q* que ajustaba ambos sets de datos. Dicho modelo fue posteriormente utilizado por Jones y Wang [1981] sobre datos de ultrasonido y de pozo de una shale de la cuenca Willinston. Los autores observaron que las discrepancias entre ambos datos no pueden ser explicadas totalmente con el modelo y lo asocian, entre otros factores, con el daño que posee la formación atravesada por el pozo. Poco tiempo después White et al. [1983] observó que las velocidades de perfiles sísmicos eran consistentemente mayores (un 6% en promedio) que las sísmicas para la shale Pierre.

Posteriormente, Klimentos y McCann [1990] estudian 42 muestras de areniscas con contenido de arcilla variado en el rango de mediciones ultrasónicas (0,5 a 1,5 MHz), y

encuentran que la atenuación de las velocidades compresionales está fuertemente relacionada con el contenido de arcilla intraporal. Best et al. [1994]; Best y McCann [1995] a partir de analizar atenuación de ondas ultrasónicas en muestras de arenas con elevado contenido de arcilla y shales concluyen que el mecanismo de atenuación es debido al flujo local que surge de la dilatación diferencial de la matriz de roca y del mineral intra-poral (arcilla hidratada). En la actualidad, este mecanismo se conoce con el nombre de *clay squirt-flow*. El mismo es evaluado sobre datos de otras shales por Ba et al. [2016], sobre el set de datos de Best et al. [1994] por Marketos y Best [2010] y en sedimento marino (silicatos + arcillas) por Leurer y Brown [2008] entre otros [Sorensen y Fabricius, 2017]. Carcione [2000b] modela datos de la Kimmeridge shale utilizando un modelo de capas alternantes de arcilla y querógeno, utilizando un promedio de Backus, considerando a ambas viscoelásticas. Hackert et al. [2001] analizan la dispersión y atenuación en perfiles de pozo para una formación tipo shale que consta de intercalaciones arenosas y clásticas y observa que las intercalaciones son más disipativas que la shale.

Constantinides et al. [2005] investiga shales por medio de técnicas de laboratorio a distinta escala (frecuencia) y obtiene distintas propiedades elásticas con las diferentes técnicas. El autor utiliza mediciones de nanoindentación, microindentación y ultrasónicas. Un enfoque similar siguen Duranti et al. [2005] y Hofmann [2006] quienes investigan la dispersión intrínseca y la atenuación de las shales mediante medidas multiescala y multifrecuencia en muestras de laboratorio. Utilizan mediciones de microindentación (0 Hz), de oscilaciones forzadas (0,3 a 2000 Hz), sónicas (8 kHz) y ultrasónicas (0,8 MHz) y observan que la dispersión tiene un impacto primario en las frecuencias sónicas a ultrasónicas manteniéndose prácticamente constante a frecuencias sísmicas. También observan que los módulos de compliancia son dependientes de la frecuencia pero no así los de corte, en particular, para muestras de mayor porosidad. Es por esto que concluyen que el origen de la dispersión debe ser debido al movimiento del fluido poral.

Algún tiempo después Fjær et al. [2013] a partir de mediciones de laboratorio convencionales (ensayos de deformación y ultrasonido) sobre arenas y shales proponen un modelo para estimar la dispersión. Los autores obtienen valores de dispersión más elevados para la muestra de shale que para las arenas. Como mecanismo de dispersión sugieren efectos de mesoescala tales como parches de saturación (ver sección 3.7) o bien, dispersión intrínseca asociada con la arcilla. Delle Piane et al. [2014] llegan a una conclusión similar a partir de ensayos diferentes, sobre otras muestras de shales. Los autores utilizan el dispositivo diseñado por Madonna y Tisato [2013] para analizar muestras de las shales Goldwyer y Bongabini. En su trabajo consideran los mecanismos de dispersión y atenuación mencionados en la sección 3.7 a partir de calcular las frecuencias de *corte* de cada mecanismo (las frecuencias expuestas en la Fig. 3.9) por medio de las propiedades de las muestras. Para esto, miden la permeabilidad de cada muestra, la cual es una tarea bastante complicada cuando se trata de shales y que aún es motivo de estudio en la literatura de referencia. Los autores observan que en las muestras preservadas (aquellas que mantienen los fluidos de formación) no se observa dependencia con la frecuencia, mientras que en las muestras parcialmente saturadas se observa un pico de atenuación en las frecuencias de estudio aproximadamente en 30 y 40 Hz. Interpretan que los mecanismos responsables de tal atenuación deben ser los movimientos de fluido a micro y meso escala. Los autores Sone y Zoback [2013a, b] analizan las propiedades mecánicas de diversas shales de los EEUU por medio de ensayos de laboratorio y concluyen que el *creep* respecto a la deformación es generalmente más pronunciado en muestras con mayor

contenido de arcilla y materia orgánica, pero también se ve fuertemente afectado por la dirección del esfuerzo con respecto al plano de estratificación.

Un estudio exhaustivo de las propiedades elásticas de las shales para un rango de bajas frecuencias fue llevado a cabo por Szewczyk [2017]; Szewczyk et al. [2018a, b]; Lozovyi y Bauer [2019]; Mikhaltsevitch et al. [2021]; Rorheim et al. [2022]. Los autores ensayan muestras de shales por medio de la técnica de oscilaciones forzadas utilizando un dispositivo propio que permite el control del esfuerzo deviatórico, presión poral, obtención de ultrasonido y mediciones estáticas [Szewczyk et al., 2016]. Para modelar fenomenológicamente la dependencia de los parámetros elásticos con la frecuencia, modelan a la shale como un sólido viscoelástico siguiendo el modelo de Cole y Cole [1941], que provee un buen ajuste con los datos pero no explicitan la motivación para usar dicho modelo.

Se desprende de lo expuesto en este apartado, y a modo de resumen de la sección, que la dispersión y atenuación en shales puede explicarse por dos mecanismos principalmente, estos son:

1. La anelasticidad intrínseca de la shale, o bien, de algunos de sus constituyentes como por ej. materia orgánica (querógeno) y de las arcillas Carcione [2000b]; Ciz y Shapiro [2007]; Abousleiman et al. [2016]; Sone y Zoback [2013b]. Si consideramos la shale rellena por un sólido viscoelástico (por ej. querógeno o un petróleo pesado) este mecanismo recibe el nombre de *shear relaxation* [Saxena y Mavko, 2015].
2. El denominado *clay squirt flow* en el que las ondas que pasan comprimen la arcilla blanda e inducen un flujo local entre los microporos de la arcilla y los macroporos de la roca [Best y McCann, 1995; Marketos y Best, 2010; Ba et al., 2016].

También se ha mencionado el mecanismo de flujo de mesoescala como posible causante de la atenuación y dispersión, pero debido a su poca evidencia experimental no se considerará un mecanismo fundamental. Sin embargo, podría ser importante en presencia de shales fracturadas [Delle Piane et al., 2014].

Por último, se observa que a pesar de los antecedentes aquí expuestos, algunos autores consideran poco significativa la dispersión y atenuación en shales por lo que la desprecian [Dellinger y Vernik, 1994; Vernik, 2017; Omovie et al., 2022]. En efecto, en un esfuerzo por cuantificarlas, recientemente Omovie et al. [2022] realizaron un análisis estadístico basado en un gran número de mediciones de laboratorio, datos de perfiles y estimaciones teóricas. A partir de este estudio, realizado sobre cuatro formaciones diferentes y considerando diferentes estados de esfuerzos, encontraron que la dispersión intrínseca relacionada con fluidos no es significativa. Estas conclusiones demuestran que no hay un total acuerdo en la literatura sobre la importancia de los efectos dispersivos en shales y que el tema ciertamente requiere más trabajo experimental y teórico.

---

## CAPÍTULO 4

# CASO DE ESTUDIO: UN FLUJO DE TRABAJO EFICIENTE DE FÍSICA DE ROCAS PARA EL MODELADO E INVERSIÓN EN SHALES ORGÁNICAS ANISÓTROPAS <sup>1</sup>

---

### 4.1. *Resumen*

En este capítulo se presenta un flujo de trabajo para el modelado e inversión de parámetros físicos mediante velocidades de ondas ultrasónicas medidas en muestras secas y saturadas de las shales Bakken, Bazhenov y Niobrara. El modelo directo utiliza la conocida teoría de Ciz y Shapiro (2007) combinada con la generalización anisotrópica de dos modelos elásticos empíricos para la matriz de rocas: el modelo de porosidad crítica de Nur et al. [1998] y el de Krief et al. [1990], ambos ampliamente aceptados para rocas sedimentarias. Además, teniendo en cuenta la alta variabilidad de las propiedades físicas del querógeno y minerales arcillosos, y su influencia en las propiedades mecánicas de estas rocas, el procedimiento también implica la inversión numérica de tales propiedades, utilizando una rutina numérica eficiente. Los resultados encontrados para las propiedades elásticas efectivas y la densidad de los minerales arcillosos y el querógeno son razonables teniendo en cuenta los valores publicados en la literatura de referencia. En todos los casos, la calidad de ajuste entre datos reales y sintéticos se cuantifica calculando el error relativo cuadrático. La estabilidad de los coeficientes elásticos predichos se verifica mediante restricciones energéticas. Los modelos calibrados también se utilizan para cuantificar la influencia de la porosidad efectiva en los cálculos y para verificar si son factibles ante un esquema de sustitución de fluidos. Finalmente, encontramos que incluso para la anisotropía débil la generalización del modelo de Krief requiere al menos tres parámetros empíricos. Concluimos que nuestro enfoque usando el modelo de porosidad crítica generalizada resulta una opción simple y eficiente para aplicaciones de física de rocas.

---

<sup>1</sup>El presente capítulo es una adaptación y traducción al español de la siguiente publicación: Panizza, G., y Ravazzoli, C., 2019, *An efficient rock-physics workflow for modeling and inversion in anisotropic organic-shales*, Journal of Petroleum Science and Engineering, 180, 1101 – 1111 <https://doi.org/10.1016/j.petrol.2019.06.005>, revista científica con referato.

## 4.2. *Introducción*

Para el desarrollo de este trabajo los datos se modelan utilizando la teoría de CS (desarrollada en la sección 3.5) y se evalúa la factibilidad de su aplicación en un esquema de optimización. Dicho esquema se utiliza para invertir los parámetros elásticos de la arcilla y del querógeno debido a su variabilidad, incerteza e importancia. La utilización de las ecuaciones de CS requiere el conocimiento de las constantes elásticas de la matriz de la roca, es decir, de la roca sin relleno poral. Para ello, proponemos una extensión anisótropa novedosa del modelo de porosidad crítica de Nur et al. [1998]. Para comparar con resultados previos usamos una extensión de la fórmula heurística de Krief en la que el exponente varía en función del ángulo de propagación. Carcione et al. [2011] utilizaron un exponente  $A$  para la dirección paralela a la estratificación y un  $B$  para la dirección perpendicular a la misma. En este capítulo extendemos dicha idea considerando diferentes exponentes para cada modo de propagación y dirección, es decir, usamos un modelo de *cinco* exponentes que permite analizar el número mínimo de exponentes empíricos, necesarios para describir el comportamiento elástico de las shales. En todos los cálculos se analiza la estabilidad del modelo en función de las restricciones energéticas y se cuantifica la bondad del ajuste entre las velocidades reales y sintéticas mediante una medición adecuada del error total.

Otro tópico de interés para este trabajo será incluir en nuestros modelos la porosidad efectiva de las muestras (despreciada en otros trabajos previos tales como Vernik y Nur [1992], Vernik y Landis [1996], Carcione et al. [2011]) y de ese modo evaluar su influencia en la calidad del ajuste. Esto además nos permite analizar la factibilidad de realizar una sustitución de fluidos para reproducir los datos saturados por agua salada (salmuera) calibrando los modelos a partir de los datos secos. A partir de este exhaustivo análisis numérico, establecemos conclusiones generales sobre la precisión y eficiencia de los modelos propuestos.

## 4.3. *Descripción y selección de datos*

El set de datos usado para este estudio es una recompilación de los trabajos clásicos de [Vernik y Liu, 1997; Vernik y Landis, 1996; Vernik, 2017] y está constituido por velocidades ultrasónicas compresionales y de corte medidas en muestras de las shales Bakken, Bazhenov y Niobrara con su información composicional y petrofísica asociada, que corresponden a espesores muy diferentes entre sí. Las velocidades ultrasónicas fueron medidas a  $\theta = 0^\circ$ ,  $90^\circ$  y  $45^\circ$  siendo  $\theta$  el ángulo entre la dirección de propagación y la normal al plano de estratificación, como se definió previamente. También se dispone de información de mineralogía por difracción de rayos X e información geoquímica sobre la materia orgánica. Mayores detalles sobre el procedimiento de adquisición pueden encontrarse en los trabajos de Vernik y Landis [1996], Vernik y Liu [1997]. El primero incluye los parámetros de anisotropía de Thomsen [Thomsen, 1986], contenido de querógeno, densidad bulk y porosidad efectiva de las muestras (mediante porosímetro de  $He$ ), mientras que el segundo incluye el contenido mineral de cada muestra y sus propiedades físicas. Los datos fueron adquiridos a altas presiones de confinamiento (50 - 70 MPa) y en muestras secas y saturadas. Las formaciones seleccionadas fueron Bazhenov (Siberia Occidental), Bakken (Dakota del Norte) y Niobrara shales (Nuevo México). El motivo por el que se seleccionó este subconjunto es debido a que la técnica de modelado requiere el conocimiento de las velocidades ultrasónicas, parámetros de anisotropía, mineralogía, porosidad, densidad,

fluidos saturantes y la fracción de materia orgánica.

Según Vernik y Landis [1996] cinco grupos principales dominan la mineralogía: (1) cuarzo/feldespatos, (2) carbonatos (3) arcillas (4) hidroxiapatita y (5) pirita. Los contenidos de arcilla varían entre 20-25 % (Niobrara) a 48 % (Bazhenov). La arcilla es predominantemente representada por illita/esmectita con el porcentaje de esmectita entre el 0 y el 9 % de la roca. Debido a que las muestras fueron secadas en hornos a 80°C, el agua químicamente ligada permanecerá mientras que el agua libre y adsorbida será expulsada. Nos referiremos a la mezcla illita/esmectita/agua como *arcilla efectiva*. El contenido de materia orgánica en el set de datos varía del 5 al 50 % (en fracción volumétrica), y la porosidad efectiva entre menos de 1 % (Bakken) y 8,4 % (Niobrara). El nivel de madurez cubre predominantemente tres estadios: inmaduro, maduro, y sobremaduro (en Bakken, Bazhenov y Niobrara respectivamente).

Para nuestro análisis consideramos sólo las muestras con velocidades y coeficientes de anisotropía de Thomsen, o alternativamente  $v_p(0^\circ)$ ,  $v_p(90^\circ)$ ,  $v_{sh}(0^\circ)$ ,  $v_{sh}(90^\circ)$  y  $v_p(45^\circ)$ . Esto permite obtener los cinco módulos elásticos necesarios para describir la anisotropía de cada muestra. De esta forma, para la shale Bazhenov seleccionamos 8 mediciones en muestras secas y 5 saturadas por salmuera, que corresponden a un intervalo en profundidad de 50 m. Para la shale Bakken usamos 9 muestras secas y 1 saturada por salmuera, de un intervalo de profundidad de aproximadamente 800 m. Finalmente, para la shale Niobrara elegimos 6 muestras secas y 2 saturadas por salmuera de un intervalo de 1263 m.

#### 4.4. Descripción del modelo conceptual y del flujo de trabajo

En esta sección se describirá cómo se obtuvieron en este trabajo las distintas compliancias necesarias para obtener la compliancia de la roca compuesta mediante la fórmula (3.81). A saber,  $S^m$ ,  $S^{if}$ ,  $S^{gr}$  y  $S^\phi$ . Dado que la totalidad de los datos se miden en un mismo rango de frecuencias, para el presente análisis no introducimos efectos dispersivos en los modelos, que podrían surgir de anelasticidades, scattering y fricción del fluido viscoso. Este último efecto en particular es considerado despreciable debido a la muy baja permeabilidad de las shales. Sin embargo, la influencia de la atenuación y dispersión debería ser tomada en cuenta (ver [Valdiviezo-Mijangos y Nicolás-Lopez, 2014]) por ejemplo, en problemas de escalado [Tiwary et al., 2009], cuando se combinan datos medidos a diferentes frecuencias, para el estudio de relaciones estado-dinámicas y para simulaciones realistas de propagación de ondas.

Consideraremos la roca compuesta, de volumen total  $V$  constituida por dos partes con los siguientes volúmenes:

- volumen de *matriz de roca*  $V_m$ , formado por un agregado de minerales y poros no conectados (fluidos inmóviles).
- volumen de *relleno* o (*infill*)  $V_I$ , formado por el volumen de materia orgánica y espacio poral interconectado,

de forma que

$$V = V_m + V_I, \quad (4.1)$$

siendo

$$V_I = V_k + V_p^E, \quad (4.2)$$

el denominado *volumen de relleno poral*,  $V_p^E$  será el volumen de poros interconectados y  $V_k$  denota el volumen de querógeno. El volumen de materia orgánica  $V_k$  a su vez puede contener poros propios que podrían proveer canales de flujo para los hidrocarburos en las shales (ver Capítulo 2, o bien, Modica y Lapierre [2012]).

Teniendo en cuenta la definición de la *porosidad efectiva*  $\phi_E$

$$\phi_E = \frac{V_p^E}{V}, \quad (4.3)$$

podemos definir la *fracción del relleno*  $\phi_I$  como

$$\phi_I = \frac{V_I}{V}, \quad (4.4)$$

Resulta conveniente, como se verá más adelante, dividir la matriz de roca en dos volúmenes  $V_c$  (por “clay”, minerales de arcillas en inglés) y  $V_{nc}$  (“non-clay”, minerales no arcillosos), de la siguiente forma

$$V_m = V_c + V_{nc}, \quad (4.5)$$

y definir la *fracción de arcilla*  $\nu_c$  como

$$\nu_c = \frac{V_c}{V_m}. \quad (4.6)$$

Un esquema conceptual representativo del modelo se ilustra en la Figura 4.1. Teniendo

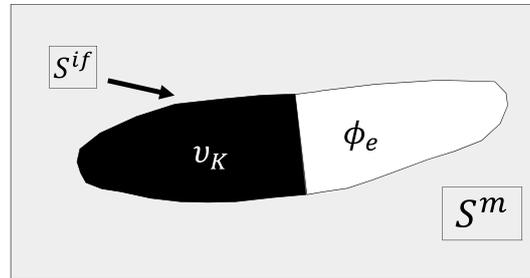


Figura 4.1: Fábrica esquemática de la roca compuesta para el modelo de shale con relleno sólido y fluido.  $S^{if}$  es la compliancia del relleno, mientras que  $S^m$  es la compliancia de la matriz. Los poros se consideran totalmente saturados por una mezcla de querógeno/fluidos libres.

información petrofísica más detallada, como la porosidad de la arcilla  $\phi_c$  o bien la porosidad orgánica  $\phi_k$ , la parametrización del modelo podría refinarse. Sin embargo estos datos son muy difíciles de medir en el laboratorio o in-situ. Entonces, para los propósitos del modelado e inversión, las arcillas saturadas serán consideradas como un sólido efectivo, que es parte de la matriz [Dvorkin et al., 2007]. Lo mismo se cumplirá para la fase del querógeno, cuyas propiedades físicas serán tratadas también como las de un medio efectivo que deberán ser determinadas.

En la Figura 4.2 se observa un diagrama conceptual completo de la shale, donde pueden observarse los diferentes volúmenes y porosidades, lo que será útil para comprender la implementación del modelo de física de rocas que será utilizado.

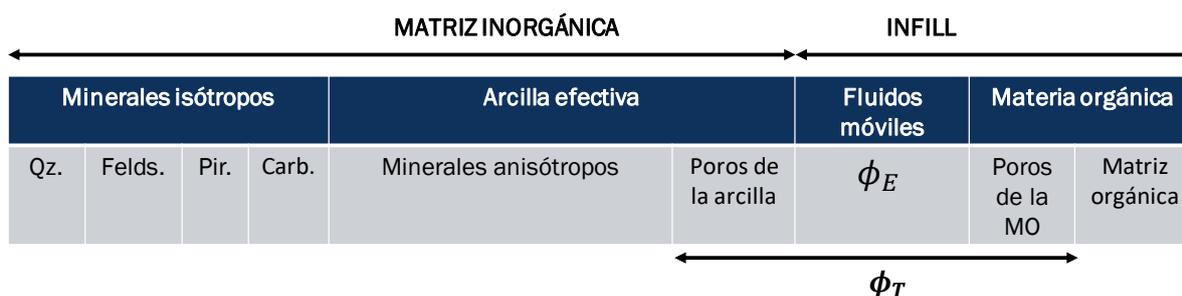


Figura 4.2: Representación esquemática del modelo conceptual de shale.

#### 4.4.1. Compliancia y densidad del grano multiminerálico

Conociendo la fracción volumétrica de cada mineral de un compuesto de  $M$  minerales  $f_i = \frac{V_i}{V_m}$ ,  $i = 1, \dots, M$  sus correspondientes módulos elásticos  $K_i, \mu_i$  y densidad  $\rho_i$ , se obtienen la elasticidad efectiva de los granos multiminerálicos y la densidad de la matriz inorgánica.

Primero, para el set de minerales isotrópicos *no-arcillosos*, el módulo isotropo equivalente  $K_{nc}, \mu_{nc}$  se obtiene usando el promedio de Hill. Luego, en notación de Voigt

$$C_{44}^{mc} = \mu_{nc} \quad \text{and} \quad C_{11}^{mc} = K_{nc} + \frac{4}{3}\mu_{nc}. \quad (4.7)$$

Segundo, el módulo isotropo efectivo dado por (4.7)  $C_{IJ}^{mc}$  se combina con las propiedades elásticas de los minerales arcillosos anisótropos  $C_{IJ}^{ec}$  usando la modificación heurística del promedio de Backus propuesta por Vernik y Liu [1997]. De esta forma obtenemos el tensor anisótropo equivalente del grano  $C_{IJ}^{gr}$  y su inversa  $S_{IJ}^{gr}$ . Esta rigidez de grano efectivo representa la contribución mineral a la anisotropía total de la shale.

La densidad del grano equivalente denotada  $\rho_{gr}$ , se calcula con la siguiente media pesada

$$\rho_{gr} = \sum_{i=1}^M \rho_i f_i. \quad (4.8)$$

Notar que en ausencia de arcilla el grano equivalente sería isotropo. Es decir, la contribución mineral a la anisotropía general del modelo está dada por la fase arcillosa.

#### 4.4.2. Compliancia y densidad del relleno poral

La utilización del modelo CS para la descripción elástica de shales orgánicas requiere una definición cuidadosa del *relleno poral*. En trabajos previos, como los de Carcione et al. [2011]; Carcione y Avseth [2015], el espacio poral se supuso totalmente relleno de querógeno sólido, despreciando la existencia de un volumen poral vacío o con fluidos. Sin embargo, como es estudiado por Vernik y Milovac [2011] y otros trabajos, las velocidades en las shales orgánicas son sensibles a la porosidad, de forma que nuestro objetivo es introducir este parámetro en nuestro modelo. Esquemáticamente, puede ilustrarse a la roca conceptualmente como se muestra en la Figura 4.1, en la cual se observa que los poros se consideran totalmente ocupados por una mezcla de querógeno/fluidos libres. La fracción volumétrica del querógeno, cuyo volumen hemos denotado como  $V_k$  sobre la

fracción sólida de roca la denotaremos  $K'$ , y se calcula a partir de la siguiente relación [Vernik, 2017]

$$K' = \frac{V_k}{V_s} = \frac{COT\rho_{gr}}{C_k\rho_k} \quad (4.9)$$

donde hemos denominado  $V_s = V_m + V_k$  y  $\rho_{gr}$ ,  $\rho_k$  y  $C_k$  hacen referencia a la densidad del grano sólido de la roca y a la densidad del querógeno, respectivamente. La concentración de carbono en la materia orgánica sólida  $C_k$  se relaciona con la madurez de la misma y en general puede variar entre 0.65-0.9 [Vernik, 2017]. La fracción de querógeno sobre la fracción bulk de roca será

$$\nu_k = \frac{V_k}{V} = K'(1 - \phi_T), \quad (4.10)$$

donde  $\phi_T$  denota la *porosidad total* de la roca. Estas definiciones (4.9)-(4.10) dan por sobreentendido que el querógeno compone la fase sólida de la roca y que la roca, a su vez, está constituida por dos fases, una sólida y otra fluida que rellena los poros, sin importar la forma de estos o su conectividad. Es decir que el volumen bulk de la roca es igual al volumen sólido más el volumen poral

$$V = V_s + V_P, \quad (4.11)$$

sin embargo, debido a que no poseemos los valores de porosidad total de las muestras utilizadas para este trabajo, utilizaremos una definición levemente modificada pero equivalente. Para nuestro modelado consideraremos que:

1. La porosidad aislada de la roca (constituida por los poros no conectados) es parte de la matriz
2. El querógeno es parte del relleno poral y no de la matriz solida de la roca

La primer hipótesis se corresponde con la de un medio poroelástico según la teoría de la poroelasticidad [Biot, 1962], mientras que la segunda constituye la hipótesis central del modelo de física de rocas adoptado para este trabajo. Los efectos de esta conceptualización repercuten en las definiciones mencionadas previamente de la siguiente forma: el volumen bulk de roca estará conformado por

$$V = V_m + V_p^E + V_k \quad (4.12)$$

siendo  $V_m$  el volumen de matriz sólida mineral que contiene, si hubiera, los poros no conectados. De forma que, la definición de  $\nu_k$  dada por (4.10) será equivalente a

$$\nu_k = K(1 - \phi_I) \quad (4.13)$$

donde la fracción  $K$  se define como

$$K = \frac{V_k}{V_m} \quad (4.14)$$

Por lo que, reemplazando (4.4) en (4.13) quedará

$$\nu_k = K \left( \frac{1 - \phi_E}{1 + K} \right) \quad (4.15)$$

Por lo expuesto en la sección 2.2.3 y teniendo en cuenta que el querógeno es una sustancia amorfa que puede considerarse como un sólido poroso [Vernik y Nur, 1992], la compliancia efectiva del relleno poral  $\mathbf{S}_{if}$  de aquí en más se modelará usando el promedio de los límites clásicos de Hashin-Shtrikman-Walpole [Mavko et al., 2020] para una mezcla de querógeno/fluido con fracciones volumétricas locales definidas como

$$f_k = \frac{V_k}{V_I} = \frac{\nu_k}{(\nu_k + \phi_E)} \quad f_f = \frac{V_p^E}{V_I} = \frac{\phi_E}{(\nu_k + \phi_E)}. \quad (4.16)$$

donde se asume que los fluidos móviles ocupan el volumen poral efectivo. Para muestras secas, el fluido es aire ( $K_{air} = 0,1$  GPa,  $\mu_{air} = 0$  y  $\rho_{air} = 10^{-1}$  kg/m<sup>3</sup>) y en el caso saturado, el fluido será salmuera ( $K_{salm} = 2,25$  GPa,  $\mu_{salm} = 0$  y  $\rho_{salm} = 1050$  kg/m<sup>3</sup>). Los valores iniciales para las propiedades elásticas del querógeno fueron tomados de Vernik [2017] y se muestran en la Tabla 4.1.

Dada la densidad del querógeno  $\rho_k$  y la densidad del fluido saturante  $\rho_f$ , la densidad del relleno, denotada  $\rho_I$ , se calcula de la forma

$$\rho_I = \rho_k f_k + \rho_f f_f \quad (4.17)$$

### 4.4.3. Densidad de la roca compuesta

La densidad bulk de la roca compuesta  $\rho_b$  será calculada a partir de

$$\rho_b = (1 - \phi_T)(1 - K)\rho_{gr} + \nu_k\rho_k + \phi_T\rho_{fl} \quad (4.18)$$

donde  $\phi_T$  es la porosidad total de la roca y es igual a la suma de la porosidad efectiva  $\phi_E$  (poros interconectados) y porosidad no-efectiva  $\phi_{NE}$  (poros aislados).

### 4.4.4. Compliancia de la matriz

La compliancia elástica de la matriz de la roca ( $S^m$ ) puede ser calculada usando diferentes modelos anisótropos o bien a partir de mediciones de velocidad sobre la roca seca (sin relleno poral). Por ejemplo, Xu et al. [2005] proponen usar una aproximación que denominan *anisotropic dry-rock* (basado en Keys y Xu [2002]), Zhao et al. [2016] usa un esquema de modelo efectivo diferencial anisótropo y Carcione et al. [2011] propone una extensión anisótropa de las fórmulas heurísticas de Krief et al. [1990]. Como vimos en el capítulo previo, Shapiro y Kaselow [2005] proponen un modelo basado en formalismos proelásticos para obtener la compliancia de una matriz anisótropa y dependiente de la presión (que será utilizado más adelante).

En este capítulo proponemos una extensión anisótropa novedosa del modelo de *porosidad crítica* propuesto por Nur et al. [1998]. Para comparar con resultados previos usamos una extensión de la *fórmula heurística de Krief* considerando diferentes exponentes para cada modo de propagación y según cada dirección, es decir, usamos un modelo de *cinco* exponentes, como se desarrolla a continuación.

#### Modelo de porosidad crítica generalizada

El modelo de porosidad crítica se basa en la observación de que para la mayoría de los materiales porosos hay un valor límite de porosidad para el cual el comportamiento

mecánico del agregado es el de una suspensión [Nur et al., 1998; Mavko et al., 2009]. Más allá de este valor, denominado *porosidad crítica*  $\phi_c$  el módulo de bulk y de corte pueden estimarse usando el promedio de Reuss. Esto significa que para porosidades mayores que  $\phi_c$  la roca simplemente se “deshace” y el relleno soporta la carga. Para porosidades menores que  $\phi_c$ , los granos minerales soportan la carga y el módulo decrece linealmente del valor mineral a porosidad cero al de la suspensión a porosidad crítica. En el caso isótropo puede expresarse mediante las siguientes funciones lineales [Nur et al., 1998; Mavko et al., 2009]

$$K_m = K^{gr} \left(1 - \frac{\phi}{\phi_c}\right) \quad , \quad \mu_m = \mu^{gr} \left(1 - \frac{\phi}{\phi_c}\right) \quad (4.19)$$

donde  $K^{gr}, \mu^{gr}$  son los módulos elásticos de los granos (isótropos). Una extensión anisótropa de dicho modelo que, a nuestro conocimiento, nunca ha sido usada previamente, naturalmente tendría la forma

$$C_{IJ}^m = C_{IJ}^{gr} \left(1 - \frac{\phi}{\phi_c}\right) \quad (4.20)$$

siendo  $C_{IJ}^{gr}$  la rigidez del grano mineral. De esta forma, en este modelo de matriz solo la anisotropía mineral contribuye a la anisotropía total de la roca. De aquí en más usamos una *porosidad crítica “generalizada”*  $\phi_c^*$ , diferente de la clásica, asociada a la fracción de relleno total  $\phi_I$  dada por (4.4), es decir,

$$C_{IJ}^m = C_{IJ}^{gr} \left(1 - \frac{\phi_I}{\phi_c^*}\right). \quad (4.21)$$

Así la calibración del modelo de roca compuesta para este caso implica encontrar únicamente un parámetro de ajuste  $\phi_c^*$ , de forma que puede ser considerado menos costoso que la generalización anisótropa del modelo de Krief, que presentaremos a continuación. De aquí en más, la combinación del modelo de Ciz y Shapiro (CS) con este nuevo modelo de matriz anisótropa será denotada *GCP-CS*, (por sus siglas en inglés).

### Modelo de Krief generalizado

Krief et al. [1990], en su paper clásico, presentaron un modelo heurístico sencillo para explicar la relación velocidad-porosidad en rocas sedimentarias limpias isótropas, de la forma:

$$K_m = K^{gr} (1 - \phi)^{\frac{A}{(1-\phi)}} \quad , \quad \mu_m = \mu^{gr} (1 - \phi)^{\frac{A}{(1-\phi)}} \quad (4.22)$$

donde  $A$  es una constante empírica (generalmente se adopta  $A = 3$ ). Aunque las shales contienen una fracción importante de minerales arcillosos sus velocidades muestran una dependencia similar, decreciente con la porosidad. Carcione et al. [2011] propusieron una extensión anisótropa de las fórmulas de Krief variando el exponente como una función del ángulo de propagación. Un exponente  $A$  asociado con la dirección paralela a la estratificación y otro  $B$  con la dirección perpendicular, encontrando que  $A < B$ . Este modelo también fue aplicado por Carcione y Avseth [2015] y Bokhonok y Ravazzoli [2014, 2016]. Aunque este método dio aproximaciones razonables a las velocidades de las shales de las formaciones Bakken y Kimmeridge, la elección del número de parámetros de ajuste merece un análisis mayor. Es más, la elección del exponente asociado a  $C_{13}$  en Carcione et al. [2011] y Carcione y Avseth [2015] parece algo arbitraria. De hecho como se discute en la sección 4.6, una pobre parametrización podría resultar en errores significativos, en particular para velocidades de ondas de corte. Esto nos alentó a considerar un método

más general utilizando diferentes exponentes para cada coeficiente de la compliancia, es decir, proponemos un modelo de cinco exponentes de la forma

$$\begin{aligned}
C_{11}^m &= C_{11}^{gr} (1 - \phi_I)^{\frac{A}{(1-\phi_I)}} \\
C_{33}^m &= C_{33}^{gr} (1 - \phi_I)^{\frac{B}{(1-\phi_I)}} \\
C_{66}^m &= C_{66}^{gr} (1 - \phi_I)^{\frac{C}{(1-\phi_I)}} \\
C_{44}^m &= C_{44}^{gr} (1 - \phi_I)^{\frac{D}{(1-\phi_I)}} \\
C_{13}^m &= C_{13}^{gr} (1 - \phi_I)^{\frac{E}{(1-\phi_I)}},
\end{aligned} \tag{4.23}$$

siendo  $A, B, C, D$  y  $E$  constantes empíricas (adimensionales) a ser determinadas. El factor  $(1 - \phi)^{\frac{x}{(1-\phi)}}$  puede ser pensado como una representación de la anisotropía de fábrica mientras que  $C_{IJ}^{gr}$  representa la anisotropía mineral de la roca. Uno de los objetivos de este trabajo es evaluar si un modelo de dos exponentes es suficiente para describir la anisotropía medida en las muestras o si es necesario un modelo de cinco exponentes. De aquí en más, la combinación del modelo de Ciz and Shapiro (CS) con este modelo de matriz anisótropa será denotado *GK-CS* (por sus siglas en inglés).

Por lo tanto, el flujo de trabajo propuesto para la calibración de los modelos anisótropos descriptos se sintetiza a continuación:

1. Obtener  $S_{IJ}^m, S_{IJ}^{gr}, S_{IJ}^{if}, S_{IJ}^\phi$ .
2. Reemplazar  $S_{IJ}^m, S_{IJ}^{gr}, S_{IJ}^{if}, S_{IJ}^\phi$  en (3.81) y obtener  $S_{IJ}^*$ .
3. Invertir  $S_{IJ}^*$  y obtener  $C_{IJ}^*$ .
4. Usar  $C_{IJ}^*$  y  $\rho_b$  (ec. (4.18)) para obtener las velocidades según las ecuaciones (3.35a) a (3.35c).

#### 4.5. Optimización de parámetros

El modelo descrito previamente permite calcular las velocidades de ondas de corte y compresionales de una roca generadora (o shale) si las propiedades físicas de la arcilla-efectiva, de los minerales isotropos, del querógeno, las fracciones volumétricas y la porosidad de las muestras y los parámetros empíricos del modelo son conocidos. Las propiedades de la fase isotropa-inorgánica, sus fracciones y la porosidad de las muestras de roca pueden ser conocidas con suficiente precisión. Sin embargo, las propiedades de la arcilla efectiva  $\rho_{ec}$  y  $C_{IJ}^{ec}$  y las del querógeno  $\rho_k, K_k, \mu_k$  son difíciles de medir en el laboratorio y aún más in-situ. Para estimar estos parámetros puede utilizarse un procedimiento de inversión como veremos a continuación. Mediante un esquema de optimización no lineal multivariado con restricciones de borde utilizando el algoritmo *Subspace Trust Interior Reflective* propuesto por Branch [1996] y desarrollado en el paquete *SciPy* [Jones et al., 2001], pueden encontrarse los parámetros óptimos minimizando la función de costo escalar  $Q$

$$Q = \sum_{k=1}^N \left\| L^{(k)} \right\|_2^2 \tag{4.24}$$

en la que

$$L^{(k)} = \begin{pmatrix} \hat{v}_P^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(90^\circ) \\ \hat{v}_P^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(0^\circ) \\ w_s(\hat{v}_S^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_S^{(k)}(0^\circ)) \\ w_s(\hat{v}_{SH}^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_{SH}^{(k)}(90^\circ)) \\ w_o(\hat{v}_P^{(k)}(45^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(45^\circ)) \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

donde  $\|\cdot\|_2^2$  es la norma  $L2$ — al cuadrado del vector  $L$  (el vector de diferencias entre las velocidades modeladas  $\hat{v}$  y las medidas  $v$ ). Para cada shale,  $N$  es el número de muestras elegidas (esto es, con cinco mediciones independientes). El vector  $\mathbf{m}$  es el de los parámetros a optimizar (comprende los coeficientes elásticos de la arcilla efectiva, del querógeno y los parámetros relacionados con el modelo de matriz (GCP o GK)). Los coeficientes  $w_s$  y  $w_o$  son pesos numéricos que se agregan para considerar las diferentes precisiones en las mediciones [Vernik y Landis, 1996]. Usualmente una precisión del  $\pm 1\%$  es considerada en las mediciones de onda P y de  $\pm 2\%$  para la onda S [Johnson y Rasolofosaon, 1996; Deng et al., 2009], con lo cual se tomará  $w_s = 0,75$  para el cómputo. A su vez, se introduce el parámetro  $w_o = 0,5$  para considerar la dificultad que presenta, en la práctica, extraer una muestra a  $45^\circ$  de la laminación. Este pequeño error en el ángulo de extracción puede tener un efecto significativo sobre el parámetro de Thomsen  $\delta$  y consecuentemente sobre  $v_p(45^\circ)$ , de forma que debe tenerse especial cuidado al usar  $v_p(45^\circ)$  en un modelo.

Para los parámetros del modelo se muestran en la Tabla 4.1 los valores iniciales utilizados (v.i.). Para definir los rangos de valores admisibles para las propiedades elásticas de la arcilla efectiva se realizó una búsqueda exhaustiva en la bibliografía de referencia [Mavko et al., 2020; Vernik, 2017; Carcione et al., 2011; Zhao et al., 2016; Bayuk et al., 2008a; Wang et al., 2001; Katahara, 1996] lo que arrojó límites sobre  $C_{33}^{ec}$  y sobre  $C_{44}^{ec}$  entre 5 – 60 GPa, para  $C_{11}^{ec}$  y sobre  $C_{66}^{ec}$  entre 5 – 70 GPa y para  $C_{13}^{ec}$  entre 5 – 65 GPa. Para la densidad de la arcilla  $\rho_{ec}$  definimos un rango entre 2300 – 2800 kg/m<sup>3</sup>. Del mismo modo se buscó en la bibliografía límites razonables para las propiedades del querógeno [Carcione et al., 2011; Mavko et al., 2020; Vernik, 2017; Zhao et al., 2016; Yan y Han, 2013], lo que arrojó límites entre 2,7 – 5 GPa para  $K_k$  y entre 1,75 – 4,4 GPa para  $\mu_k$ . A la densidad del querógeno se le permitió variar entre 1100 – 1500 kg/m<sup>3</sup>.

Para cada iteración se verificó la estabilidad de la solución hallada en términos de las restricciones energéticas de un medio VTI, dadas por las ecuaciones (3.21). El proceso de inversión y modelado se resume en la Figura 4.3. Una vez optimizados los parámetros del modelo se procede a obtener las velocidades sintéticas  $\hat{v}_p(0^\circ)$ ,  $\hat{v}_p(90^\circ)$ ,  $\hat{v}_s(0^\circ)$ ,  $\hat{v}_{sh}(90^\circ)$ ,  $\hat{v}_p(45^\circ)$  y, adicionalmente,  $v_{sv}(45^\circ)$ .

Luego, la calidad general del modelo se analiza utilizando un error relativo cuadrático medio general, que consiste en el promedio de los errores relativos respecto a los seis modos de propagación y tiene la forma

$$\bar{E} = 100 \times \sqrt{\frac{1}{6N} \sum_{k=1}^N \left\| M^{(k)}(\mathbf{m}) \right\|_2^2}, \quad (4.26)$$

Fase	$C_{33}(=M)$	$C_{11}(=M)$	$C_{44}(=\mu)$	$C_{66}(=\mu)$	$C_{13}(=\lambda)$	$\rho$
Cuarzo	95.6	95.6	44.0	44.0	7.6	2650
Calcita	108.9	108.9	29.0	29.0	50.9	2530
Feldespato	57.5	57.5	15.0	15.0	27.5	2640
Pirita	324	324	132.5	132.5	59	4930
Hidrox.-Apatita	164.8	164.8	60.7	60.7	43.4	3220
Ilita (v.i.)	33.4	53.4	8.5	12.7	21.0	2600
Querógeno (v.i.)	9.5	9.5	4.2	4.2	1.4	1250

Tabla 4.1: Valores iniciales (v.i.) para el querógeno y los minerales arcillosos y no-arcillosos. Tomados de [Vernik, 2017] y [Mavko et al., 2009]. Los módulos elásticos  $C_{IJ}$  están en GPa, mientras que  $\rho$  está en  $\text{kg/m}^3$ . Los coeficientes  $\mu$  y  $\lambda$  denotan los coeficientes de Lamé para minerales isótropos y  $M = \lambda + 2\mu$  el módulo de onda plana.

Formación	$\nu_c$	$\nu_K$	$\bar{\phi}_e$	$\epsilon$	$\gamma$	$\delta$
Bakken	31	23.78	1	0.31	0.31	0.14
Bazhenov	48	12.61	3	0.43	0.34	0.27
Niobrara	25	3.76	6	0.18	0.19	0.1

Tabla 4.2: Propiedades promedio de las tres formaciones consideradas. Los valores se expresan en porcentajes excepto los parámetros de Thomsen  $\epsilon, \gamma$  y  $\delta$ .

siendo

$$M^{(k)}(\mathbf{m}) = \begin{pmatrix} \left( \hat{v}_P^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(90^\circ) \right) / v_P^{(k)}(90^\circ) \\ \left( \hat{v}_P^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(0^\circ) \right) / v_P^{(k)}(0^\circ) \\ \left( \hat{v}_S^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_S^{(k)}(0^\circ) \right) / v_S^{(k)}(0^\circ) \\ \left( \hat{v}_{SH}^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_{SH}^{(k)}(90^\circ) \right) / v_{SH}^{(k)}(90^\circ) \\ \left( \hat{v}_P^{(k)}(45^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(45^\circ) \right) / v_P^{(k)}(45^\circ) \\ \left( \hat{v}_{SV}^{(k)}(45^\circ, \mathbf{m}) - v_{SV}^{(k)}(45^\circ) \right) / v_{SV}^{(k)}(45^\circ) \end{pmatrix}. \quad (4.27)$$

Este error tiene la ventaja de ser independiente de la escala y, por lo tanto, es muy útil para comparar el rendimiento del modelado contra datos de diferentes magnitudes [Hyndman y Koehler, 2006].

#### 4.6. Resultados

En esta sección evaluamos el flujo de trabajo de modelado e inversión delineado en las secciones previas usando los datos de velocidad medidos en las shales Bakken, Bazhenov y Niobrara. Algunos parámetros importantes de estas shales se muestran en la Tabla 4.2, incluyendo el contenido promedio de arcilla y querógeno, porosidad efectiva promedio y parámetros de anisotropía de Thomsen  $\epsilon, \gamma$  y  $\delta$ . Para el proceso de optimización sólo se utilizaron los datos secos. Uno de los motivos para esta selección yace en que la inclusión de datos saturados arrojó algunos resultados inestables. Otro motivo es que también se intenta evaluar si el flujo de trabajo propuesto es viable para un esquema de sustitución de fluidos, es decir si el modelo *seco* optimizado reproduce los datos saturados al cambiar el fluido en el relleno. En las Figuras 4.4 a 4.6 se muestran, a la izquierda, las velocidades

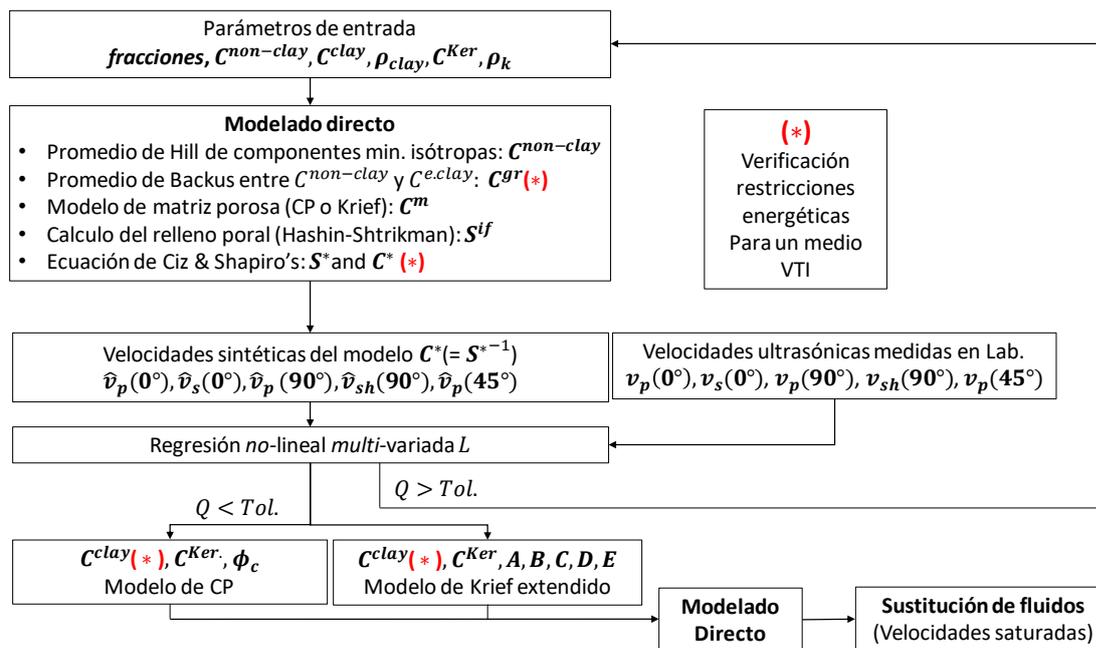


Figura 4.3: Flujo de trabajo para el modelado y ajuste de velocidades. En negrita se denota salida de cada paso. La abreviación *TOL.* denota umbral de tolerancia para la variación de la función de costo luego de cada iteración.

	Parámetros optimizados															$\bar{E}$	
	Arcilla efectiva					Exponentes de Krief					Querógeno						
Formation	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{11}$	$C_{66}$	$C_{13}$	$\rho_c$	$A$	$B$	$C$	$D$	$E$	$K_k$	$\mu_k$	$\rho_k$	DRY	SAT	
Bakken	34.4	11.6	36.6	11.4	18	2600	1.8	5.1	1.6	4.7	2.8	5	4.4	1100	<b>4.87</b>	<b>4.72</b>	
Bazhenov	26.7	16.5	46.6	21.6	7.1	2600	1.9	3.8	2.3	5.4	1.2	5	4.4	1500	<b>4.4</b>	<b>4.7</b>	
Niobrara	30.7	19.3	54.7	39.9	14	2600	3.5	3.6	3.5	5	8.4	2.7	4.4	1500	<b>3.73</b>	<b>8.76</b>	

Tabla 4.3: Valores optimizados para el modelo GK-CS. Los valores de  $A, B, C, D$  y  $E$  son adimensionales.  $C_{IJ}^{ec}$ ,  $K_k$  y  $\mu_k$  están en GPa.  $\rho_k$  y  $\rho_{clay}$  se exhiben en  $\text{Kg}/\text{m}^3$ . Las últimas dos columnas muestran los errores promedio  $\bar{E}$  para los datos secos y saturados de cada formación respectivamente.

*continuas* (con líneas sólidas) calculadas con el modelo GCP-CS y a la derecha, con el modelo GK-CS en función de la fracción de relleno  $\phi_I$  junto con los datos experimentales. Para construir este modelo continuo se toma la porosidad promedio de cada formación  $\bar{\phi}_e$ , es decir,  $\phi_I = \nu_k + \bar{\phi}_e$  variando  $\nu_k$  y de esta manera analizar la dependencia de las velocidades al contenido de materia orgánica. Para construir el modelo saturado continuo el fluido se cambia de aire a salmuera, modificando  $\mathbf{S}^{if}$  en la ecuación (3.81) como se explicó previamente. La Figura 4.7 muestra las velocidades continuas considerando saturación con salmuera en los modelos GCP-CS y GK-CS contra los datos saturados, utilizando líneas discontinuas para el modelo GK-CS y continuas para el modelo GCP-CS. Puede observarse que para una sustitución fluida ambos modelos a primera vista funcionan similarmente. Los parámetros optimizados se resumen en las Tablas 4.3 y 4.4 para las tres formaciones.

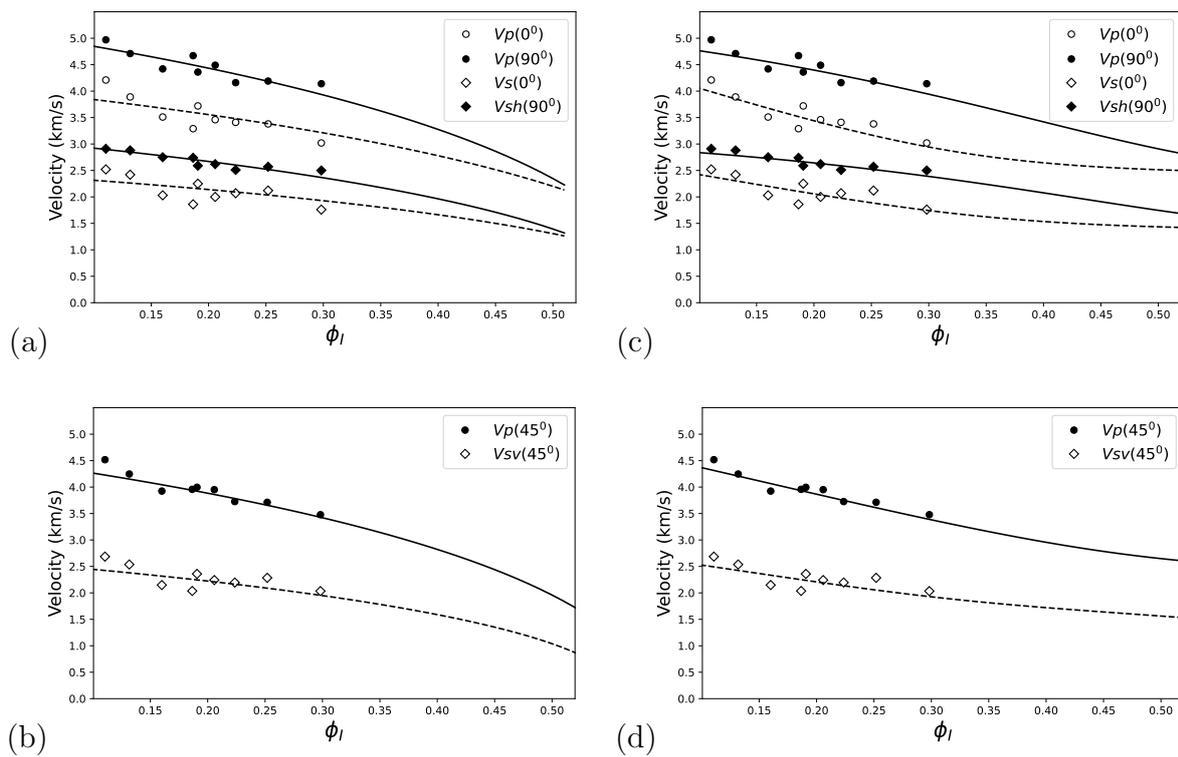


Figura 4.4: Las figuras (a) y (b) muestran las velocidades continuas del modelo *GCP-CS* en función de la fracción de relleno y las velocidades medidas para la formación **Bakken**. El modelo se optimiza para una porosidad crítica de  $\phi_c^* = 52\%$  arrojando un error de  $\bar{E} = 14,3\%$ . Análogamente, (c) y (d) muestran las velocidades continuas del modelo *GK-CS* arrojando un error de  $\bar{E} = 13,2\%$ . El conjunto de datos corresponde al caso **seco**.

### 4.6.1. Modelo de Krief generalizado combinado con Ciz-Shapiro

En esta sección analizamos los resultados obtenidos usando el modelo GK-CS. De la Tabla 4.3 surge que el error  $\bar{E}$  permanece en cada caso por debajo del 5 % para los datos secos. Esto representa una mejora del ajuste del 36 % comparado con el modelo de dos exponentes con una matriz *mono*-minerálica utilizado por Carcione et al. [2011]. Una clave para considerar un modelo de cinco exponentes fue el hecho de que para las formaciones de Bazhenov y Niobrara si solo se optimizaban dos exponentes, los valores de  $v_{sh}(0^\circ)$  y  $v_{sh}(90^\circ)$  se subestimaban, incluso considerando una matriz *multi*-minerálica. La figura resultante de dicho ajuste no se muestra por brevedad. Incluyendo no solo querógeno sino porosidad efectiva en el relleno hemos podido realizar un procedimiento de sustitución fluida para reproducir los datos saturados cambiando el fluido de aire a salmuera. Los errores calculados  $\bar{E}$  se mantienen, en todos los casos, por debajo del 9 % lo que resulta en un indicador de la bondad del ajuste alcanzado. Si se ignora la porosidad efectiva como en Carcione et al. [2011] encontramos que en todos los casos nuestro ajuste sobre los datos secos empeora, incluso para una formación con porosidad efectiva tan baja como la Bakken (del orden del 1 %). A su vez, despreciar la porosidad efectiva hace que sea imposible realizar una sustitución fluida, con lo cual no vemos la practicidad de desechar esta propiedad tan importante de la roca.

Por otro lado, esta bondad de ajuste puede alcanzarse si al menos se usan 3 exponentes incluso para una formación con anisotropía débil como la Niobrara ya que, para esta formación,  $A$ ,  $B$  y  $C$  son prácticamente iguales (ver Tabla 4.3). Es más, para esta formación GCP-CS honra los datos con un error  $\bar{E}$  un 32 % menor que GK-CS. Esto es porque GK-CS subestima  $v_p(45^\circ)$  y sobreestima  $v_{sv}(45^\circ)$  como puede verse en la Figura 4.6(d). Para la formación Bakken and Bazhenov vemos que el número de exponentes no puede reducirse de 5.

El procedimiento de optimización para los 14 parámetros invertidos de este modelo ( $A, B, C, D, E, C_{IJ}^{ec}, \rho_{ec}, K_k, \mu_k$  y  $\rho_k$ ) requirió 35, 18 y 21 evaluaciones de la función de costo  $Q$  para las formaciones Bazhenov, Bakken y Niobrara respectivamente.

### 4.6.2. Modelo de porosidad crítica generalizada combinado con Ciz-Shapiro

Aquí nos enfocaremos en los resultados del modelo GCP-CS. De la Tabla 4.4 surge que el error  $\bar{E}$  supera sólo para la formación Bakken el 5 % para los datos secos mientras que en el resto de las formaciones se mantiene por debajo de ese valor. Debido a que no existe registro a nuestro conocimiento del uso de un modelo de porosidad crítica anisótropo no podemos comparar nuestros resultados con trabajos previos. En cambio, consideramos un modelo *multi*-minerálico simplificado usando los valores iniciales de la Tabla 4.1 para la arcilla efectiva y para el querógeno y optimizamos sólo  $\phi_c^*$  para comparar. Encontramos que el error  $\bar{E}$  alcanzó valores de 9,46 %, 7,73 % y 7,05 % para las formaciones Bazhenov, Bakken y Niobrara respectivamente. Esto significa que optimizar  $C_{IJ}^{ec}, \rho_{ec}, K_k, \mu_k$  y  $\rho_k$  representa una mejora del 55 %, 33 % y 64 % respecto del modelo simplificado.

Usando los parámetros físicos optimizados tanto para la arcilla efectiva como para el querógeno, el procedimiento de sustitución fluida permitió modelar razonablemente las velocidades saturadas tal y como muestra la Tabla 4.4 en este caso con errores  $\bar{E}$  en el rango de entre 5 y 8 %. Si se ignora la porosidad efectiva para comparar, encontramos

Formación	Parámetros optimizados											$\bar{E}$	
	Arcilla efectiva						Querógeno						
	$\phi_c^*$ %	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{11}$	$C_{66}$	$C_{13}$	$\rho_c$	$K_k$	$\mu_k$	$\rho_k$	SECOS	SAT	
Bakken	52	21	7.6	44	15.6	16.2	2600	2.7	1.75	1500	<b>5.19</b>	<b>7.37</b>	
Bazhenov	42	25.8	12.4	61.6	25.8	10.4	2700	2.7	1.75	1100	<b>4.23</b>	<b>5.8</b>	
Niobrara	30	32.2	14.6	70	44	11	2600	2.7	1.75	1200	<b>2.54</b>	<b>7.81</b>	

Tabla 4.4: Valores optimizados para el modelo *GCP-CS*. Los valores de  $C_{IJ}^{ec}$ ,  $K_k$  y  $\mu_k$  están en GPa.  $\rho_k$  y  $\rho_{clay}$  se muestran en  $\text{Kg}/\text{m}^3$ . Las últimas dos columnas muestran los errores promedio  $\bar{E}$  para los datos secos y saturados de cada formación respectivamente.

que los errores  $\bar{E}$  se deterioran en todos los casos, a excepción de la formación Bakken que se mantiene prácticamente idéntico. Esto es porque la formación Bakken posee una porosidad interconectada del orden del 1%. Probamos si esta simplificación podría ser extendida a las formaciones Niobrara y Bazhenov (de mayor porosidad efectiva) y encontramos que ignorando el efecto de la porosidad efectiva empeora el ajuste de los datos secos significativamente. Con lo cual, así como para el modelo GK-CS encontramos que despreñar la porosidad efectiva puede resultar en desacuerdo significativo con los datos experimentales, incluso para formaciones con escasa porosidad efectiva como las que se estudian aquí.

Una revisión de la bibliografía existente revela que los valores de porosidad crítica para arenas-arcillosas son usualmente mayores que para las arenas limpias [Blangy et al., 1993]. Basándonos en esta observación esperábamos encontrar valores mayores de porosidad crítica a mayor contenido de arcilla. Nuestros resultados mostraron, en cambio, que se encontraron a mayor contenido de querógeno (ver Tablas 4.2 y 4.4). Esto podría relacionarse con el hecho de que los materiales orgánicos sólidos son usualmente más blandos que los minerales presentes en las shales [Sayers et al., 2015]. Es decir, que el querógeno genera el mismo efecto que el de los minerales de arcilla en las areniscas incrementando su efectividad de compactación. Este resultado debería validarse con otros estudios. El procedimiento de optimización para los 10 parámetros invertidos de este modelo ( $\phi_c^*$ ,  $C_{IJ}^{ec}$ ,  $\rho_{ec}$ ,  $K_k$ ,  $\mu_k$  y  $\rho_k$ ) requirió 12, 13 y 21 evaluaciones de la función de costo  $Q$  para las formaciones Bazhenov, Bakken y Niobrara respectivamente. En términos generales, es notable la economía computacional de este modelo sobre el modelo GK-CS.

#### 4.7. Conclusiones del Capítulo

En este capítulo presentamos un análisis exhaustivo respecto de la aplicación de la teoría propuesta por Ciz y Shapiro [2007] combinada con nuevos modelos empíricos de matriz, para modelado e inversión de velocidades ultrasónicas en shales orgánicas. Remarcamos la conveniencia de utilizar estos modelos semi-empíricos que permiten una calibración numérica fácil y óptima entre los datos y los modelos. Para testear la metodología utilizamos datos de dominio público medidos en muestras secas y saturadas de las shales Bakken, Bazhenov and Niobrara, usando la descripción detallada para cada una.

Con la información disponible pudimos modelar y ajustar las velocidades introduciendo dos metodologías empíricas; uno haciendo foco en la anisotropía intrínseca de los

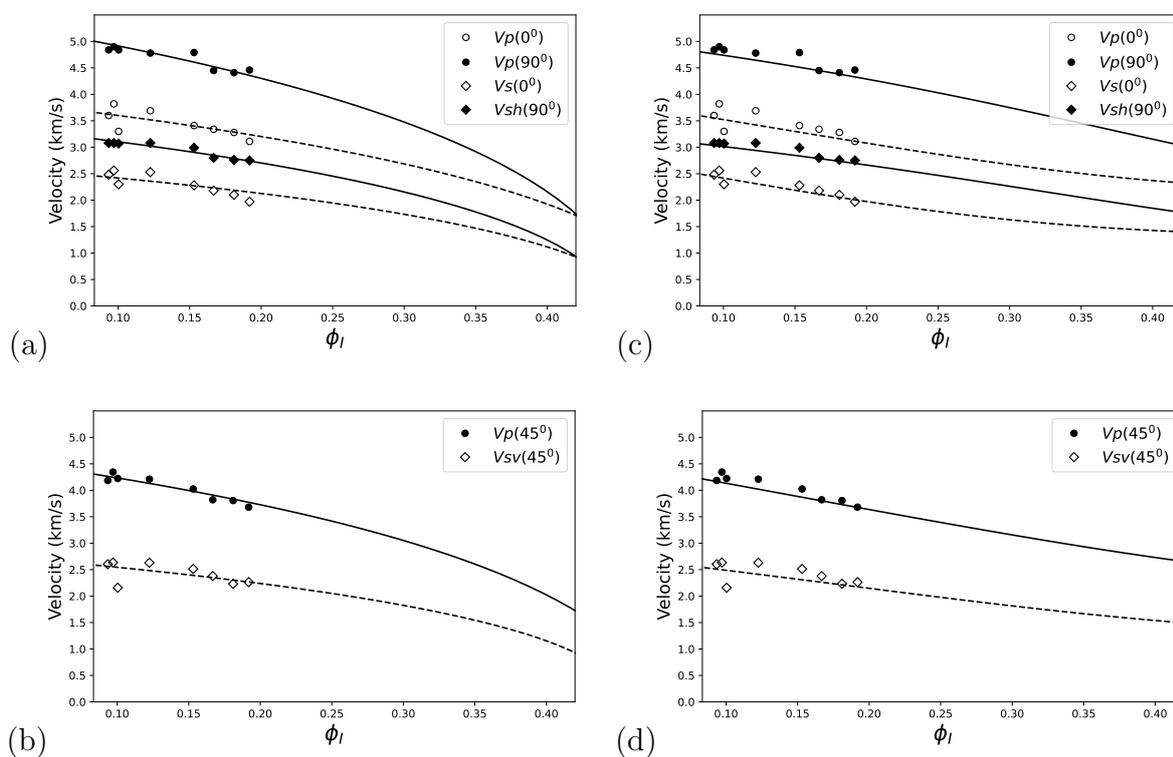


Figura 4.5: Las figuras (a) y (b) muestran las velocidades continuas del modelo GCP-CS como función de la fracción de relleno versus velocidades medidas para la formación **Bazhenov**. El modelo es óptimo para un valor de porosidad crítica de  $\phi_c^* = 42\%$  arrojando un error de  $\bar{E} = 10,21\%$ . (c) y (d) muestran las velocidades continuas del modelo GK-CS que arrojan un error  $\bar{E} = 9,7\%$  El set de datos corresponde al **caso seco**.

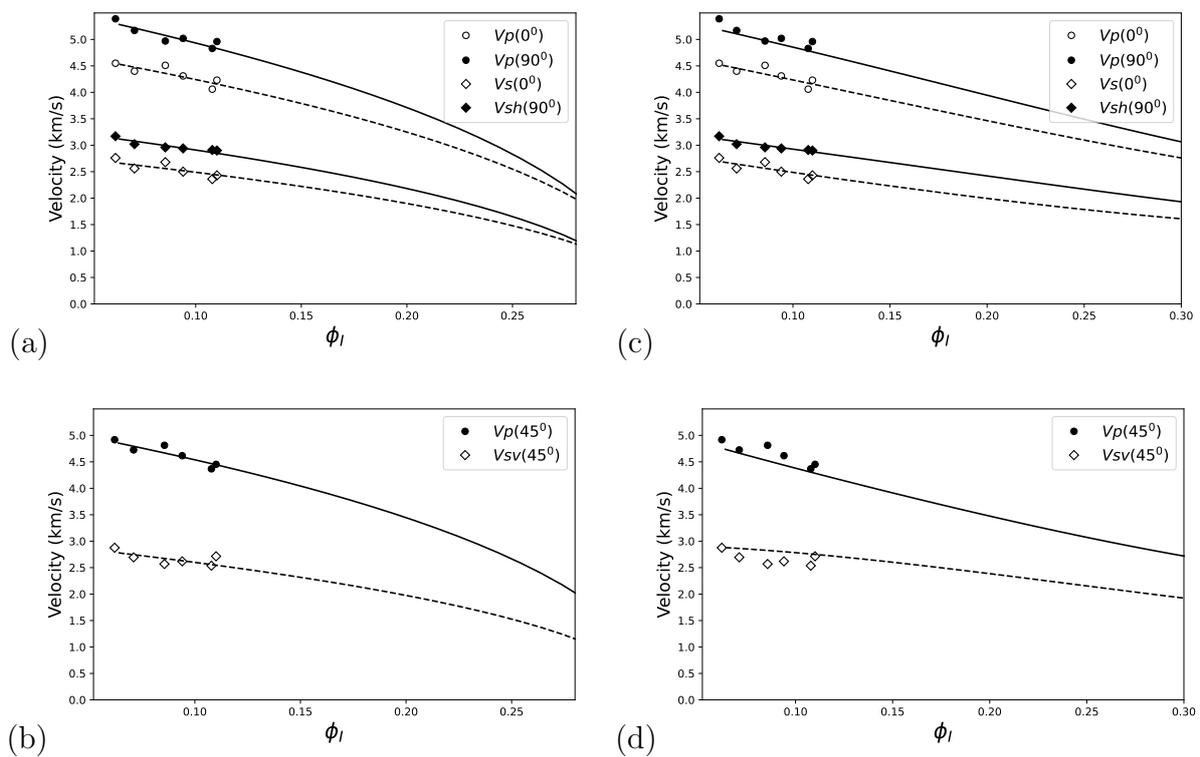


Figura 4.6: Las figuras (a) y (b) muestran las velocidades continuas del modelo GCP-CS en función del relleno versus las velocidades medidas para la formación **Niobrara**. El modelo es óptimo para un valor de porosidad crítica de  $\phi_c^* = 30\%$  arrojando un error  $\bar{E} = 5,93\%$ . (c) y (d) muestran las velocidades continuas del modelo GK-CS arrojando un error de  $\bar{E} = 8,1\%$ . El set de datos corresponde al **caso seco**.

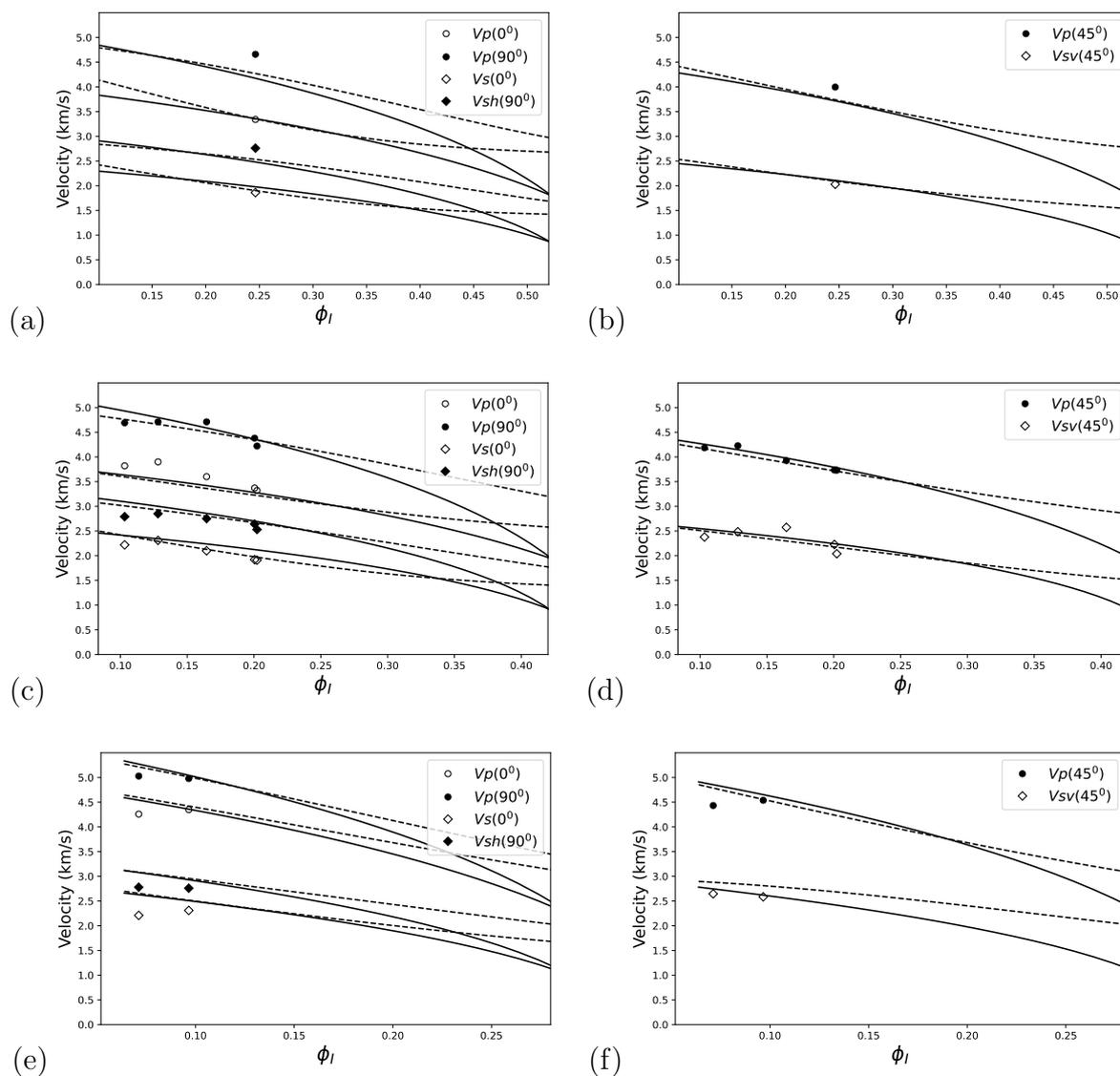


Figura 4.7: Velocidades para la roca **saturada** en función de la fracción de relleno versus las velocidades medidas para las **Formaciones (a)-(b) Bakken (c)-(d) Bazhenov (e)-(f) Niobrara**. Con líneas continuas se representa el modelo GCP-CS mientras que líneas discontinuas representan el modelo GK-CS. Los errores promedio correspondientes  $\bar{E}$  están dados en la última columna de las Tablas 4.3 y 4.4. El set de datos corresponde al caso **saturado por salmuera**.

minerales de arcilla (*modelo GCP-CS*) y el otro, considerando también la anisotropía de fábrica de la matriz de roca debido al alineamiento de granos y poros (*modelo GK-CS*). A lo largo del trabajo, se puso énfasis en el análisis de la calidad de ajuste entre los datos y las estimaciones de los modelos mediante una métrica de error adecuada.

El método GCP-CS contiene sólo un parámetro empírico denominado *porosidad crítica generalizada*, asociado con la fracción de relleno total. Por otro lado, el modelo GK-CS es una parametrización extendida del modelo de Krief et al. [1990], basado en el trabajo de Carcione et al. [2011], involucrando cinco exponentes empíricos. Analizamos el mínimo de exponentes necesarios para describir de manera adecuada el carácter anisótropo de estas shales y encontramos que, incluso para anisotropía débil (como por ej., para la shale Niobrara) al menos 3 exponentes fueron necesarios.

Ambas aproximaciones arrojaron errores promedio relativos por debajo del 5% para datos medidos en muestras secas y son computacionalmente rápidas. De estos resultados concluimos que el método GCP-CS da aproximadamente la misma calidad de ajuste que el modelo GK-CS, con menor cantidad de parámetros para optimizar y menor costo computacional. De aquí que, a pesar de sus buenos resultados no vemos una ventaja práctica sobre el uso del modelo GK-CS siendo GCP-CS prácticamente igual de eficiente.

Respecto a los valores de porosidad crítica generalizada, encontramos que, en promedio, se relacionan de forma directa con el contenido de querógeno. Sin embargo, se requiere mayor investigación respecto del significado de este parámetro.

El flujo de trabajo presentado nos permitió ajustar las velocidades medidas con errores aceptables así como también mejorar nuestro conocimiento respecto a las propiedades físicas de los minerales de arcilla y del querógeno, parámetros que son difíciles y costosos de medir, y usualmente inciertos. Los resultados sugieren que ambos, GCP-CS y GK-CS son utilizables en un esquema de mínimos cuadrados para obtener parámetros del querógeno y la arcilla, dando valores estables y realistas dentro de los rangos seleccionados. Estas estimaciones al mismo tiempo produjeron mejoras significativas en los ajustes. De los valores de arcilla optimizados mediante ambos métodos (Tablas 4.3 y 4.4), se observa que en comparación con los valores iniciales (Tabla 4.1) los coeficientes que han mostrado mayor variabilidad han sido  $C_{66}^{ec}$  y  $C_{44}^{ec}$ . Esto podría relacionarse con el hecho de que estos coeficientes son obtenidos de las velocidades de las ondas S verticales y horizontales, que hemos visto que son medidas con mayor incerteza que las velocidades de onda P en el laboratorio. En relación a las propiedades físicas del querógeno, se observan diferencias numéricas apreciables entre ambos modelos. Sin embargo, no se intenta dar una conclusión respecto a su validez dado el número de muestras limitado de cada shale y la falta de información geoquímica detallada. Esto será estudiado en trabajos futuros.

En todos los casos, la inversión de propiedades físicas y parámetros empíricos se realizó usando un método de inversión no-lineal y con restricciones de borde (STIR)[Branch et al., 1999], que resultó rápido y eficiente para resolver estos problemas.

También debe remarcarse que nuestro flujo de trabajo funciona adecuadamente para shales de diferente madurez, sin cambiar el modelo de física de rocas como proponen Zhao et al. [2016]. Otro objetivo de este trabajo fue evaluar la influencia de la porosidad efectiva en la calidad de los ajustes incluyéndola junto al querógeno en el relleno. Hemos observado que despreciando esta propiedad en los cálculos podemos incrementar significativamente los errores del ajuste, particularmente para porosidades mayores al 1%. También, cambiando las propiedades físicas dentro del poro de aire a salmuera hemos

podido realizar exitosamente un procedimiento de sustitución fluida para reproducir los datos saturados, obteniendo errores menores al 8 %. Cabe señalar que si se dispusiera de información petrofísica más detallada, como porosidad de las arcillas o de la materia orgánica, la parametrización empleada en este flujo de trabajo podría refinarse.

---

## CAPÍTULO 5

# CASO DE ESTUDIO: MODELADO DE FÍSICA DE ROCAS ANISÓTROPO Y DEPENDIENTE DE LOS ESFUERZOS PARA LAS SHALES DE LA FORMACIÓN INOCERAMUS, CUENCA AUSTRAL, ARGENTINA<sup>1</sup>

---

### 5.1. *Resumen*

Presentamos un modelo original dependiente de los esfuerzos y anisótropo para las shales orgánicas de la formación Inoceramus, que es roca generadora y reservorio no convencional de la cuenca Austral Argentina. Para esto implementamos una combinación novedosa de teorías anisótropas poroelásticas que tienen en cuenta el contenido de materia orgánica, descripción litológica, tipos de fluidos, saturación y estado tensional. Se modela el relleno poral como una mezcla de materia orgánica sólida y fluidos interconectados, usando análisis de carbono orgánico total y datos petrofísicos de dos pozos. La compliancia de la matriz rocosa se considera dependiente del estado tensional siguiendo el modelo de *porosity deformation approach (PDA)*. La elasticidad y densidad de la roca multiminerálica saturada es obtenida usando las fracciones minerales a partir de difracción de rayos-X (DRX por sus siglas en inglés), del análisis petrofísico y geoquímico. Esto nos permite calcular las velocidades acústicas sintéticas. La calibración del modelo involucra también la inversión de varias incógnitas (el conjunto de parámetros del modelo PDA, las propiedades físicas de la arcilla y del querógeno), por medio de la minimización de la diferencia entre las velocidades modeladas y las medidas por medio de ultrasonido. Debido a la falta de datos de velocidades oblicuas, para completar el tensor de compliancia se obtuvo un coeficiente estado-dinámico para cada muestra y se asumió anelipticidad constante ante la aplicación de esfuerzos. Se demuestra la utilidad del modelo calibrado para predecir rigidez, compliancia, velocidades compresionales y de corte bajo variaciones

---

<sup>1</sup>El presente caso de estudio es una adaptación y traducción al español de la siguiente publicación: Guido Panizza, Claudia L. Ravazzoli and Emilio Camilión, 2022, *Stress-dependent anisotropic rock-physics modeling in organic shales of Inoceramus formation, Austral Basin, Argentina*, Pure and Applied Geophysics, 179(6-7), p.2437-2460. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03049-1>.

de los esfuerzos triaxiales aplicados en mediciones de laboratorio. También se mostrará su utilidad para estimar cambios de la porosidad con los esfuerzos y en la estimación del *coeficiente de esfuerzo efectivo de Biot*, el cual puede ser difícil de medir en shales y es por eso que hay pocos valores reportados en la literatura [Panizza et al., 2022].

## 5.2. Introducción

Las shales Cretácicas marinas ricas en materia orgánica de la formación Inoceramus son la principal roca madre de la Cuenca Austral (o también Cuenca de Magallanes) Argentina, de las cuales hemos expuesto ya sus características más importantes en la sección 2.1. La región de Tierra del Fuego permaneció bajo el mar durante gran parte del Cretácico [Schwarz et al., 2011]. Las muestras que se usarán corresponden a facies distales de un sistema transgresivo SO-OE, asociado con la etapa de subsidencia por enfriamiento, (para mayores detalles se refiere al lector al trabajo de Barredo y Stinco [2010]) durante el Cretácico temprano (Valanginiano-Albiano) depositado en ambientes de plataforma marina [Noya et al., 2021].

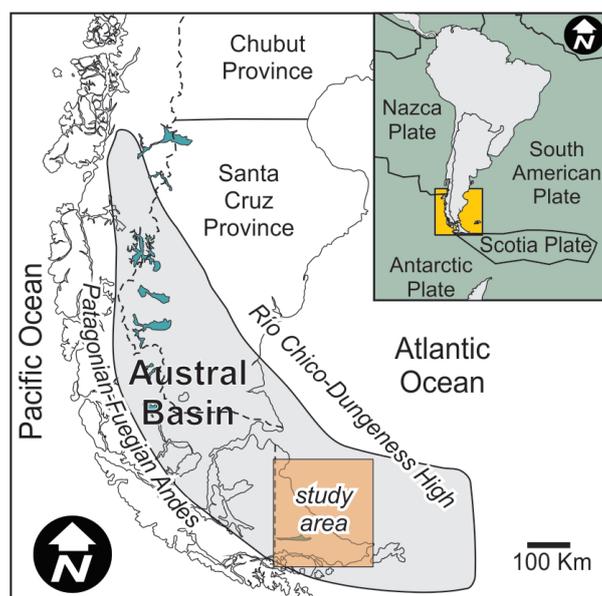


Figura 5.1: Ubicación geográfica de la Cuenca Austral y localización del área de estudio. Adaptado de Varela et al. [2012].

La anisotropía elástica de las shales ha sido reportada por muchos autores en la literatura. Las propiedades elásticas de las mismas dependen de muchos factores como la litología, la porosidad, el contenido de materia orgánica y su madurez, los fluidos porales, y las condiciones de esfuerzos [Horne, 2013; Vernik y Nur, 1992; Vernik y Landis, 1996] como ha sido expuesto en la sección 2.2.6. Para lograr un adecuado análisis cuantitativo de los datos sísmicos, es necesario un modelo de física de rocas acorde a la complejidad de la formación Inoceramus. El trabajo de Panizza et al. [2020] es uno de los primeros registros de modelado de física de rocas en dicha formación, a nuestro conocimiento, aunque fue realizado usando un conjunto de datos muy reducido (es ese trabajo se utiliza el nombre *Palermo Aike* en vez de Inoceramus aunque, como fue indicado anteriormente, ambos nombres refieren a la misma formación). Aquí se presenta un modelo novedoso basado en formalismos poroelásticos (descritos en las secciones 3.5.4-3.6.1) usando un set de

datos de dos pozos distintos al que se realizó un esquema casi completo de mediciones de laboratorio (sección 5.3).

En lo que sigue aplicamos el modelo PDA desarrollado por Shapiro y Kaselow [2005], aunque seguiremos la notación publicada posteriormente por Shapiro [2017], que describe la relación entre las velocidades acústicas y los esfuerzos sin la necesidad de conocer la microestructura de la roca. El modelo es calibrado mediante un procedimiento de inversión para determinar los coeficientes involucrados y las propiedades físicas de las arcillas como así también las del querógeno, dada su alta variabilidad. Para hacerlo, debido a la falta de mediciones de velocidad oblicuas, se asumen ciertas hipótesis para aproximar los datos faltantes (sección 5.4.2). Durante este proceso, se determinan coeficientes *estato-dinámicos*. Los mismos son importantes para inferir la deformación del reservorio por medio de las propiedades estimadas del perfilaje de pozo [Massaro et al., 2017] y son otro sub-producto del modelo de física de rocas. Aunque existen otros trabajos de aplicación del modelo PDA, realizados por Shapiro y colaboradores [Ciz y Shapiro, 2009; Mayr et al., 2016; Sviridov et al., 2017; Shapiro, 2017; Sviridov et al., 2019] sobre otras shales, tales como, Norwegian, Kimmeridge y Brage, no existe un trabajo previo (hasta donde sabemos), que combine el modelo PDA con una fórmula del tipo Gassmann para contemplar los efectos de la materia orgánica y el fluido poral como en este trabajo. Es más, los trabajos referidos no incorporan mediciones de litología de laboratorio. Es así que el flujo de trabajo aquí propuesto sugiere una metodología de física de rocas novedosa para shales orgánicas bajo distintos estados tensionales.

Se espera que este modelo de física de rocas optimizado pueda utilizarse para extrapolar más allá del rango de datos medidos para obtener información de la formación en intervalos donde no se dispone de datos. Por ejemplo, a cierta profundidad donde sólo se posee información mineralógica, el modelo podría predecir velocidades acústicas horizontales y verticales asumiendo conocido el fluido poral y el contenido de materia orgánica. O por medio de las velocidades acústicas medidas y de los coeficientes estato-dinámicos, podrían estimarse datos geomecánicos necesarios para el diseño de un futuro plan de fractura de la formación.

### 5.3. Descripción del set de datos

El set de datos utilizados corresponde a mediciones de laboratorio sobre una serie de muestras extraídas de coronas de dos pozos distintos, que llamaremos pozo-1 y pozo-2, de dos sub-formaciones de Inoceramus Inferior: Pampa Rincón y Margas Verdes, respectivamente, extraídas en direcciones paralela y normal a la estratificación. Como veremos, la ausencia de muestras oblicuas a la estratificación impone una limitación en los datos que deberá ser subsanada con estrategias alternativas.

Las Tablas 5.10 y 5.11 en el Apéndice 5.7, muestran la mediciones de velocidades ultrasónicas y el set de ensayos geomecánicos realizados en los laboratorios de la empresa Terratek, sobre las muestras extraídas de los pozos 1 y 2, respectivamente<sup>2</sup>. Estas exhiben que la presión a la que fueron sometidos los muestras es no-hidrostatica. Esto implica que, las componentes principales del tensor de esfuerzos son diferentes. Las muestras que pertenecen a cada pozo fueron divididas en dos grupos donde el primero fue testeado a una presión de confinamiento igual a la presión del reservorio y el segundo grupo a una presión

<sup>2</sup>Las profundidades verdaderas de cada muestra se alteran con una Z por requisitos de confidencialidad.

de confinamiento igual al doble de esa presión. Una vez alcanzada la presión de confinamiento, se aplica una carga axial (paralela al eje de la muestra) denominada *esfuerzo desviatorio* hasta la rotura. Los valores de esfuerzo axial corresponden a la columna  $\sigma_{ax}$  de las Tablas 5.10 y 5.11. Durante esta etapa de esfuerzo axial, se adquieren mediciones ultrasónicas. De las mismas sólo se utilizan aquellas dentro del régimen elástico porque así lo requiere el modelo PDA (ver sección 3.6.2) y, también, porque estamos interesados en modelar velocidades de propagación de ondas, las cuales implican deformaciones muy pequeñas. Durante la adquisición ultrasónica, la presión poral fue mantenida constante igual a la presión ambiental y, para asegurar el equilibrio de la misma, el dispositivo de adquisición de la prensa fue configurado para permitir el drenado del fluido. Las diferencias entre las velocidades horizontales y verticales muestran que la roca es anisótropa. Para el pozo-1 el parámetro de Thomsen  $\epsilon$  está en el orden de 0,15–0,16, mientras que el parámetro de Thomsen  $\gamma$  es aproximadamente 0,25 (aunque en algunas muestras  $\gamma > 0,4$ ). Para el pozo-2 la anisotropía es más débil siendo  $\epsilon$  alrededor de 0,07 y  $\gamma \simeq 0,05$ . De aquí en adelante se asumirá que el medio presenta *Isotropía Transversal Vertical (VTI)*, debido a que el dispositivo utilizado para la obtención de ultrasonido permite obtener una sola onda  $S$ . También el sistema de coordenadas a utilizar estará asociado a la roca, esto es: el eje  $x_3$  se define en la dirección del eje de simetría rotacional de la muestra sin importar si la muestra es vertical u horizontal. Combinando mediciones de ultrasonido con mediciones de densidad puede obtenerse la diagonal principal del tensor de rigidez  $C_{IJ}$  de la roca usando las relaciones clásicas para un medio VTI dadas por (3.36a) a (3.36e).

En otras muestras, muy cercanas a aquellas usadas para los ensayos geomecánicos, fueron realizadas una serie de mediciones de laboratorio. En las tablas 5.4 y 5.7 se exhibe la cuantificación del Carbono Orgánico Total (TOC) para los pozos 1 y 2 por medio de datos de pirólisis programada. De estos análisis surge que el tipo de querógeno es II/III, los valores de IH y  $T_{max}$  indican que estas muestras están en la ventana de petróleo, se observa hidrocarburo “libre” presente ( $S1 > 1$ ) y “producible” ( $100 \times S1/TOC > 100$ ) [McCarthy et al., 2011], (*Reporte interno, propiedad de YPF S.A.*).

En las Tablas 5.5 y 5.8 se resumen los análisis de difracción de rayos-X (DRX) para la descripción mineralógica de la roca, que consiste principalmente en cuarzo, arcillas (clorita, illita-esmectita e illita), feldespatos, carbonatos y piritita. Las muestras poseen una textura fango-sostén, masiva o con laminación difusa dada por la orientación de granos, arcillas, peloides, partículas de materia orgánica y bioclastos (ver la Fig. 5.2). En algunas muestras se reconocen láminas de fangolitas tobáceas y tobas alteradas. Respecto al pozo-1 en términos generales, el intervalo estudiado presenta gran similitud. Consiste en finos depósitos sin variaciones significativas respecto a la litología, estructuras sedimentarias y composición. Por este motivo sólo una facies fue definida: fangolita. Por otro lado, para el pozo-2 el dato presentado corresponde a una sucesión monótona de fangolitas grises y niveles piroclásticos, finamente interlaminados. Los niveles piroclásticos son identificados como tobas finas y muy finas con alteraciones intensas de arcilla y son principalmente reconocidos en una escala mesoscópica. Algunos son reconocidos cuando se realiza el estudio petrográfico, dado que son microscópicos ( $< 1$  mm). Es por esto que se resumen en dos facies: fangolitas (muestras en Z3,84m y Z8,35m) y tobas vítreas (Z1,81m).

En las Tablas 5.6 y 5.9 se presentan los datos petrofísicos de porosidad efectiva, porosidad total y saturación de fluidos para los pozos 1 y 2, respectivamente. Fueron obtenidos mediante el análisis de Roca Tight (*Tight Rock Analysis*, TRA<sup>TM</sup> Schlumberger) de TerraTek. En esta técnica los fluidos porales se vaporizan y son removidos de las muestras,

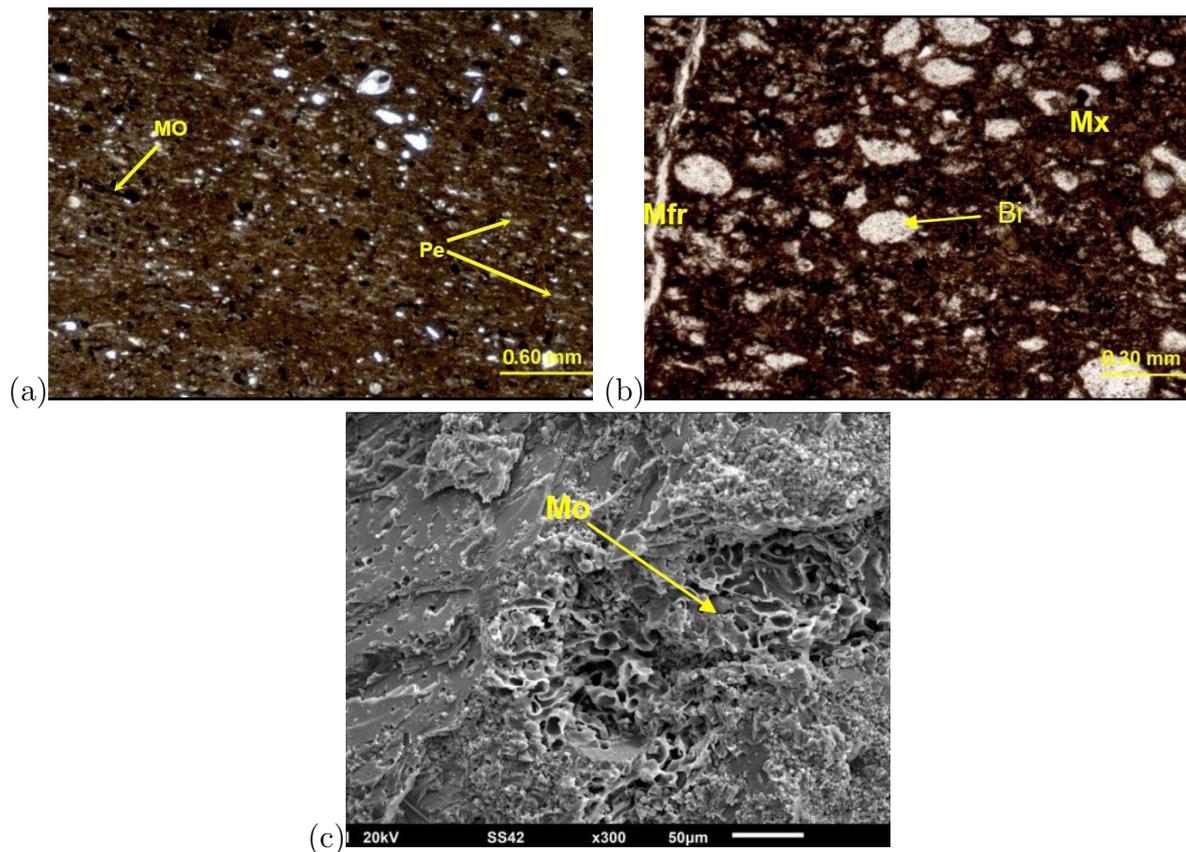


Figura 5.2: Imágenes de estudios petrográficos. La Fig. (a) exhibe una fangolita de profundidad Z2,39 m del pozo-1, las flechas denotan peloides argiláceos (*Pe*) y materia orgánica (*MO*). La Fig (b) exhibe una toba vítrea de profundidad Z8,35 m del pozo-2, las flechas indican la matriz arcillosa-silícica (*Mx*), micro-fracturas (*Mfr*) y bioclastos (*Bi*). La Fig. (c) muestra un estudio de microscopia electrónica para la muestra de profundidad Z8,35 m del pozo-2 donde la porosidad asociada a la materia orgánica puede ser vista.

los volúmenes de agua y petróleo extraídos son medidos directamente condensando los vapores en un recipiente receptor [Handwerger et al., 2011]. Para combinar todos estos datos, se asumió que las muestras extraídas fueron preservadas para mantener los fluidos in-situ del reservorio.

#### 5.4. Flujo de trabajo

En este trabajo se propone un refinamiento al modelo presentado en la sección 4.4. El modelo conceptual para la shale es análogo al dado por la figura 4.2 pero en este caso, para modelar las propiedades elásticas de la matriz de roca utilizamos una relación constitutiva anisótropa rigurosa dependiente del estado de esfuerzos, en lugar de modelos empíricos. Con este fin, se utilizará el modelo PDA (presentado en el Cap. 2 sección 3.6.1) para modelar el efecto de la presión sobre la compliancia de la matriz de roca. Un detalle a tener en cuenta es que el set de datos utilizados para este trabajo posee mediciones de porosidad total (Tablas 5.6-5.9) con lo cual, para obtener la fracción de querógeno  $\nu_k$  puede utilizarse la definición (4.10). Otras diferencias más sutiles respecto al modelo establecido en la sección 4.4 se detallan a continuación.

Fase	$C_{33}(= M)$	$C_{11}(= M)$	$C_{44}(= \mu)$ [GPa]	$C_{66}(= \mu)$	$C_{13}(= \lambda)$	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]
Cuarzo	95.6	95.6	44.0	44.0	7.6	2650
Calcita	108.9	108.9	29.0	29.0	50.9	2530
Feldespato	57.5	57.5	15.0	15.0	27.5	2640
Pirita	324	324	132.5	132.5	59	4930
Ilita/mica (i.v.)	33.4	53.4	8.5	12.7	21.0	2600
Querógeno (i.v.)	9.5	9.5	4.2	4.2	1.4	1250
Agua	2.25	2.25	0	0	2.25	997
Gas	$1,3 \times 10^{-4}$	$1,3 \times 10^{-4}$	0	0	$1,3 \times 10^{-4}$	1
Petróleo	1.1	1.1	0	0	1.1	815

Tabla 5.1: Valores iniciales elásticos (v.i.) para el querógeno y los minerales de arcilla y valores fijos para los minerales no-arcillosos de la matriz y los fluidos en notación contraída de Voigt. Tomado de Vernik [2017] y Mavko et al. [2020]. Los coeficientes  $\mu$  y  $\lambda$  denotan las constantes de Lamé para los minerales isótropos y  $M = K + (4/3)\mu$  el módulo de onda  $P$ . El símbolo  $\rho$  denota la densidad de cada componente.

### 5.4.1. Porosidad, densidad y compliancia de la roca compuesta

Para modelar la compliancia de la roca compuesta  $S_{ijkl}^*$  se utiliza nuevamente el modelo de Gassmann con relleno sólido de Ciz y Shapiro [2007] dado por la ec. (3.81), para lo cual es necesario calcular previamente los tensores  $\mathbf{S}^{gr}$  del grano efectivo,  $\mathbf{S}^{if}$  del relleno poral y  $\mathbf{S}^m$  de la matriz. Para  $\mathbf{S}^{gr}$  y  $\mathbf{S}^{if}$  se siguen los mismos procedimientos desarrollados en el capítulo previo, sección 4.4, con la diferencia de que en aquel caso los fluidos eran, o bien aire, o salmuera. En este caso, las muestras están saturadas por una mezcla de agua, salmuera y petróleo como ilustran las Tablas 5.6 y 5.9. Con lo cual, el tensor  $\mathbf{S}^{if}$  se obtiene a partir del promedio de los límites de Hashin-Shtrikman-Walpole para una mezcla de querógeno/fluido considerando las siguientes fracciones volumétricas

$$f_k = \frac{\nu_k}{\nu_k + \phi_E} \quad \text{y} \quad f_f^{(i)} = \frac{S_i^E \phi_E}{\nu_k + \phi_E}, \quad (5.1)$$

siendo  $S_i^E$  la saturación de fluido efectiva (móvil) del fluido  $i$ -ésimo para  $i = w, g$  ú  $o$  (salmuera, gas o petróleo respectivamente). Por otro lado,  $\mathbf{S}^m$  se calcula utilizando las fórmulas del modelo PDA dadas por (3.104a)-(3.104e) y  $\mathbf{S}^\phi$  se considerará igual a  $\mathbf{S}^{gr}$ , como se describe en la sección 4.4. La densidad bulk de la roca compuesta  $\rho_b$  será calculada mediante la ec. (4.18) pero teniendo en cuenta que, para el presente análisis, de acuerdo a la ec. (3.102) será *dependiente de los esfuerzos* debido a los cambios en la porosidad.

Consideraremos que la porosidad total cambia debido a que la porosidad efectiva lo hace. Es decir,  $\delta\phi_T \approx \delta\phi_E$ , luego para cualquier estado de esfuerzos podemos escribir en forma general  $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ , siendo  $\phi_0$  la porosidad en el estado descargado. De esta forma se deduce lo siguiente

$$\begin{aligned} \phi_T &= \phi_E + \phi_{NE} \\ &= \phi_E + (\phi_T - \phi_E) \\ &= [\phi^{s0} + (\phi_{ii}^{c0} \exp \{F_C \sigma_{ii}^d\})] + (\phi_T^0 + \delta\phi_T - (\phi_E^0 + \delta\phi_E)) \\ &\approx \phi_T^0 + \phi_{ii}^{c0} (\exp \{F_C \sigma_{ii}^d\} - 1) \end{aligned} \quad (5.2)$$

donde se utilizó la ec. (3.102) y la (3.103).  $\phi_{NE}$  representa la porosidad *no-efectiva* (o *no-conectada*) de la roca, igual a la diferencia entre  $\phi_T$  y  $\phi_E$  para cualquier carga. La porosidad total en el estado descargado  $\phi_T^0$  puede ser obtenida de las Tablas 5.6 y 5.9. En la expresión (5.2) vale la convención de suma sobre índices repetidos. Considerar  $\delta\phi_T \approx \delta\phi_E$  es equivalente a considerar que la porosidad dúctil no-conectada es despreciable (y por lo tanto, sus variaciones también lo son). Esta es una hipótesis razonable siendo la porción dúctil de la porosidad de las rocas una fracción muy pequeña de la porosidad total (véase Shapiro [2017] sección 3.1). La fracción bulk de querógeno  $\nu_k$  también se verá afectada por los cambios en la porosidad total en vista de la ecuación (4.10).

Para obtener la densidad de la arcilla-efectiva  $\rho_{ec}$ , del querógeno  $\rho_k$  y la constante de concentración de carbono  $C_k$  para cada pozo las diferencias entre la densidad calculada con la fórmula (4.18) y las mediciones de las Tablas 5.10 y 5.11 son minimizadas para un cierto valor de carga (por ej., presión hidrostática o mínima  $\sigma_{ax}$ ). Los valores óptimos de  $\rho_{ec}$ ,  $\rho_k$  y  $C_k$  se presentan en la Tabla 5.3.

### 5.4.2. Optimización del modelo y relaciones estado-dinámicas

Antes de continuar cabe aclarar que denominamos *mediciones estáticas de compliancias* a aquellas obtenidas de ensayos triaxiales y *mediciones dinámicas* a aquellas mediciones de rigidez obtenidas por medio de los datos de velocidades ultrasónicas. Obsérvese de la definición de  $\mathbf{S}$  dada por (3.17) que de las mediciones estáticas se obtienen los valores del cuadrante superior y  $S_{66}$  ( $= 2(1 + \nu_{12})/E_{11}$ ) y de las mediciones dinámicas se obtienen los coeficientes de la diagonal de  $\mathbf{C}$  (ver la Tabla 5.10). De las ecuaciones (3.104) se observa que el modelo PDA involucra 9 incógnitas ( $\phi_{11}^{c0}, \phi_{22}^{c0}, \phi_{33}^{c0}, F_c, S_{33}^{sc}, S_{44}^{sc}, S_{11}^{sc}, S_{66}^{sc}$  y  $S_{13}^{sc}$ ). Las propiedades elásticas efectivas de la arcilla anisótropa ( $C_{33}^{ec}, C_{44}^{ec}, C_{11}^{ec}, C_{66}^{ec}$  y  $C_{13}^{ec}$ ) y las del querógeno  $K_k, \mu_k$  son también incógnitas, con lo cual 7 parámetros más necesitan ser optimizados. Agrupamos estos 16 parámetros en un vector  $\mathbf{m}$

$$\mathbf{m} = [\phi_{ij}^{c0}, F_c, S_{IJ}^{sc}, C_{IJ}^{ec}, K_k, \mu_k].$$

Estas incógnitas pueden obtenerse mediante la minimización de la diferencia entre los  $\hat{S}_{IJ}^m$  modelados (introduciendo el sombrero “^” para denotar “estimaciones del modelo”) y los valores medidos  $S_{IJ}^m$  a partir de mediciones ultrasónicas y de densidad, por ej., tal y como en Ciz y Shapiro [2009], Mayr et al. [2016]. No obstante un problema a tener en cuenta es que los datos disponibles son incompletos. Como se mencionó al comienzo, sólo se dispone de muestras verticales y horizontales lo que significa que  $C_{13}^{dyn}$  no ha sido medido, y por lo tanto  $S_{11}^{dyn}, S_{33}^{dyn}$  y  $S_{13}^{dyn}$  no están disponibles (**dyn** denota mediciones “dinámicas”). Para obtenerlos, debe asumirse alguna hipótesis sobre  $C_{13}^{dyn}$ . Una posibilidad es relacionar las medidas del dominio *estáticos* al dominio *dinámico* como fue explicado en el último párrafo de la sección 3.3, por ej., tomar las mediciones estáticas de las Tablas 5.10 y 5.11 y recordando que

$$S_{IJ} = (C_{IJ})^{-1} \quad (5.3)$$

los valores de  $C_{11}^{sta}, C_{33}^{sta}, C_{66}^{sta}$  y  $C_{13}^{sta}$  pueden ser obtenidos (sin ninguna aproximación aún y usando el supra índice **sta** para denotar mediciones “estáticas”). Luego, los valores  $C_{11}^{sta}, C_{33}^{sta}$  y  $C_{66}^{sta}$  pueden ser comparados a aquellos  $C_{11}^{dyn}, C_{33}^{dyn}$  y  $C_{66}^{dyn}$  para optimizar un factor  $\vartheta$  para cada profundidad, que satisfaga la relación 3.52 (sección 3.3). Consideraremos válido

usar para la ecuación (3.52) las mediciones dinámicas con  $\sigma_{ax} = 0$  (o mínimo  $\sigma_{ax}$  si  $\sigma_{ax} = 0$  no fue medido). Este coeficiente estado-dinámico  $\vartheta$  puede ser usado posteriormente para aproximar  $C_{13}^{dyn}$  (reemplazando  $C_{13}^{sta}$  en (3.52)). El uso de relaciones lineales estado-dinámicas entre coeficientes elásticos es un problema relevante también estudiado por otros autores, tales como Massaro et al. [2017], Shitrit et al. [2019]. En las Tablas 5.10, 5.11 los coeficientes ajustados  $\vartheta$  para cada profundidad son exhibidos y varían entre 1.1 y 1.8 para ambos pozos. Hasta aquí las hipótesis asumidas son:

1. La ecuación (3.52) es válida para  $\sigma_{ax}$  mínimo (presión cercana a la hidrostática) usando las mediciones estáticas en el miembro derecho y las dinámicas en el izquierdo.
2. El coeficiente estado-dinámico  $\vartheta$  ajustado para cada profundidad (para cada par de muestras horizontales y verticales) es válido para obtener  $C_{13}^{dyn}$  a partir de  $C_{13}^{sta}$ .

Con este procedimiento hemos estimado  $C_{13}^{dyn}$  para  $\sigma_{ax}$  mínimo. Luego, para obtener  $C_{13}^{dyn}$  para  $\sigma_{ax}$  mayores recordemos que el modelo PDA sólo puede predecir cambios elípticos de la anisotropía tal y como se explica en el desarrollo teórico del modelo (ver capítulo 3 sección 3.6.2). Así, si consideramos que la sensibilidad a los esfuerzos  $\theta^c$  es isótropa, el parámetro de anelipticidad  $\eta$  [Alkhalifah y Tsvankin, 1995b] definido en la ecuación (3.51) se mantendrá constante a medida que aumenten los esfuerzos [Sviridov et al., 2017]. Asumiendo que  $\eta$  permanece constante a medida que se aumentan los esfuerzos permite obtener  $\delta$  de (3.51). Teniendo  $v_P(0^\circ)$ ,  $v_S(0^\circ)$ ,  $\epsilon$ ,  $\gamma$  y  $\delta$  se completa el tensor  $C_{IJ}^{dyn}$ . Cabe remarcar que las restricciones energéticas para un medio VTI dadas por (3.21) son verificadas para cada  $C_{IJ}^{dyn}$  aproximado. Por último, a partir de  $C_{IJ}^{dyn}$  y de las mediciones de densidad se obtiene  $v_P(45^\circ)$ . Las Tablas 5.10 y 5.11 muestran los valores aproximados de  $v_P(45^\circ)$  en función de los esfuerzos. Ahora podemos minimizar el error entre las velocidades del modelo  $\hat{v}$  y las velocidades medidas (y aproximadas)  $v$  para obtener los valores  $\mathbf{m}$  óptimos. En resumen, el procedimiento de optimización es el que se detalla a continuación:

1. Obtener  $\hat{S}_{IJ}^m(\mathbf{m})$ ,  $\hat{S}_{IJ}^{gr}(\mathbf{m})$ ,  $\hat{S}_{IJ}^{if}(\mathbf{m})$ ,  $\hat{S}_{IJ}^\phi(\mathbf{m})$  utilizando los procedimientos explicados en las secciones 3.6.2 y 4.4.1. El  $\hat{\mathbf{S}}^\phi$  se tomará igual a  $\hat{\mathbf{S}}^{gr}$  ya que la matriz estará constituida y modelada por granos anisótropos homogéneos equivalentes (obtenidos del mismo modo que en la sección 4.4.1).
2. Reemplazar  $\hat{S}_{IJ}^m(\mathbf{m})$ ,  $\hat{S}_{IJ}^{gr}(\mathbf{m})$ ,  $\hat{S}_{IJ}^{if}(\mathbf{m})$ ,  $\hat{S}_{IJ}^\phi(\mathbf{m})$  en (3.81) y obtener  $\hat{S}_{IJ}^*(\mathbf{m})$ .
3. Reemplazar  $\hat{S}_{IJ}^*(\mathbf{m})$  en (5.3) y obtener  $\hat{C}_{IJ}(\mathbf{m})$ .
4. Usar  $\hat{C}_{IJ}(\mathbf{m})$  y  $\rho_b$  (ec. (4.18)) para obtener las velocidades.
5. Minimizar la función de costo

$$Q(\mathbf{m}) = \sum_{k=1}^N \left\| L^{(k)}(\mathbf{m}) \right\|_2^2 \quad (5.4)$$

siendo

$$L^{(k)}(\mathbf{m}) = \begin{pmatrix} \hat{v}_P^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(90^\circ) \\ \hat{v}_P^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(0^\circ) \\ \hat{v}_S^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_S^{(k)}(0^\circ) \\ \hat{v}_{SH}^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_{SH}^{(k)}(90^\circ) \\ \hat{v}_P^{(k)}(45^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(45^\circ) \end{pmatrix}, \quad k = 1, \dots, N \quad (5.5)$$

donde  $\|\cdot\|_2^2$  es la norma  $L2$  al cuadrado,  $k$  denota la muestra  $k$ -ésima y  $N$  el número de muestras. Se construye una función de costo por pozo y, de esta manera, se calcula un set de parámetros óptimos en cada caso. Esto es deseado ya que, como se mencionó previamente, cada pozo examina una formación diferente. Obsérvese que la fracción de arcilla y de fases fluidas de cada pozo son diferentes y es por esto que se esperan diferentes valores  $\mathbf{C}^{ec}$  optimizados para cada pozo. El índice  $k$  en la función de costo (5.4) indica la muestra a usar de las Tablas 5.10 y 5.11 para  $v^{(k)}$ . El valor de profundidad para esa muestra  $k$ -ésima es luego usado para obtener de las Tablas 5.4, 5.5, 5.6 (o 5.7, 5.8, 5.9 si se trabaja con el pozo-2) los datos petrofísicos, mineralógicos y geoquímicos para construir el valor modelado  $\hat{v}^{(k)}$  siguiendo los pasos previos a la ec. (5.4). Para el pozo-1 las muestras en Z0,41 m presentan muy bajas velocidades de ondas  $P$  y  $S$  verticales. Esas muestras serán dejadas de lado a la hora de construir la función de costo (5.4) y tratadas como valores atípicos para un mejor ajuste. Para encontrar los valores óptimos, en esta oportunidad se decidió implementar la estrategia de optimización conocida como *Dual Annealing*, incluida en Newville et al. [2014]; con la intención de encontrar un mínimo absoluto dentro de los límites establecidos. Para una descripción más profunda del algoritmo se refiere al lector al texto de Xiang et al. [2013]. Las restricciones energéticas para un medio VTI fueron impuestas para los términos *independientes de los esfuerzos* del modelo PDA ( $\hat{\mathbf{S}}^{sc}$ ), también para el tensor  $\hat{\mathbf{C}}^{ec}$  de la arcilla efectiva así como para la compliancia de la roca compuesta  $\hat{\mathbf{S}}^*$ . Esto significa que, para este caso, las restricciones utilizadas en la optimización son no-lineales, lo cual representa un refinamiento en el procedimiento de optimización. A su vez, las restricciones energéticas derivadas por Holt [2016] respecto a los módulos elásticos se verifican (ver Holt [2016] Tabla 1) luego de la optimización para  $\hat{\mathbf{S}}^{sc}$  y  $\hat{\mathbf{C}}^{ec}$ . De esta forma, asumimos que la simetría VTI del grano, de la matriz inorgánica y de la roca compuesta se mantienen a pesar de los esfuerzos aplicados. La simetría VTI es la menor que podemos permitirnos medir debido a las limitaciones del equipamiento de adquisición, ya mencionadas. Para los términos de  $\mathbf{S}^{sc}$  se establecieron límites entre 0 y 1 GPa<sup>-1</sup>, para los  $\phi^{co}$  entre  $\pm 1 \times 10^{-3}$  debido a que estos parámetros representan deformaciones del espacio poral, por lo que pueden existir valores negativos. Para  $F_C$  se permitió el rango de variación 0,01 – 2 MPa. Estos rangos fueron elegidos para ser consistentes con aquellos reportados en la literatura (ver Sviridov et al. [2017], Shapiro [2017], Sviridov et al. [2019]). Para  $\mathbf{C}^{ec}$  el rango de búsqueda entre 5 y 70 GPa fue impuesto. Para la densidad  $\rho_{ec}$  definimos un rango de búsqueda de 2300–2800 kg/m<sup>3</sup>. Para el querógeno un rango de búsqueda igual a 2.7 - 5 GPa para  $K_k$ , para  $\mu_k$  1.75 – 4.4 GPa y para  $\rho_k$  1100 – 1500 kg/m<sup>3</sup> (ver Panizza y Ravazzoli [2019]).

Para cuantificar el ajuste del modelado, del mismo modo que en el Capítulo anterior, calculamos el porcentaje relativo de error en la forma

$$E = 100 \times \sqrt{\frac{1}{6N} \sum_{k=1}^N \left\| M^{(k)}(\mathbf{m}) \right\|_2^2}, \quad (5.6)$$

donde

$$M^{(k)}(\mathbf{m}) = \begin{pmatrix} \left( \hat{v}_P^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(90^\circ) \right) / v_P^{(k)}(90^\circ) \\ \left( \hat{v}_P^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(0^\circ) \right) / v_P^{(k)}(0^\circ) \\ \left( \hat{v}_S^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_S^{(k)}(0^\circ) \right) / v_S^{(k)}(0^\circ) \\ \left( \hat{v}_{SH}^{(k)}(90^\circ, \mathbf{m}) - v_{SH}^{(k)}(90^\circ) \right) / v_{SH}^{(k)}(90^\circ) \\ \left( \hat{v}_P^{(k)}(45^\circ, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(45^\circ) \right) / v_P^{(k)}(45^\circ) \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

### 5.5. Resultados

A continuación analizaremos los principales resultados derivados del procedimiento de modelado e inversión que nos permitió calibrar dos modelos para la formación Inoceramus.

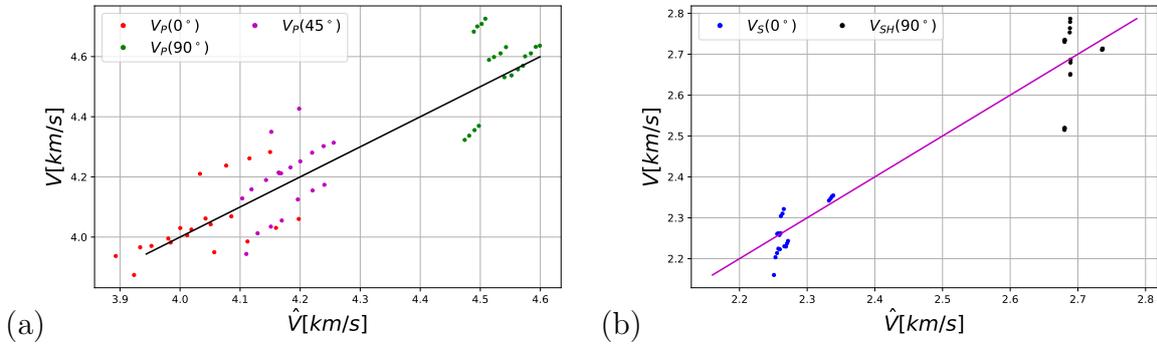


Figura 5.3: Velocidades modeladas ( $\hat{v}$ ) versus mediciones de laboratorio ( $v$ ) para el pozo-1. La Fig. (a) muestra las velocidades de onda P y (b) las velocidades de onda S. La línea oblicua continua representa la función identidad. El error general calculado con (5.6) en porcentaje es 2,5 %.

Los parámetros óptimos para el modelo se presentan en las Tablas 5.2 y 5.3. Las

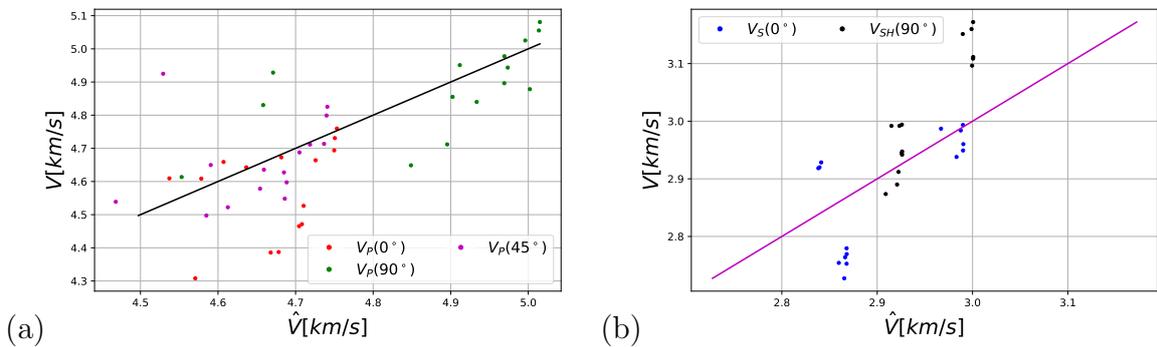


Figura 5.4: Velocidades modeladas ( $\hat{v}$ ) versus mediciones de laboratorio ( $v$ ) para el pozo-2. La Fig. (a) muestra las velocidades de onda P y (b) las velocidades de onda S. La línea oblicua continua representa la función identidad. El error general (Ec. (5.6)) en porcentaje es 2,9 %.

velocidades estimadas por el modelo optimizado son graficadas versus el set de datos para el pozo-1 en la Figura 5.3, y análogamente para el pozo-2 en la Figura 5.4. En ambas

figuras la línea oblicua continua representa la función identidad. Los errores porcentuales calculados con la ec. (5.6) son de 2,5 % y 2,9 % para el pozo-1 y 2, respectivamente.

### 5.5.1. Respecto de la posibilidad de utilizar un modelo promedio

Consideremos un experimento ficticio consistente en aplicar una carga triaxial ( $P_C \neq 0$  e incrementar  $\sigma_{ax}$ ) sobre una *roca promedio* como representación de la formación bajo estudio. Esto lo hacemos para poder visualizar con mayor facilidad la dependencia de las velocidades sísmicas y los módulos elásticos con los esfuerzos. A su vez, queremos cuantificar que tan representativo puede ser este tipo de modelo promedio para todas las muestras. Para construir tal modelo tomamos las propiedades promedio de cada pozo, es decir, su porosidad rígida en un estado descargado será  $\phi^{so} = \langle \phi_E^0 \rangle - \phi_{ii}^{co}$  donde los sub-índices repetidos indican suma. Con la notación  $\langle \cdot \rangle$  nos referimos a la operación de promediado simple de los valores de las Tablas 5.6 o 5.9. Luego, su porosidad efectiva en función de los esfuerzos puede ser obtenida reemplazando  $\phi^{so}$  en la ec. (3.101). Las variaciones de la porosidad con la presión afectan su densidad, como fue explicado en la sección 5.4.1. Las saturaciones totales y efectivas promedio serán  $\langle S^T \rangle$  y  $\langle S^E \rangle$  respectivamente, las fracciones minerales  $\langle f_i \rangle$  (Tablas 5.5 y 5.8) y la fracción de querógeno  $\langle \nu_k \rangle$  (Tablas 5.4 y 5.7). Las propiedades promedio calculadas son incluidas en las tablas del set de datos (Tablas 5.4 a 5.9 en la fila indicada como “Prop. Prom.”). Para simular los esfuerzos axiales consideraremos la roca sujeta a una presión de confinamiento igual a la presión del reservorio ( $P_C$  igual a 3100 y 4500 psi para el pozo-1 y 2, respectivamente) y un barrido de carga axial desde 0 a 14000 psi (esto es 75 % del esfuerzo máximo para el pozo-1 y 35 % del esfuerzo máximo para el pozo-2), mientras se mantiene la presión poral igual a cero. Este procedimiento es repetido posteriormente para el doble de la presión del reservorio ( $P_C$  igual a 6200 y 9000 psi para el pozo-1 y 2, respectivamente) aplicando el mismo barrido axial.

### Velocidades y parámetros de Thomsen

En la Fig. 5.5 se observan las predicciones del modelo promedio y se las compara contra las mediciones de laboratorio, de velocidad (Figs. (a) y (b)), de rigidez (Figs. (c) y (d)) y de compliancia (Figs. (e) y (f)). En las Figs. (a) y (b)  $v_P(45^\circ)$  no se muestra para evitar el cruce de curvas y así, obtener un gráfico más limpio. Para evaluar cuánto se deterioraría el ajuste al utilizar propiedades promedio, calculamos el error porcentual general (ec. (5.6)) que arroja 2,6 % y 3,5 % para el pozo-1 y el 2 respectivamente. Esto indica que utilizar propiedades promedio podría no ser ilógico, al menos para escalas del orden de algunos metros. La Figura 5.6 muestra las estimaciones del modelo promedio respecto a los datos para los parámetros de anisotropía de Thomsen  $\epsilon$ ,  $\gamma$  y  $\delta$  para el pozo-1 y pozo-2 (Figs. (a) y (b) respectivamente). Observamos que para ambos pozos las estimaciones honran los datos y que, para el pozo-1,  $\epsilon$  y  $\gamma$  decrecen con los esfuerzos axiales mientras que  $\delta$  crece (se vuelve más negativo). La Figura 5.6 (b) muestra que, para el pozo-2, los datos respecto a  $\epsilon$  y  $\gamma$  son mucho más dispersos y la tendencia es mucho más moderada que la del pozo-1. Para  $\delta$  por otro lado, se observa un decrecimiento para cargas bajas pero, para mayores cargas axiales, distintos  $P_C$  dan el mismo  $\delta$  (ambas líneas continuas y discontinuas se unifican). Es importante remarcar que para ambos pozos el

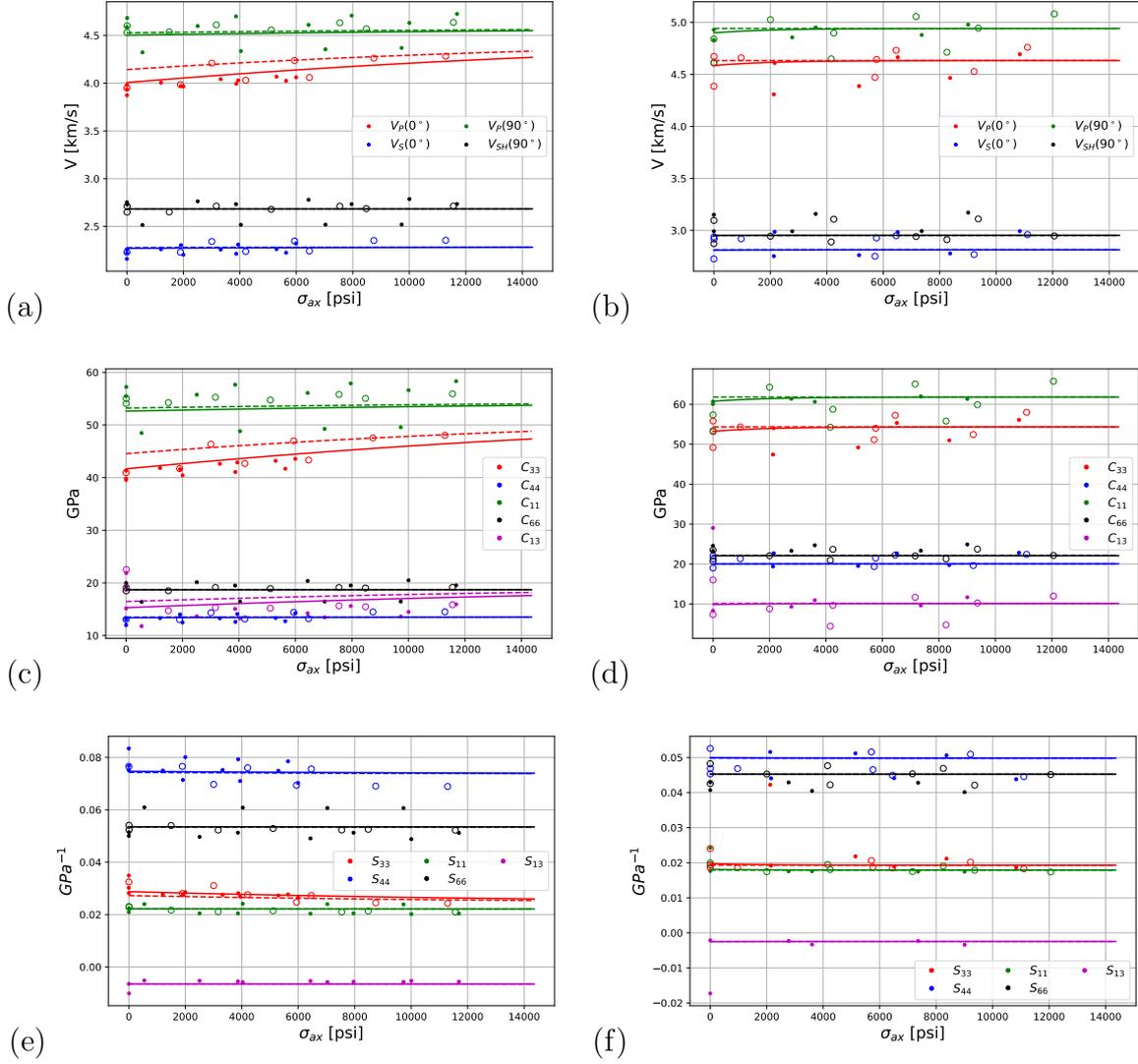


Figura 5.5: Modelo de roca promedio versus los datos para las velocidades ((a) y (b)), rigidez ((c) y (d)) y compliancia ((e) y (f)). Figs. (a)(c)(e) son para el pozo-1 (primera columna de los gráficos) y (b)(d)(f) para el pozo-2 (segunda columna). Las líneas continuas (círculos rellenos) representan el modelo (los datos) para una  $P_C$  igual a la presión del reservorio, mientras que las líneas discontinuas (círculos vacíos) representan el modelo (los datos) para una  $P_C$  igual al doble de la presión del reservorio. El error promedio general en porcentaje (ec. (5.6)) es 2,6 % y 3,5 % para el pozo-1 y 2 respectivamente.

coeficiente  $\delta$  no fue medido sino estimado asumiendo que (1) existe una relación estáo-dinámica válida y que (2) la anelpticidad permanece constante con el aumento de los esfuerzos  $\sigma_{ax}$  (ver la sección 5.4.2). En particular, para analizar la influencia del error asociado con el coeficiente  $\vartheta$  (que sólo afecta a  $C_{13}$ ) sobre  $\delta$ , introducimos barras de error en ambos gráficos, que se obtienen realizando una propagación de errores, considerando la definición:

$$\delta = \frac{(C_{13}^{dyn} + C_{44}^{dyn})^2 - (C_{33}^{dyn} - C_{44}^{dyn})^2}{2C_{33}^{dyn}(C_{33}^{dyn} - C_{44}^{dyn})}, \quad (5.8)$$

y utilizando la siguiente expresión

$$\Delta\delta = \left| \frac{\partial\delta}{\partial C_{13}^{dyn}} \right|_{\sigma_{ax}=0} \Delta C_{13}^{dyn}, \quad (5.9)$$

siendo  $\Delta C_{13}^{dyn} = C_{13}^{sta} \Delta\vartheta$  de la relación (3.52). Las barras de error mostradas en la Fig. 5.6 corresponden a un error  $\Delta\vartheta = \pm 0,1$ .

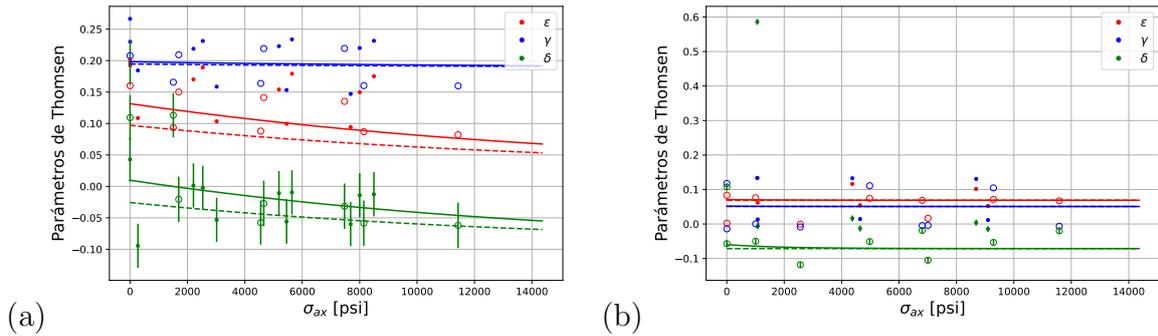


Figura 5.6: Modelo de roca promedio versus los parámetros de anisotropía ( $\epsilon$ ,  $\gamma$  y  $\delta$ ) para (a) el pozo-1 y (b) pozo-2. Las líneas continuas (círculos rellenos) representan el modelo (los datos) para una  $P_C$  igual a la presión del reservorio, mientras que las líneas discontinuas (círculos sin relleno) representan el modelo (los datos) para una  $P_C$  igual al doble de la presión del reservorio. El parámetro de Thomsen  $\delta$  se presenta con barras de error dado que es una magnitud estimada y no medida.

## Módulos de Young

La Figura 5.7 muestra el modelo de roca promedio versus los módulos anisótropos de Young para los pozos-1 y 2 (Figs. (a) y (b) respectivamente). La Fig. (a) muestra que para el pozo-1 el ajuste tanto de  $E_h$  como de  $E_v$  yace dentro del rango de valores del set de datos. Muestra también que las diferencias entre ambos módulos de Young decrece con el aumento de los esfuerzos axiales y que aplicar una mayor presión de confinamiento  $P_C$  es más significativo sobre  $E_v$  que sobre  $E_h$ . La Fig. (b) muestra que ambos  $E_h$  y  $E_v$  predichos yacen dentro del rango del set de datos pero el efecto de considerar mayor presión de confinamiento  $P_C$  es sólo significativo para bajas cargas axiales. Para mayores cargas axiales diferentes  $P_C$  arrojan el mismo  $E_v$  y  $E_h$ . Es decir, ambas curvas continuas y discontinuas se unifican. Las Figuras 5.7 (a) y (b) también revelan una importante segregación de los datos para los módulos de Young de lo que puede desprenderse que, al menos para este set de datos, una optimización en términos de estos módulos no sería deseable.

## Porosidad promedio dependiente de los esfuerzos

Utilizando las propiedades promedio mencionadas, podemos predecir cuánto cambiaría la porosidad al ser sujeta a un incremento de presión hidrostática desde un estado de presión ambiental (presión del laboratorio) a la presión del reservorio in situ. Esto es para estimar cómo las propiedades petrofísicas medidas en las condiciones del laboratorio

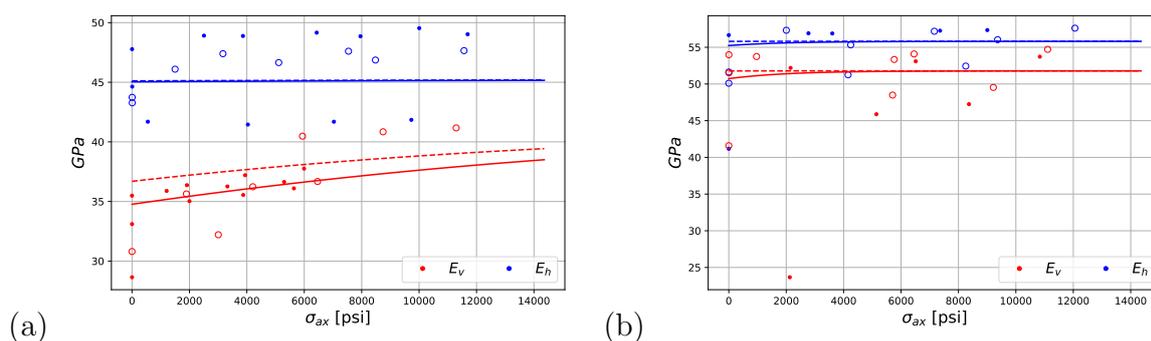


Figura 5.7: Modelo de roca promedio versus los módulos de Young horizontales ( $E_h$ ) y verticales ( $E_v$ ) para (a) el pozo-1 y (b) el pozo-2. Las líneas continuas (círculos rellenos) representan el modelo (los datos) para una  $P_C$  igual a la presión del reservorio, mientras que las líneas discontinuas (círculos sin relleno) representan el modelo (los datos) para una  $P_C$  igual al doble de la presión del reservorio.

podrían diferir respecto de las condiciones del reservorio. Usando la ecuación (3.101) vemos en la Fig. 5.8 con líneas negras continuas cómo la porosidad efectiva  $\langle \phi_E \rangle$  cambiaría para el pozo-1 (Fig.5.8 a) y para el pozo-2 (Fig.5.8 b). También con líneas rojas verticales vemos cómo la porosidad dúctil cambia con cada paso en los incrementos de carga. Esta porosidad dúctil es adicionada a la porosidad rígida en un estado descargado (líneas azules) en cada paso de incremento de carga para obtener la porosidad efectiva. En este modelo sólo esta porosidad dúctil cambia con los incrementos de presión. La porosidad cambia alrededor del 1% para el pozo-1 y 2.5% para el pozo-2, lo que significa que aunque el decaimiento de la porosidad es despreciable con los esfuerzos aplicados en este estudio, el incremento de las velocidades es aún significativo. Este comportamiento de los cambios de porosidad fue observado y reportado mediante datos experimentales (ver por ej., Han et al. [1986]).

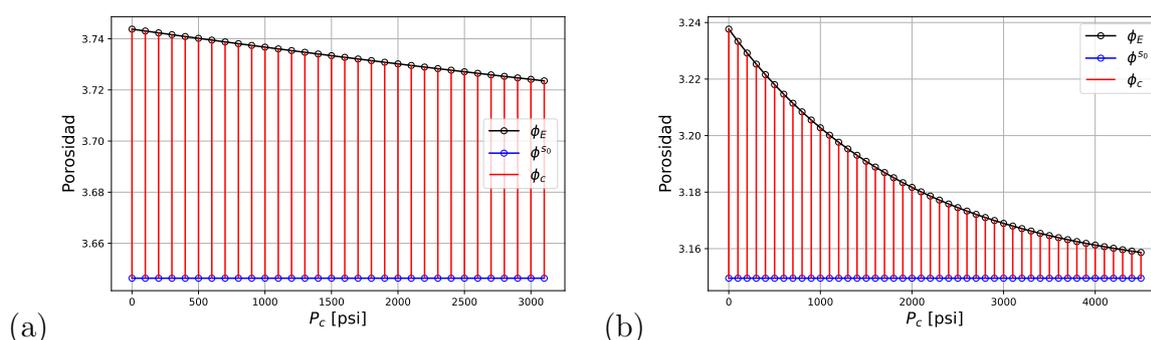


Figura 5.8: Decaimiento de la porosidad efectiva con la presión de confinamiento para una roca con propiedades promedio para el (a) pozo-1 y (b) pozo-2. La porosidad generalizada dúctil ( $\phi_c = \phi_{ii}^c$ , representada con líneas rojas verticales) es obtenida de la ec. (3.100) y la porosidad rígida generalizada en el estado descargado ( $\phi^{s0}$ , líneas azules) no es afectada por el incremento de presión.

Parámetros optimizados									
	$S_{11}^{sc}$	$S_{33}^{sc}$	$S_{44}^{sc}$	$S_{66}^{sc}$	$S_{13}^{sc}$	$\phi_{11}^{co}$	$\phi_{22}^{co}$	$\phi_{33}^{co}$	$F_C$
	$\times 10^{-2}$ [GPa $^{-1}$ ]					$\times 10^{-4}$			[MPa $^{-1}$ ]
Pozo-1	2.456	2.622	7.878	5.671	-0.822	0.186	0.	9.557	0.108
Pozo-2	1.924	1.98	4.99	4.95	-0.21	2.9	0.054	5.96	0.731

Tabla 5.2: Set de parámetros optimizados para el modelo PDA (Fórmulas (3.104) para el pozo-1 y el pozo-2. Estos valores son consistentes respecto de aquellos reportados en la literatura (ver por ej. Sviridov et al. [2017], Shapiro [2017], Sviridov et al. [2019]), por lo que son razonables.

Parámetros optimizados													
	arcilla efectiva									Querógeno			
	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{11}$	$C_{66}$	$C_{13}$	$\rho_c$	$\epsilon$	$\gamma$	$\delta$	$K_k$	$\mu_k$	$\rho_k$	$C_k$
	[GPa]					$kg/m^3$				[GPa]	$kg/m^3$		
pozo-1	37.5	10.6	62.4	14.4	13.2	2800	0.33	0.18	-0.08	4.85	4.36	1500	0.73
pozo-2	35.3	6.9	66.	24.4	36.2	2300	0.43	1.26	0.52	3.	4.4	1460	0.77

Tabla 5.3: Propiedades elásticas optimizadas y densidades para la arcilla efectiva y para el querógeno en GPa y en  $kg/m^3$ .  $C_k$  es la concentración de carbono orgánico en la materia orgánica sólida ec. (4.9) y es adimensional.  $\epsilon$ ,  $\gamma$  y  $\delta$  son los parámetros de Thomsen de la arcilla efectiva optimizada de cada pozo y son adimensionales.

### Estimación de los coeficientes de Biot de esfuerzo-efectivo

Analicemos ahora las implicaciones de aplicar los mismos incrementos de presiones hidrostáticas sobre los coeficientes de esfuerzos efectivos de Biot  $\alpha$  para esta roca promedio, desde cero a la presión del reservorio, es decir, sin aplicar esfuerzos axiales sino, únicamente, esfuerzos hidrostáticos. La importancia de este coeficiente yace en que permite cuantificar la contribución de la presión poral a la reducción de los esfuerzos, es decir, la cantidad de presión poral transmitida a la matriz de roca, cuando la roca saturada es sometida a esfuerzos y cambios en la presión poral [Cheng, 2016; Scott Jr. y Abousleiman, 2005]. En rocas VTI existen 2 coeficientes de Biot, uno para la dirección horizontal y ( $\alpha_H$ ) y otro para la dirección vertical ( $\alpha_V$ ) de acuerdo a la siguiente relación [Cheng, 2016]

$$\alpha_{ij} = \delta_{ij} - C_{ijkl}^m S_{klmm}^{gr}, \quad (5.10)$$

Siendo  $\alpha_H = \alpha_{11} = \alpha_{22}$ ,  $\alpha_V = \alpha_{33}$  y  $\alpha_{ij} = 0$  para  $i \neq j$ . Es una práctica común asumir micro-isotropía para los granos [Cheng, 2016], es decir, que  $S^{gr} = 1/K_{gr}$ , pero en este trabajo esta hipótesis no es aplicable debido a que se ha considerado un grano efectivo anisótropo. En la Fig. 5.9 se grafican los coeficientes  $\alpha_v$  y  $\alpha_H$  versus la presión de confinamiento  $P_C$  para el pozo-1 (Fig. (a)) y para el pozo-2 (Fig. (b)). Ambos coeficientes de Biot decrecen con los esfuerzos en ambos pozos dado que son inversamente proporcionales a  $\mathbf{C}^m$ , que crece con la presión mientras que  $\mathbf{C}^{gr}$  se considera independiente de la misma. Los valores obtenidos para ambos  $\alpha$  en el pozo-1 son comparables con aquellos documentados por mediciones de laboratorio por Suarez-Rivera y Fjær [2012] y Suarez-Rivera y Fjær [2013] y numéricamente por Tan y Konietzky [2014] para una shale. Para el pozo-2 los valores obtenidos para ambos  $\alpha$  son comparables con aquellos obtenidos

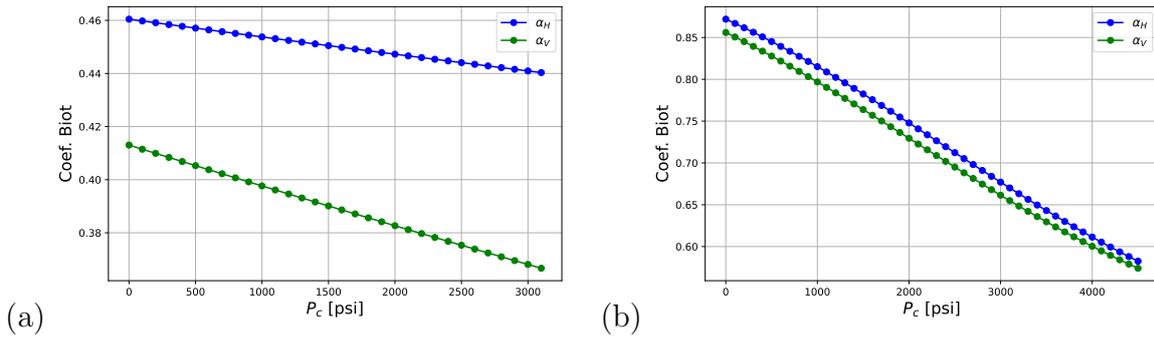


Figura 5.9: Coeficiente de Biot horizontal ( $\alpha_H$ ) y vertical ( $\alpha_V$ ) para una roca con propiedades promedio de (a) el pozo-1 y (b) el pozo-2 versus la presión de confinamiento. El límite inferior analítico calculado para  $\alpha$  isótropo por Zimmerman [1991] es calculado con la ec. (5.11) y es 0.089 para el pozo-1 y 0.085 para el pozo-2. De forma que, los  $\alpha$  modelados son razonables.

experimentalmente por Scott Jr. y Abousleiman [2005] para una arena anisótropa y esto podría relacionarse con el bajo nivel de anisotropía presente en este pozo. De hecho, la poca diferencia entre ambos coeficientes de Biot para este pozo es otra manifestación de la anisotropía débil observada en el mismo. Para el pozo-2 (Fig. (b)) ambos  $\alpha$  decrecen abruptamente en las primeras etapas de carga y luego de manera más moderada, dado que se observa un punto de inflexión en la curvatura cerca de la presión de reservorio. Si los esfuerzos continúan aumentando los  $\alpha$  llegarían a un valor asintótico. Para el pozo-1 (Fig. (a)) el decrecimiento de  $\alpha_v$  es continuo y no se observa asíntota. Esto podría entrar en conflicto, para mayores presiones, con resultados analíticos previamente conocidos. Para rocas isótropas, Zimmerman [1991] encontró de manera analítica un límite inferior para  $\alpha$  dado por

$$\alpha \geq \frac{3\phi}{2 + \phi}, \tag{5.11}$$

Teniendo en cuenta que en este trabajo  $\langle \phi_I \rangle = \langle \nu_k \rangle + \langle \phi_E^0 \rangle$  viene a ocupar el rol de la porosidad  $\phi$ , si tomamos el promedio de  $\phi_E^0$  de las Tablas 5.6 y 5.9 y el promedio de  $\nu_k$  (ver la sección 5.4.1) tendríamos para el pozo-1 un límite inferior igual a 0.089 y para el pozo-2 un límite inferior de 0.085. Para ambos pozos (Figs. 5.9 (a) y (b)) el límite inferior para  $\alpha$  es honrado, pero si los esfuerzos continúan aumentando,  $\alpha_V$  del pozo-1 podría cruzar el umbral mencionado, lo que no sería aceptable. Una posible explicación es que la hipótesis de compliancia de grano constante para este pozo, en ese punto, podría ya no ser válida.

### 5.6. Conclusiones del Capítulo

En este trabajo se presentó un modelado anisótropo que combina el modelo de Ciz y Shapiro [2007], es decir, una teoría del tipo Gassmann con relleno sólido, con el modelo de porosity deformation approach (o PDA) de Shapiro y Kaselow [2005]. Su originalidad consiste en que es uno de los primeros registros exitosos del uso de teorías poroelásticas como modelo de física de rocas para shales que incorporan un set extenso de mediciones de laboratorio (datos petrofísicos, geoquímicos, mineralógicos y geomecánicos), combinados con un método de inversión. Su ventaja sobre otros modelos de física de rocas usados

para shales, es que prescinde de información de la microestructura necesaria en otros casos. Dicha información no es comúnmente medida en el laboratorio ni sería sencilla de parametrizar y puede representar un costo adicional.

Para calibrar el modelo, fue necesario invertir algunos parámetros desconocidos. Primero, las propiedades elásticas y densidad de la arcilla (una *arcilla efectiva* que representa la combinación de diferentes fases arcillosas, y agua adsorbida y ligada). Estas propiedades son de interés en diferentes campos de estudio, tales como ciencias de materiales, mecánica de suelos, geomecánica y modelado geofísico. Segundo, las propiedades elásticas y coeficientes relacionados con la madurez del querógeno, así como también los parámetros del modelo PDA. Estos parámetros son en general muy difíciles de obtener por medio de mediciones de laboratorio confiables, y algunos de ellos no pueden medirse directamente. Para obtenerlos, se construyó una función de costo basada en la norma- $L2$  al cuadrado de las diferencias entre las velocidades acústicas medidas y estimadas. Esta función de costo fue minimizada mediante un optimizador global (*dual-annealing*, ver la sección 5.4.2), utilizando límites razonables tomados de la bibliografía de referencia. Para obtener velocidades oblicuas y completar la función de costo (teniendo en cuenta que sólo se dispuso de muestras verticales y horizontales) se determinó un coeficiente estado-dinámico para cada profundidad y se asumió que la anelipticidad se mantiene constante con los esfuerzos. Estos coeficientes estado-dinámicos son importantes en el contexto de la exploración de hidrocarburos y de la caracterización de reservorios por medio de las propiedades elásticas obtenidas del perfilaje de velocidades en pozos.

Con el modelo optimizado pudimos reproducir las velocidades medidas con errores bajos, del 2,5 % y 2,9 % para el pozo-1 y el 2 respectivamente (ver las figuras 5.3 y 5.4). También nos permitió modelar variaciones de la porosidad con los incrementos de los esfuerzos. Esto fue hecho para predecir cómo las propiedades petrofísicas medidas en las condiciones del laboratorio podrían diferir de aquellas de las del reservorio.

Dado que cada muestra en este estudio poseía diferente porosidad, para unificar todas las mediciones se propuso un modelo promedio como representativo de la formación (sección 5.5.1). Este modelo promedio fue luego usado para predecir las variaciones de la porosidad con la presión. Los resultados arrojaron que con el incremento de los esfuerzos el cambio en la porosidad es muy pequeño (aproximadamente del 1 % para el pozo-1 y del 2.5 % para el pozo-2), a pesar de que el incremento en las velocidades puede ser significativo (Figuras 5.8).

El modelo promedio arrojó un ajuste razonable en términos de las velocidades, rigidez, compliancia, módulos elásticos y parámetros de anisotropía (ver las Figuras 5.5-5.7). Esta bondad de ajuste obtenida usando propiedades promedio de la formación nos lleva a una conclusión práctica. Para la construcción de un modelo de física de rocas preciso, las propiedades petrofísicas, geomecánicas y geoquímicas (*de laboratorio*) podrían haberse medido con mayor espaciamiento, es decir, en un número menor de muestras. Esta resulta una lección aprendida importante que podría ahorrar tiempo, trabajo y presupuesto en futuros trabajos, si el objetivo perseguido yace dentro de la calibración de un modelo de física de rocas para escalas del orden de algunos metros. La generalidad de esta conclusión debería confirmarse por medio de sets de datos de otras shales.

Por último, examinamos las implicaciones de aplicar una carga hidrostática sobre el modelo promedio y obtuvimos los coeficientes de esfuerzos efectivos anisótropos de Biot  $\alpha_V$  y  $\alpha_H$  que son muy importantes para la determinación de las estimaciones de los esfuerzos in-situ de la formación. También resultan útiles para evaluar el efecto de

las presiones porales anormales sobre las velocidades sísmicas. El análisis mostró que la cantidad de anisotropía presente implica coeficientes horizontales y verticales muy diferentes, pero sólo en un pozo (pozo-1) la diferencia entre ambos crece con los esfuerzos (ver la Fig. 5.9 (a)). Para mayores cargas esta tendencia podría entrar en conflicto con límites analíticos conocidos previamente (ver la sección 5.5.1). Sin embargo, este límite inferior del coeficiente de Biot para ambos pozos (dado por la ec. (5.11)) es honrado dentro del rango de presiones de este estudio, de forma que los coeficientes de Biot son razonables.

Así, se han sentado las bases para el escalado del modelo desde el laboratorio al pozo para aumentar la comprensión de la formación y mejorar la caracterización del reservorio.

5.7. Apéndice: Set de datos utilizados

Prof. (m)	TOC (%)	S1 mg/g	S2 mg/g	S3 mg/g	$T_{max}$ °C	S1/TOC	S2/TOC HI	S3/TOC OI	S2/S3	S1/S1+S2 PI
Z0.76	1.72	1.90	3.35	0.22	456	110	195	13	15.23	0.36
Z2.39	0.76	0.66	1.19	0.18	437	87	157	24	6.61	0.36
Z3.36	1.41	1.35	2.24	0.19	461	95	158	13	11.79	0.38
Z4.72	0.56	0.37	0.72	0.18	443	66	128	32	4.00	0.34
Prop. Prom.	1.05									

Tabla 5.4: Análisis geoquímico realizado sobre muestras del **pozo-1**. Los valores de TOC están en porcentaje de masa, S1, S2 y S3 son las cuantificaciones de los respectivos picos de la pirólisis. S1 y S2 están en (mgHC)/(gRock) mientras que S3 está en (CO2mg/gRoca). HI es el “Índice de Hidrógeno” (en mgHC/gTOC), OI el “Índice de Oxígeno” (en mgCO2/gTOC) y PI es el “Índice de Producción”. El análisis geoquímico revela que las muestras están en la ventana de generación de petróleo. Las propiedades promedio se indican con (Prop. Prom.) y se usan en la sección 5.5.1.

Prof. (m)	Roca total					Fracciones de arcillas		
	Cuarzo	Feldespatos-Pl	Arcillas	Carbonatos (calcite)	Pirita	Clorita	Ilita-Esmectita	Ilita
Z0.76	30	2	56	8	4	35	64	1
Z2.39	46	1	35	13	5	30	68	2
Z3.36	32	3	47	11	7	41	53	6
Z4.72	38	0	31	26	5	40	58	2
Prop. Prom.	34.8	2.4	41	15.8	6	-	-	-

Tabla 5.5: Fracciones volumétricas minerales, en porcentaje, del analisis de DRX del **pozo-1**. Las propiedades promedio se indican con (Prop. Prom.) y son usadas en la sección 5.5.1.

Prof. (m)	$\rho_m$ g/cc	$\phi_T^0$ (% de BV)	$S_w^T$ $S_g^T$ $S_o^T$ (% de PV)	$\phi_E^0$ (% de BV)	$S_w^E$ $S_g^E$ $S_o^E$ (% de PV)
Z0.59	2.786	15.41	88.84 8.18 2.98	5.58	69.17 22.60 8.23
Z2.37	2.752	9.44	85.20 10.79 4.01	2.44	42.69 41.79 15.52
Z3.22	2.816	9.74	83.30 13.72 2.98	2.69	39.51 49.71 10.78
Z4.56	2.824	10.24	83.44 13.75 2.81	3.62	53.10 38.93 7.97
Prop. Prom.	2.8	11.46	85 12 3	3.74	52.3 37.7 10

Tabla 5.6: Datos petrofísicos de las muestras del **pozo-1** del análisis de rocas tight de TerraTek (TRA™ Schlumberger),  $\rho_m$  es la densidad de la matriz seca inorgánica (solid-grain),  $\phi$  denota valores de porosidad y  $S$  Saturación, supra (y sub) índices  $T$  y  $E$  indican "Total" o "Efectiva" respectivamente. Los sub-índices  $w, g$  y  $o$  indican agua, gas y petróleo (water, gas, oil), respectivamente. Todos los valores son obtenidos combinando mediciones de porosimetría de Helio con análisis de retorta. BV indica "Volumen Bulk" y PV "Volumen Poral". Las propiedades promedio (Prop. Prom.) se usan en la sección 5.5.1.

Prof. (m)	TOC (%)	S1 mg/g	S2 mg/g	S3 mg/g	$T_{max}$ °C	S1/TOC	S2/TOC HI	S3/TOC OI	S2/S3	S1/S1+S2 PI
Z1.81	0.63	0.75	1.40	0.10	427	119	222	16	14.00	0.35
Z3.98	1.81	1.18	2.06	0.13	465	65	114	7	15.85	0.36
Z8.35	0.99	1.80	1.97	0.08	370	181	198	8	24.63	0.48
Prop. Prom..	1.17	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Tabla 5.7: Análisis geoquímico realizado sobre muestras del **pozo-2**. Los valores de TOC están en porcentaje de masa, S1, S2 y S3 son las cuantificaciones de los respectivos picos de la pirólisis. S1 y S2 están en (mgHC)/(gRock) mientras que S3 está en (CO2mg/gRoca). HI es el “Índice de Hidrógeno” (en mgHC/gTOC), OI el “Índice de Oxígeno” (in mgCO2/gTOC) y PI es el “Índice de Producción”. El análisis geoquímico revela que las muestras están en la ventana de generación de petróleo. Las propiedades promedio se indican con (Prop. Prom.) y se usan en la sección 5.5.1.

Prof. (m)	Roca total					Fracciones de arcillas		
	Cuarzo	Feldespatos-K	Feldespatos-Pl	Arcillas	Pirita	Clorita	Ilita-Esmectita	Ilita
Z1.81	29	6	21	37	7	46	48	6
Z3.84	63	-	23	11	3	32	50	18
Z8.35	63	3	12	18	4	45	46	9
Prop. Prom..	49	3	20	23	5	-	-	-

Tabla 5.8: Fracciones volumétricas minerales, en porcentaje, del analisis de DRX del **pozo-2**. Las propiedades promedio se indican con (Prop. Prom.) y son usadas en la sección 5.5.1.

Prof. (m)	$\rho_m$ g/cc	$\phi_T^0$ (% de BV)	$S_w^T$	$S_g^T$	$S_o^T$	$\phi_E^0$ (% de BV)	$S_w^E$	$S_g^E$	$S_o^E$
			( % de PV)			( % de PV)			
Z1.71	2.612	3.86	45.81	44.55	9.64	2.46	15.11	69.79	15.11
Z4.61	2.641	5.27	53.21	37.92	8.87	2.93	15.93	68.14	15.93
Z8.52	2.707	6.90	32.55	57.96	9.49	5.40	13.86	74.02	12.12
Prop. Prom..	2.64	5	46.5	44.5	9	3.24	15.2	70	14.8

Tabla 5.9: Datos petrofísicos de las muestras del **pozo-2** del análisis de rocas tight de TerraTek (TRA™ Schlumberger),  $\rho_m$  es la densidad de la matriz seca inorgánica (solid-grain),  $\phi$  denota valores de porosidad y  $S$  Saturación, supra (y sub) índices  $T$  y  $E$  indican "Total" o "Efectiva" respectivamente. Los sub-índices  $w, g$  y  $o$  indican agua, gas y petróleo (water, gas, oil), respectivamente. Todos los valores son obtenidos combinando mediciones de porosimetría de Helio con análisis de retorta. BV indica "Volumen Bulk" y PV "Volumen Poral". Las propiedades promedio (Prop. Prom.) se usan en la sección 5.5.1.

Tabla 5.10: Mediciones geomecánicas para muestras del **pozo-1**.  $\sigma_{ax}$  es el esfuerzo axial,  $P_C$  la presión de confinamiento,  $\rho_b$  la densidad bulk (tomada como el promedio de los muestras horizontales y verticales).  $E_{33}$  y  $E_{11}$  son los módulos de Young verticales y horizontales y  $\nu_{ij}$  los coeficientes de Poisson, definidos como  $\nu_{ij} = -\epsilon_{jj}/\epsilon_{ii}$

		Mediciones dinámicas										Dinámicas a estáticas			Mediciones estáticas					
Prof.	$P_C$	$\sigma_{ax}$	$V_P(0^\circ)$	$V_S(0^\circ)$	$V_P(90^\circ)$	$V_{SH}(90^\circ)$	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{11}$	$C_{66}$	$\rho_b$	$\vartheta$	$C_{13}$	$V_P(45^\circ)$	$E_{33}$	$E_{11}$	$\nu_{31}$	$\nu_{13}$	$\nu_{12}$	
[m]	[MPa]		[km/s]			[GPa]				[g/cc]		[GPa]	[km/s]	[GPa]	adimensional					
Z0.41	21.5	0	3.51	1.789	4.203	2.417	31.50	8.20	45.20	14.90	2.557	1.53	16.19	3.748	11.66	22.00	0.22	0.28	0.29	
		9	3.512	1.791	4.211	2.414	31.50	8.20	45.40	14.90	2.558		16.22	3.753						
		20	3.521	1.794	4.214	2.414	31.70	8.20	45.40	14.90	2.559		16.28	3.758						
	43	21.5	30	3.554	1.796	4.231	2.412	32.34	8.26	45.83	14.89	2.560		16.69	3.781					
			0	3.479	1.812	4.223	2.351	31.00	8.40	45.90	14.20	2.564	1.52	15.84	3.751	10.57	22.11	0.21	0.31	0.26
			7	3.491	1.815	4.227	2.354	31.20	8.40	45.90	14.20	2.565		15.73	3.753					
			17	3.517	1.817	4.230	2.352	31.70	8.50	46.00	14.20	2.566		15.96	3.765					
27	3.538	1.820	4.233	2.349	32.10	8.49	46.03	14.18	2.567	16.14	3.775									
Z2.55	21.5	0	3.937	2.16	4.323	2.515	39.80	12.00	48.50	16.40	2.582	1.8	11.79	3.944	13.18	25.02	0.16	0.32	0.24	
		14	3.966	2.203	4.337	2.517	40.40	12.50	48.80	16.40	2.583		13.24	4.012						
		27	3.995	2.214	4.356	2.519	41.10	12.60	49.20	16.50	2.585		13.45	4.035						
		39	4.025	2.224	4.370	2.520	41.70	12.74	49.57	16.48	2.585		13.61	4.055						
Z3.5	21.5	0	3.982	2.261	4.683	2.730	41.30	13.30	57.20	19.40	2.608	1.47	21.88	4.36	18.39	28.16	0.24	0.23	0.24	
		8	4.006	2.262	4.700	2.733	41.80	13.30	57.70	19.50	2.609		15.07	4.212						
		23	4.042	2.258	4.709	2.734	42.60	13.30	57.90	19.50	2.61		15.61	4.231						
	43	21.5	37	4.069	2.262	4.726	2.735	43.19	13.35	58.32	19.53	2.61		15.94	4.252					
			21	4.21	2.342	4.601	2.711	46.40	14.30	55.00	19.10	2.607	1.34	22.54	4.427	20.24	32.46	0.26	0.32	0.25
			41	4.238	2.347	4.611	2.713	47.00	14.40	55.30	19.10	2.608		15.32	4.28					
			60	4.262	2.352	4.632	2.712	47.50	14.50	55.80	19.10	2.609		15.66	4.302					
78	4.283	2.355	4.636	2.714	48.02	14.51	55.25	19.13	2.615	15.87	4.313									
Z4.19	21.5	0	3.874	2.223	4.589	2.753	39.60	13.00	55.50	20.00	2.636	1.77	15.16	4.128	13.90	27.32	0.18	0.23	0.12	
		13	3.971	2.304	4.599	2.764	41.60	14.00	55.70	20.10	2.637		13.64	4.159						
		27	4.03	2.31	4.611	2.779	42.90	14.10	56.10	20.40	2.639		14.23	4.19						
	43	21.5	41	4.062	2.321	4.631	2.787	43.57	14.23	56.61	20.49	2.640		14.49	4.214					
			0	3.95	2.23	4.531	2.650	40.90	13.10	54.10	18.50	2.629	1.59	19	4.212	16.95	26.13	0.22	0.21	0.25
			13	3.985	2.23	4.538	2.651	41.70	13.10	54.20	18.50	2.63		14.73	4.125					
			29	4.031	2.238	4.558	2.679	42.70	13.20	54.70	18.90	2.631		15.19	4.155					
45	4.060	2.243	4.570	2.687	43.32	13.23	55.04	19.03	2.632	15.47	4.174									

Tabla 5.11: Mediciones geomecánicas para muestras del **pozo-2**.  $\sigma_{ax}$  es el esfuerzo axial,  $P_C$  la presión de confinamiento,  $\rho_b$  la densidad bulk (tomada como el promedio de las muestras horizontales y verticales).  $E_{33}$  y  $E_{11}$  son los módulos de Young verticales y horizontales y  $\nu_{ij}$  los coeficientes de Poisson, definidos como  $\nu_{ij} = -\epsilon_{jj}/\epsilon_{ii}$

Mediciones dinámicas												Dinámicas a estáticas			Mediciones estáticas				
Prof.	$\sigma_{ax}$	$P_C$	$V_P(0^\circ)$	$V_S(0^\circ)$	$V_P(90^\circ)$	$V_{SH}(90^\circ)$	$C_{33}$	$C_{44}$	$C_{11}$	$C_{66}$	$\rho_b$	$\vartheta$	$C_{13}$	$V_P(45^\circ)$	$E_{33}$	$E_{11}$	$\nu_{31}$	$\nu_{13}$	$\nu_{12}$
[m]	[MPa]		[km/s]				[GPa]				[g/cc]		[GPa]	[km/s]	[GPa]		dimensionless		
Z1.64	15	31	4.609	2.987	4.830	2.992	54.03	22.69	60.71	23.29	2.572	1.74	8.3	4.65	30.57	31.81	0.11	0.16	0.11
	45		4.664	2.984	4.855	2.992	55.36	22.66	61.38	23.31	2.574		9.31	4.688					
	75		4.694	2.993	4.878	2.994	56.12	22.82	62	23.35	2.576		9.63	4.713					
	0	62	4.673	2.938	5.025	2.945	55.81	22.06	64.29	22.08	2.551	1.59	8.78	4.711	34.52	36.38	0.11	0.18	0.13
	44		4.731	2.949	5.055	2.942	57.25	22.25	65.09	22.04	2.552		11.67	4.8					
	77		4.760	2.960	5.081	2.947	58	22.43	65.8	22.14	2.554		11.97	4.825					
Z4.54	15	31	4.308	2.754	4.928	3.151	47.42	19.4	60	24.56	2.514	1.11	29.04	4.925	22.24	39.67	0.32	0.18	0.32
	35		4.387	2.764	4.951	3.160	49.2	19.53	60.64	24.7	2.515		10.93	4.578					
	58		4.465	2.779	4.978	3.172	51	19.75	61.35	24.9	2.516		11.67	4.627					
	0	62	4.386	2.727	4.840	3.096	49.16	19.01	57.37	23.48	2.502	1.55	16.02	4.636	25.35	34.29	0.22	0.20	0.29
	39		4.471	2.753	4.896	3.109	51.14	19.38	58.76	23.69	2.504		9.65	4.548					
	64		4.527	2.769	4.944	3.111	52.44	19.63	59.92	23.74	2.505		10.25	4.597					
Z8.45	0	31	4.609	2.918	4.613	2.874	53.16	21.32	53.4	20.72	2.506	1.66	7.33	4.539	32.09	28.86	0.11	0.2	0.09
	29		4.659	2.920	4.649	2.890	54.33	21.34	54.27	21	2.507		4.43	4.497					
	57		4.643	2.929	4.712	2.912	54	21.5	55.8	21.31	2.509		4.75	4.522					

---

## CAPÍTULO 6

# Caso de estudio: Modelado de física de rocas en función de los esfuerzos y la saturación para las shales de la formación Agrio, Cuenca Neuquina, Argentina

---

### 6.1. *Resumen*

Este capítulo tiene como objetivo profundizar sobre la aplicabilidad y validez de la fórmula de sustitución fluida sobre rocas tipo shale argentinas con *alto contenido carbonático* (mayor al 80%). Si bien existen registros en la bibliografía de estudios que intentan verificar la validez de dicha fórmula sobre rocas carbonáticas (tales como calizas y dolomitas), este estudio resulta ser uno de los primeros sobre rocas tipo shale. Para ello, se aplica el flujo de modelado poroelástico desarrollado a lo largo de este trabajo sobre una terna de muestras de afloramiento especialmente extraídas de las shales de la fm. Agrio (Cca. Neuquina), las que presentan un alto contenido de carbonatos (principalmente calcita). La terna está constituida por una muestra horizontal, una vertical y una oblicua a la laminación, lo que nos permite calcular el tensor de rigidez  $C_{ij}$  completo. A estas muestras se les realizó un conjunto de mediciones petrofísicas, geoquímicas y mineralógicas para su caracterización y, posteriormente, mediciones de ultrasonido en función de la presión diferencial, sobre las muestras secas en primera instancia, posteriormente sobre muestras saturadas con salmuera y por último sobre muestras secas nuevamente. Los ensayos mostraron que, por un lado, las velocidades compresionales no exhiben un importante cambio con la saturación pero sí sensibilidad a los esfuerzos. Esto puede deberse a que la saturación de las muestras no es total, o bien, debido a que tienen muy baja porosidad. Con lo cual, los efectos de los fluidos saturantes sobre las velocidades de ondas compresionales pueden ser modelados por un esquema de sustitución de fluidos. Por otro lado, se observa una importante disminución de las velocidades de corte en las muestras saturadas respecto a las velocidades en muestras secas, es decir, un importante *debilitamiento del módulo de corte*. Esta disminución hace inviable su modelado a partir de sustitución fluida para obtener las velocidades de corte saturadas a partir de las secas (o vice-versa). Este debilitamiento de los módulos de corte resulta reversible, ya que al

secar las muestras y medir el ultrasonido nuevamente se recuperan las velocidades compresionales y de corte previas a la saturación. De estos ensayos se observa que la hipótesis de anelipticidad constante con la presión diferencial parece ser razonable para muestras saturadas, pero no así para muestras secas.

## 6.2. Introducción

A partir de muestras de afloramientos de la fm. Agrio, Cuenca Neuquina, se extrajeron tres muestras cilíndricas orientadas a  $0^\circ$  (vertical V), a  $90^\circ$  (horizontal H) y una tercer muestra oblicua (OB) a  $52^\circ$  con respecto a la laminación (veáse la Figura 6.1). Todas las muestras poseen un diámetro cercano a 1 pulgada ( $\approx 2,53$  cm) y entre 2,1 y 2,3 pulgadas de largo ( $\approx 5,3$  a 6 cm). La longitud de las muestras es un parámetro crítico a la hora de determinar las velocidades de arribo de los pulsos ultrasónicos. Por este motivo, son medidas a la décima del milímetro. Las caras de cada muestra fueron rectificadas para garantizar un buen contacto con los sensores ultrasónicos, siendo uno *compresional* y el otro de *cizalla*. Con lo cual, sólo 2 modos de propagación fueron aplicados sobre cada muestra. Es decir que, sobre las muestras horizontales se mide sólo una onda *S* a menos que se rote la muestra. Para este trabajo hemos adquirido únicamente la onda *SH* sobre la muestra horizontal, es decir, aquella que perturba el medio en la dirección paralela a la estratificación. El mismo criterio se siguió para la muestra oblicua. Se la orienta de modo que la onda *S* transmitida perturbe en la dirección paralela a las capas (onda *SH*). Esto da un total de 6 velocidades adquiridas. La frecuencia central de ambos emisores es de 1 MHz. La Figura 6.2 exhibe ejemplos de trazas registradas en el laboratorio para (a) muestra horizontal y (b) y (c) muestra oblicua. Para ambos modos de propagación, los emisores emiten primeros arribos *negativos* y la línea discontinua roja revela la posición de este arribo seleccionada manualmente. Previo a cualquier ensayo de laboratorio se realizó una micro tomografía computada ( $\mu CT$ ) sobre cada muestra para verificar que no estuviesen fracturadas, cuyo resultado se observa en la Figura 6.1. A su vez, de cada muestra se extrajo una pequeña porción extra de material (excedente) para la realización de mediciones geoquímicas y mineralógicas que se detallarán en la siguiente sección.

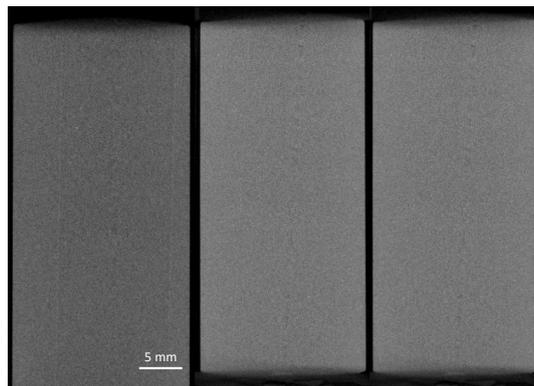


Figura 6.1: Imágenes de microCT ( $\mu CT$ ) de las muestras, los cuales revelan la homogeneidad de las mismas y la ausencia de microfracturas.

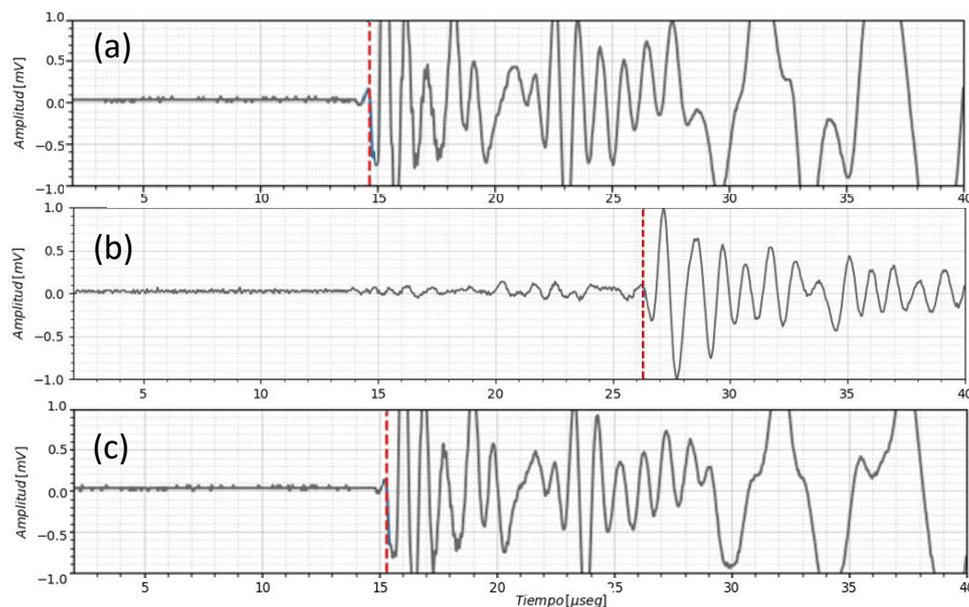


Figura 6.2: Ejemplos de trazas de ultrasonido adquiridas para las muestras *saturadas* para (a) ondas  $P$  horizontal y (b) onda  $S_h$  y (c) onda quasi  $P$ . En (b) y (c) el ángulo de las muestras es igual a  $52^\circ$ . Con una línea punteada roja se indica la posición del primer arribo seleccionado manualmente.

### 6.3. Metodología experimental

En esta sección describiremos las mediciones llevadas a cabo en los laboratorios YPF Tecnología S.A. (Y-TEC) para la terna de muestras. Comenzaremos por explicar el set de ensayos llevados a cabo y luego por resumir la información de las mediciones. Debido a que las muestras utilizadas para este estudio se extrajeron de afloramientos, se buscará saturarlas para analizar la respuesta elástica en función de la saturación y en función de la carga. Como veremos, en este trabajo se aplicaron esfuerzos compresivos hidrostáticos ( $\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33}$ ) sobre las muestras, es por eso, que utilizaremos *carga* como sinónimo de esfuerzos.

#### 6.3.1. Caracterización de las muestras y propiedades básicas

##### ■ Mediciones *como se reciben*

Los primeros ensayos se efectúan sobre las muestras tal y como se reciben. Usando un calibre digital se obtienen la *longitud y diámetro* de cada muestra y mediante la picnometría de mercurio se determinan sus *volúmenes Bulk* ( $V$ ). A continuación, usando una estufa de vacío se procede a *secar* las muestras durante 48 hs para luego medir porosidad interconectada por medio de un porosímetro de Helio. Los valores obtenidos se detallan en la Tabla 6.2.

##### ■ Mediciones *secas*

Luego del secado, se pesan las muestras y conociendo los volúmenes Bulk se procede a obtener la densidad de roca seca ( $\rho_d$ ) la cual se detalla en la Tabla 6.2. **Porosidad efectiva:** Se realizan mediciones de porosidad interconectada o *Gas Filled Porosity (GFP)* sobre todas las muestras. **Porosidad total:** Se efectúan medicio-

nes del tiempo  $T_2$ <sup>1</sup> utilizando un resonador magnético el cual detecta la presencia de hidrógeno que no ha sido evaporado con el secado. Obsérvese que la porosidad total de las muestras es del orden de 2% mientras que la efectiva es menor al 1%. (Tabla 6.2). **Mediciones de ultrasonido:** Se realiza un conjunto de mediciones de velocidades ultrasónicas (US) a presión diferencial ( $\sigma_d = \sigma_c - P_p$ ) variable. Las muestras se someten a cargas hidrostáticas desde  $P_C = 0$  hasta  $P_C = 9000$  psi ( $\approx 62$  MPa) y luego se descargan, dando pasos de 500 psi, mientras la presión poral  $P_p$  se mantiene constante. En cada paso se obtienen las velocidades de ondas  $P$  y  $S$  con la carga y con la descarga, lo cual da un total de  $N = 38$  mediciones de cada modo de propagación, para cada muestra (H,V,OB). Los datos obtenidos se detallan en la Tabla 6.5.

#### ■ **Mediciones saturadas**

Se sumergen las muestras en agua salada (salmuera, con 3% de salinidad) durante 6 semanas a 2200 psi de confinamiento. Esta metodología se denomina *water immersion porosimetry* o (WIP), para mayores detalles se remite al lector al trabajo de Kuila et al. [2014]. Se vuelven a **pesar las muestras** para tener una estimación del nivel de saturación a primer orden. **Fluidos totales:** Se efectúa nuevamente una medición de  $T_2$  usando el RMN para obtener una medida de la porosidad total  $\phi_T$  y estimar el nivel de saturación a primer orden. Para ello, es práctica común estimar la saturación por medio del cociente  $S_w \approx \phi_{RMN}^{sat} / \phi_T$  es decir, la porosidad estimada post-saturación sobre la suma de la GFP y porosidad total de muestra seca (*Y.P.F comunicación personal*, el lector puede ahondar en este tema en el texto de Song y Kausik [2019]). Esto da una  $S_w = 91\%$  para la muestra  $H$  y una  $S_w = 97\%$  para la muestra  $OB$ , para la muestra  $V$  esta metodología da mayor a 1 lo cual puede indicar la presencia de agua superficial durante la medición de RMN saturado, o bien, algún error en la medición de GFP en dicha muestra. Debe tenerse en cuenta que para los valores de porosidad que hemos obtenido, estamos en los límites de resolución tanto del resonador como del porosímetro. En todos los casos, podemos apreciar que la saturación de las muestras es bastante elevada, pero no del 100%. Con lo cual, para nuestro modelado consideraremos una saturación del 95% para nuestra roca promedio. Los valores obtenidos se detallan en la Tabla 6.2. **Mediciones de ultrasonido:** Nuevamente se realizan mediciones de velocidades ultrasónicas de ondas  $P$  y  $S$  aumentando la presión de confinamiento desde 0 hasta 10000 psi aplicando incrementos escalonados de 500 psi, pero ahora la presión poral se mantiene a 1000 psi (aproximadamente), por medio de una bomba presurizadora conectada al sistema. A su vez, se configura el dispositivo de adquisición de forma tal que se evite el drenado de fluidos. Debe entenderse que los términos *carga* o bien *descarga*, serán sinónimos de aumento y disminución, respectivamente, de la presión diferencial tanto en el caso seco como en el saturado. Los datos adquiridos se exponen en la Tabla 6.6, resultando nuevamente un total de  $N = 38$  mediciones

<sup>1</sup>La amplitud del decaimiento del tren de ecos de spin se puede ajustar muy bien mediante una suma de exponenciales en decaimiento, cada uno con una constante de decaimiento diferente. El conjunto de todas las constantes de decaimiento forma el espectro de decaimiento o la distribución del tiempo de relajación transversal ( $T_2$ ). Puede demostrarse matemáticamente que la curva de descomposición asociada con un solo poro será un exponencial único con una constante de descomposición proporcional al tamaño del poro; es decir, los poros pequeños tienen valores de  $T_2$  pequeños y los poros grandes tienen valores de  $T_2$  grandes. El decaimiento multiexponencial representa una roca con una distribución de tamaños de poros, con cada valor de  $T_2$  correspondiente a un tamaño de poro diferente [Coates et al., 1999].

utilizables.

### ■ 2° Ciclo de secado

Se vuelven a secar las muestras *V* y *H*, ahora en una estufa de convección durante 48 horas para repetir el esquema de mediciones ultrasónicas previo. A las velocidades medidas en esta instancia nos referiremos de aquí en más como velocidades del 2° ciclo de secado para distinguirlas de aquellas medidas en el 1° ciclo de secado, o lo que es lo mismo, antes de saturarlas. Para la medición se opta por un esquema de aumento de la carga hidrostática  $P_C$  desde 0 a 9000 psi manteniendo la  $P_p$  constante, realizando escalones de 1000 psi y midiendo en cada escalón velocidades de ondas *P* y *S*. Los valores obtenidos se detallan en la Tabla 6.7.

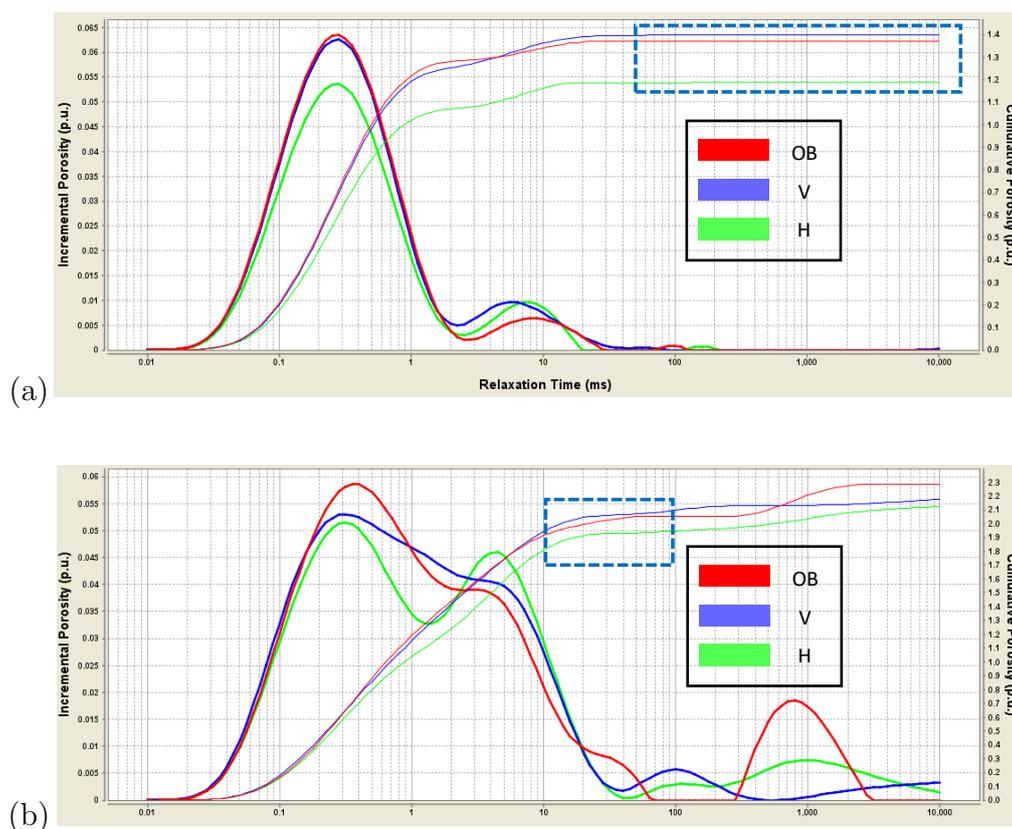


Figura 6.3: Tiempos de relajación  $T_2$  resultantes del ensayo de resonancia magnética nuclear (RMN) para las tres muestras (H: Horizontal, V: Vertical y OB: Oblicua) para las muestras (a) *secas* y (b) *saturadas*. La porosidad total de la muestra puede considerarse igual a la acumulada (*Y-TEC comunicación personal*). Para el caso de muestras (b) ocurren algunos picos de porosidad para tiempos de relajación más allá de los 100 ms. Esos tiempos no son aceptables para rocas tipo shale (indicarían tamaños de poros demasiado grandes) con lo cual, la porosidad total se toma igual a la acumulada previa a estos picos (en (a) y (b) se enmarcan con rectángulos discontinuos azules las acumuladas obtenidas).

### ■ Mediciones Geoquímicas y Mineralógicas

En paralelo a las mediciones descritas en los ítems previos se realizan ensayos de Carbono Orgánico Total (COT) para obtener las fracciones de materia orgánica sólida y otros parámetros geoquímicos sobre los excedentes de las muestras. Además se efectúa la Difractometría de Rayos-X (DRX) para obtener las fracciones minerales

de cada muestra con excedentes de las mismas. Los resultados de estos ensayos se resumen en las Tablas 6.3 y 6.4. Nótese la ausencia de minerales arcillosos y la elevada fracción de minerales carbonáticos en estas muestras, a diferencia de las shales analizadas en los capítulos previos.

#### 6.4. *Flujo de trabajo del modelado y ajuste de las velocidades medidas*

Para el modelado de las velocidades de laboratorio sobre muestras secas y sobre muestras saturadas utilizamos la fórmula de Ciz y Shapiro [2007], descrita en la sección 3.5 la cual combinaremos con el modelo PDA [Shapiro, 2017] (sección 3.6.2) para considerar los cambios debidos a la presión. Utilizaremos nuevamente el concepto de roca promedio ya descrito en el capítulo anterior (sección 5.5.1) para la obtención de la porosidad y la densidad dependiente de los esfuerzos. Con lo cual,  $\mathbf{S}^{\text{gr}}$  se obtendrá mediante el promedio de Backus de las fracciones minerales promedio (de la Tabla 6.4) para así obtener las propiedades elásticas efectivas del grano anisótropo. El tensor  $\mathbf{S}^{\text{if}}$  se obtiene de la combinación querógeno-fluidos móviles, tomando *aire* en el caso de muestras secas y *agua salada* en el caso de muestras saturadas y se considera igual al promedio de los límites de Hashin-Shtrikman. Las propiedades de los fluidos pueden obtenerse de la Tabla 5.1 excepto por la densidad del agua salada que se toma igual a  $\rho_w = 1090 \text{ kg/m}^3$ . La porosidad dependiente de los esfuerzos se modelará utilizando la ecuación (3.101) y siguiendo los lineamientos en los párrafos siguientes a aquella ecuación. Por último, la densidad dependiente de los esfuerzos  $\hat{\rho}$  se modela del mismo modo que en la sección 5.4.1 relacionados con el modelo de roca promedio. Como hemos hecho con anterioridad, esta densidad dependiente de los esfuerzos modelada se compara con los valores de densidad medidos en el laboratorio y se optimizan los parámetros  $\rho_k$  y  $C_k$  del querógeno (densidad y la constante de concentración de carbono, respectivamente, ver ecuación (4.9) y los párrafos siguientes). Otros parámetros del modelo que se asumirán desconocidos, se agrupan en un vector  $\mathbf{m}$ , y se optimizarán mediante un esquema de inversión como se detallará a continuación. El modelado de las velocidades se construye siguiendo los mismos pasos descritos en la sección 5.4.2), pero ahora la función de costo será:

$$Q(\mathbf{m}) = \left\| \mathbf{L}(\theta, \mathbf{m}) \right\|_2^2, \quad (6.1)$$

siendo  $L$  el vector de diferencias entre las velocidades medidas y modeladas cuyo elemento  $k$ -ésimo es igual a

$$L^{(k)}(\theta, \mathbf{m}) = \left( \hat{v}_P^{(k)}(\theta, \mathbf{m}) - v_P^{(k)}(\theta), \hat{v}_S^{(k)}(\theta, \mathbf{m}) - v_S^{(k)}(\theta) \right) \quad \theta = 0^\circ, 90^\circ \text{ ó } 52^\circ. \quad (6.2)$$

En la expresión (6.2) se utilizan las velocidades adquiridas en todos los ángulos de fase disponibles en condiciones secas y saturadas, a excepción de las velocidades de corte, que se utilizan sólo las secas. De forma que, el vector  $\mathbf{L}$  será de dimensión igual a 9. El porqué de esta elección se hará evidente luego del análisis llevado a cabo en la sección 6.5. El super índice  $k$  denota el número de muestra y varía desde 1 hasta  $N = 38$ , es decir, discrimina las velocidades según el esfuerzo diferencial.  $\theta$  denota el ángulo respecto a la laminación de la roca. Los parámetros a optimizar en este caso serán aquellos correspondientes al modelo PDA y los parámetros elásticos del querógeno  $K_k$  y  $\mu_k$ . Es decir:

$$\mathbf{m} = (S_{11}^{sc}, S_{33}^{sc}, S_{44}^{sc}, S_{66}^{sc}, S_{13}^{sc}, \phi_{11}^{c0}, \phi_{22}^{c0}, \phi_{33}^{c0}, F_C, K_k, \mu_k). \quad (6.3)$$

$S_{11}$	$S_{33}$	$S_{44}$	$S_{66}$	$S_{13}$	$\phi_{11}^{c_0}$	$\phi_{22}^{c_0}$	$\phi_{33}^{c_0}$	$F_C$	$100 \times E$
	$\times 10^{-2} [\text{GPa}^{-1}]$					$\times 10^{-4}$		$[\text{MPa}^{-1}]$	$[\%]$
1.48	1.66	3.75	3.63	-0.44	0.369	2.84	0.753	0.12	1.2

Tabla 6.1: Parámetros óptimos para el modelo PDA, ajustados usando las velocidades secas y saturadas por medio de la ecuación (6.1). La última columna es el error porcentual general calculado mediante la ecuación (6.4).

Para obtener  $\mathbf{m}$  se utiliza una implementación del algoritmo de Levenberg-Marquardt que permite el uso de restricciones no-lineales sobre los parámetros a optimizar [Newville et al., 2016]. Del mismo modo que en los capítulos previos, cuantificaremos la bondad del ajuste por medio del cálculo del error porcentual general, en la forma

$$E = \sqrt{\frac{1}{9N} \sum_{k=1}^N \left\| M^{(k)}(\theta, \mathbf{m}) \right\|_2^2}, \quad (6.4)$$

siendo

$$M^{(k)}(\theta, \mathbf{m}) = \frac{\hat{v}^{(k)}(\theta, \mathbf{m}) - v^{(k)}(\theta)}{v^{(k)}(\theta)}, \quad \theta = 0^\circ, 90^\circ \text{ ó } 52^\circ \quad (6.5)$$

Es decir, del vector que surge del cociente de las diferencias entre cada velocidad modelada y la medida, sobre la velocidad medida para cada modo de propagación. Es un vector de dimensión 9 al igual que  $\mathbf{L}$ .

## 6.5. Resultados

A continuación analizaremos los resultados principales de los ensayos realizados sobre las muestras y del modelado de las velocidades ultrasónicas con la carga y con la descarga. El ajuste de las velocidades secas y saturadas en función de la presión arroja los valores de los parámetros del modelo PDA que se resumen en la Tabla 6.1 y un error porcentual general del 1.2%.

### 6.5.1. Análisis de anisotropía

En la Figura 6.4 se ilustran los parámetros de Thomsen  $\epsilon$ ,  $\gamma$  y  $\delta$  para las muestras secas (izq.) y para las saturadas (der.), mientras que en la Figura 6.5 se muestra el parámetro de anelipticidad  $\eta$  para muestras secas (izq.) y saturadas (der.). Denotaremos con símbolos rellenos los valores medidos durante la etapa de carga y con símbolos vacíos aquellos obtenidos durante la descarga. Es claro de la Fig. 6.4, que la anisotropía de la roca es débil siendo  $\epsilon, \gamma, \delta \ll 1$ . A su vez, se observa un decaimiento (moderado) de la anisotropía con la carga. Resulta interesante notar que la anisotropía de las velocidades de ondas- $P$  cuantificada por el parámetro  $\epsilon$  resulta menor para las muestras saturadas respecto a las secas, mientras que la anisotropía de las velocidades de ondas- $S$  (cuantificada por  $\gamma$ ) aumenta.

La anelipticidad (graficada en la Fig. 6.5), por otro lado, no presenta una tendencia pronunciada con la carga ni para el caso seco ni para el caso saturado, a excepción de los valores por debajo de los  $\sigma_d = 2000$  psi para el caso seco únicamente donde parece disminuir con la carga. Considerar anelipticidad constante con la presión diferencial fue

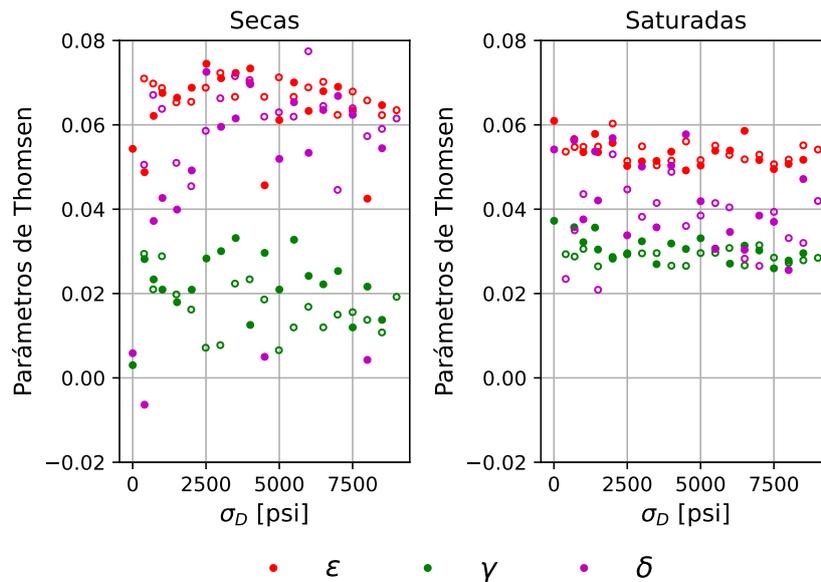


Figura 6.4: Parámetros de Thomsen para muestras **secas** (izq.) y para muestras **saturadas** (der.). Con símbolos llenos se indican valores con la carga y con símbolos vacíos con la descarga.

una aproximación utilizada previamente en este trabajo (ver Cap. 5) por la necesidad de completar el tensor de rigidez  $C_{ij}$  a falta de mediciones de velocidad oblicuas a la laminación. A la vista de los resultados experimentales, esta hipótesis parece razonable. Una disminución de la anelipticidad con la carga (aunque en este caso, ante carga uniaxial) fue observada también por Sviridov et al. [2019] en otras shales y al igual que en este trabajo para valores bajos de carga. La anelipticidad de las muestras es mayormente positiva (a excepción de los valores para muestra saturada medidos durante la etapa de carga hasta 4500 psi) lo cual es bastante común en shales según Horne [2013]. Que la anelipticidad sea positiva, implica que el medio genera ondas  $-qP$  más lentas en direcciones oblicuas a la laminación que un medio VTI elíptico con los mismos valores de  $C_{11}$  y  $C_{33}$  [Schoenberg, 1996]. Para las ondas  $-qSV$  el comportamiento es opuesto, se generan ondas en direcciones oblicuas que pueden ser más rápidas que las verticales u horizontales, e incluso puede presentar *triplificaciones* (ver Cap. 3 sección 3.2.3). Estas triplificaciones pueden ser paralelas, perpendiculares u oblicuas a la laminación, siendo estas últimas las más comunes. Los distintos tipos de triplificaciones ocurren si se cumplen condiciones estrictas entre los coeficientes del tensor  $C_{ij}$  dadas por las ecuaciones (3.47), (3.46) y (3.48). Sin embargo, a raíz de los valores medidos para  $C_{ij}$  podemos afirmar que no se espera que ocurran triplificaciones de ningún tipo para estas muestras ya sea para el caso seco o para el saturado.

### 6.5.2. Velocidades de corte

En la Figura 6.6 se observa el comportamiento de las velocidades de corte para roca seca (círculos) y para roca saturada (triángulos) en función de la presión diferencial. Con líneas continuas se grafican las predicciones del modelo para roca seca y con líneas discontinuas la predicción del modelo para las velocidades saturadas. De la figura se desprende que los cambios en las velocidades de corte debidas a la saturación de las

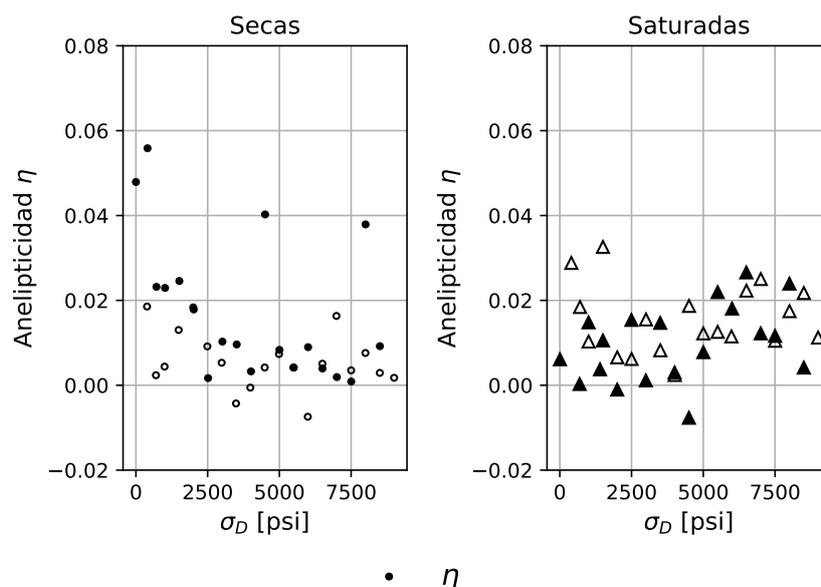


Figura 6.5: Parámetro de anelipticidad ( $\eta$ ) para muestras **secas** (izq.) y para muestras **saturadas** (der.). Con símbolos llenos se indican valores con la carga y con símbolos vacíos con la descarga.

muestras no pueden ser predichos de manera adecuada por el modelo. La disminución de las velocidades de corte luego de la saturación de las muestras es mucho mayor que la que puede esperarse debida únicamente al aumento de la densidad de las rocas al saturarlas (representada por líneas discontinuas en la Fig. 6.6). Otros autores han encontrado este mismo comportamiento sobre rocas carbonáticas como por ejemplo Baechle et al. [2009]; Fabricius et al. [2010]; Adam et al. [2006] y lo asocian con un *debilitamiento del módulo de corte*. Este efecto se hace evidente al calcular los módulos de corte de la roca anisótropa a partir de las velocidades medidas y se ilustra en la Figura 6.7. Según Adam et al. [2006], basándose en los estudios de Khazanehdari y Sothcott [2003], puede deberse a dos mecanismos: (1) Reducción de la energía superficial de los granos sólidos y (2) Crecimiento de microfracturas. El examen de  $\mu$ CT realizado sobre las muestras bajo estudio no detectó microfracturas, con lo cual este segundo mecanismo no parece ser responsable de este efecto. La reducción de la energía superficial ocurre debido a que las moléculas de fluido, al unirse a superficies sólidas, rompen una serie de enlaces sólido-sólido y, por lo tanto, reducen la fuerza de cohesión entre los granos [Murphy III et al., 1984]. Otros autores han encontrado que este debilitamiento es menos pronunciado cuando se satura a la roca con otros fluidos no-polares como Decano [Mikhailsevitch et al., 2016] o Metanol [Risnes y Flaageng, 1999]. Siendo el Metanol miscible en agua, Risnes y Flaageng [1999] comprueban que al generar una mezcla entre ambos, a medida que aumenta el contenido de Metanol en la mezcla el debilitamiento del módulo de corte es menor. Es así, que no se cumplen todas las hipótesis de la teoría de Gassmann ya que existe un efecto químico entre el fluido poral y los minerales de la matriz. Eso explicaría porque no pueden modelarse los cambios en las velocidades de corte utilizando un esquema de sustitución fluida. A su vez, es de esperar que este debilitamiento del módulo de corte afecte al módulo compresional. En este sentido, Adam et al. [2006] observan que el incremento de los módulos de Bulk es mayor, en porcentaje absoluto, para el caso saturado respecto al caso seco. Dicen que esto puede deberse a los efectos combinados del aumento de las velocidades compresionales con

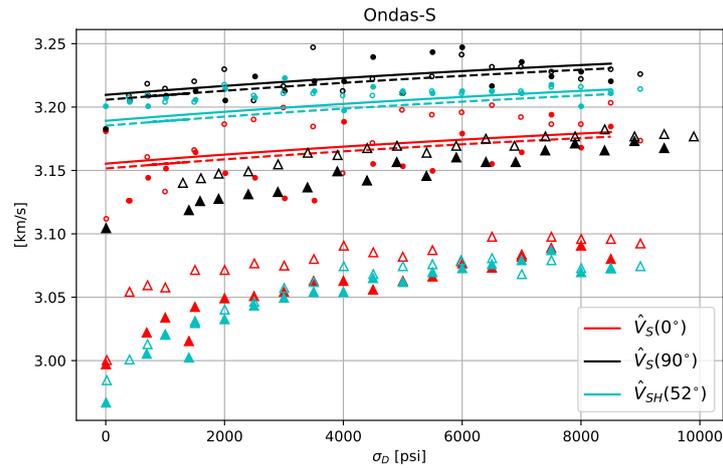


Figura 6.6: Velocidades de corte para muestras **secas** (círculos) y para muestras **saturadas** (triángulos). Para las muestras saturadas se aplica una  $P_p = 1000$  psi constante y se incrementa la presión  $P_C$ . En ambos casos se mide la velocidad en función de la carga hidrostática. Las líneas continuas denotan las predicciones del modelado para roca *seca* y las punteadas para roca *saturada*.

la saturación y debido a algún mecanismo de dispersión (ver Cap. 3 sección 3.7) en altas frecuencias. Además, los autores observan que para algunas de sus muestras en el rango ultrasónico el módulo de Bulk es predicho por la ecuación de Gassmann pero no así el de corte y encuentran que esto se correlaciona en general para muestras con baja pendiente de las curvas de velocidad en función de la presión. Esta pendiente se relaciona con la sensibilidad de la roca a la presión y si es baja, implica poca presencia de poros dúctiles y mayor presencia de poros redondeados (rígidos). Nuestras mediciones presentan una baja sensibilidad de la roca a la presión diferencial como puede verse de las Figuras 6.6-6.8, de forma que, en este sentido coincidimos con las observaciones hechas por Adam et al. [2006]. A su vez, de la Figura 6.7 se observa que las diferencias entre los módulos de corte secos y saturados disminuyen con el aumento de la presión diferencial. Evidentemente, esto es otro indicio de que las diferencias entre los módulos secos y saturados se deben a la presencia y efecto de los poros dúctiles, ya que al aumentar la presión diferencial se espera que este tipo de poros se cierren y las diferencias entre los módulos sean menores. En este trabajo el rango de presiones diferenciales aplicado es casi el doble del aplicado por Adam et al. [2006], pero incluso para estos valores de presión las diferencias entre las predicciones del modelado y los datos son considerables con lo cual es muy probable que incluso para estos valores de presión aún existan poros dúctiles abiertos.

### 6.5.3. Velocidades compresionales

Las Figuras 6.8 (a) y (b) revelan el comportamiento de las velocidades ultrasónicas compresionales al aumentar la presión diferencial (puntos llenos) y al disminuirla (puntos vacíos). Debido a que las velocidades cuando  $\sigma_d \approx 0$  previo a la carga y al finalizar la descarga son comparables, y no se aprecia histéresis consideramos que las muestras no han sufrido deformación plástica significativa. Esto pudo verificarse por medio del cambio en las longitudes de las tres muestras que, comparativamente, variaron menos de un 0.2% en los tres casos. De la comparación entre las Figuras 6.8 (a) y (b) para cada dirección de

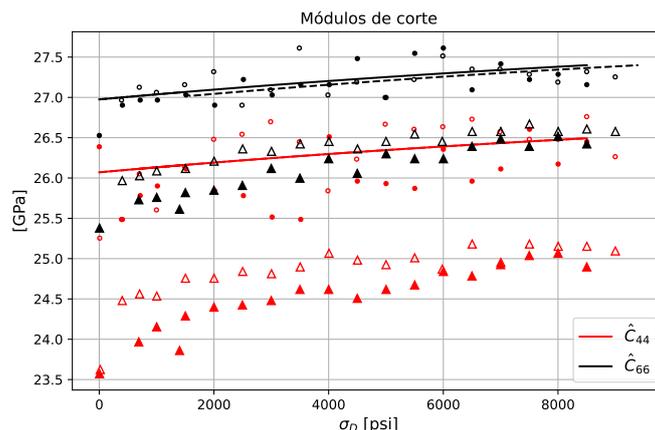


Figura 6.7: Módulos de corte para muestras **secas** (círculos) y para muestras **saturadas** (triángulos). Las líneas continuas denotan las predicciones del modelado para roca *seca* y las punteadas para roca *saturada*.

propagación se observa que el cambio de las velocidades compresionales con la saturación es moderado y que los valores predichos por el modelado se ajustan satisfactoriamente a las velocidades medidas, con lo cual, nuestro modelado presenta una mejora significativa respecto al obtenido por Baechle et al. [2009] quienes observaban un desajuste entre las velocidades ultrasónicas compresionales saturadas predichas por la fórmula de Gassmann y los valores medidos. Los autores mencionados encuentran una correlación entre este desajuste de las velocidades compresionales y el debilitamiento del módulo de corte que experimentan las muestras. A su vez, los resultados de nuestro ajuste y modelado difieren de los de Adam et al. [2006] quienes encuentran una buena predicción de los módulos de Bulk saturados a pesar del debilitamiento del módulo de corte. Nuestros resultados arrojan un buen ajuste del modelado para los módulos compresionales ( $C_{11}$ ,  $C_{33}$ , ver Fig. 6.9) tanto para el caso seco como para el saturado pero no así para el módulo de Bulk (que para medios anisótropos se calcula mediante  $(2C_{11}^* + C_{33}^* + 2C_{12}^* + 4C_{13}^*)/9$ , ver Mavko et al. [2020] ecuación (2.2.73)). Por otro lado, el set de datos utilizado para este estudio difiere de los utilizados por Baechle et al. [2009] y Adam et al. [2006] ya que las muestras usadas aquí presentan porosidad efectiva mucho más baja, contienen materia orgánica (componente inexistente en las muestras de aquellos autores, o bien, despreciada) y son anisótropas. A pesar de las diferencias, consideramos que son comparables debido a que en nuestro modelado la materia orgánica constituye parte del relleno poral y si se toma la porosidad promedio y se le suma el contenido orgánico promedio de las muestras usadas aquí, entonces el relleno poral es del orden del 7%, muy similar a los valores informados por Baechle et al. [2009].

#### 6.5.4. Velocidades del 2° ciclo de secado

Con el objetivo de analizar si el debilitamiento del módulo de corte debido a la saturación de las muestras era permanente se decidió secar nuevamente las muestras *V* y *H* para verificar si las velocidades medidas se correspondían con las realizadas previo a la saturación. En la Figura 6.10 se comparan en (a) las velocidades compresionales horizontales y verticales y en (b) las de corte medidas en el 1° ciclo de secado versus las del 2° ciclo. Las diferencias entre las velocidades puede cuantificarse a partir del error promedio

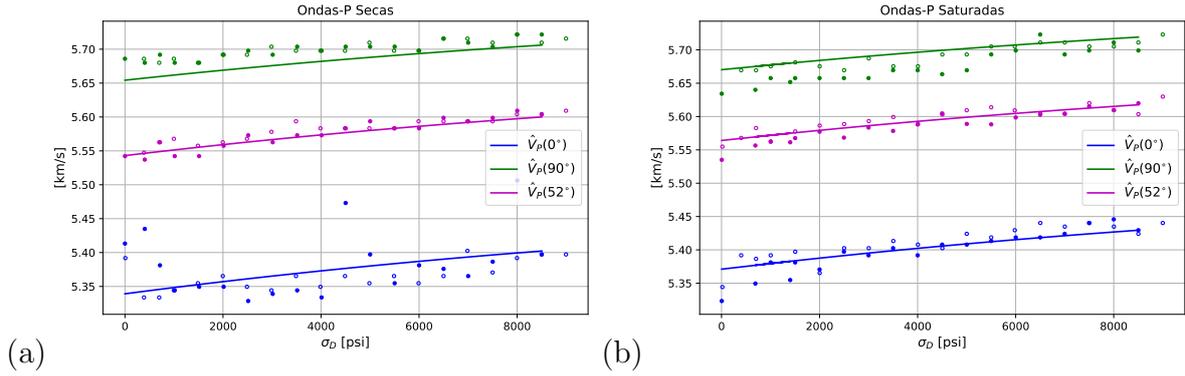


Figura 6.8: Velocidades compresionales para (a) roca **seca** y (b) roca **saturada**. Para las muestras saturadas se aplica una  $P_p = 1000$  psi constante y se incrementan la  $P_C$ . En ambos casos se mide la velocidad en función de la carga hidrostática. Las líneas continuas denotan las predicciones del modelado.

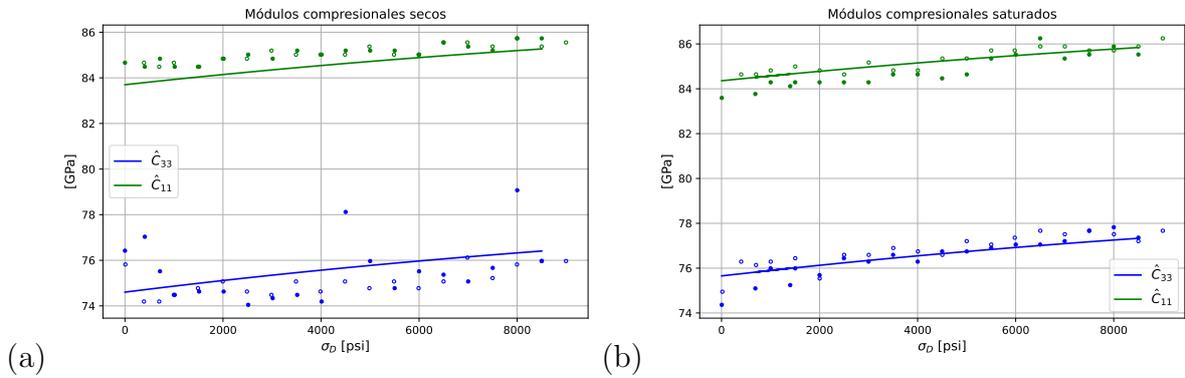


Figura 6.9: Módulos compresionales (a) para roca **seca** y (b) para roca **saturada**. Los símbolos llenos indican mediciones durante la carga y símbolos vacíos durante la descarga. Las líneas continuas denotan las predicciones del modelo.

porcentual

$$E_v = 100 \times \sqrt{\frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} \left\| \frac{\mathbf{v}_{1^\circ} - \mathbf{v}_{2^\circ}}{\mathbf{v}_{1^\circ}} \right\|_2^2}, \quad (6.6)$$

en el que denotamos con  $\mathbf{v}_{1^\circ}$  las velocidades del 1º ciclo y  $\mathbf{v}_{2^\circ}$  las velocidades del 2º ciclo, siendo  $N_1 = 19$  el número de muestras del 2º ciclo, puesto que para este segundo ciclo se tomaron menos muestras a fin de agilizar el proceso como se observa en la Tabla 6.7. Como puede verse en la Figura 6.11, los errores promedio porcentuales entre las velocidades del 1º ciclo y del 2º ciclo sólo superan levemente el 1% en el caso de la muestra vertical. Es por esto que consideramos que las velocidades medidas en este 2º ciclo de secado se corresponden con aquellas del 1º ciclo. Con lo cual, a la vista de los resultados experimentales es de esperar que el debilitamiento del módulo de corte sea reversible tal y como observan Baechle et al. [2009].

### 6.6. Conclusiones del Capítulo

En este caso de estudio se utilizó el modelo de física de rocas poroelástico anisótropo y dependiente de los esfuerzos que ha sido desarrollado a lo largo de este trabajo de

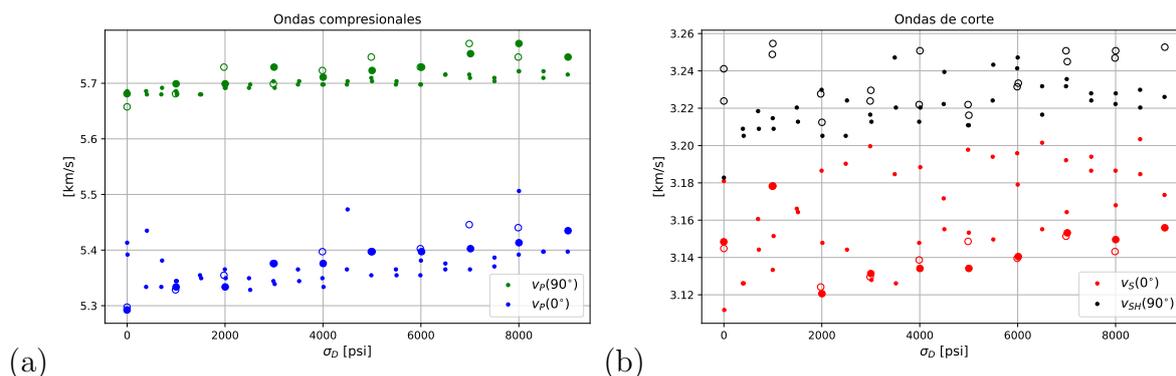


Figura 6.10: Velocidades (a) compresionales y (b) de corte para muestras del 1° ciclo de secado (círculos pequeños llenos) y para muestras del 2° ciclo de secado (círculos grandes llenos para valores durante la carga y vacíos durante la descarga). Solo en el caso de las velocidades verticales el error supera levemente el 1 %.

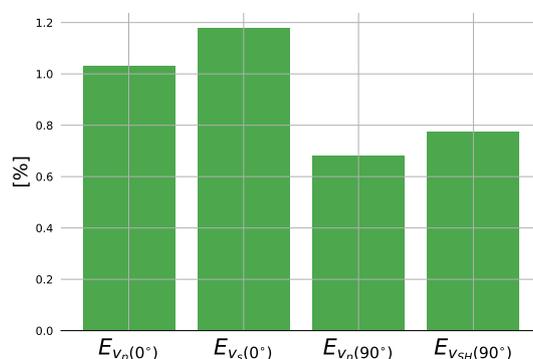


Figura 6.11: Error promedio porcentual entre las velocidades de cada modo de propagación calculadas a partir de (6.6) entre las velocidades del 1° ciclo de secado y del 2° ciclo.

tesis para el ajuste de velocidades de ondas  $P$  y ondas  $S$  ultrasónicas sobre una terna de muestras extraídas en un afloramiento de la shale fm. Agrio, Cuenca Neuquina, Argentina, con alto contenido de carbonatos. Es el primer antecedente, a nuestro entender, de comparación entre las predicciones de una fórmula tipo Gassmann de las velocidades de ondas para muestras saturadas a partir de las secas para una roca de este tipo. Las mediciones exhiben que, incluso para este tipo de rocas con baja porosidad y permeabilidad, el debilitamiento del módulo de corte es considerable con lo cual una de las hipótesis de la teoría de Gassmann es violada. Se trata de la hipótesis de que el módulo de corte es igual para la roca seca como para la saturada y pierde su validez debido a que existen efectos químicos entre la roca y el fluido saturante. En este sentido, los resultados de este trabajo coinciden con el conocimiento previo respecto a rocas carbonáticas pero consideramos que extienden su alcance hacia shales carbonáticas, poco estudiadas aún en la bibliografía. Otro aporte de este trabajo es el de señalar que este debilitamiento del módulo de corte parece ser reversible debido a que las muestras ensayadas fueron secadas luego de la saturación y vueltas a medir, recuperando las velocidades (y por ende, los módulos elásticos) originales previos a la saturación. Sin embargo, la validez de todos los resultados aquí expuestos debe ser probada sobre un número más grande de muestras de shales carbonáticas.

6.7. Apéndice: Set de datos utilizados

Muestra	$m_d$ (seca) (g)	$m_s$ (sat.) (g)	$V$ ( $cm^3$ )	$\rho_d$ (seca) ( $g/cm^3$ )	$\rho_b$ (sat.) ( $g/cm^3$ )	$\phi_E$ (GFP) %	$\phi_{RMN}^{dry}$ %	$\phi_T$ %	$\phi_{RMN}^{sat}$ %
V	71.93	72.83	27.62	2.6	2.64	0.63	1.4	2.03	2.06
H	72.49	73.15	27.7	2.62	2.64	0.93	1.2	2.13	1.95
OB	79.3	80.04	30.51	2.6	2.62	0.71	1.4	2.11	2.05

Tabla 6.2: Datos petrofísicos de las muestras.  $m$  es la masa de la muestra seca y saturada por salmuera respectivamente,  $V_{ap}$  es el volumen Bulk obtenido mediante inmersión en mercurio,  $\rho_b$  es la densidad de la muestra secada y saturada ( $m_d/V_{ap}$  y  $m_s/V$  respectivamente),  $\phi_E$  es la porosidad obtenida mediante porosímetro de Helio (Gas Filled Porosity) y  $\phi_{RMN}$  la porosidad obtenida mediante resonador nuclear (el super índice *dry* indica *secas* mientras que *sat* indica *post saturación*). La porosidad total se obtiene mediante la ecuación  $\phi_T = \phi_E + \phi_{RMN}^{dry}$ .

Muestra	COT (%)	S1 (mg/g)	S2 (mg/g)	S3 (mg/g)	$T_{max}$ °C	IH	IO
V	1.77	1.09	4.86	0.11	455	275	6
H	1.03	0.57	2.72	0.1	454	264	10
OB	1.31	0.84	3.63	0.11	455	277	8

Tabla 6.3: Datos de contenido de materia orgánica por medio de pirólisis programada.

Muestra	Cuarzo	F.Plagioclasas	Calcita	Dolomita	Pirita
V	11	2	84	2	1
H	9	-	89	1	1
OB	9	1	88	1	1

Tabla 6.4: Descripción mineralógica de las tres muestras. Valores obtenidos por medio de Difractometría de rayos-X (DRX).

Tabla 6.5: Velocidades ultrasónicas en función de la presión diferencial para muestras *secas*, de forma que  $\sigma_d \approx P_C$ . A su vez,  $P_C$  se expresa en *psi*, mientras que las velocidades en m/s. Se omite el prefijo *quasi* para la columna 6 por brevedad.

$P_C$	$V_P(0^\circ)$	$V_S(0^\circ)$	$V_P(90^\circ)$	$V_S(90^\circ)$	$V_P(52^\circ)$	$V_{SH}(52^\circ)$
0.37	5413	3180	5685	3182	5542	3200
403.62	5434	3126	5679	3205	5537	3204
713.98	5381	3144	5691	3208	5562	3200
1014.28	5344	3151	5679	3208	5542	3207
1512.66	5349	3164	5679	3212	5542	3205
2013.12	5349	3147	5691	3205	5557	3214
2513.98	5328	3144	5697	3224	5572	3207
3013.94	5338	3127	5691	3212	5562	3222
3513.28	5344	3126	5703	3220	5572	3212
4010.6	5333	3188	5697	3220	5572	3197
4501.24	5473	3155	5703	3239	5583	3215
5001.76	5397	3153	5703	3210	5593	3212
5501.77	5354	3149	5703	3243	5583	3210
6000.63	5381	3179	5697	3247	5583	3212
6500.33	5375	3155	5715	3216	5598	3212
7001.94	5365	3164	5709	3235	5593	3210
7502.66	5386	3193	5703	3224	5598	3217
8002.44	5506	3167	5721	3227	5609	3200
8502.47	5397	3184	5721	3220	5604	3210
8997.65	5397	3173	5715	3226	5609	3214
8500.15	5397	3203	5709	3229	5604	3212
7997.54	5391	3186	5721	3222	5604	3215
7499.92	5370	3186	5709	3227	5593	3215
6987.33	5402	3192	5715	3231	5593	3212
6499.53	5365	3201	5715	3231	5593	3212
5990.28	5354	3195	5697	3241	5593	3210
5489.38	5365	3193	5697	3224	5583	3212
4986.58	5354	3197	5709	3210	5583	3210
4488.84	5365	3171	5697	3222	5583	3209
3987.79	5349	3147	5697	3212	5583	3209
3489.1	5365	3184	5697	3247	5593	3210
2988.39	5344	3199	5703	3216	5578	3210
2488.92	5349	3190	5691	3205	5567	3209
1995.55	5365	3186	5691	3229	5562	3217
1488.79	5354	3166	5679	3220	5557	3204
997.34	5344	3133	5685	3214	5567	3204
698.06	5333	3160	5679	3218	5562	3209
387.88	5333	3126	5685	3208	5547	3207
7.63	5391	3111	-	-	-	-

Tabla 6.6: Velocidades ultrasónicas en función de la presión diferencial para muestras *satudas*, de forma que  $\sigma_d = P_C - P_p$ .  $P_C$  y  $P_p$  se expresan en *psi*, mientras que las velocidades en m/s. Se omite el prefijo *quasi* para la columna 7 por brevedad.

$P_C$	$P_p$	$V_P(0^\circ)$	$V_S(0^\circ)$	$V_P(90^\circ)$	$V_S(90^\circ)$	$V_P(52^\circ)$	$V_{SH}(52^\circ)$
1399.78	-0.88	5354	3015	5651	3118	5553	3002
1687.82	998	5349	3022	5640	3125	5548	3005
2000.13	998.39	5381	3033	5657	3127	5553	3020
2499.32	997.48	5381	3042	5657	3131	5558	3029
2997.14	997.16	5370	3049	5657	3133	5568	3032
3495.54	999.29	5397	3050	5657	3136	5558	3043
3998.08	998.93	5391	3054	5657	3149	5573	3049
4497.88	998.64	5402	3062	5669	3142	5568	3054
4999.01	998.22	5391	3062	5669	3156	5579	3054
5497.95	998.16	5407	3055	5663	3145	5594	3065
6000.36	997.86	5407	3062	5669	3160	5579	3061
6498.91	997.89	5413	3066	5693	3156	5579	3069
6999.91	998.6	5418	3076	5699	3156	5589	3072
7496.98	997.32	5418	3073	5723	3165	5594	3076
7997.82	998	5424	3081	5693	3171	5594	3079
8497.31	998.5	5440	3088	5699	3165	5605	3087
8999.43	998.62	5445	3090	5711	3173	5599	3069
9499.97	997.74	5429	3080	5699	3167	5610	3072
9998.52	998	5440	3092	5723	3176	5620	3074
9500.41	997.53	5424	3095	5711	3178	5594	3072
9002.07	998.68	5434	3095	5705	3176	5599	3072
8499.79	997.95	5440	3097	5705	3182	5610	3079
8000.57	997.98	5434	3083	5711	3176	5594	3068
7501.62	998.64	5440	3097	5711	3176	5599	3080
6979.98	998.48	5429	3078	5705	3169	5605	3079
6499.21	998.47	5418	3087	5705	3175	5599	3076
5999.72	998.41	5424	3081	5693	3169	5594	3074
5502.14	998.41	5402	3085	5693	3163	5579	3068
5003.26	997.29	5407	3090	5675	3169	5589	3074
4500.66	996.92	5413	3080	5675	3167	5584	3061
4001.99	998.48	5402	3074	5687	3162	5579	3057
3499.5	998.38	5402	3076	5669	3163	5579	3046
3000.65	998.36	5365	3071	5675	3154	5568	3040
2500.69	997.57	5397	3071	5681	3149	5553	3031
2002.08	999.14	5391	3057	5675	3147	5573	3020
1702.1	998.27	5386	3059	5669	3143	5558	3012
1398.98	998.39	5391	3054	5669	3140	5548	3000
16.02	-1.19	5344	3000	-	-	5563	2984

Tabla 6.7: Velocidades ultrasónicas en función de la presión diferencial para muestras tomadas luego del **2° ciclo de secado**, de forma que  $\sigma_d \approx P_C$ . A su vez,  $P_C$  se expresa en *psi*, mientras que las velocidades en m/s.

$P_C$	$V_P(0^\circ)$	$V_S(0^\circ)$	$V_P(90^\circ)$	$V_{SH}(90^\circ)$
-2.65	5292	3148	5681	3241
999.42	5333	3178	5699	3254
2002.57	5333	3120	5699	3212
3000.98	5375	3131	5729	3229
4003.47	5375	3134	5711	3250
5002.19	5397	3134	5723	3216
6012.73	5397	3140	5729	3233
7013.05	5402	3153	5753	3244
8001.2	5413	3149	5771	3250
9003.96	5434	3155	5747	3252
7987.5	5440	3143	5747	3246
6987.21	5445	3151	5771	3250
5989.76	5402	3139	5729	3231
4985.78	5397	3148	5747	3221
3987.78	5397	3138	5723	3221
2987.37	5375	3129	5699	3223
1977.75	5354	3124	5729	3227
989.02	5328	3178	5681	3248
-1.42	5297	3144	5657	3223

---

# CAPÍTULO 7

## CASO DE ESTUDIO: MODELADO Y ANÁLISIS A ESCALA DE POZO EN LA SHALE INOCERAMUS

---

### 7.1. *Resumen*

En este capítulo, utilizando perfiles de pozo se modelan y ajustan las velocidades de propagación *verticales* en las shales de la formación Inoceramus a escala de pozo utilizando el modelo de Ciz-Shapiro combinado con el modelo PDA. Para la construcción del mismo se utiliza información petrofísica, de fracciones litológicas, de fluidos saturantes y de contenido orgánico por medio del perfilaje de pozo y del análisis de laboratorio de recortes de perforación. El modelo, a su vez, incorpora información de la elasticidad de la arcilla efectiva y de la materia orgánica previamente obtenidas a partir del modelado de velocidades ultrasónicas sobre muestras de roca de la formación. El modelo se calibra minimizando la diferencia entre las velocidades sintéticas y medidas. Se utiliza el modelo calibrado para corregir la densidad medida en zonas de derrumbes, para construir un perfil de saturación de gas, para predecir módulos elásticos en direcciones paralelas a la laminación, también para predecir valores de velocidades de onda  $S$  no medidas en uno de los pozos y para estimar la anisotropía de la formación. A su vez, se discuten los posibles mecanismos de dispersión que pueden originar las diferencias de velocidades entre las mediciones ultrasónicas y sónicas. Se concluye de este análisis que los efectos de flujo meso y microscópico por presencia de fracturas podrían ser los responsables de la dispersión observada.

### 7.2. *Descripción del set de datos*

Los datos corresponden a una serie de perfiles medidos en los pozos 1 y 2 tal y como fueron denominados en el caso de estudio presentado en el capítulo 5. Dichos pozos atraviesan dos sub-formaciones de la fm. Inoceramus Inferior, la cual es la roca generadora de la Cuenca Austral Argentina [Noya et al., 2021]. Abarcan intervalos de aprox. 200 mts. para ambos pozos, sin embargo, las profundidades exactas se omiten para preservar la confidencialidad de los datos.

En las Figuras 7.1 y 7.2 se exhiben los sets de datos utilizados para la construcción del modelo. Muestran la denominación de las sub-formaciones atravesadas por ambos pozos,

a saber, fm. Margas Verdes (MV) y fm. Pampa Rincón (PR) (Pista 1), y el intervalo abarcado por la corona extraída de cada pozo (Pista 2). De estas coronas se extrajeron las muestras que fueron utilizadas para el modelado descrito en el capítulo 5. Los sets de datos comprenden los perfiles de sónico dipolar (ondas  $P$  y  $S$ ) para el pozo-1 y sónico compresional para el pozo-2 (Pista 3), densidad y calibre (Pista 4), porosidad (efectiva y total, Pista 5) y de saturación de agua (Pista 6). Los perfiles de porosidad efectiva (PHIE) y total (PHIT) y de saturación de agua ( $S_w$ ) son construidos mediante el análisis petrofísico de perfiles combinando información de los perfiles de densidad y resistividad (no exhibido en las Figs. 7.1 y 7.2) por medio de la fórmula de Simandoux modificada (*Y.P.F. comunicación personal*, para mayores detalles de la fórmula el lector puede recurrir al trabajo de Doveton [2001]). El perfil de calibre entrega una medida del diámetro del pozo, con lo cual, puede apreciarse que en la zona inferior de la fm. Pampa Rincón, se observan sendos derrumbes (ver Figs. 7.1 y 7.2 Pista 4, curva negra). Esto implica que los perfiles en esa zona arrojarán mediciones espurias mayormente. Es por eso que este defecto será considerado en el modelado, como se verá posteriormente. Por otro lado, siendo ambos pozos verticales, no es necesario convertir velocidades de grupo a velocidades de fase ya que ambas coinciden para ondas propagándose perpendicularmente a la dirección de laminación [Miller et al., 2012; Thomsen, 1986; Hornby, 1998]

Por medio del análisis de fluorescencia de rayos-X (FRX) sobre recortes de perforación se obtiene la composición química de la formación en porcentaje de Sílice/Alumino (Si/Al) y de Calcio (Ca). A estos recortes de perforación también se le realizan estudios de difracción de rayos-X (DRX) para obtener las fracciones litológicas de la formación (Pista 8) y de pirólisis programada para el contenido de carbono orgánico total (COT, Pista 9). Con la información del COT y el FRX medida sobre los recortes de perforación y el sónico compresional se construyen *electro-facies* (Pista 7) a partir de un algoritmo de agrupamiento sin supervisión (*YPF comunicación personal*), es decir, se discriminan tres grupos de rocas donde cada uno posee características distintas de los otros en términos de estos perfiles. Este agrupamiento discrimina 3 electrofacies distintas: (1) Roja, (2) Azul y (3) Verde. La electrofacies Roja representa un mayor contenido Carbonático. La electrofacies Azul representa un mayor índice de Sílice-Aluminio (Si/Al), es decir, representa rocas con mayor contenido de Sílice por sobre el Aluminio. Por último, la facies Verde representa rocas con alto contenido orgánico (alto COT).

### 7.2.1. Perfiles de carga litostática y de presión poral

Para el modelado es necesario tener en cuenta los esfuerzos debidos a la carga litostática in situ (asociados a la roca suprayacente) y los debidos a la presión de los fluidos saturantes de la roca (presión poral). El perfil de carga litostática (o presión de confinamiento) puede calcularse por medio de la expresión[Zoback, 2007]

$$S_v = S_0 + \int_{z_0}^{z_f} \rho g z dz, \quad (7.1)$$

donde el intervalo definido por las profundidades  $z_0$ - $z_f$  es aquel en el que se posee perfil de densidad medido. El valor  $g = 9,8 \text{ m/s}^2$  denota la aceleración de la gravedad y  $S_0$  se considerará igual al valor de carga litostática dado por una columna de profundidad  $z_0$  y densidad  $\rho_0$ , siendo  $\rho_0$  el primer valor medido de densidad mediante el perfilaje.

Para la obtención de la presión poral se utiliza información de mediciones de presión

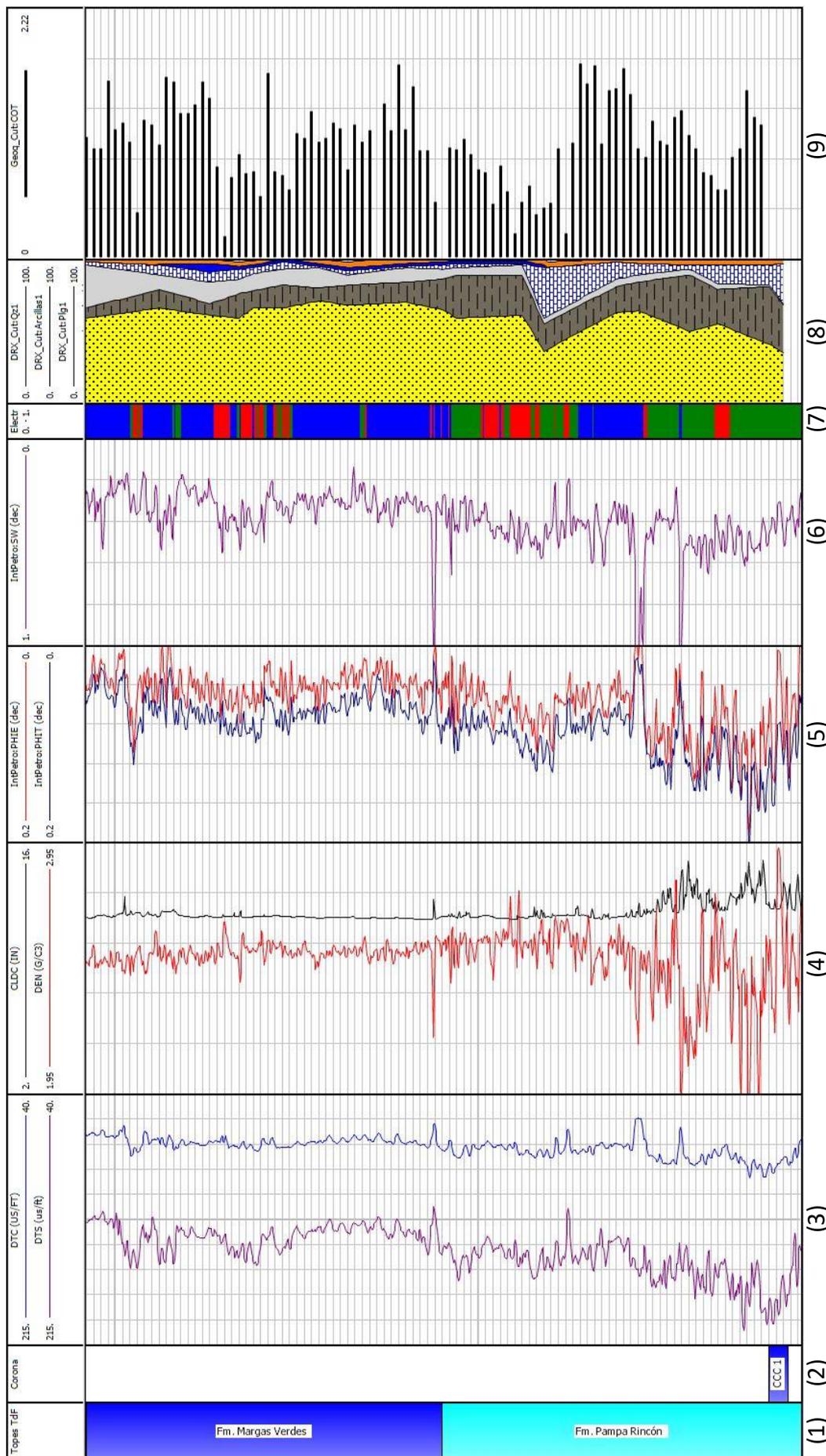


Figura 7.1: Perfiles utilizados para la construcción del modelo para el **pozo-1**. Pista (1) Formaciones estudiadas (2) Intervalo abarcado por la corona extraída del pozo (3) Sónico dipolar (ondas *P* y *S*) (4) Densidad (rojo) y caliper (negro), permite inferir que en la zona inferior de la fm. Pampa Rincón hubo un derrumbe de Agua (7) Saturación de Agua (8) Electrofacies (1: Rojo, 2: Azul, 3: Verde) (8) Fracciones litológicas (DRX sobre recortes de perforación) (amarillo: Cuarzo, Gris oscuro con líneas negras: Arcillas, Gris claro: Plagioclasas, Ladrillos azules: Carbonatos, Naranja: Pirita) (9) COT (Pirólisis sobre recortes de perforación).

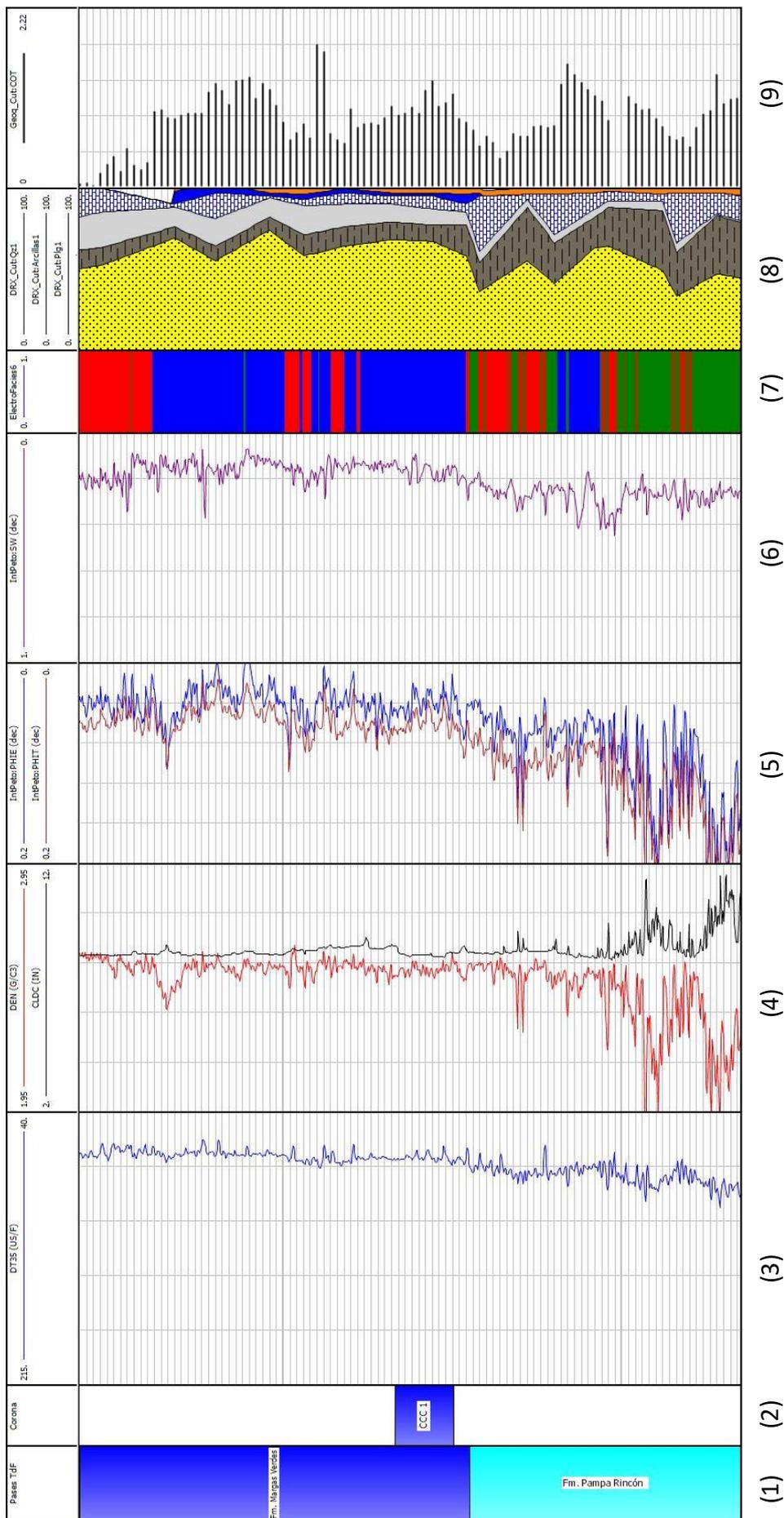


Figura 7.2: Perfiles utilizados para la construcción del modelo para el **pozo-2**. Pista(1) Formaciones estudiadas (2) Intervalo abarcado por la corona extraída del pozo (3) Sónico compresional (sólo onda P) (4) Densidad (rojo) y caliper (negro), permite inferir que en la zona inferior de la fin. Pampa Rincón hubo un derrumbe del pozo (5) Porosidades efectiva y total (6) Saturación de Agua (7) Electrofacies (1: Rojo, 2: Azul, 3: Verde) (8) Fracciones litológicas (DRX sobre recortes de perforación) (amarillo: Cuarzo, Gris oscuro con líneas negras: Arcillas, Gris claro: Plagioclasas, Ladrillos azules: Carbonatos, Azul sólido: Laumontita, Naranja: Piritita) (9) COT (Pirólisis sobre recortes de perforación).

de formación *in-situ* realizadas por YPF S.A. Ambas sub-formaciones (MV y PR) están sobre-presurizadas con gradientes de presión aproximadamente iguales a  $\nabla P_P = 0,62$  psi/ft, o bien, 14 MPa/km (el gradiente de presión hidrostática es igual a 0,44 psi/ft o 10 MPa/km). Que un reservorio tipo shale esté sobre-presurizado es esperable debido a que, por un lado, la materia orgánica sólida original se caracteriza por tener una densidad mayor que los hidrocarburos líquidos producidos durante su maduración térmica [Vernik y de Newton, 2022] y en segundo lugar, debido al mecanismo de *compactación desequilibrada* que ocurre en las shales durante su soterramiento. Este incremento de la carga vertical provoca que la roca pierda agua, lo que se traduce en una reducción de la porosidad y la permeabilidad. A su vez, esta reducción de la permeabilidad hace que los fluidos porales remanentes en la shale comiencen a soportar la carga, de modo que se incrementa la presión poral [Swarbrick, 2012]. La presión poral en las fm. MV y PR puede calcularse por medio de

$$P_P = \nabla P_P \cdot z. \quad (7.2)$$

### 7.3. Descripción del modelado

En esta sección explicaremos cómo se ha construido el modelo de física de rocas a escala de pozo. El procedimiento implica la obtención de velocidades sísmicas sintéticas que se comparan contra las medidas en el pozo y, a través de un esquema de optimización numérica, se ajustan los parámetros desconocidos del modelo. Podemos dividir el ajuste en dos etapas, por un lado, el modelado de la densidad de la formación que entregará las densidades de la arcilla efectiva y parámetros desconocidos de la materia orgánica agrupando los datos por formación. Por otro lado, el modelado de las velocidades sísmicas usando la fórmula de Ciz y Shapiro [2007] combinado con el modelo PDA (explicado en la sección 3.6.1). De este último se optimizarán algunos parámetros desconocidos o, al menos, inciertos.

#### 7.3.1. Modelado de la densidad

Por lo observado en los datos presentados en la sección 7.2, el perfil de densidad medida atraviesa una región de derrumbes por lo que los valores resultantes no pueden ser confiables en dicho intervalo. Es por esto que resulta importante estimar las densidades en ambos pozos. Modelaremos la densidad en la forma (análoga a la dada por (4.18))

$$\hat{\rho} = (1 - \phi_T)(1 - K) \sum_{i=1}^M \rho_i f_i + \nu_k \rho_k + \phi_T \sum_{f=1}^3 S_f \rho_f, \quad (7.3)$$

donde denotamos con el subíndice  $i$  la fase mineral  $i$ -ésima para un compuesto de  $M$  fases. Las fases minerales presentes en ambos pozos son: *Cuarzo*, *Feldespatos plg.*, *Pirita*, *Laumontita*, *Calcita* y *Arcillas (Ilita, Ilita-Esmectita, Esmectita)* y las propiedades de dichas fases pueden obtenerse de la Tabla 5.1. En el perfil litológico (Pista 8, Figs. 7.1-7.2) pueden apreciarse las fracciones litológicas, a lo largo del pozo, de forma cuantitativa. El subíndice  $f$  denota la fase fluida donde  $f = o, w$  o  $g$  (petróleo agua ó gas respectivamente) y la porosidad total  $\phi_T$  se toma del perfil *PHIT*. Sin embargo, hasta aquí, consideraremos a la roca saturada sólo por agua y petróleo debido a que sólo se cuenta con un perfil de saturación de agua y se conoce que debido a su madurez las fm. se ubican en la ventana

de petróleo (*YPF comunicación personal*). Es decir, consideramos que el hidrocarburo predominante será petróleo por sobre el gas. Sin embargo, esto se refinará posteriormente, estimando la saturación de gas con el modelo de velocidades y recalculando la densidad, como se detallará en la sección 7.4. Por último, como ya vimos en la sección 4.4.2,  $\nu_k$  indica fracción bulk de querógeno, es decir,  $\nu_k = K(1 - \phi_T)$ , siendo  $K = V_k/V_s$  la fracción de querógeno sobre la fase sólida de la roca calculada a partir de (4.9) (pero omitiendo el tilde  $\langle \cdot \rangle$ ). El indicador de madurez  $C_k$  y la densidad del querógeno  $\rho_k$  involucrados en la relación (4.9) se optimizarán durante el ajuste de la densidad, para cada sub-formación, como veremos a continuación.

Como se ha hecho a lo largo de todo este trabajo, la combinación de fases arcillosas se considerará como una *arcilla efectiva* (combinación de fases arcillosas + fluidos adsorbidos) cuyas propiedades elásticas anisótropas se tomarán de los resultados del modelado de laboratorio, presentado en el capítulo 5. Esto se debe a que en el laboratorio las propiedades elásticas son medidas en dos direcciones (paralelas y perpendiculares a la laminación) por lo que son más representativas que las obtenidas de los pozos que, al ser verticales, sólo muestrean la componente vertical. Por otro lado, en el pozo, la medición de la densidad de ambas formaciones atravesadas se muestrea con mayor cantidad de datos que en el laboratorio. Por lo que las propiedades petrofísicas desconocidas de la roca, a las que la densidad de la roca saturada es sensible, conviene optimizarlas del ajuste de la densidad y así obtener valores más certeros que los obtenidos del modelo de laboratorio. Obtendremos de este ajuste la densidad del querógeno ( $\rho_k$ ), de la arcilla efectiva ( $\rho_{ec}$ ) y la constante de concentración de carbono ( $C_k$ ) que se relaciona con la madurez de la materia orgánica.

Por último, se minimiza la función de costo dada por

$$R(\mathbf{r}) = \left\| \hat{\rho}(\mathbf{r}) - \rho \right\|_2^2 \quad (7.4)$$

indicando con el sombrero  $\langle \hat{\cdot} \rangle$  la variable modelada y donde el vector  $\mathbf{r}$  agrupa las incógnitas a optimizar. A saber

$$\mathbf{r} = (\rho_k, \rho_{ec}, C_k). \quad (7.5)$$

Se construirán 2 funciones de costo  $R$ , una para cada subformación. Luego, para el caso de la sub fm. Pampa Rincón se dejarán fuera del ajuste las muestras dentro de la región del derrumbe por lo expuesto en la sección 7.2. Posteriormente, el perfil de densidad sintético  $\hat{\rho}$  reemplazará al medido en la zona de derrumbes a la hora de obtener velocidades sintéticas.

### 7.3.2. Modelado de las velocidades sínicas

Para la obtención de la compliancia de la roca compuesta se utiliza la fórmula de Ciz y Shapiro [2007] que fue descripta en la sección 3.5 combinada con el modelo PDA para la matriz (ver sección 3.6.2). Los parámetros del modelo PDA para el pozo se asumirán desconocidos y se optimizarán mediante un esquema de inversión que se detallará a continuación. A partir de la compliancia se obtiene el tensor de rigidez de la roca compuesta, el cual combinado con la densidad nos permite obtener las velocidades sintéticas de la formación.

	$K$ [GPa]	$\mu$	$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]
Zeolitas (laumontita)	46.6	28	2250
Agua	2.25	0	997
Gas	0,177	0	450
Petróleo	1.1	0	815

Tabla 7.1: Propiedades de las zeolitas (mineral) y de los fluidos. Las propiedades del gas se consideran iguales a las de un gas pesado ( $G=1.2$ ) a  $114^\circ$  y 5500 psi, y se adquieren de las Figuras 2 y 3 de Batzle y Wang [1992].

El modelado de las velocidades se construye siguiendo los pasos descritos en la sección 5.4.2, tomando las propiedades de los minerales y de los fluidos saturantes de las Tablas 5.1 y 7.1, las propiedades de la arcilla efectiva y del querógeno de la Tabla 5.3.

$L$  se construye a partir de las velocidades medidas en el pozo del siguiente modo

$$L^{(k)}(\mathbf{m}) = \begin{pmatrix} \hat{v}_p^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_p^{(k)}(0^\circ) \\ \hat{v}_s^{(k)}(0^\circ, \mathbf{m}) - v_s^{(k)}(0^\circ) \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

aunque en el pozo 2 sólo se usará la velocidad  $v_p$  (por no contar con  $v_s$ ). Por otro lado, el índice  $k$  denota la muestra  $k$ -ésima de cada perfil (asociada a una profundidad  $z^{(k)}$ ) y en el vector  $\mathbf{m}$  se agrupan los parámetros a optimizar (coeficientes del modelo PDA). A saber

$$\mathbf{m} = (S_{1111}^{sc}, S_{3333}^{sc}, S_{2323}^{sc}, S_{1111}^{sc}, S_{1212}^{sc}, \phi_{11}^{c0}, \phi_{22}^{c0}, \phi_{33}^{c0}, F_C). \quad (7.7)$$

En este punto cabe destacar que la optimización se hará para cada electrofacie, de cada pozo. Es decir, se ajustarán 9 parámetros distintos para cada facie, lo cual implica que a cada electrofacie le corresponde un modelo de matriz diferente. Sin embargo, como se mostrará en la sección 7.4 al final el número de parámetros ajustados se reducirá ya que las formaciones, al menos respecto de la respuesta acústica, resultan bastante homogéneas (ver Tablas 7.3-7.4). Debe aclararse que, tal y como para la densidad, el ajuste se realiza utilizando las muestras por *fuera de* la zona de derrumbe y a la hora de predecir las velocidades acústicas mediante el modelo se utilizará la densidad estimada en la región del derrumbe. Cuantificaremos la bondad del ajuste mediante la expresión

$$E(\mathbf{m}) = 100 \times \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left( \frac{\hat{x}^{(i)}(\mathbf{m}) - x^{(i)}}{x^{(i)}} \right)^2}. \quad (7.8)$$

donde en (7.8),  $x$  puede ser, o bien la velocidad compresional, o la de corte o bien la densidad del pozo. Consideraremos a  $E$  como una medida del *error promedio* del ajuste.

#### 7.4. Resultados

En la Tabla 7.2 se exhiben los valores optimizados para el modelo de densidad explicado en la sección 7.3.1. En la Tabla 7.3 se muestran los valores optimizados para el modelo PDA. Sucesivas pruebas han arrojado como resultado que para un buen ajuste de las velocidades sónicas alcanza con un set de parámetros del modelo PDA por cada formación pero ajustando un parámetro  $F_C$  por cada electrofacie, en ambos pozos. Los

valores optimizados del parámetro  $F_C$  se resumen en la Tabla 7.4. El parámetro  $F_C$  es la sensibilidad a los esfuerzos (ver cap. 3 sección 3.6.1) de la roca con lo cual, que cada electrofacie posea diferente  $F_C$  implicaría que cada una responde de forma elásticamente diferente a los esfuerzos diferenciales aplicados. Sin embargo, si las distintas electrofacies pueden modelarse con un set de  $\mathbf{S}^{sc}$  y  $\phi^{c_0}$  únicos entonces, para esfuerzos diferenciales elevados, las diferencias entre electrofacies son insignificantes (pero no así las diferencias entre cada subformación).

Formación	$\rho_{ec}$ kg/m <sup>3</sup>	$\rho_k$ kg/m <sup>3</sup>	$C_k$
Margas Verdes	2582	1100	0.6
Pampa Rincón	2653	1246	0.6

Tabla 7.2: Parámetros del modelo de densidad definido en la sección 7.3.1 optimizados mediante (7.4).

A modo ilustrativo, se obtienen los valores de rigidez a partir de los de compliancia de los parámetros independientes de la presión del modelo PDA para tener una noción de su magnitud. Estos se resumen en la Tabla 7.5

Formación	$S_{11}^{sc}$	$S_{33}^{sc}$ $\times 10^{-2}$ [GPa <sup>-1</sup> ]	$S_{44}^{sc}$	$S_{66}^{sc}$	$S_{13}^{sc}$	$\phi_1^{c_0}$	$\phi_2^{c_0}$ $\times 10^{-4}$	$\phi_3^{c_0}$
Margas Verdes	2.124	2	10	6	-0.41	2.9	0.054	5.96
Pampa Rincón	2.556	2.722	10.88	6.67	-0.822	0.186	0.	9.557

Tabla 7.3: Valores óptimos del modelo PDA por formación en notación de Voigt (válidos para ambos pozos).

$F_C$	Electrofacie		
	1: Roja	2: Azul	3: Verde
Pozo 1	0.389	0.327	0.319
Pozo 2	0.659	0.621	0.304

Tabla 7.4: Valores óptimos del parámetro  $F_C$  del modelo PDA para cada electrofacie en MPa<sup>-1</sup>.

Formación	$C_{11}^{sc}$	$C_{33}^{sc}$	$C_{44}^{sc}$	$C_{66}^{sc}$	$C_{13}^{sc}$
			[GPa]		
Margas Verdes	62.62	57.35	10	16.7	18.38
Pampa Rincón	54.04	50.98	9.19	15	23.58

Tabla 7.5: Módulos de rigidez  $C_{IJ}^{sc} = (S_{IJ}^{sc})^{-1}$  a partir de los parámetros de compliancia independientes de la presión del modelo PDA (*swiss cheese model*).

### 7.4.1. Velocidades sónicas, densidad y saturación de gas estimada

A partir del modelo optimizado podremos estimar, para cada muestra  $k$ , el valor de saturación de gas ( $S_g$ ) y así construir un perfil sintético. Para esto, resolvemos

$$\hat{v}^{(k)}(S_g) - v^{(k)} = 0 \quad (7.9)$$

y optimizamos  $S_g$  para cada profundidad del perfil. Para el pozo 1 la ecuación (7.9) estará sobre-determinada, ya que posee perfiles sónicos de onda  $P$  y de onda  $S$ , de forma que los valores de  $S_g$  optimizados minimizan el error del modelo para ambas velocidades. Con este perfil de saturación de gas obtenido, se recalculan las densidades en ambos pozos y las velocidades sónicas las cuales se muestran en las Figuras 7.3 y 7.4, siendo (a) la densidad y (b) las velocidades sónicas para el pozo 1 y para el pozo 2, respectivamente. De estas figuras se desprende que el modelo honra los datos y sólo presenta discrepancias con estos en la zona de derrumbe lo cual es esperable ya que, como fue explicado previamente, los datos de esa zona no fueron usados para el ajuste.

Otro resultado importante es que el modelo permite estimar la  $v_s(0^\circ)$ , no medida en el pozo-2, tal y como muestra la Fig. 7.4 (b) el cual es un problema vigente y de interés para la comunidad geofísica [Tan et al., 2015; Vernik et al., 2018]. En este trabajo el modelado de la  $v_s(0^\circ)$  se basa en modelos poroelásticos optimizados para la formación bajo estudio. Consideramos, por todos los argumentos ya expuestos, que en la zona de derrumbe las velocidades sintéticas y densidades predichas por el modelo pueden ser utilizadas en reemplazo de los datos medidos y así lo haremos de aquí en más. En lo que sigue, veremos más usos que se le puede dar al modelo para asistir en el diagnóstico de la formación.

### 7.4.2. Estimaciones de los módulos de Young

En las Figuras 7.5 (a) y (b) se observan las predicciones del modelo anisótropo para los valores de los módulos de Young verticales ( $E_V$ ) y horizontales ( $E_H$ ) para un medio VTI, comparados contra el módulo de Young obtenido despreciando la anisotropía. Para el pozo 2, como es de esperar, debido a que no se dispone de medidas de  $v_s(0^\circ)$  se toma  $\hat{v}_s(0^\circ)$ , dada por el modelo. Tanto para el pozo 1 (Fig. (a)) como para el pozo 2 (Fig. (b)) se observa que despreciar la anisotropía de la formación puede conducir a errores groseros en el cálculo de este módulo tan importante para la caracterización geomecánica del reservorio. Si se tiene en cuenta que ambos pozos son verticales y se comparan las predicciones del caso isótropo dado por [Mavko et al., 2020]

$$E_{iso} = \frac{\mu(3M - 4\mu)}{M - \mu} = \rho \frac{v_s^2(3v_p^2 - 4v_s^2)}{v_p^2 - v_s^2} \quad (7.10)$$

contra las predicciones del modelo anisótropo dadas por [Mavko et al., 2020]

$$E_V = E_{33} = C_{33} - \frac{2C_{13}^2}{C_{11} + C_{12}} \quad (7.11a)$$

$$E_H = E_{11} = C_{11} + \frac{C_{13}^2(C_{12} - C_{11}) + C_{12}(C_{13}^2 - C_{33}C_{12})}{C_{33}C_{11} - C_{13}^2} \quad (7.11b)$$

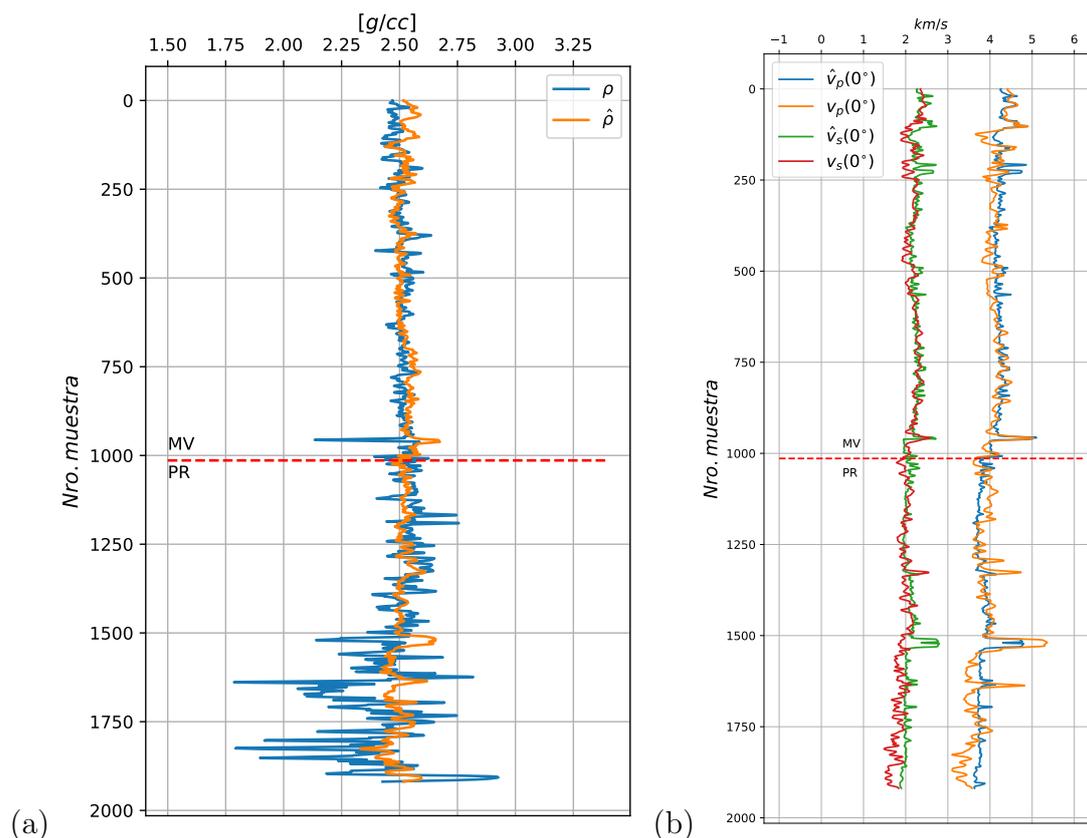


Figura 7.3: Perfiles obtenidos vs. modelados para el **pozo-1** de (a) Densidad y (b) Velocidades sónicas. El símbolo “ $\hat{\cdot}$ ” de la leyenda denota los perfiles *modelados*. El error promedio en la densidad es del 2.25 % mientras que en las velocidades los errores promedio son del 4.1 % para la  $v_p$  y del 6.4 % para la  $v_s$  (calculados por encima de la zona de derrumbe). La línea roja discontinua y horizontal denota la interfaz entre la fm. Margas Verdes y la fm. Pampa Rincón. El eje vertical es el número de muestra. La profundidad se mantiene en reserva por confidencialidad.

entonces las discrepancias son del orden del 30 % si se comparan  $E_{iso}$  contra  $E_V$  (que resulta ser la componente muestreada por estos pozos) en la fm. Margas Verdes, y son del orden del 20 % en la formación Pampa Rincón. Por otro lado, la fm. Pampa Rincón es más anisótropa que la fm. Margas Verdes (obsérvese en la Fig. 7.6 el aumento de  $\epsilon$  al ingresar en la fm. Pampa Rincón). Esto implica que los módulos de Young horizontal y vertical difieren aún más. De este modo, la aproximación isótropa funciona mejor para  $E_V$  pero mucho peor para  $E_H$ .

Por otro lado, como muestra la Fig. 7.6, en la fm. Pampa Rincón el parámetro  $\delta$  de Thomsen se reduce notablemente (llegando casi a cero) en ambos pozos.  $\delta = 0$  coincide con la hipótesis 1 de la aproximación ANNIE (sección 3.3), e implica que allí  $C_{13} \approx C_{33} - 2C_{44}$ , por lo que el número de parámetros anisótropos podría reducirse. Esta interpretación, sin embargo, debe tomarse con cautela debido a que no se posee información de las formaciones en direcciones oblicuas a la estratificación. Por lo que dicha predicción debería compararse contra perfiles sónicos adquiridos durante la etapa de *construcción* de un pozo horizontal (es decir, durante la etapa de cambio en la inclinación del pozo) para su validación.

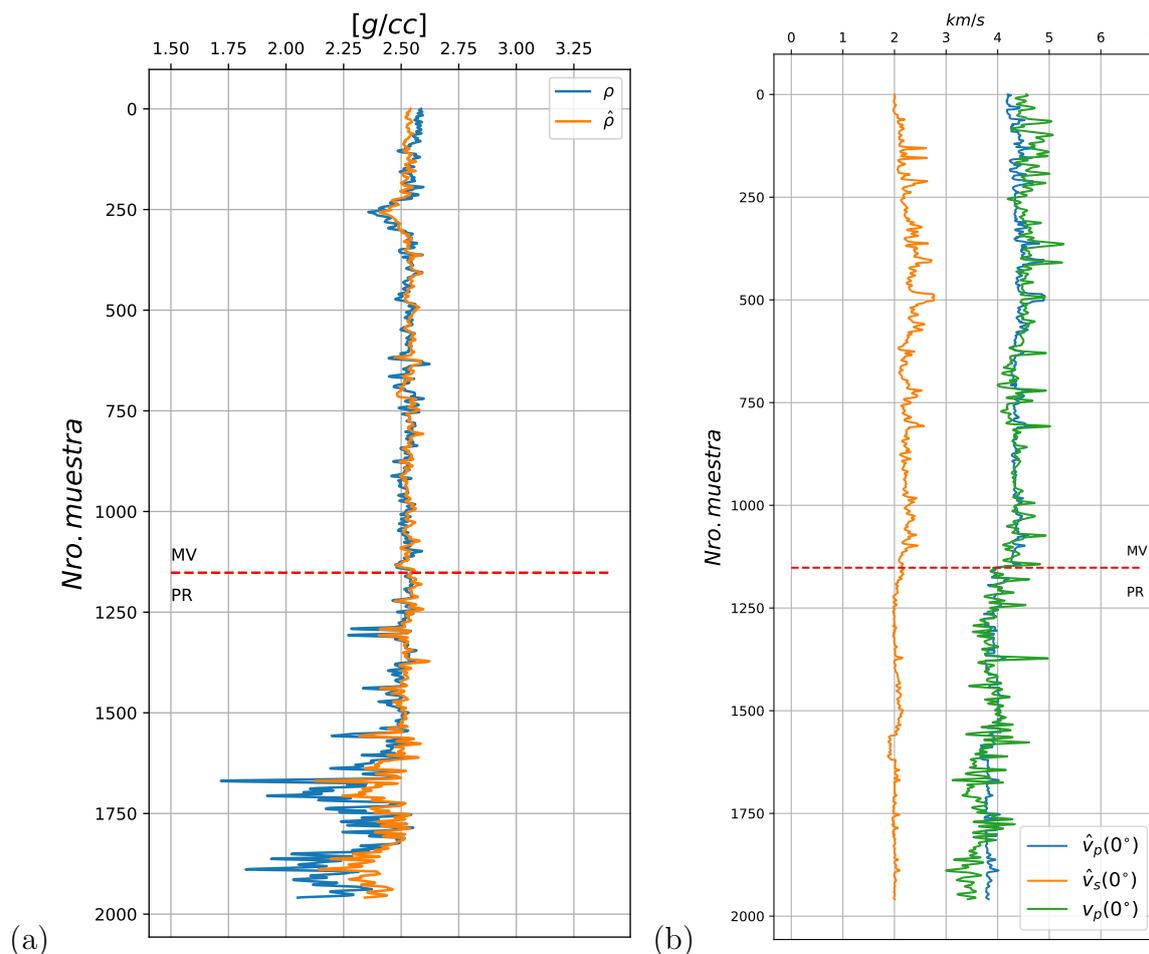


Figura 7.4: Perfiles obtenidos vs. modelados para el **pozo-2** de (a) Densidad y (b) Velocidades sínicas. El símbolo “ $\hat{\cdot}$ ” de la leyenda denota los perfiles *modelados*. El error promedio en la densidad es del 1.2% mientras que en la velocidad el errores promedio es del 4.7% para la  $v_p$  (calculados por encima de la zona de derrumbe). En este caso no se adquirió sínico dipolar, por lo que la  $v_s$  es la *estimada* por medio del modelo. La línea roja discontinua y horizontal denota la interfaz entre la fm. Margas Verdes y la fm. Pampa Rincón. El eje vertical es el número de muestra. La profundidad se mantiene en reserva por confidencialidad.

### 7.4.3. Sensibilidad del modelo respecto a la fracción de carbono orgánico total

El siguiente análisis se realizará utilizando como referencia los valores de los perfiles asociados a la muestra 1251 del Pozo-1. Seleccionamos dicha muestra debido a que nos interesa particularmente el análisis de sensibilidad del modelo al COT en la región de la corona extraída. Sin embargo, en esa región del Pozo-1 el perfilaje atraviesa una zona de derrumbes (los cuales ocurren aproximadamente a partir de la muestra 1500), por lo que se toma una muestra a una profundidad menor, pero que se clasifica con la misma electrofacie que la región de la corona (Verde). Con lo cual, consideramos que el análisis siguiente puede ser representativo de la zona de la corona del Pozo-1.

La Fig. 7.7 muestra cómo variarían las impedancias acústicas de onda  $P$  y de onda  $S$  verticales en función de la fracción de carbono orgánico total (COT). Para la construcción de estas curvas se realiza un barrido del COT entre 0 y 4%, lo que equivale a un barrido

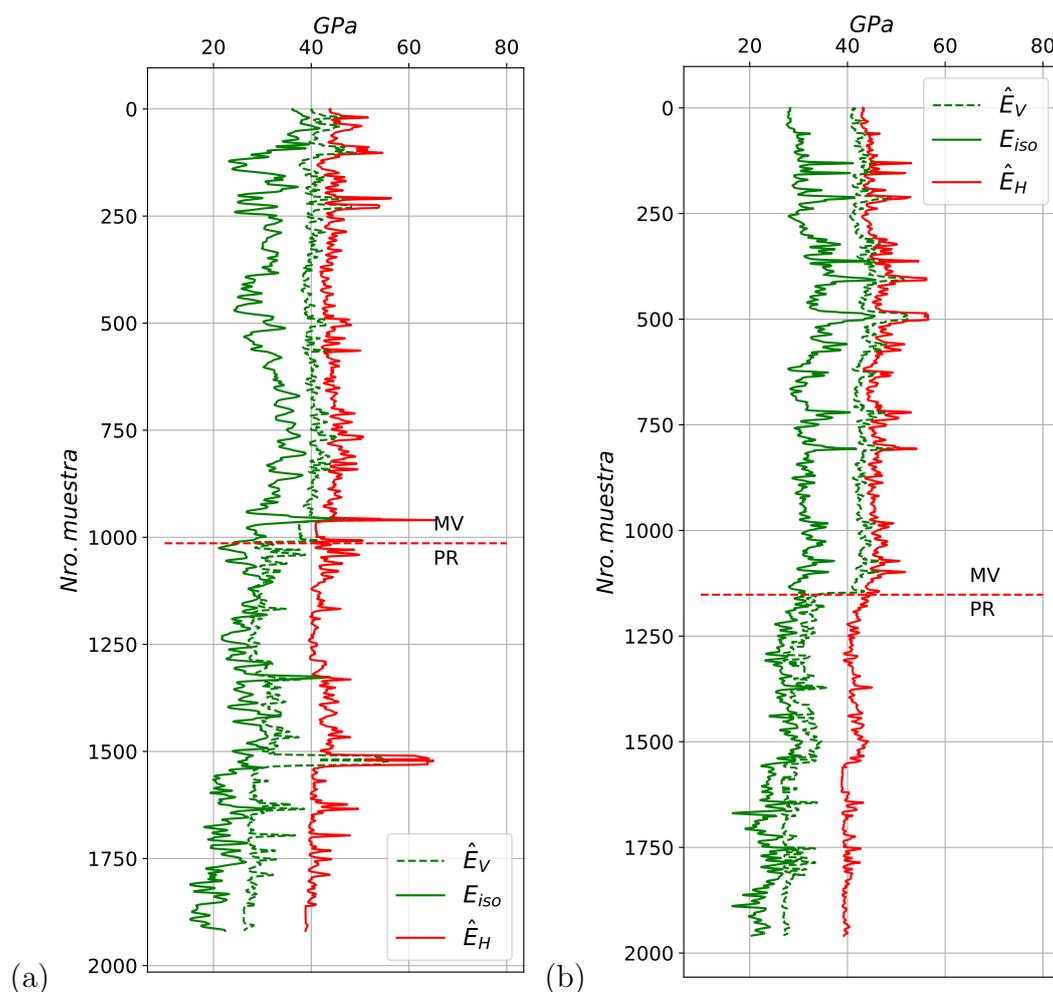


Figura 7.5: Módulos de Young isótopos  $E_{iso}$  calculados usando (7.10) (curvas verdes sólidas) y módulos de Young anisótopos verticales ( $E_V$ , curvas verdes discontinuas) y horizontales ( $E_H$ , curvas rojas sólidas) calculados mediante (7.11a)-(7.11b) para (a) el pozo 1 y (b) el pozo 2. La línea roja discontinua y horizontal denota la interfaz entre la fm. Margas Verdes y la fm. Pampa Rincón.

del coeficiente  $K$  (que puede obtenerse de la ecuación (4.9), tomando los valores de  $C_k$  y  $\rho_k$  optimizados del modelo) entre 0 y 15 %. Resulta interesante notar que los mayores valores se encuentran a menores concentraciones de COT y para menores valores de porosidad lo cual parece razonable considerando que a menor porosidad y menor concentración de materia orgánica dúctil la roca es más rígida y densa.

Este aparente aumento de la rigidez de la roca con la disminución de la porosidad y la materia orgánica también puede ser analizado por medio de los módulos de Young anisótopos ilustrados en la Fig. 7.8. En el recuadro izquierdo se ilustra el módulo de Young vertical y en el derecho el horizontal en función de la fracción de carbono orgánico total. Con curvas continuas rojas y azules se ilustran los módulos de Young respectivos para la muestra 1251 y las curvas envolventes grises delimitan la variación de dichos módulos en función de la porosidad efectiva, la envolvente superior para una porosidad  $\phi_E = 1\%$  y la inferior para una porosidad  $\phi_E = 15\%$ . Ambos módulos anisótopos presentan la particularidad de alcanzar un máximo para valores bajos de COT, y a partir de allí decrecen monótonamente con el aumento del COT. Este máximo se mueve a

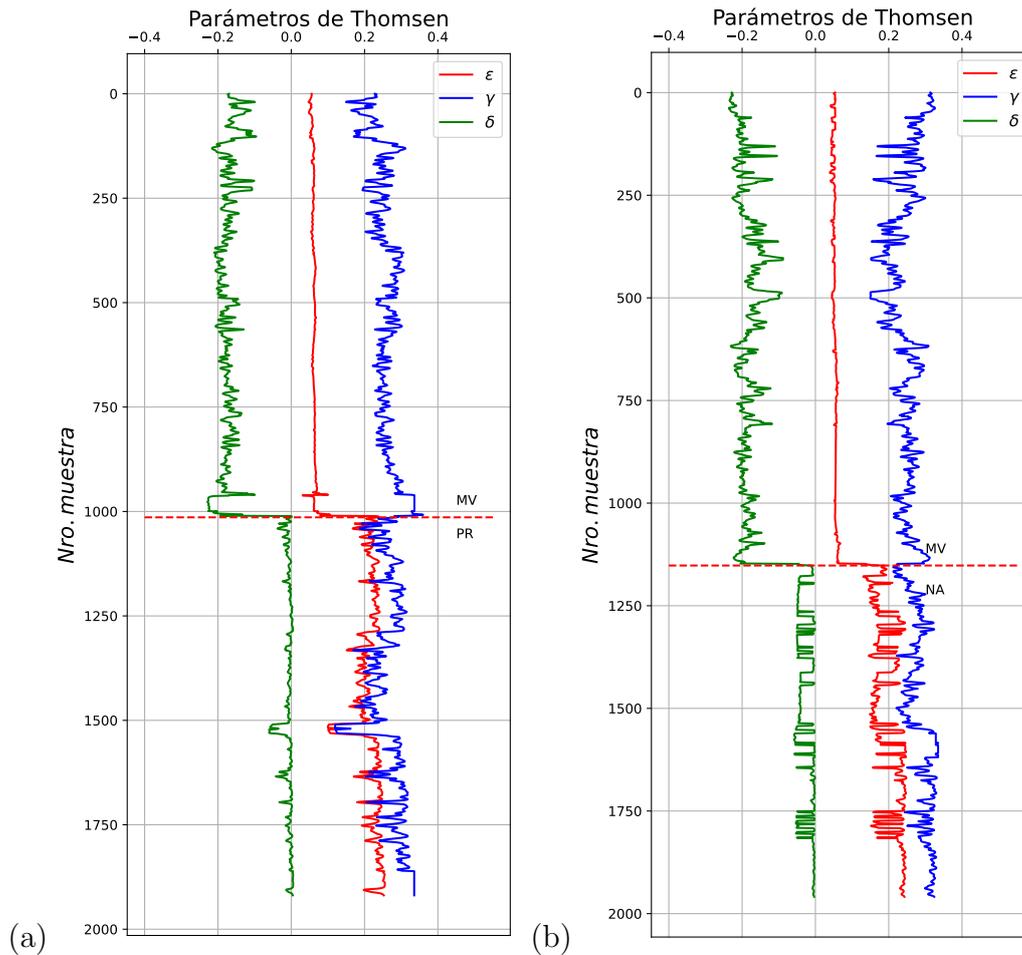


Figura 7.6: Parámetros de Thomsen [1986] para cuantificar la anisotropía de las distintas formaciones examinadas por ambos pozos, donde (a) corresponde al pozo 1 y (b) al pozo 2. En ambos pozos se observa que la anisotropía es mayor para la formación *Pampa Rincón* pero el parámetro  $\delta$  decrece en valor absoluto, llegando casi a cero. La línea roja discontinua y horizontal denota la interfaz entre la fm. Margas Verdes y la fm. Pampa Rincón.

valores más bajos de COT con el aumento de la porosidad. Que los módulos de Young disminuyan con el COT es esperable debido a que las shales cuanto más orgánicas, en general, son más dúctiles [Shitrit et al., 2016; Stinco y Barredo, 2014] (ver Capítulo 2 Sección 2.2.3).

En la Fig. 7.9 se ilustra la sensibilidad de los módulos de Poisson anisótropos  $\nu_{31}$  (izq.) y  $\nu_{12}$  (der.) en función a la fracción de COT. Para estos módulos se observa un mínimo para valores bajos de COT y  $\phi_E$ , y un aumento en función al COT más allá del mínimo. Sin embargo, (así como con el máximo que se observa en los módulos de Young) el mínimo desaparece con el aumento de la porosidad y se observa un comportamiento de los módulos de Poisson más monótono respecto al COT con el aumento de la porosidad.

### 7.5. Análisis de dispersión

En esta sección analizaremos los efectos asociados a la frecuencia de medición y las diferencias que provoca entre el modelo de laboratorio y el de pozo. Si tomamos el modelo ajustado a los datos de laboratorio (cuyos parámetros se muestran en las Tablas 5.2 y

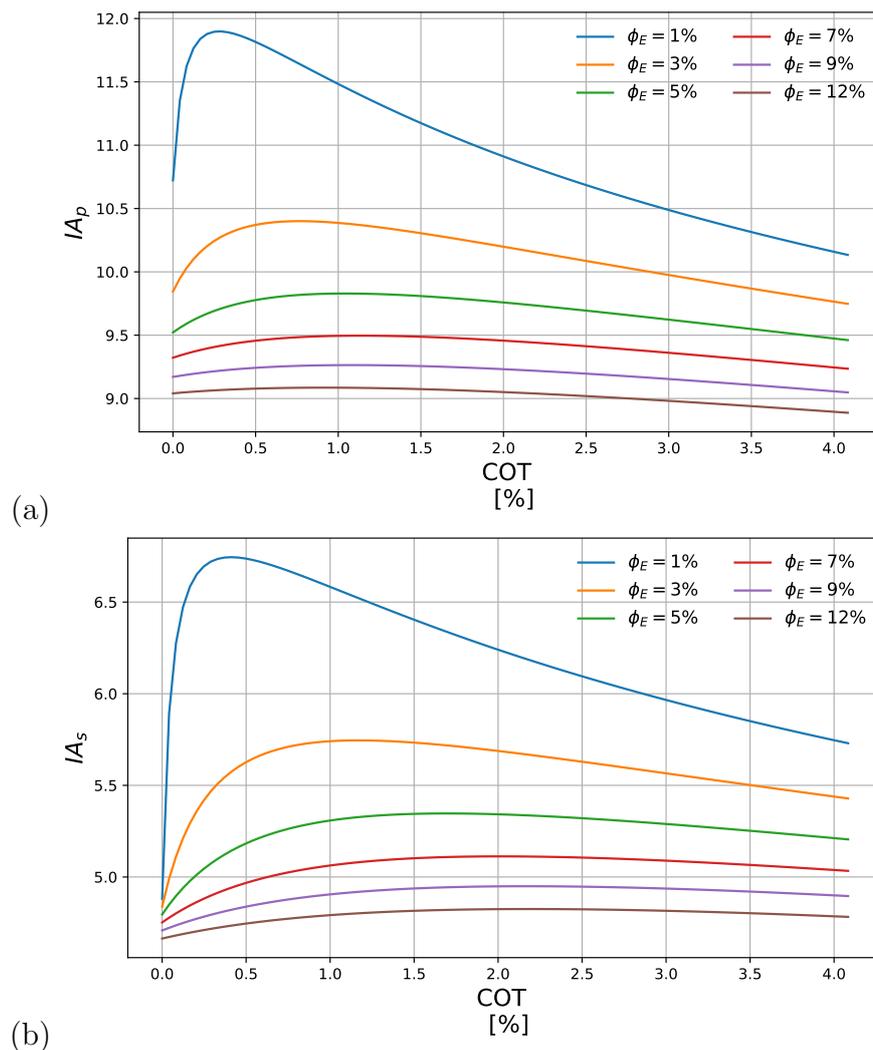


Figura 7.7: Sensibilidad de la impedancia acústica ( $\rho \cdot v$ ) (a) de onda  $P$  y (b) de onda  $S$  en función de la fracción de carbono orgánico total (COT) para el pozo 1, muestra 1251.

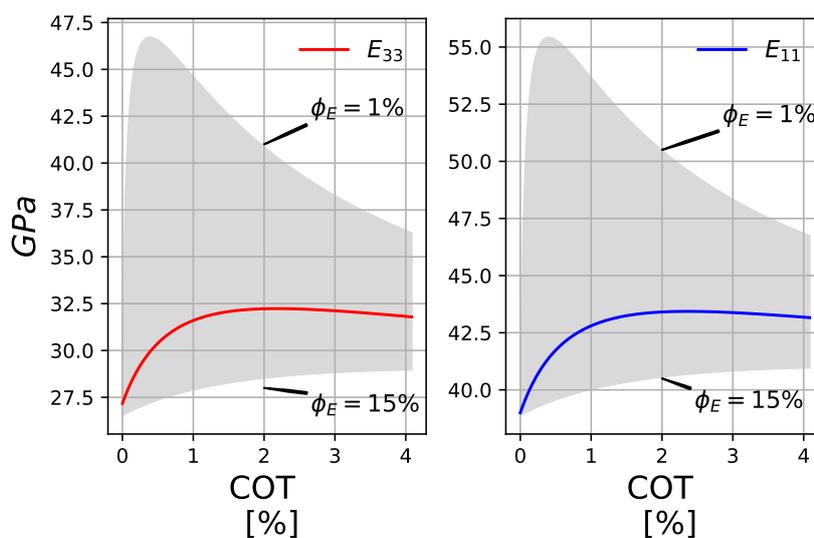


Figura 7.8: Sensibilidad de los módulos de Young anisótropos vertical (izq.) y horizontal (der.) al porcentaje de carbono orgánico total (COT) para el pozo 1 muestra 1251.

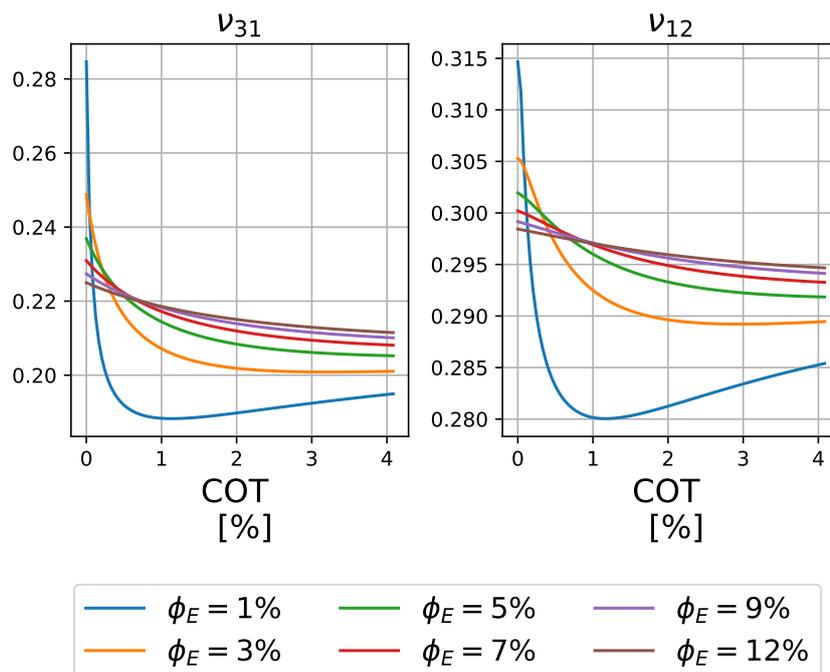


Figura 7.9: Sensibilidad de los módulos de Poisson anisótropos  $\nu_{31}$  (izq.) y  $\nu_{12}$  (der.) al porcentaje de carbono orgánico total (COT) para el pozo 1 muestra 1251.

5.3) y el modelo ajustado para los datos de pozo (Tablas 7.2, 7.3 y 7.4) considerando las mismas fracciones minerales, la misma fracción de COT, la misma porosidad (efectiva y total), los mismos fluidos saturantes y la misma presión efectiva para ambos, entonces las diferencias que persistan entre ambos modelos deben asociarse a los efectos de la frecuencia de medición (si la roca es equivalente a diferentes escalas). Esas diferencias serán las que analizaremos en esta sección.

Para poder analizar los efectos dispersivos sobre las predicciones del modelado, debemos excluir primero los efectos de los fluidos saturantes y de la presión efectiva. Para ello, se considerará una roca *promedio* como representativa de la formación en la región de la corona para el modelo de pozo y para el modelo de laboratorio. El concepto de roca promedio se ha utilizado previamente en este trabajo e implica considerar una roca cuyas propiedades son un promedio de las medidas en un número finito de muestras, o bien, en un intervalo de profundidad específico. En este caso, tomaremos las propiedades promedio de las mediciones de laboratorio porque éstas tienen mayor precisión que las medidas en perfilajes de pozo. De este modo, las porosidades (efectiva y total), la saturación de fluidos, la fracción de querógeno y el contenido litológico se toman iguales al promedio de las mediciones de laboratorio y pueden extraerse de las Tablas 5.4 a 5.9. A continuación, consideramos bajo qué régimen de esfuerzos se encuentra la roca promedio. Consideraremos que la roca se encuentra en condiciones de esfuerzos hidrostáticos bajo un esfuerzo diferencial ( $\sigma_D = S_v - P_P$ ) igual a  $\sigma_D = 32$  MPa. Este valor resulta del perfil de carga litostática calculado como se detalla en la sección 7.2 y de considerar una presión de fluidos de 48 MPa la cual se extrae de mediciones de presión de formación *in-situ* (YPF S.A. comunicación personal). Debe tenerse en cuenta que, en lo que sigue, trabajaremos sobre *estimaciones* del modelado a distintas escalas y no sobre mediciones, con la única excepción de los valores estáticos presentados que sí se obtienen de mediciones.

La Figura 7.10 (y la Tabla 7.6) revelan que en la formación Margas Verdes los efectos

dispersivos entre los valores sónicos y ultrasónicos para las ondas  $P$  pueden despreciarse (triángulos hacia arriba rojos), pero no así en la formación Pampa Rincón (círculos rojos). Por otro lado, en ambas formaciones para las ondas  $S$  se observa dispersión en el rango sónico-ultrasónico (círculos y triángulos azules). A modo comparativo, se grafican también los valores de velocidad de onda  $P$  y  $S$  que se obtendrían utilizando las mediciones estáticas presentadas en las Tablas 5.10 y 5.11. Debe observarse que con las mediciones estáticas no se puede obtener la velocidad de la onda  $S$  vertical por lo que se grafica la correspondiente a la onda  $S$  horizontal. Por último, cabe remarcar que tanto las mediciones estáticas como ultrasónicas de onda  $S$  para la fm. Margas Verdes fueron obtenidas a partir de muestras del pozo-2 mientras que las mediciones sónicas fueron obtenidas a partir de muestras del pozo-1. Esto y el hecho de que la fm. Margas Verdes no presente dispersión apreciable en el rango sónico-ultrasónico para las ondas  $P$  nos motivó a realizar el análisis que sigue principalmente sobre la fm. Pampa Rincón.

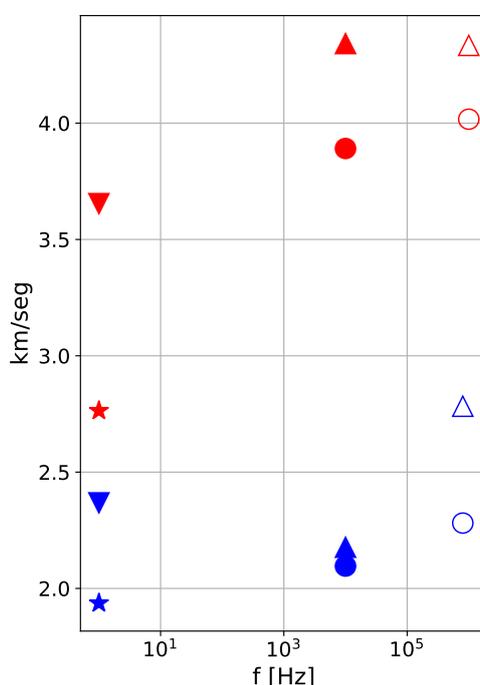


Figura 7.10: Velocidades de onda  $P$  (en rojo) y de onda  $S$  (en azul) para la fm. Pampa Rincón (círculos y estrellas) y para la fm. Margas Verdes (triángulos). A 0 Hz se grafican las velocidades invertidas de las mediciones estáticas (triángulos hacia abajo y estrellas), a  $10^4$  Hz se grafican las estimaciones del modelo de pozo (círculos y triángulos hacia arriba rellenos) mientras que a  $f = 1 \times 10^6$  Hz se grafican las velocidades de laboratorio ( $f = 1 \times 10^6$  Hz para ondas  $P$  y  $0,8 \times 10^6$  Hz para ondas  $S$ ).

### 7.5.1. Respecto de los mecanismos de dispersión y atenuación: Discusión

Para la obtención de los valores de la Figura 7.10 hemos tenido que extender el modelo de laboratorio al pozo por medio del modelado de los efectos de los fluidos saturantes y de la presión efectiva. Resulta tentador ajustar algún tipo de modelo dispersivo entre los valores a escala sónica y ultrasónica pero, para hacerlo, es necesario asumir que estamos

ante el mismo *volumen de roca representativo* a escala de pozo y de laboratorio. Sin embargo, es posible que el carácter dispersivo de la formación Pampa Rincón se deba a las heterogeneidades que podrían estar presentes en la formación y que afectarían las mediciones de pozo, pero no así en la escala de laboratorio. Es por eso que en vez de asumir esta hipótesis intentaremos dar con los posibles mecanismos causantes de la dispersión mediante el análisis de la factibilidad de cada uno de ellos.

Para los principales mecanismos causantes de fenómenos dispersivos en medios porosos saturados (sección 3.7), pueden calcularse las frecuencias características de ocurrencia en función de las propiedades de la roca bajo estudio, siguiendo las ideas descriptas por Delle Piane et al. [2014] para shales. Por ejemplo, para la transición **drained-undrained** podemos calcular su frecuencia  $f_{du}$  utilizando la ecuación (3.107) donde la permeabilidad (promedio) de la roca fue medida en laboratorio  $\kappa = 58$  nD ( $5,724 \times 10^{-20} m^2$ ).  $\eta_f$  es la viscosidad del fluido saturante obtenida mediante el promedio armónico de la mezcla agua, gas y petróleo [Berryman et al., 1988], la cual resulta  $\eta_f = 6,63 \times 10^{-4}$  Pa · s. Para obtenerla se considera que, para  $T = 118^\circ C$  (tomado del encabezado del perfilaje de pozo) y una presión de fluidos de  $P_P = 48$  MPa resultan  $\eta_{oil} = 1,392 \times 10^{-3}$  Pa · s,  $\eta_{gas} = 1,027 \times 10^{-5}$  Pa · s y  $\eta_{agua} = 1 \times 10^{-3}$  Pa · s [Batzle y Wang, 1992]. Para llegar a estos valores, debe considerarse la densidad del petróleo  $\rho_0 = 815$  kg/m<sup>3</sup> ( $\approx 40$  API<sup>1</sup>). Se toma la saturación de la roca constituida en un 10 % por petróleo, un 38 % de gas y el restante 52 % por agua según análisis de laboratorio (Tabla 5.6). De la misma Tabla se obtiene la porosidad efectiva en la zona de la corona  $\phi_E = 3.74$ . A partir de las saturaciones podemos realizar un promedio de Reuss para la mezcla de fluidos, lo que nos dará un  $K_f = 0.4$  GPa. Por último, la longitud  $l_d$  respecto a la cual se calcula el fenómeno difusivo, podemos tomarla igual a 1.5 cm que es representativa de las dimensiones de una muestra cilíndrica de laboratorio. De este modo la frecuencia característica de la transición drained-undrained será igual a  $6.5 \times 10^{-4}$  Hz la cual está muy por debajo de las frecuencias consideradas en nuestro análisis.

Por otro lado, la frecuencia característica (o límite) para la transición **difusiva-inercial**  $f_b$  (también denominado flujo global) puede obtenerse mediante la ecuación (3.108) usando los valores de la roca promedio (Tablas 5.4, 5.5 y 5.6), la permeabilidad  $\kappa$ , la viscosidad  $\eta_f$  (calculadas previamente) y la densidad promedio de fluido  $\rho_f = 700$  kg/m<sup>3</sup> tomada como el promedio armónico de las densidades de los fluidos presentes de la Table 7.1 (a  $T = 118^\circ C$  y  $P_P = 48$  MPa). Lo cual nos da una frecuencia  $f_b \approx 95 \times 10^{12}$  Hz que está muy por encima del rango de frecuencias consideradas en este estudio. Las frecuencias características hasta aquí obtenidas son comparables con aquellas obtenidas por Delle Piane et al. [2014] experimentalmente para otras shales, lo cual nos hace creer que son razonables y nos permite inferir que los mecanismos de flujo global y de transición drained-undrained no contribuyen a la dispersión y atenuación observada en la fm. Pampa Rincón.

Queda entonces considerar los efectos de flujo mesoscópico y de flujo microscópico. Nuestro set de datos no cuenta con información respecto a presencia de microfracturas, y es por eso que hasta el momento este efecto no había sido tenido en cuenta. La frecuencia

<sup>1</sup>Graduación API: Toma su nombre del Instituto Americano del Petróleo (American Petroleum Institute). Resultan una medida de la densidad del petróleo en comparación con la del agua. En general la densidad resulta ser el principal determinante del valor del petróleo en el mercado, siendo los petróleos más livianos los más cotizables. De aquí la importancia de los grados API. En general se dice que el petróleo es extra pesado si  $API < 10$ , pesado si  $10 < API < 22$ , intermedio si  $22 < API < 38$  y liviano si  $38 < API$  [Demirbas et al., 2015]

característica a la que podríamos esperar efectos de **flujo microscópico** puede calcularse mediante (3.110) (ver sección 3.7) en la que tomaremos  $K_0 = K^*$ . Es decir, tomaremos como módulo de Bulk del medio sólido el de la roca saturada anisótropa, calculado a partir de (Mavko et al. [2020], ecuación (2.2.73))

$$K^* = \frac{1}{9}(2C_{11}^* + C_{33}^* + 2C_{12}^* + 4C_{13}^*), \quad (7.12)$$

donde  $C_{11}^* = 56,24$  GPa,  $C_{33}^* = 42,07$  GPa,  $C_{44}^* = 12,07$  GPa,  $C_{12}^* = 21,9$  GPa y  $C_{13}^* = 17,37$  GPa. Lo que arroja un valor de  $K^* = 29,8$  GPa. Las relaciones de aspecto podrían obtenerse de la ecuación (3.110) si conociéramos la frecuencia pico a la que ocurre el flujo microscópico. Si bien existen pocos trabajos en la bibliografía de referencia respecto a flujo microscópico en shales, estos sitúan a la frecuencia pico entre el rango  $[10^3 - 10^6]$  Hz [Ba et al., 2016; Leurer y Brown, 2008]. Evaluando la ecuación (3.110) en los extremos de este intervalo obtendríamos valores de  $\beta = 2,8 \times 10^{-4}$  para  $f_s = 10^3$  Hz y  $\beta = 2,8 \times 10^{-3}$  para  $f_s = 10^6$  Hz. Ambos son razonables para microfracturas y, a la presión diferencial a la que se encuentra la formación ( $\approx 32$  MPa), podrían existir microfracturas abiertas (en la sección 3.6.2 hemos revisado la teoría PDA que relaciona el cierre de los poros o microfracturas con la presión diferencial y sus efectos en la respuesta elástica de una roca porosa), aunque el valor de  $\beta$  obtenido para  $f_s = 10^3$  Hz es más parecido al obtenido por Delle Piane et al. [2014] experimentalmente.

A los efectos debidos al **flujo mesoscópico** podemos dividirlos en tres principalmente: (1) aquellos relacionados con el flujo entre regiones de saturación *patchy* o bien (2) aquellos relacionados con el flujo entre fracturas y la roca de fondo (también denominado *fluid Pressure Diffusion - Fracture to Background* (FPD-FB)) o bien (3) aquellos relacionados con el flujo entre fracturas interconectadas (también denominado *fluid Pressure Diffusion - Fracture to Fracture* (FPD-FF), ver sección 3.7). Para los primeros dos casos, podríamos calcular una única frecuencia característica  $f_m$  por medio de la ecuación (3.107) si conociéramos la longitud característica  $l_m$  de la heterogeneidad de mesoescala. Sin embargo, tal y como en el caso de flujo microscópico, existen pocos trabajos en la bibliografía que estudien efectos de mesoescala en shales. Por ejemplo, en el trabajo reciente de Lissa et al. [2022] para la shale argentina Vaca Muerta se sitúa la  $f_m$  en el rango  $[10^3 - 10^6]$  Hz. Con lo cual, si tomamos  $f_m = 10^3$  Hz y lo reemplazamos en (3.107) obtendremos  $l_m = 12 \mu m$  y reemplazando  $f_m = 10^6$  Hz obtendremos  $l_m = 0,4 \mu m$ . Los cuales son comparables a los obtenidos por Delle Piane et al. [2014] experimentalmente. A su vez, estas longitudes características son varios órdenes de magnitud mayores que los tamaños de poros típicos en una shale (del orden de nm), pero muy inferiores que la longitud de onda de un sónico ( $\approx 40$  cm) o un ultrasonido (mm). Esto implica que ambos tipos de heterogeneidades podrían ser responsables de la dispersión. El cálculo de la frecuencia característica para el mecanismo FPD-FF se realiza, generalmente, por medio de modelos y no puede obtenerse a partir de una fórmula analítica que solo dependa de las características de la roca bajo estudio. Este modelado excede los alcances de este trabajo, pero a pesar de estas limitaciones el mecanismo FPD-FF no puede ser descartado como veremos a continuación.

Podemos cuantificar el porcentaje de dispersión para las ondas  $P$  y ondas  $S$  en ambas formaciones a partir de

$$D_v = \frac{v_M - v_m}{v_m} \times 100 \quad (7.13)$$

siendo  $v_M$  y  $v_m$  las velocidades máximas y mínimas respectivamente. Calcularemos el

factor  $D_v$  utilizando para  $v_M$  las velocidades del modelo de laboratorio y para  $v_m$  las velocidades del modelo de pozo. En la Tabla 7.6 se resumen los valores obtenidos por formación y para los distintos modos de propagación. De aquí se desprende que la dispersión es mucho más significativa sobre las ondas  $S$  que sobre las ondas  $P$  lo cual podría ser un indicador de los efectos de FPD-FF [Hunziker et al., 2018]. A su vez, debemos recordar que en ambos pozos en la fm. Pampa Rincón se observan derrumbes. Esto último, y la fuerte dispersión sobre las ondas  $S$  podría relacionarse con la presencia de fracturas de mesoescala. Resulta notoria también la diferencia que se observa entre las velocidades de onda  $S$  obtenidas por el modelo de pozo y de laboratorio para la fm. Margas Verdes siendo, incluso, las velocidades del modelo de pozo menores que los valores obtenidos por medio de mediciones estáticas (Fig. 7.10, triángulos invertidos azules). Creemos que estas diferencias pueden deberse a que tanto las mediciones estáticas como ultrasónicas para la fm. Margas Verdes fueron obtenidas a partir de muestras del pozo-2 mientras que las mediciones de pozo fueron obtenidas en el pozo-1. Lo que estaría indicando que la fm. Margas Verdes puede presentar diferencias significativas entre uno y otro pozo.

Formación	$D_P$	$D_S$
	[%]	
Margas Verdes	-0.1	28
Pampa Rincón	3	9

Tabla 7.6: Porcentaje de dispersión por formación y para cada modo de propagación ( $D_P$ : onda  $P$  y  $D_S$ : onda  $S$ ) según la ecuación (7.13).

En relación a los valores de frecuencias pico obtenidos a lo largo de esta sección podemos concluir que, tanto los efectos de flujo mesoscópico como los de flujo microscópico podrían ser responsables de la dispersión que se observa en ambas formaciones aunque no se disponga de suficiente información como para discriminarlos. Por otro lado, podría esperarse que en ausencia de heterogeneidades, no se observe dispersión en todo el rango sónico-ultrasónico. Con lo cual, usar un modelo del tipo Gassmann en todo el rango de frecuencias sería aceptable. Los autores Omovie et al. [2022] llegan a una conclusión equivalente ya que no observan dispersión de velocidades significativa en todo el rango sónico-ultrasónico para diversas shales consolidadas de los Estados Unidos. Naturalmente surge de este análisis, que una extensión a este modelado debería contemplar la presencia de fracturas y sus efectos en la respuesta elástica si se quisiera, por ejemplo, escalar de laboratorio a pozo pero eso será objeto de trabajos futuros.

## 7.6. Conclusiones del Capítulo

En este capítulo se presenta el primer modelo de física de rocas para las shales de la formación Inoceramus a escala de pozo, basado en teorías poroelásticas. Para la construcción del mismo se utiliza información petrofísica, de fracciones litológicas, de fluidos saturantes y de contenido orgánico por medio del perfilaje de pozo y del análisis de laboratorio de recortes de perforación. El modelado involucra la optimización de parámetros inciertos, como son la densidad de la arcilla efectiva ( $\rho_{ec}$ ), del querógeno ( $\rho_k$ ), la constante de concentración de carbono orgánico ( $C_k$ ) y los parámetros del modelo PDA (ver sección 7.4). Los resultados arrojan que ambas formaciones estudiadas por los pozos (fm. Margas Verdes y fm. Pampa Rincón) pueden ser representadas con los mismos parámetros, a excepción del parámetro  $F_C$  del exponente del modelo PDA, el cual es diferente para

cada electrofacie de cada pozo. Con lo cual, se optimizan 6 coeficientes  $F_C$  diferentes (ver Tabla 7.4).

A partir del modelo, se pudo corregir la densidad medida en su zona de derrumbe. Este perfil es importante para muchas aplicaciones como por ejemplo para el calculo de los esfuerzos litostáticos. A su vez, del modelo se pudo construir un perfil de saturación de gas que es de suma importancia ya que es uno de los objetivos principales para la exploración hidrocarburífera. El modelo permite predecir el efecto del contenido orgánico total sobre los módulos elásticos dinámicos y sobre la impedancia acústica de las formaciones. Los resultados arrojan que tanto la impedancia acústica de la formación, como su rigidez, exhiben un máximo para porosidades menores al 1 % y fracciones de contenido orgánico del orden del 0.3 % pero este pico se va ensanchando a medida que aumenta la porosidad y se pierde para porosidades efectivas iguales o mayores al 5 %.

El análisis de los mecanismos de dispersión arrojó que para las ondas  $P$  en el rango sónico-ultrasónico en la fm. Margas Verdes la dispersión es despreciable pero no así en la fm. Pampa Rincón. Respecto a las ondas  $S$  en el mismo rango de frecuencias la dispersión es significativa en ambas formaciones. Esto puede deberse a la presencia de micro y meso fracturas las cuales podrían ser también las causantes de los derrumbes en ambos pozos en la fm. Pampa Rincón. Los mismos efectos pueden deberse también a la presencia de regiones de heterogeneidades de mesoescala como, por ejemplo, parches de saturación. Ante la ausencia de heterogeneidades, sin embargo, sería esperable que no hubiera dispersión en el rango sónico-ultrasónico. Con lo cual, podría usarse un modelo tipo Gassmann en todo el rango de frecuencias. La explicación física de esta ausencia de dispersión sería que todos los mecanismos clásicos de dispersión y atenuación, para shales consolidadas, ocurrirían a frecuencias demasiado altas, aún más altas que el ultrasonido o bien a frecuencias demasiado bajas.

Por último, en el presente trabajo se evitó introducir detalles de la microgeometría de las shales en el modelado pero este análisis sugiere que, si se quisiera escalar el modelo de laboratorio al pozo entonces las heterogeneidades de micro y meso escala no pueden dejarse de lado. En este sentido, estudios sobre dispersión de velocidad en función de la frecuencia y de atenuación de ondas podrían asistir al refinamiento del modelado. Estos estudios serán objeto de trabajos futuros.

---

# CAPÍTULO 8

## CONCLUSIONES

---

A modo de síntesis, este trabajo de tesis se centró en la calibración, con datos de distintas shales y a diferentes escalas, de un modelo de física de rocas poroelástico capaz de incorporar información variada de los componentes petrofísicos, geoquímicos, mineralógicos y de fluidos porales de la roca bajo estudio con el objetivo de poder relacionar esta información con las velocidades sísmicas de las ondas  $P$  y  $S$ . Para ello se tomó el modelo de *sustitución sólida* que se enmarca dentro de los modelos poroelásticos tipo Gassmann de los autores Ciz y Shapiro [2007] y se lo fue modificando a lo largo de todo el trabajo de tesis. Este modelo permite calcular los valores de compliancia de la roca compuesta (o saturada) en función de las complancias de los granos que constituyen la matriz, de la matriz sólida seca, de la cavidad poral y del relleno poral. Originalmente en dicho modelo el relleno poral no es un fluido, sino un sólido. A partir de la compliancia de la roca compuesta, y su densidad, pueden estimarse las velocidades sísmicas en cualquier dirección respecto a la laminación que, en general, difieren debido a que las rocas tipo shale son anisótropas (sección 2.2.6). Posteriormente, a partir de comparar las velocidades predichas con las velocidades medidas se ajusta el modelo a través de un esquema de inversión por medio de diferentes estrategias numéricas.

Una de las primeras modificaciones que se le realizó al modelo de CS fue considerar al relleno poral compuesto por un medio efectivo surgido de la combinación entre el querógeno orgánico y los fluidos porales en los poros interconectados (o efectivos). Para poder realizar esta combinación es necesario conocer los parámetros elásticos del querógeno, de los cuales, si bien hay registros en la bibliografía, son fuertemente dependientes del tipo de querógeno (ver sección 2.2.3) y su madurez. Es por esto que decidimos considerarlos como incógnitas del modelado y obtenerlos a partir del esquema de inversión. Al considerar los fluidos porales en el relleno observamos que en caso de despreciarlos, como hacen otros autores, se pueden incrementar significativamente los errores del ajuste, particularmente para porosidades mayores al 1 % (sección 4.6).

Debido a que en estas rocas el contenido mineral es generalmente variado, para obtener la compliancia del grano sólido deben conocerse los parámetros elásticos de los diferentes minerales y su fracción volumétrica. Sin embargo, al consultar la bibliografía de referencia notamos que en general no se conocen de manera precisa los parámetros elásticos de los minerales anisótropos de arcilla, debido a la dificultad que implica medirlos directamente en el laboratorio, sumado a las diferencias respecto de las condiciones in situ. Es por eso que decidimos considerar dichos parámetros elásticos como incógnitas de nuestro modelado que posteriormente ajustaríamos mediante métodos de inversión. Si bien existen

antecedentes de inversión de parámetros elásticos de minerales de arcilla, esto no se había abordado mediante un modelo poroelástico anisótropo como el utilizado en este trabajo.

De la necesidad de conocer la compliancia de la matriz de roca, al comienzo de este trabajo de tesis se utilizaron modelos de matriz de roca empíricos existentes en la bibliografía y se los extendió para hacerlos anisótropos. En este sentido, uno de los primeros aportes de este trabajo fue el de comparar diferentes modelos de compliancia de matriz de roca sobre un set de datos público de shales de diversas ubicaciones del mundo (Bakken, Niobrara y Bazhenov), con diferente mineralogía, contenido orgánico y madurez. Dos modelos fueron implementados y comparados: uno enfocado en la anisotropía intrínseca de los minerales de arcilla (*GCP*) y el otro, considerando también la anisotropía de fábrica de la matriz de roca debido al alineamiento de granos y poros (*GK*). Para compararlos se analizó la calidad de ajuste entre los datos y los modelos mediante una medición de error adecuada. Los resultados de ambos modelos arrojaron errores promedio relativos por debajo del 5 % para datos medidos en muestras secas y resultaron ser computacionalmente rápidos. De estos resultados concluimos que el método GCP-CS, que fue propuesto originalmente en este trabajo de tesis, da aproximadamente la misma calidad de ajuste que el modelo GK-CS con menor cantidad de parámetros para optimizar y menor costo computacional.

El modelo GCP-CS contiene sólo un parámetro empírico denominado *porosidad crítica extendida* (o generalizada), asociado con la fracción de relleno total y encontramos que, en promedio, se relaciona de forma directa con el contenido de querógeno a diferencia del clásico modelo de porosidad crítica, en el cual el parámetro de porosidad crítica se correlaciona en forma directa con el contenido de arcilla de la roca. Con ambos modelos (*GCP-CS* y *GK-CS*) calibrados a partir de los datos medidos en condición seca, cambiando las propiedades físicas dentro del poro de aire a salmuera pudimos realizar exitosamente un procedimiento de sustitución fluida para reproducir los datos saturados, obteniendo errores menores al 8 %. Sin embargo, con el avance de este trabajo y a partir de mediciones realizadas en los laboratorios de Y-TEC S.A. (donde se realizó este trabajo de tesis) pudimos verificar que la sustitución fluida no siempre es posible.

Para poder modelar la dependencia de las velocidades sísmicas con los esfuerzos incorporamos al modelo de CS el modelo PDA. Hemos visto ya que el modelo PDA ofrece un formalismo poroelástico sobre la relación de las velocidades sísmicas y el cierre de poros dúctiles para rocas anisótropas (cap. 3 sección 3.6.1). Agrupamos las aplicaciones de este modelo PDA combinado con CS (PDA-CS) en tres casos de estudio cuyas conclusiones se resumen a continuación.

El primer caso de estudio se realizó utilizando mediciones de velocidades ultrasónicas sobre muestras (verticales y horizontales) tomadas de dos pozos en la formación Inoceramus (Cca. Austral, Argentina). Al no contar con mediciones oblicuas a la estratificación, fue necesario completar el set de datos para poder ajustar el modelo PDA. Para ello se determinó un coeficiente estado-dinámico para cada profundidad. Para hacerlo fue necesario incorporar mediciones geomecánicas de tipo estático. También, fue necesario asumir que la anelipticidad elástica se mantenía constante con la carga. A partir del modelo se pudieron reproducir las velocidades medidas, con errores del 2,5 % y 2,9 % para el pozo-1 y el 2 respectivamente. A su vez, se utilizó el modelo optimizado para modelar variaciones de la porosidad con el incremento de los esfuerzos, lo que resulta de suma importancia para predecir cómo las propiedades petrofísicas medidas en el laboratorio podrían diferir de las del reservorio. Con la intención de unificar todas las mediciones se propuso un mo-

delo promedio como representativo de la formación (sección 5.5.1). Este modelo arrojó un ajuste razonable en términos de las velocidades, rigidez, compliancia, módulos elásticos y parámetros de anisotropía lo cual nos llevó a considerar que para la construcción de un modelo de física de rocas preciso, las propiedades petrofísicas, geomecánicas y geoquímicas (*de laboratorio*) podrían haberse medido con mayor espaciamento, es decir, en un número menor de muestras. Esta resulta una importante lección aprendida en base a los resultados de este trabajo que permitiría ahorrar tiempo y presupuesto en futuros trabajos. A su vez, del modelo calibrado pudieron obtenerse coeficientes de esfuerzos efectivos anisótropos de Biot razonables que son muy importantes para la determinación de los esfuerzos in-situ de la formación y para evaluar el efecto de las presiones porales anormales sobre las velocidades sísmicas. El análisis mostró que el grado de anisotropía presente implica coeficientes horizontales y verticales muy diferentes, pero sólo en un pozo (pozo-1) la diferencia entre ambos crece con la carga (ver la Fig. 5.9 (a)).

El segundo caso de estudio es el primer registro, a nuestro conocimiento, de una comparación entre las predicciones de una fórmula tipo Gassmann anisótropa de las velocidades de ondas para muestras saturadas a partir de las secas para una roca tipo shale argentina con alto contenido de carbonato (mayor al 84%). Las muestras de roca fueron extraídas de afloramientos de la formación Agrio (Cca. Neuquina, Argentina), y los ensayos fueron diseñados y realizados en los laboratorios de Y-TEC S.A. para este trabajo de tesis. Las mediciones exhibieron que el debilitamiento del módulo de corte al saturar las muestras es significativo con lo cual existen efectos químicos entre la roca y el fluido saturante y por lo tanto una de las hipótesis de la teoría de Gassmann es violada. A pesar de esta virtual imposibilidad de aplicar una fórmula de sustitución fluida, las velocidades compresionales (en todas las direcciones) saturadas son predichas correctamente por el modelo PDA-CS. A nuestro entender, no existe un registro en la bibliografía de referencia de un caso exitoso más allá del presentado aquí. Es decir que, si sólo las velocidades de ondas de corte son sobreestimadas para el caso saturado, entonces no pueden obtenerse las velocidades de corte saturadas a partir de las muestras secas, para shales con alto contenido carbonático y saturadas con fluidos polares como salmuera. Una posible mejora al modelo debería considerar un módulo de corte variable con la saturación, lo cual está fuera de las posibilidades del modelo actual y requeriría de estudios experimentales cuidadosos.

Las muestras ensayadas fueron secadas luego de la saturación y se procedió a realizarles el ultrasonido nuevamente, recuperando las velocidades (y por ende, los módulos elásticos) compresionales y de corte originales previos a la saturación con diferencias porcentuales despreciables (del orden del 1%). Esto indica que, incluso para shales, el debilitamiento del módulo de corte debido a la saturación por agua es reversible y resulta en otro aporte de este trabajo al conocimiento sobre shales carbonáticas con baja porosidad y permeabilidad.

En el tercer y último caso de estudio, se aplica el modelo PDA-CS para modelar las velocidades de perfilaje sísmico a partir de información petrofísica, de fluidos saturantes, de contenido orgánico y de fracciones litológicas tanto de datos de perfilaje de pozo como del análisis de recortes de perforación en el laboratorio. Los datos utilizados para este estudio corresponden a dos pozos en la formación Inoceramus (Cca. Austral, Argentina). El modelo calibrado, que llamaremos *de pozo*, es un modelo a una escala mucho mayor que la del laboratorio, con lo cual, si bien difiere de este último a su vez se nutre de resultados del modelo *de laboratorio*. Por ejemplo, para el modelo de pozo se toman los

valores optimizados de los parámetros elásticos de la arcilla efectiva y del querógeno. A su vez, para la calibración del modelo de pozo, es necesario optimizar parámetros inciertos como son, la densidad de la arcilla efectiva ( $\rho_{ec}$ ), del querógeno ( $\rho_k$ ), la constante de concentración de carbono ( $C_k$ ) y los parámetros del modelo PDA (ver sección 7.4). Se asume que los parámetros del modelo PDA de pozo difieren de los del modelo de laboratorio debido a que las condiciones in-situ del pozo difícilmente puedan representarse en el laboratorio si las rocas extraídas no fueron preservadas como es debido. Sin embargo, el PDA optimizado para el modelo de laboratorio sirve como valores iniciales para la búsqueda de los óptimos para el pozo. Finalmente, se obtiene que algunos parámetros PDA del modelo de pozo son iguales a aquellos del modelo de laboratorio, pero otros difieren. Los resultados arrojan que cada formación estudiada por ambos pozos (fm. Margas Verdes y fm. Pampa Rincón) pueden ser representadas con un set de parámetros único, a excepción del parámetro  $F_C$  del exponente del modelo PDA (justamente, el parámetro relacionado con la sensibilidad de la roca a los esfuerzos), el cual es diferente para cada electrofacie de cada pozo.

Las aplicaciones del modelo a escala de pozo resultaron ser múltiples y muy valiosas. Por ejemplo, a partir del modelo, se pudo corregir la densidad medida en su zona de derrumbe. Este perfil es importante para muchas aplicaciones como por ejemplo para el cálculo de los esfuerzos litostáticos. A su vez, del modelo se pudo construir un perfil de saturación de gas que es de suma importancia durante la exploración hidrocarburífera. Adicionalmente, el modelo permitió predecir el efecto del contenido orgánico total sobre los módulos elásticos dinámicos y sobre la impedancia acústica de las formaciones, que pueden resultar de suma importancia a la hora de realizar un estudio de prospección sísmica de la formación, o bien, para determinar si la formación es dúctil o frágil y así optimizar un plan de fracturamiento (ver sección 7.4.3). Por otro lado, al ser anisótropo, el modelo permitiría estimar la elasticidad de la formación en direcciones horizontales u oblicuas a la laminación, que no son muestreadas por las herramientas utilizadas hasta el momento en el pozo. Esta información puede resultar de sumo interés para la planificación de pozos horizontales.

Por último, se analizaron los efectos de la frecuencia de medición que podrían tener lugar en el rango sónico-ultrasónico de las velocidades de ondas sísmicas (ver sección 7.5), es decir, un análisis de dispersión. Este arrojó que, para las ondas  $P$  en el rango sónico-ultrasónico en la fm. Margas Verdes la dispersión es despreciable pero no así en la fm. Pampa Rincón. Respecto a las ondas  $S$  en el mismo rango de frecuencias la dispersión es significativa en ambas formaciones. De un análisis de factibilidad de los mecanismos de dispersión en medios poroelásticos conocidos en la bibliografía geofísica de referencia, a partir de los valores (estimados) de las frecuencias críticas de cada uno, se infirió que esta dispersión sobre las ondas  $S$  podría deberse a la presencia de micro y meso fracturas las cuales podrían ser también las causantes de los derrumbes en ambos pozos en la fm. Pampa Rincón. Los mismos efectos pueden deberse también a la presencia de regiones de heterogeneidades de mesoescala como, por ejemplo, parches de saturación. Por otro lado, podría esperarse que para shales sin heterogeneidades de micro ni mesoescala no se observe dispersión en todo el rango sónico-ultrasónico. La explicación física de esta ausencia de dispersión surge del análisis de la frecuencia característica de los principales mecanismos clásicos de dispersión y atenuación, los cuales ocurrirían en frecuencias fuera del rango de las mediciones debido a la extremadamente baja permeabilidad de las shales. En este sentido, coincidimos con las conclusiones recientemente alcanzadas por otros autores sobre efectos de dispersión en shales como, por ejemplo Omovie et al. [2022].

A lo largo del presente trabajo se evitó introducir detalles de la microgeometría de las shales en el modelado porque dichos estudios son costosos y difíciles de parametrizar en la práctica. De aquí surge la conveniencia de usar teorías de medios continuos poroelásticos. Pero si se quisiera escalar el modelo de laboratorio al pozo entonces las heterogeneidades de micro y meso escala no deberían despreciarse y sería conveniente profundizar el análisis de los fenómenos de dispersión en shales. Sin embargo, estos estudios exceden los alcances de este trabajo pero bien podrían ser objeto de trabajos futuros.

Para concluir cabe remarcar que los flujos de trabajo presentados a lo largo de esta tesis son relevantes para un mayor entendimiento de los parámetros críticos en modelos de física de rocas para shales orgánicas. A su vez, pueden resultar de utilidad para aplicaciones tales como la predicción de módulos elásticos, parámetros de anisotropía, modelado de velocidades, para la realización de análisis de sensibilidad de ciertos atributos sísmicos respecto a diferentes condiciones del reservorio, para la extrapolación de datos a diferentes estados de esfuerzos, para la corrección de velocidades sísmicas en pozos desviados y la utilización en simulaciones de propagación de ondas elásticas, por mencionar algunas.

---

# BIBLIOGRAFÍA

---

- Abousleiman, Y., Hull, K., Han, Y., Al-Muntasheri, G., Hosemann, P., Parker, S., y Howard, C., 2016, The granular and polymer composite nature of kerogen-rich shale: *Acta Geotechnica*, **11**, no. 3, 573–594.
- Adam, L., Batzle, M., y Brevik, I., 2006, Gassmann's fluid substitution and shear modulus variability in carbonates at laboratory seismic and ultrasonic frequencies: *Geophysics*, **71**, no. 6, F173–F183.
- Al-Tahini, A., y Abousleiman, Y., 2010, Pore-pressure-coefficient anisotropy measurements for intrinsic and induced anisotropy in sandstone: *SPE Reservoir Evaluation & Engineering*, **13**, no. 02, 265–274.
- Alkhalifah, T., y Tsvankin, I., 1995a, Velocity analysis for transversely isotropic media: *Geophysics*, **60**, no. 5, 1550–1566.
- 1995b, Velocity analysis for transversely isotropic media: *Geophysics*, **60**, no. 5, 1550–1566.
- Allen, P. A., y Allen, J. R., 2013, *Basin analysis: Principles and application to petroleum play assessment*: John Wiley & Sons.
- Anderson, R., Ratcliffe, I., Greenwell, H., Williams, P., Cliffe, S., y Coveney, P., 2010, Clay swelling—a challenge in the oilfield: *Earth-Science Reviews*, **98**, no. 3–4, 201–216.
- Andrä, H., Combaret, N., Dvorkin, J., Glatt, E., Han, J., Kabel, M., Keehm, Y., Krzikalla, F., Lee, M., Madonna, C., , et al., 2013, Digital rock physics benchmarks—part i: Imaging and segmentation: *Computers & Geosciences*, **50**, 25–32.
- Auld, B. A., 1973, *Acoustic fields and waves in solids*: Ripol Classic (en Ruso originalmente).
- Avseth, P., y Odegaard, E., 2004, Well log and seismic data analysis using rock physics templates: *First break*, **22**, no. 10.
- Ba, J., Zhao, J., Carcione, J. M., y Huang, X., 2016, Compressional wave dispersion due to rock matrix stiffening by clay squirt flow: *Geophysical Research Letters*, **43**, no. 12, 6186–6195.
- Backus, G. E., 1962, Long wave elastic anisotropy produced by horizontal layering: *Journal of Geophysical Research*, **67**, no. 11, 4427–4440.
- Baechle, G. T., Eberli, G. P., Weger, R. J., y Massaferro, J. L., 2009, Changes in dynamic shear moduli of carbonate rocks with fluid substitution: *Geophysics*, **74**, no. 3, E135–E147.

- Bandyopadhyay, K., Sain, R., Liu, E., Harris, C., Martinez, A., Payne, M., y Zhu, Y., 2012, Rock property inversion in organic-rich shale: Uncertainties, ambiguities, and pitfalls: SEG Technical Program Expanded Abstracts 2012, 1–5.
- Bandyopadhyay, K., 2009, Seismic anisotropy: geological causes and its implications to reservoir geophysics: Ph.D. thesis, Stanford University.
- Barbosa, N. D., Rubino, J. G., Caspari, E., Milani, M., y Holliger, K., 2016, Fluid pressure diffusion effects on the seismic reflectivity of a single fracture: The Journal of the Acoustical Society of America, **140**, no. 4, 2554–2570.
- Barredo, S. P., y Stinco, L. P., 2010, Geodinámica de las cuencas sedimentarias: Petro-  
tecnia.
- Barredo, S., y Stinco, L., 2013, A geodynamic view of oil and gas resources associated to the unconventional shale reservoirs of argentina: A geodynamic view of oil and gas resources associated to the unconventional shale reservoirs of argentina., SPE/AAPG/SEG Unconventional Resources Technology Conference.
- Batzle, M., Hofmann, R., Prasad, M., Kumar, G., Duranti, L., y Han, D.-h., 2005, Seismic attenuation: Observations and mechanisms: SEG Technical Program Expanded Abstracts 2005, 1565–1568.
- Batzle, M., y Wang, Z., 1992, Seismic properties of pore fluids: Geophysics, **57**, no. 11, 1396–1408.
- Bayuk, I. O., Ammerman, M., y Chesnokov, E. M., 2007, Elastic moduli of anisotropic clay: Geophysics, **72**, no. 5, D107 – D117.
- Bayuk, I. O., Ammerman, M., y Chesnokov, E. M., 2008a, Upscaling of elastic properties of anisotropic sedimentary rocks: Geophys. J. Int., **172**, 842–860.
- 2008b, Upscaling of elastic properties of anisotropic sedimentary rocks: Geophysical Journal International, **172**, no. 2, 842–860.
- Bayuk, I., y Chesnokov, E., 1998, Correlation between elastic and transport properties of porous cracked anisotropic media: Physics and Chemistry of the Earth, **23**, no. 3, 361–366.
- Berge, P., y Berryman, J., 1995, Realizability of negative pore compressibility in poroelastic composites: Journal of Applied Mechanics, **62**, no. 4, 1053–1062.
- Berryman, J. G., Thigpen, L., y Chin, R. C., 1988, Bulk elastic wave propagation in partially saturated porous solids: The Journal of the Acoustical Society of America, **84**, no. 1, 360–373.
- Best, A., McCann, C., y Sothcott, J., 1994, The relationships between the velocities, attenuations and petrophysical properties of reservoir sedimentary rocks 1: Geophysical Prospecting, **42**, no. 2, 151–178.
- Best, A. I., y McCann, C., 1995, Seismic attenuation and pore-fluid viscosity in clay-rich reservoir sandstones: Geophysics, **60**, no. 5, 1386–1397.

- Biot, M. A., 1955, Theory of elasticity and consolidation for a porous anisotropic solid: *Journal of Applied Physics*, **26**, no. 2, 182–185.
- Biot, M. A., 1956a, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low frequency range: *The Journal of the Acoustical Society of America*, **28**, no. 2, 168–178.
- 1956b, Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. ii. higher frequency range: *The Journal of the Acoustical Society of America*, **28**, no. 2, 179–191.
- Biot, M. A., 1962, Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media: *Journal of Applied Physics*, **33**, no. 4, 1482–1498.
- Blangy, J., Strandenes, S., Moos, D., y Nur, A., 1993, Ultrasonic velocities in sands-revisited: *Geophysics*, **58**, no. 3, 344–356.
- Bokhonok, O., y Ravazzoli, C. L., 2014, Sensitivity study and comparative analysis of elastic properties and anisotropy coefficients in organic shales E-ICES 10 Buenos Aires, November 3 -6 2014, CNEA., *Proceedings E-ICES 10, International Center for Earth Sciences*, 51–63.
- Bokhonok, O., y Ravazzoli, C. L., 2016, The influence of kerogen content on some brittleness indicators in a rich organic shale: comparative analysis of different approaches: VII Simposio Brasileiro de Geofísica, Ouro Preto, October 25-27 2016, SBGf, 1–4.
- Born, W., 1941, The attenuation constant of earth materials: *Geophysics*, **6**, no. 2, 132–148.
- Branch, M., Coleman, T. F., y Li, Y., 1999, A subspace, interior, and conjugate gradient method for large-scale bound-constrained minimization problems: *SIAM Journal of Scientific Computing*, **21**, no. 1, 1–23.
- Branch, M. A., 1996, *Inexact reflective Newton methods for large-scale optimization subject to bound constraints*: Cornell University.
- Brown, R. J., y Korrington, J., 1975, On the dependence of the elastic properties of a porous rock on the compressibility of the pore fluid: *Geophysics*, **40**, no. 4, 608–616.
- Butscher, C., Mutschler, T., y Blum, P., 2016, Swelling of clay-sulfate rocks: a review of processes and controls: *Rock Mechanics and Rock Engineering*, **49**, no. 4, 1533–1549.
- Caprioglio, P. A., Jarque, G., Irigoyen, M., Maiztegui, G., Luz, N., D’Agostino, A., Casal, M., Villalba, D., y Villar, H. J., 11 2020, Pozo D-129 formation: The case of a recent shale oil discovery in a lacustrine source rock in El Huemul Field, Golfo San Jorge Basin, Southern Argentina: SPE/AAPG/SEG Latin America Unconventional Resources Technology Conference (Day 3) Wed, November 18, 2020.
- Carcione, J. M., Helle, H. B., y Avseth, P., 2011, Source-rock seismic-velocity models: Gassmann versus Backus: *Geophysics*, **76**, no. 5, 1–9.
- Carcione, J. M., y Avseth, P., 2015, Rock-physics templates for clay-rich source rocks: *Geophysics*, **80**, no. 5, D481–D500.

- Carcione, J. M., 2000a, A model for seismic velocity and attenuation in petroleum source rocks: *Geophysics*, **65**, no. 4, 1080–1092.
- 2000b, A model for seismic velocity and attenuation in petroleum source rocks: *Geophysics*, **65**, no. 4, 1080–1092.
- Carcione, J. M., 2015, *Wave fields in real media (third edition)*: Elsevier.
- Chen, B., Evans, J. R., Greenwell, H. C., Boulet, P., Coveney, P. V., Bowden, A. A., y Whiting, A., 2008, A critical appraisal of polymer–clay nanocomposites: *Chemical Society Reviews*, **37**, no. 3, 568–594.
- Chen, Q., Nezhad, M. M., Fisher, Q., y Zhu, H., 2016, Multi-scale approach for modeling the transversely isotropic elastic properties of shale considering multi-inclusions and interfacial transition zone: *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, **84**, 95–104.
- Cheng, C., 1993, Crack models for a transversely isotropic medium: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **98**, no. B1, 675–684.
- Cheng, A. H., 2016, *Poroelasticity: Theory and applications of transport in porous media*., volumen 27 Springer.
- Chichinina, T., y Vernik, L., 2018, Physical bounds on  $c_{13}$  and  $\delta$  for organic mudrocks: *Geophysics*, **83**, no. 5, A75–A79.
- Chichinina, T., 2017, Physical constraints on  $c_{13}$  for transversely isotropic shales and their applications: *Geophysics*, **82**, no. 4, WA105–WA118.
- Civan, F., 2015, *Reservoir formation damage*: Gulf Professional Publishing.
- Ciz, R., y Shapiro, S. A., 2007, Generalization of Gassmann equations for porous media saturated with a solid material: *Geophysics*, **72**, no. 6, A75–A79.
- Ciz, R., y Shapiro, S. A., 2009, Stress-dependent anisotropy in transversely isotropic rocks: Comparison between theory and laboratory experiment on shale: *Geophysics*, **74**, no. 1, D7–D12.
- Cleary, M. P., Lee, S.-M., y Chen, I.-W., 1980, Self-consistent techniques for heterogeneous media: *Journal of the Engineering Mechanics Division*, **106**, no. 5, 861–887.
- Coates, G. R., Xiao, L., Prammer, M. G., , et al., 1999, *Nmr logging: principles and applications*., volumen 234 Haliburton Energy Services Houston.
- Cole, K. S., y Cole, R. H., 1941, Dispersion and absorption in dielectrics i. alternating current characteristics: *The Journal of chemical physics*, **9**, no. 4, 341–351.
- Collet, O., Gurevich, B., Madadi, M., y Pervukhina, M., 2014, Modeling elastic anisotropy resulting from the application of triaxial stress: *Geophysics*, **79**, no. 5, C135–C145.
- Constantinides, G., Ulm, F. J., y Abousleiman, Y. N., 2005, Material invariant poromechanics properties of shales: 3rd Biot Conference on Poromechanics, 24-27 May 2005, Oklahoma, USA, Taylor & Francis Group.

- Dambly, M. L. T., Nejati, M., Vogler, D., y Saar, M. O., 2019, On the direct measurement of shear moduli in transversely isotropic rocks using the uniaxial compression test: *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, **113**, 220–240.
- Delle Piane, C., Sarout, J., Madonna, C., Saenger, E. H., Dewhurst, D. N., y Raven, M., 2014, Frequency-dependent seismic attenuation in shales: Experimental results and theoretical analysis: *Geophysical Journal International*, **198**, no. 1, 504–515.
- Dellinger, J., y Vernik, L., 1994, Do traveltimes in pulse-transmission experiments yield anisotropic group or phase velocities?: *Geophysics*, **59**, no. 11, 1774–1779.
- Dellinger, J. A., 1991, Anisotropic seismic wave propagation: Ph.D. thesis, Stanford University.
- Demirbas, A., Alidrisi, H., y Balubaid, M., 2015, Api gravity, sulfur content, and desulfurization of crude oil: *Petroleum Science and Technology*, **33**, no. 1, 93–101.
- Deng, J., Wang, S., y Han, D.-h., 2009, The velocity and attenuation anisotropy of shale at ultrasonic frequency: *Journal of Geophysics and Engineering*, **6**, no. 3, 269–278.
- Dewhurst, D. N., y Siggins, A. F., 2006, Impact of fabric, microcracks and stress field on shale anisotropy: *Geophysical Journal International*, **165**, no. 1, 135–148.
- Doveton, J. H., 2001, All models are wrong, but some models are useful: "solving" the Simandoux equation: *J. of the International Association for Mathematical Geology Conference*, Cancun, Mexico.
- Dow, W. G., 1977, Kerogen studies and geological interpretations: *Journal of Geochemical Exploration*, **7**, 79–99.
- Duranti, L., Ewy, R., y Hofmann, R., 2005, Dispersive and attenuative nature of shales: multiscale and multifrequency observations: *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2005*, 1577–1580.
- Dvorkin, J., Mavko, G., y B., G., 2007, Fluid substitution in shaley sediments using effective porosity: *Geophysics*, **72**, no. 3, 1–8.
- Eberhart-Phillips, D., Han, D.-H., y Zoback, M. D., 1989, Empirical relationships among seismic velocity, effective pressure, porosity, and clay content in sandstone: *Geophysics*, **54**, no. 1, 82–89.
- EIA, 2015, U.S. Energy Information Administration (EIA), U.S. Department of Energy: , Technically Recoverable Shale Oil and Shale Gas Resources: Argentina.
- Eshelby, J. D., 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**, no. 1226, 376–396.
- Fabricius, I. L., Bächle, G. T., y Eberli, G. P., 2010, Elastic moduli of dry and water-saturated carbonates—effect of depositional texture, porosity, and permeability: *Geophysics*, **75**, no. 3, N65–N78.

- Fedorov, F. I., 2013, Theory of elastic waves in crystals: Springer Science & Business Media.
- Fjaer, E., Holt, R. M., Horsrud, P., y Raaen, A. M., 2008, Petroleum related rock mechanics: Elsevier.
- Fjær, E., Stroisz, A. M., y Holt, R. M., 2013, Elastic dispersion derived from a combination of static and dynamic measurements: Rock Mechanics and Rock Engineering, **46**, no. 3, 611–618.
- Fung, Y.-c., Tong, P., y Chen, X., 2017, Classical and computational solid mechanics:, volumen 2 World Scientific Publishing Company.
- Gassmann, F., 1951, Über die elastizität poroser medien: Vierteljahrschrift der Naturforschenden Gessellshaft in Zurich, **96**, 1–23.
- Geetan, S. I., MacDonald, R. M., y Denis, K., 2016, Insights into recovery mechanisms in shales through digital rock technology: SPE/AAPG/SEG Unconventional Resources Technology Conference.
- Glossary, S. O. Oilfield glossary:, 2020.
- Glubokovskikh, S., Gurevich, B., y Saxena, N., 2016, A dual-porosity scheme for fluid/solid substitution: Geophysical Prospecting, **64**, no. 4-Advances in Rock Physics, 1112–1121.
- Goral, J., Walton, I., Andrew, M., y Deo, M., 2019, Pore system characterization of organic-rich shales using nanoscale-resolution 3d imaging: Fuel, **258**, 116049.
- Guo, Z., Li, X.-Y., Liu, C., Feng, X., y Shen, Y., 2013a, A shale rock physics model for analysis of brittleness index, mineralogy and porosity in the barnett shale: Journal of Geophysics and Engineering, **10**, no. 2, 025006.
- 2013b, A shale rock physics model for analysis of brittleness index, mineralogy and porosity in the barnett shale: Journal of Geophysics and Engineering, **10**, no. 2, 025006.
- Guo, J., Rubino, J. G., Glubokovskikh, S., y Gurevich, B., 2017, Effects of fracture intersections on seismic dispersion: theoretical predictions versus numerical simulations: Geophysical Prospecting, **65**, no. 5, 1264–1276.
- Guo, J., Han, T., Fu, L.-Y., Xu, D., y Fang, X., 2019, Effective elastic properties of rocks with transversely isotropic background permeated by aligned penny-shaped cracks: Journal of Geophysical Research: Solid Earth, **124**, no. 1, 400–424.
- Hackert, C. L., Parra, J. O., Brown, R. L., y Collier, H. A., 2001, Characterization of dispersion, attenuation, and anisotropy at the buena vista hills field, california: Geophysics, **66**, no. 1, 90–96.
- Han, D., Nur, A., y Morgan, D., 1986, Effects of porosity and clay content on wave velocities in sandstones: Geophysics, **51**, no. 11, 2093–2107.

- Han, X., Nie, J., Guo, J., Yang, L., y Xu, D., 2018, Rock physics modelling of elastic properties of organic shale considering kerogen stress and pore pressure distribution: *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **174**, 891–902.
- Handwerger, D. A., Suarez-Rivera, R., Vaughn, K. I., y Keller, J. F., 10 2011, Improved petrophysical core measurements on tight shale reservoirs using retort and crushed samples: SPE Annual Technical Conference and Exhibition.
- Hart, B., y Steen, A., 2015, Programmed pyrolysis (rock-eval) data and shale paleoenvironmental analyses: A review: *Interpretation*, **3**, no. 1, SH41–SH58.
- Hearmon, R., 1953, Third-order elastic coefficients: *Acta Crystallographica*, **6**, no. 4, 331–340.
- Hofmann, R., 2006, Frequency dependent elastic and anelastic properties of clastic rocks: Ph.D. thesis, Colorado School of Mines, Golden, Colorado.
- Hogg, S., 1993, Geology and hydrocarbon potential of the neuquén basin: *Journal of Petroleum Geology*, **16**, no. 4, 383–396.
- Holt, R. M., 2016, Bounds of elastic parameters characterizing transversely isotropic media: Application to shales: *Geophysics*, **81**, no. 5, C243–C252.
- Hornby, B. E., Schwartz, L. M., y Hudson, J. A., 1994, Anisotropic effective-medium modeling of the elastic properties of shales: *Geophysics*, **59**, no. 10, 1570–1583.
- Hornby, B. E., 1995, The elastic properties of shales: Ph.D. thesis, University of Cambridge.
- Hornby, B. E., 1998, Experimental laboratory determination of the dynamic elastic properties of wet, drained shales: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **103**, no. B12, 29945–29964.
- Horne, S., Coates, R. T., y Bolshakov, A., 2019, Do dipole sonic logs measure group or phase velocity? (revisited): *Geophysics*, **84**, no. 6, C311–C322.
- Horne, S. A., 2013, A statistical review of mudrock elastic anisotropy: *Geophysical Prospecting*, **61**, no. 3, 817–826.
- Hudson, J., 1980, Overall properties of a cracked solid: *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, **88**, no. 2, 371–384.
- Hunziker, J., Favino, M., Caspari, E., Quintal, B., Rubino, J. G., Krause, R., y Holliger, K., 2018, Seismic attenuation and stiffness modulus dispersion in porous rocks containing stochastic fracture networks: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **123**, no. 1, 125–143.
- Hyndman, R. J., y Koehler, A. B., 2006, Another look at measures of forecast accuracy: *International Journal of Forecasting*, **22**, no. 4, 679–688.
- Johansen, T., Jakobsen, M., y Ruud, B., 2002, Estimation of the internal structure and anisotropy of shales from borehole data: *Journal of Seismic Exploration*, **11**, no. 4, 363–382.

- Johnson, P., y Rasolofosaon, P., 1996, Nonlinear elasticity and stress-induced anisotropy in rock: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **101**, no. B2, 3113–3124.
- Johnson, D. L., 2001, Theory of frequency dependent acoustics in patchy-saturated porous media: *Journal Acoustical Society of America*, **110**, no. 2, 682–694.
- Johnston, J. E., y Christensen, N. I., 1995, Seismic anisotropy of shales: *Journal of Geophysical Research*, **100**, no. B4, 5991–6003.
- Jones, E., Oliphant, T., Peterson, P., , et al. SciPy: Open source scientific tools for Python:, 2001–.
- Jones, L. E. A., y Wang, H. F., 1981, Ultrasonic velocities in Cretaceous shales from the Williston basin: *Geophysics*, **46**, no. 3, 288–297.
- Jones, T. D., 1986, Pore fluids and frequency-dependent wave propagation in rocks: *Geophysics*, **51**, no. 10, 1939–1953.
- Katahara, K. W., 1996, Clay mineral elastic properties: SEG Annual Meeting Expanded Abstracts 1996, pages 1691—1694.
- Keys, B., y Xu, S., 2002, An approximation for the Xu-White model: *Geophysics*, **67**, 1406–1414.
- Khazanehdari, J., y Sothcott, J., 2003, Variation in dynamic elastic shear modulus of sandstone upon fluid saturation and substitution: *Geophysics*, **68**, no. 2, 472–481.
- King, M., 1966, Wave velocities in rocks as a function of changes in overburden pressure and pore fluid saturants: *Geophysics*, **31**, 50–73.
- Kjartansson, E., 1979, Constant Q-wave propagation and attenuation: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **84**, no. B9, 4737–4748.
- Klemme, H., y Ulmishek, G. F., 1991, Effective petroleum source rocks of the world: stratigraphic distribution and controlling depositional factors: *AAPG bulletin*, **75**, no. 12, 1809–1851.
- Klimentos, T., y McCann, C., 1990, Relationships among compressional wave attenuation, porosity, clay content, and permeability in sandstones: *Geophysics*, **55**, no. 8, 998–1014.
- Krauss, C., 2014, U.s. oil prices fall below \$80 a barrel: *New York Times*.
- Krief, M., Garat, J., Stellingwerff, J., y Ventre, J., 1990, A petrophysical interpretation using the velocities of p and s waves (full-waveform sonic): *The log analyst*, **31**, 355 – 369.
- Kuila, U., McCarty, D. K., Derkowski, A., Fischer, T. B., y Prasad, M., 2014, Total porosity measurement in gas shales by the water immersion porosimetry (wip) method: *Fuel*, **117**, 1115–1129.
- Kuster, G. T., y Toksöz, M. N., 1974a, Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media: Part I. theoretical formulations: *Geophysics*, **39**, no. 5, 587–606.

- 1974b, Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media: Part II. experimental results: *Geophysics*, **39**, no. 5, 607–618.
- Lazar, O. R., Bohacs, K. M., Macquaker, J. H., Schieber, J., y Demko, T. M., 2015, Capturing key attributes of fine-grained sedimentary rocks in outcrops, cores, and thin sections: Nomenclature and description guidelines mudstones: Nomenclature and description guidelines: *Journal of Sedimentary Research*, **85**, no. 3, 230–246.
- Legarreta, L., y Villar, H. J., 2011, Geological and geochemical keys of the potential shale resources, Argentina basins: *Search and Discovery Article*, **80196**.
- Leurer, K. C., y Brown, C., 2008, Acoustics of marine sediment under compaction: Binary grain-size model and viscoelastic extension of Biot's theory: *The Journal of the Acoustical Society of America*, **123**, no. 4, 1941–1951.
- Lissa, S., Barbosa, N., Camilión, E., Panizza, G., Solazzi, S., Rubino, G., y Quintal, B., 2022, Digital rock physics analysis of seismic properties of a fractured shale from the vaca muerta formation: 11° Congreso de Exploración y Desarrollo de Hidrocarburos, Instituto Argentino del Petróleo y Gas (IAPG).
- Loucks, R. G., Reed, R. M., Ruppel, S. C., y Hammes, U., 2012, Spectrum of pore types and networks in mudrocks and a descriptive classification for matrix-related mudrock pores: *AAPG bulletin*, **96**, no. 6, 1071–1098.
- Lozovyi, S., y Bauer, A., 2019, Velocity dispersion in rocks: a laboratory technique for direct measurement of p-wave modulus at seismic frequencies: *Review of Scientific Instruments*, **90**, no. 2, 024501.
- Lutgens, F. K., Tarbuck, E. J., y Tasa, D. G., 2014, *Essentials of geology*: Pearson Higher Ed.
- Ma, L., Dowey, P. J., Rutter, E., Taylor, K. G., y Lee, P. D., 2019, A novel upscaling procedure for characterising heterogeneous shale porosity from nanometer-to millimetre-scale in 3D: *Energy*, **181**, 1285–1297.
- Ma, S., y Gutierrez, M., 2021, Determination of the poroelasticity of shale: *Acta Geotechnica*, **16**, no. 2, 581–594.
- Madonna, C., y Tisato, N., 2013, A new seismic wave attenuation module to experimentally measure low-frequency attenuation in extensional mode: *Geophysical Prospecting*, **61**, no. 2-Rock Physics for Reservoir Exploration, Characterisation and Monitoring, 302–314.
- Madsen, F. T., y Müller-Vonmoos, M., 1989, The swelling behaviour of clays: *Applied Clay Science*, **4**, no. 2, 143–156.
- Marketos, G., y Best, A., 2010, Application of the bisq model to clay squirt flow in reservoir sandstones: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **115**, no. B6.
- Massaro, A. S., Espinoza, D. N., Frydman, M., Barredo, S., y Cuervo, S., 2017, Analyzing a suitable elastic geomechanical model for Vaca Muerta formation: *Journal of South American Earth Sciences*, **79**, 472–488.

- Mastalerz, M., Schimmelmann, A., Drobniak, A., y Chen, Y., 2013, Porosity of devonian and mississippian new albany shale across a maturation gradient: Insights from organic petrology, gas adsorption, and mercury intrusion: AAPG bulletin, **97**, no. 10, 1621–1643.
- Mavko, G., Mukerji, T., y Dvorkin, J., 2009, The Rock Physics Handbook: Cambridge.
- Mavko, G., Mukerji, T., y Dvorkin, J., 2020, The Rock Physics Handbook: Cambridge University Press, 3 edition.
- Mavko, G., y Jizba, D., 1991, Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks: Geophysics, **56**, no. 12, 1940–1949.
- Mavko, G., y Mukerji, T., 2013, Estimating Brown-Korrington constants for fluid substitution in multimineralic rocks: Geophysics, **78**, no. 3, L27–L35.
- Mayr, S. I., Niemann, R., y Shapiro, S. A., 2016, Understanding of elastic anisotropy of shale under triaxial loading: Porosity-Deformation Approach: Geophysics, **81**, no. 5, C163–C175.
- McCarthy, K., Rojas, K., Niemann, M., Palmowski, D., Peters, K., y Stankiewicz, A., 2011, Basic petroleum geochemistry for source rock evaluation: Oilfield Review, **23**, no. 2, 32–43.
- McDonal, F., Angona, F., Mills, R., Sengbush, R., Van Nostrand, R., y White, J., 1958, Attenuation of shear and compressional waves in Pierre shale: Geophysics, **23**, no. 3, 421–439.
- Meakin, P., Huang, H., Malthe-Sørensen, A., y Thøgersen, K., 2013, *Shalegas : Opportunities and challenges : Environmental Geosciences*, **20**, no. 4, 151 – 164.
- Mikhailtsevitch, V., Lebedev, M., y Gurevich, B., 2016, Laboratory measurements of the effect of fluid saturation on elastic properties of carbonates at seismic frequencies: Geophysical Prospecting, **64**, no. 4-Advances in Rock Physics, 799–809.
- Mikhailtsevitch, V., Lebedev, M., Gurevich, B., Sun, Y., y Glubokovskikh, S., 2019, A seismic-frequency laboratory study of solid substitution in Bentheim sandstone: Journal of Geophysical Research: Solid Earth, **124**, no. 6, 5492–5499.
- Mikhailtsevitch, V., Lebedev, M., Pervukhina, M., y Gurevich, B., 2021, Seismic dispersion and attenuation in mancos shale–laboratory measurements: Geophysical Prospecting, **69**, no. 3, 568–585.
- Miller, D. E., Horne, S. A., y Walsh, J., 2012, Precise inversion of logged slownesses for elastic parameters in a gas shale formation: Geophysics, **77**, no. 4, B197–B206.
- Modica, C. J., y Lapierre, S. G., 2012, Estimation of kerogen porosity in source rocks as a function of thermal transformation: Example from the Mowry shale in the Powder River basin of Wyoming: AAPG Bulletin, **96**, no. 1, 87–108.
- Mondol, N. H., Jahren, J., Bjorlykke, K., y Brevik, I., 2008, Elastic properties of clay minerals: The Leading Edge, **27**, no. 6, 758–770.

- 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**, no. 5, 75A147–75A164.
- Murphy III, W. F., Winkler, K. W., y Kleinberg, R. L., 1984, Frame modulus reduction in sedimentary rocks: The effect of adsorption on grain contacts: *Geophysical Research Letters*, **11**, no. 9, 805–808.
- Nalley, S., y LaRose, A., 2021, International energy outlook 2021: US Department of Energy: Washington, DC, USA.
- Newville, M., Stensitzki, T., Allen, D. B., y Ingargiola, A. LMFIT: Non-Linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting for Python:, sep 2014.
- Newville, M., Stensitzki, T., Allen, D. B., Rawlik, M., Ingargiola, A., y Nelson, A., 2016, LMFIT: Non-linear least-square minimization and curve-fitting for python: *Astrophysics Source Code Library*, pages ascl–1606.
- Noya, M., Pique, T., Camilión, E., Panizza, G., Caneiro, A., Florida, A., Grasetti, CG., Calaramo, N., Celleri, H., Ramallo, JI., y others, 2021, An approach to mechanical proxy in shales using nanoindentation and SEM/EDS–XRD composition in cutting samples: , 55th US Rock Mechanics/Geomechanics Symposium.
- Nur, A., Mavko, G., Dvorkin, J., y Galmundi, D., 1998, Critical porosity: A key to relating physical properties to porosity in rocks: *The Leading Edge*, pages 357–362.
- O’Connell, R. J., y Budiansky, B., 1974, Seismic velocities in dry and saturated cracked solids: *Journal of geophysical Research*, **79**, no. 35, 5412–5426.
- Oh, K. T., y Spikes, K., 2012, Velocity modeling to determine pore aspect ratios of the haynesville shale: 2012 SEG Annual Meeting.
- Omovie, S. J., Myers, M., y Castagna, J. P., 2022, Acoustic dispersion in low permeability unconventional reservoir rocks and shales at in situ stress conditions: *Minerals*, **12**, no. 10, 1180.
- Panizza, G., Ravazzoli, C. L., y Camilión, E., 2020, A pressure-dependent rock physics modelling procedure for source rocks of Palermo Aike formation: *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2020*, 2494–2498.
- Panizza, G., Ravazzoli, C. L., y Camilión, E., 2022, Stress-dependent anisotropic rock physics modelling in organic shales of the inoceramus formation, austral basin, argentina: *Pure and Applied Geophysics*, **179**, 2437–2460.
- Panizza, G., y Ravazzoli, C., 2019, An efficient rock-physics workflow for modeling and inversion in anisotropic organic-shales: *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **180**, 1101 – 1111.
- Pervukhina, M., Gurevich, B., Dewhurst, D. N., y Siggins, A. F., 2010, Applicability of velocity—stress relationships based on the dual porosity concept to isotropic porous rocks: *Geophysical Journal International*, **181**, no. 3, 1473–1479.

- Pimienta, L., Fortin, J., Borgomano, J. V., y Guéguen, Y., 2016, Dispersions and attenuations in a fully saturated sandstone: Experimental evidence for fluid flows at different scales: *The Leading Edge*, **35**, no. 6, 495–501.
- Pommer, M., y Milliken, K., 2015, Pore types and pore-size distributions across thermal maturity, eagle ford formation, southern texaspores across thermal maturity, eagle ford: *Aapg Bulletin*, **99**, no. 9, 1713–1744.
- Prasad, M., y Manghnani, M. H., 1997, Effects of pore and differential pressure on compressional wave velocity and quality factor in berea and michigan sandstones: *Geophysics*, **62**, no. 4, 1163–1176.
- Pride, S. R., Berryman, J. G., y Harris, J. M., 2004, Seismic attenuation due to wave-induced flow: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **109**, no. B1.
- Prioul, R., Bakulin, A., y Bakulin, V., 2004, Nonlinear rock physics model for estimation of 3d subsurface stress in anisotropic formations: Theory and laboratory verification: *Geophysics*, **69**, no. 2, 415–425.
- Ramos, V. A., 1999, Las provincias geológicas del territorio argentino: *Geología Argentina*, **29**, no. 3, 41–96.
- Ravazzoli, C., Santos, J., y Carcione, J., 2003, Acoustic and mechanical response of reservoir rocks under variable saturation and effective pressure: *The Journal of the Acoustical Society of America*, **113**, no. 4, 1801–1811.
- Ravazzoli, C. L., y Blanco, G., 2021, A rock physics analysis based on inversion of poroelastic Brown and Korringa parameters in Vaca Muerta shale: theoretical aspects and applications: *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **203**, 108615.
- Ravazzoli, C. L., 1995, Modelado de fenómenos de propagación de ondas en medios disipativos: Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata.
- Rezaee, R., 2015, *Fundamentals of gas shale reservoirs*: Wiley.
- Ricker, N., 1941, A note on the determination of the viscosity of shale from the measurement of wavelet breadth: *Geophysics*, **6**, no. 3, 254–258.
- Risnes, R., y Flaageng, O., 1999, Mechanical properties of chalk with emphasis on chalk-fluid interactions and micromechanical aspects: *Oil & Gas Science and Technology*, **54**, no. 6, 751–758.
- Rorheim, S., Bauer, A., y Holt, R. M., 2022, On the low-frequency elastic response of Pierre Shale during temperature cycles: *Geophysical Journal International*, **228**, no. 2, 1260–1280.
- Sagasti, G., Ortiz, A., Hryb, D., Foster, M., y Lazzari, V., 2014, Understanding geological heterogeneity to customize field development: An example from the Vaca Muerta unconventional play, Argentina: , SPE/AAPG/SEG Unconventional Resources Technology Conference.

- Sarout, J., Delle Piane, C., Nadri, D., Esteban, L., y Dewhurst, D. N., 2015, A robust experimental determination of Thomsen's  $\delta$  parameter: *Geophysics*, **80**, no. 1, A19–A24.
- Sarout, J., 2017, Comment on “Physical constraints on  $C_{13}$  and  $\delta$  for transversely isotropic hydrocarbon source rocks” by F. Yan, D.-H. Han and Q. Yao, *Geophysical Prospecting* **57**, 393–411: *Geophysical Prospecting*, **65**, no. 1, 379–380.
- Saxena, V., Krief, M., y Adam, L., 2018, *Handbook of borehole acoustics and rock physics for reservoir characterization*: Elsevier.
- Saxena, N., y Mavko, G., 2014, Exact equations for fluid and solid substitution: *Geophysics*, **79**, no. 3, L21–L32.
- Saxena, N., y Mavko, G., 2015, Effects of fluid-shear resistance and squirt flow on velocity dispersion in rocks: *Geophysics*, **80**, no. 2, D99–D110.
- Saxena, N., y Mavko, G., 2016, Estimating elastic moduli of rocks from thin sections: Digital rock study of 3D properties from 2D images: *Computers & Geosciences*, **88**, 9–21.
- Sayers, C. M., Guo, S., y Silva, J., 2015, Sensitivity of the elastic anisotropy and seismic reflection amplitude of the Eagle Ford shale to the presence of kerogen: *Geophysical Prospecting*, **63**, 151–165.
- Sayers, C. M., 2013, The effect of kerogen on the elastic anisotropy of organic-rich shales: *Geophysics*, **78**, no. 2, D65–D74.
- Schoenberg, M., 1980, Elastic wave behavior across linear slip interfaces: *The Journal of the Acoustical Society of America*, **68**, no. 5, 1516–1521.
- Schoenberg, M., 1996, Introducing ANNIE: A simple three parameter anisotropic velocity model for shales: *J. Seism. Explor.*, **5**, 35–49.
- Schwarz, E., Veiga, G. D., Spalletti, L. A., y Massaferro, J. L., 2011, The transgressive infill of an inherited-valley system: The Springhill Formation (lower Cretaceous) in southern Austral Basin, Argentina: *Marine and Petroleum Geology*, **28**, no. 6, 1218–1241.
- Scott Jr., T. E., y Abousleiman, Y., 2005, Acoustic measurements of the anisotropy of dynamic elastic and poromechanics moduli under three stress/strain pathways: *Journal of Engineering Mechanics*, **131**, no. 9, 937–946.
- Sevostianov, I., y Kachanov, M., 2014, On some controversial issues in effective field approaches to the problem of the overall elastic properties: *Mechanics of Materials*, **69**, no. 1, 93–105.
- SGE, 2019, *Secretaría de Energía, Ministerio de Economía de la Nación Argentina: , Producción de petróleo convencional y no convencional.*
- SGE, 2021, *Secretaría de Energía, Ministerio de Economía de la Nación Argentina: , Reservas de Petróleo y Gas.*

- Shapiro, S. A., y Kaselow, A., 2005, Porosity and elastic anisotropy of rocks under tectonic stress and pore-pressure changes: *Geophysics*, **70**, no. 5, N27–N38.
- Shapiro, S. A., 2003, Elastic piezosensitivity of porous and fractured rocks: *Geophysics*, **68**, no. 2, 482–486.
- Shapiro, S. A., 2017, Stress impact on elastic anisotropy of triclinic porous and fractured rocks: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **122**, no. 3, 2034–2053.
- Shitrit, O., Hatzor, Y. H., Feinstein, S., Palchik, V., y Vinegar, H. J., 2016, Effect of kerogen on rock physics of immature organic-rich chalks: *Marine and Petroleum Geology*, **73**, 392–404.
- Shitrit, O., Hatzor, Y. H., Feinstein, S., Palchik, V., y Vinegar, H. J., 2019, Static and dynamic elastic moduli of organic-rich chalk: *Geophysical Prospecting*, **67**, 624–650.
- Solazzi, S. G., Lissa, S., Rubino, J. G., y Holliger, K., 2021, Squirt flow in partially saturated cracks: a simple analytical model: *Geophysical Journal International*, **227**, no. 1, 680–692.
- Solazzi, S. G., 2018, Modelado y análisis de la respuesta sísmica de rocas heterogéneas saturadas por fluidos inmiscibles: Ph.D. thesis, Universidad Nacional de La Plata.
- Sone, H., y Zoback, M. D., 2013a, Mechanical properties of shale-gas reservoir rocks—part 1: Static and dynamic elastic properties and anisotropy: *Geophysics*, **78**, no. 5, D381–D392.
- 2013b, Mechanical properties of shale-gas reservoir rocks—part 2: Ductile creep, brittle strength, and their relation to the elastic modulus: *Geophysics*, **78**, no. 5, D393–D402.
- Song, Y.-Q., y Kausik, R., 2019, NMR application in unconventional shale reservoirs—a new porous media research frontier: *Progress in nuclear magnetic resonance spectroscopy*, **112**, 17–33.
- Sorensen, M. K., y Fabricius, I. L., 2017, Clay squirt: Local flow dispersion in shale-bearing sandstones: *Geophysics*, **82**, no. 1, MR51–MR63.
- Stinco, L., y Barredo, S., 2014, Características geológicas y recursos asociados con los reservorios no convencionales del tipo “shale” de las cuencas productivas de la Argentina: *Petrotecnia*, **5**, 44–66.
- Suarez-Rivera, R., y Fjær, E., 2012, How important is the poroelastic effect to completion design on tight shales?: , 46th US Rock Mechanics/Geomechanics Symposium.
- Suarez-Rivera, R., y Fjær, E., 2013, Evaluating the poroelastic effect on anisotropic, organic-rich, mudstone systems: *Rock mechanics and rock engineering*, **46**, no. 3, 569–580.
- Sun, Y., Lebedev, M., Mikhaltsevitch, V., Glubokovskikh, S., Iglauer, S., y Gurevich, B., 2018, Solid substitution: theory versus experiment: *ASEG Extended Abstracts*, **2018**, no. 1, 1–4.

- Sun, Y., Gurevich, B., Lebedev, M., Glubokovskikh, S., Mikhaltsevitch, V., y Guo, J., 2019, A triple porosity scheme for fluid/solid substitution: theory and experiment: *Geophysical Prospecting*, **67**, no. 4-Rock Physics: from microstructure to seismic signatures, 888–899.
- Sviridov, V. A., Mayr, S. I., y Shapiro, S. A., 2017, Elastic properties of two VTI shale samples as a function of uniaxial stress: Experimental results and application of the porosity-deformation approach: *Geophysics*, **82**, no. 6, C201–C210.
- Sviridov, V., Mayr, S., y Shapiro, S., 2019, Rock elasticity as a function of the uniaxial stress: laboratory measurements and theoretical modelling of vertical transversely isotropic and orthorhombic shales: *Geophysical Prospecting*, **67**, no. 7, 1867–1881.
- Swarbrick, R., 2012, Review of pore-pressure prediction challenges in high-temperature areas: *The Leading Edge*, **31**, no. 11, 1288–1294.
- Szewczyk, D., Bauer, A., y Holt, R. M., 2016, A new laboratory apparatus for the measurement of seismic dispersion under deviatoric stress conditions: *Geophysical Prospecting*, **64**, no. 4-Advances in Rock Physics, 789–798.
- Szewczyk, D., Bauer, A., y Holt, R. M., 2018a, Stress-dependent elastic properties of shales—laboratory experiments at seismic and ultrasonic frequencies: *Geophysical Journal International*, **212**, no. 1, 189–210.
- 2018b, The impact of saturation on seismic dispersion in shales—laboratory measurementsdispersion in shales—impact of saturation: *Geophysics*, **83**, no. 1, MR15–MR34.
- Szewczyk, D., 2017, Frequency dependent elastic properties of shales—impact of partial saturation and stress changes: Ph.D. thesis, NTNU.
- Tan, M., Peng, X., Cao, H., Wang, S., y Yuan, Y., 2015, Estimation of shear wave velocity from wireline logs in gas-bearing shale: *Journal of petroleum science and engineering*, **133**, 352–366.
- Tan, X., y Konietzky, H., 2014, Numerical study of variation in Biot’s coefficient with respect to microstructure of rocks: *Tectonophysics*, **610**, 159–171.
- Thomsen, L., y Dellinger, J., 2003, On shear-wave triplication in transversely isotropic media: *Journal of Applied Geophysics*, **54**, no. 3, 289–296.
- Thomsen, L., 1986, Weak elastic anisotropy: *Geophysics*, **51**, 1954–1966.
- Tiwary, D. K., Bayuk, I. O., Vikhorev, A. A., y Chesnokov, E. M., 2009, Comparison of seismic upscaling methods: From sonic to seismic: *Geophysics*, **74**, no. 2, WA3–WA14.
- Tsvankin, I., y Grechka, V., 2011, Seismology of azimuthally anisotropic media and seismic fracture characterization: *Society of Exploration Geophysicists*.
- Tsvankin, I., 2001, Seismic signatures and analysis of reflection data in anisotropic media: *Society of Exploration Geophysicists*.

- Valdiviezo-Mijangos, O. C., y Nicolás-Lopez, R., 2014, Dynamic characterization of shale systems by dispersion and attenuation of P- and S-waves considering their mineral composition and rock maturity: *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **122**, 420—427.
- Vandenbroucke, M., y Largeau, C., 2007, Kerogen origin, evolution and structure: *Organic Geochemistry*, **38**, no. 5, 719–833.
- Vanorio, T., Prasad, M., y Nur, A., 2003, Elastic properties of dry clay mineral aggregates, suspensions and sandstones: *Geophysical Journal International*, **155**, no. 1, 319–326.
- Vanorio, T., Scotellaro, C., y Mavko, G., 2008, The effect of chemical and physical processes on the acoustic properties of carbonate rocks: *The Leading Edge*, **27**, no. 8, 1040–1048.
- Varela, A. N., Veiga, G. D., y Poiré, D. G., 2012, Sequence stratigraphic analysis of cenomanian greenhouse palaeosols: A case study from southern Patagonia, Argentina: *Sedimentary Geology*, **271**, 67–82.
- Vergani, G. D., Tankard, A. J., Belotti, H. J., y Welsink, H. J., 1995, Tectonic evolution and paleogeography of the Neuquén Basin, Argentina: AAPG Special Volumes.
- Vernik, L., Castagna, J., y Omovie, S. J., 2018, S-wave velocity prediction in unconventional shale reservoirs: *Geophysics*, **83**, no. 1, MR35–MR45.
- Vernik, L., y de Newton, P. V., 2022, Pore pressure prediction in organic shales: *The Leading Edge*, **41**, no. 3, 172–176.
- Vernik, L., y Landis, C., 1996, Elastic anisotropy of source rocks: Implications for hydrocarbon generation and primary migration: *AAPG Bulletin*, **80**, no. 4, 531–544.
- Vernik, L., y Liu, X., 1997, Velocity anisotropy in shales: A petrophysical study: *Geophysics*, **62**, no. 2, 521–532.
- Vernik, L., y Milovac, J., 2011, Rock physics of organic shales: *The Leading Edge*, **30**, no. 3, 318–323.
- Vernik, L., y Nur, A., 1992, Ultrasonic velocity and anisotropy of hydrocarbon source rocks: *Geophysics*, **57**, no. 5, 727–735.
- Vernik, L., 2017, Seismic petrophysics in quantitative interpretation: Society Exploration Geophysicists.
- Walsh, J., Sinha, B., Plona, T., Miller, D., Bentley, D., y Ammerman, M., 2007, Derivation of anisotropy parameters in a shale using borehole sonic data: *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2007*, 323–327.
- Walsh, J., 1965, The effect of cracks on the compressibility of rock: *Journal of geophysical research*, **70**, no. 2, 381–389.
- Wang, Z. Z., Wang, H., y Cates, M. E., 2001, Effective elastic properties of solid clays: *Geophysics*, pages 428–440.

- Wang, B., Chen, Y., Lu, J., y Jin, W., 2018, A rock physics modelling algorithm for simulating the elastic parameters of shale using well logging data: *Scientific Reports*, **8**, no. 1, 1–8.
- Wang, Z., Zhang, Q., Liu, J., y Fu, L.-Y., 2021, Effective moduli of rocks predicted by the kuster–toksöz and mori–tanaka models: *Journal of Geophysics and Engineering*, **18**, no. 4, 539–557.
- White, J. E., Martineau-Nicoletis, L., y Monash, C., 1983, Measured anisotropy in Pierre shale: *Geophysical Prospecting*, **31**, no. 5, 709–725.
- Wollner, U., y Mavko, G., 2017, Brown and Korrington constants for heterogeneous thinly layered poroelastic media: *Journal of Geophysical Research, Solid Earth*, **122**, no. 2, 895–905.
- Xiang, Y., Gubian, S., Suomela, B., y Hoeng, J., 2013, Generalized Simulated Annealing for Global Optimization: The GenSA Package.: *R Journal*, **5**, no. 1.
- Xu, S., Wu, X., Huang, X., y Yin, H., 2005, Evaluation of anisotropic rock properties in sedimentary rocks from well logs: *Offshore Technology Conference, Houston 2005*, paper 17251, pages 1–15.
- Yan, F., Han, D.-h., y Yao, Q., 2013, Physical constraints on  $C_{13}$  and Thomsen parameter delta for VTI rocks: *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2013*, 2889–2894.
- Yan, F., y Han, D., 2013, Measurement of elastic properties of kerogen: *SEG Annual Meeting Technical Program Expanded Abstracts 2013*, pages 2778–2782.
- Yan, F., y Vernik, L., 2021, Phenomenological models for estimating and constraining  $c_{13}$  for transversely isotropic hydrocarbon source rocks: *Geophysics*, **86**, no. 5, 1–30.
- Zhao, L., Qin, X., Han, D.-H., Geng, J., Yang, Z., y Cao, H., 2016, Rock-physics modeling for the elastic properties of organic shale at different maturity stages: *Geophysics*, pages D527–D541.
- Zhu, Y., Xu, S., Payne, M., Martinez, A., Liu, E., Harris, C., y Bandyopadhyay, K., 2012, Improved rock-physics model for shale gas reservoirs: *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2012*, 1–5.
- Zimmerman, R. W., Somerton, W. H., y King, M. S., 1986, Compressibility of porous rocks: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, **91**, no. B12, 12765–12777.
- Zimmerman, R. W., 1991, *Compressibility of sandstones*: Elsevier.
- Zoback, M. D., y Kohli, A. H., 2019, *Unconventional reservoir geomechanics*: Cambridge University Press.
- Zoback, M. D., 2007, *Reservoir Geomechanics*: Cambridge University Press.