



## Aspectos cinemáticos da propagação de ondas em meios elásticos na presença de fraturas

Rommel Melhor Mendes e Milton José Porsani CPGG, UFBA, Brazil

Copyright 2003, SBGf - Sociedade Brasileira de Geofísica

This paper was prepared for presentation at the 8<sup>th</sup> International Congress of The Brazilian Geophysical Society held in Rio de Janeiro, Brazil, 14-18 September 2003.

Contents of this paper was reviewed by The Technical Committee of The 8<sup>th</sup> International Congress of The Brazilian Geophysical Society and does not necessarily represents any position of the SBGf, its officers or members. Electronic reproduction, or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of The Brazilian Geophysical Society is prohibited.

### Resumo

O objetivo desse artigo é estudar a influência cinemática da presença de um sistema de fraturas verticais e rotacionalmente invariantes sobre a propagação de ondas em meios elásticos. Sabe-se que o efeito da presença de um ou mais sistemas de fraturas em um meio originalmente isotrópico é introduzir anisotropia ao meio. No caso particular de um sistema de fraturas verticais e perpendiculares a um dos eixos coordenados, o efeito é gerar um meio resultante com simetria hexagonal e eixo de simetria horizontal, conhecido como simetria HTI. A Presença de um sistema de fraturas verticais rotacionadas em relação a um dos eixos diminui a simetria do meio anisotrópico resultante tornando-o monoclinico. Foram analisados padrões de variação da velocidade de fase das ondas qP, qS1 e qS2 com a direção, na presença de meios elásticos fraturados visando buscar uma diferenciação cinemática entre meios fraturados preenchidos por gás/fluido e com baixo/alto grau de fraturamento, bem como entender os efeitos cinemáticos causados pela rotação do sistema de fraturas.

### Introdução

A importância do estudo de meios elásticos fraturados em geofísica aplicada reside no fato de que tais meios são bastante propensos ao acúmulo de hidrocarbonetos, e por conta disso, muitos trabalhos tem sido dedicados ao tema. Dois trabalhos pioneiros e que servem de base para o desenvolvimento desse artigo são os de Schoenberg (1980 e 1983) onde são lançadas as bases de uma teoria na qual, utilizando-se do conceito de fraturas paralelas e infinitas demonstra-se a relação entre a presença de fraturas e a anisotropia, e o trabalho de Hudson (1980 e 1981) que correlaciona propriedades elásticas de meios anisotrópicos com parâmetros petrofísicos e densidade de meios fraturados com fendas paralelas e isoladas. A teoria de Schoenberg introduz o conceito de matriz de complacência e parâmetros de fratura, os quais dão conta de classificar o meio fraturado quanto ao grau de fraturamento. Entretanto, essa teoria não fornece qualquer informação sobre o tipo de preenchimento das fraturas. Em verdade, esse tipo de informação pode ser conseguida apenas se forem feitas algumas considerações de natureza geométrica sobre o sistema de fraturas. Em Hudson (1980 e 1981) as fraturas são consideradas estruturas com formas definidas de esferóides oblatos, caso em que é possível estabelecer relacionamentos bastante pertinentes entre parâmetros de

rigidez elástica do meio resultante e parâmetros petrofísicos como módulo de compressibilidade e rigidez tanto do meio de fundo (isotrópico) quanto da região fraturada, bem como integrar a densidade de fratura a esses relacionamentos. Schoenberg e Duoma (1988) notaram uma especial semelhança nas equações das matrizes de rigidez elásticas deduzidas nas duas teorias para o caso de um sistema de fraturas rotacionalmente invariante, isto é, onde os deslocamentos registrados em todas as direções ( $u_i$ ) sejam causados apenas por componentes do tensor de tensão aplicados naquela mesma direção ( $\sigma_{ii}$ ). A partir daí, uniram os dois conjuntos de equações para a matriz de rigidez e estabeleceram equações que relacionam os parâmetros de fratura descritos na teoria de Schoenberg com os módulos de compressibilidade e rigidez dos meios de fundo e fraturas, descritos na teoria de Hudson. Essas equações serão aqui utilizadas para entender como as velocidades de fase nos meios resultantes variam com a direção para meios fraturados com tipo de preenchimento, grau de fraturamento e ângulos de rotação distintos, estabelecendo assim o quanto as ondas qP, qS1 e qS2, que se propagam em tais meios, são sensíveis a essas propriedades de meios fraturados.

### Sistema de fraturas Verticais

O efeito mais simples da presença de fraturas em um meio de fundo isotrópico ocorre ao se estudar um sistema de fraturas verticais inseridas em tal meio. Os elementos da matriz de complacência de um sistema de fraturas rotacionalmente invariante assumem os seguintes valores:

$$[S^{F_x}] = \begin{bmatrix} K_N & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & K_T & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & K_T \end{bmatrix} \quad (1)$$

Os valores  $K_N$  e  $K_T$  são não negativos e tem o significado físico de parâmetros de complacência normal e tangencial adicionados pela presença de fraturas no meio de fundo. A presença de um sistema de fraturas verticais e rotacionalmente invariante inserido em um meio de fundo isotrópico dá ao meio características de um sistema de simetria transversalmente isotrópico com eixo de simetria horizontal (HTI). Particularmente, um sistema de fraturas ortogonais ao eixo  $x_1$  gera um meio HTI com eixo de simetria paralelo ao eixo  $x_1$ . Deve-se notar entretanto, que apesar de meios HTI serem completamente caracterizados por cinco parâmetros de rigidez independentes, tem-se aqui um meio totalmente caracterizado por apenas quatro

parâmetros:  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $K_N$  e  $K_T$ . Considerando o meio de fundo isotrópico e os parâmetros de complacência, Hsu e Schoenberg (1993) introduziram os seguintes parâmetros adimensionais

$$\Delta N = \frac{(\lambda + 2\mu)K_N}{1 + (\lambda + 2\mu)K_N}, \quad (2)$$

$$\Delta T = \frac{\mu K_T}{1 + \mu K_T}.$$

Conhecidos como parâmetros de fratura normal e tangencial, eles indicam o grau de fraturamento em um meio. Assim, se os dois forem iguais a zero, o meio não conterá fraturas, enquanto que para valores iguais a um o grau de fraturamento será extremo. Entretanto, apesar dos parâmetros de fratura normal e tangencial fornecerem informações sobre o grau de fraturamento, nada é dito por eles sobre o preenchimento dessas fraturas. Neste ponto, é importante considerar a teoria desenvolvida por Hudson (1980 e 1981) que descreve o comportamento de fraturas de formas específicas (esferóides oblatos) inseridas em um meio de fundo isotrópico. Nela existem equações que relacionam módulos de compressibilidade e cisalhamento dos meios de fundo e fraturados com os parâmetros de rigidez (e conseqüentemente parâmetros de complacência) do meio HTI resultante. Schoenberg e Duoma (1988) notaram uma profunda semelhança entre a teoria de Schoenberg no caso de um sistema de fraturas rotacionalmente invariante e a teoria de Hudson, a ponto de, analisando as matrizes de rigidez geradas pelas duas teorias (ambas HTI com os mesmos tipos de restrições) estabelecerem as seguintes relações:

$$\Delta N = \frac{(\lambda + 2\mu)}{\mu} U_{11} e, \quad (3)$$

$$\Delta T = U_{33} e,$$

onde  $U_{11}$  e  $U_{33}$  são quantidades adimensionais presentes na teoria de Hudson. Substituindo as equações que relacionam esses parâmetros com parâmetros petrofísicos da região fraturada na equação (3), teremos

$$\Delta N = \frac{4e}{3g(1-g) \left[ 1 + \frac{1}{\pi g(1-g)} \left( \frac{k' + 4/3 \mu'}{\mu} \right) \left( \frac{1}{\alpha} \right) \right]}, \quad (4)$$

$$\Delta T = \frac{16e}{3(3-2g) \left[ 1 + \frac{4}{\pi(3-2g)} \left( \frac{\mu'}{\mu} \right) \left( \frac{1}{\alpha} \right) \right]},$$

onde  $e$  é a densidade de fratura,  $k'$  e  $\mu'$  são os módulos de compressibilidade e cisalhamento da região fraturada,  $\alpha$ , conhecida como razão de aspecto, é a razão entre os semi-eixos menor e maior do esferóide e  $g$  é a razão entre os quadrados das velocidades da onda S e P ( $g = c_S^2/c_P^2$ ). Para fraturas secas ou preenchidas com gás, os módulos de compressibilidade e cisalhamento da região fraturada vão a zero, dando:

$$\Delta N = \frac{4e}{3g(1-g)}, \quad (5)$$

$$\Delta T = \frac{16e}{3(3-2g)}.$$

Se as fraturas são preenchidas com fluido (óleo/água), o módulo de cisalhamento da região fraturada vai a zero, mas o módulo de compressibilidade para água ou óleo pode ser comparado ao módulo de cisalhamento da rocha de fundo ( $\mu$ ). Admitindo ainda que a razão de aspecto seja pequena, teremos

$$\Delta N \cong 0, \quad (6)$$

$$\Delta T = \frac{16e}{3(3-2g)}$$

Portanto, com algumas considerações necessárias a respeito da forma geométrica das fraturas é possível caracterizarmos não apenas o grau de fraturamento, evidenciado nas equações (5) e (6) pela densidade de fratura ( $e$ ), mas também o tipo de preenchimento, fortemente controlado pelo parâmetro de fratura normal.

Para a construção das superfícies de velocidade de fase é necessário obter a matriz de rigidez elástica do meio. Nesse intuito define-se a matriz de complacência do meio resultante como função dos coeficientes de Lamé e dos parâmetros de complacência referentes ao sistema de fraturas. Nesse sentido faz-se

$$[S] = [S^{ISO}] + [S^{Fx}] \quad (7)$$

onde  $[S]$  é a matriz de complacência do meio resultante,  $[S^{ISO}]$  é a matriz de complacência do meio de fundo (isotrópico) e  $[S^F]$  é a matriz de complacência referente ao sistema de fraturas. Desta forma teremos os seguintes elementos não nulos da matriz  $[S]$ :

$$S_{11} = \frac{\lambda + \mu}{3\lambda\mu + 2\mu^2} + K_N,$$

$$S_{12} = S_{13} = S_{23} = \frac{\lambda}{6\lambda\mu + 4\mu^2},$$

$$S_{22} = S_{33} = \frac{\lambda + \mu}{3\lambda\mu + 2\mu^2}, \quad (8)$$

$$S_{44} = \frac{1}{\mu},$$

$$S_{55} = S_{66} = \frac{1}{\mu} + K_T$$

A matriz de rigidez elástica  $[C]$  é obtida simplesmente calculando a inversa de  $[S]$ . Ou seja;  $[C] = [S]^{-1}$ .

### Sistemas de fraturas verticais com ângulo variável

Conhecer a direção do fraturamento e conseqüentemente estabelecer um sistema de coordenadas adequado é um privilégio que na maioria das vezes não se tem. Portanto, condições mais realistas são adquiridas ao se eliminar essa informação a priori e considerar uma orientação qualquer para o sistema de fraturas. Isso é feito introduzindo uma

matriz de complacência que leve em consideração o efeito de rotação do sistema de fraturas. Essa matriz é construída a partir de um processo de rotação de um ângulo  $\zeta$  aplicado a equação (1), obtendo (Winterstein, 1990):

$$[S^F] = [N(\zeta)][S^{Fx}][N(\zeta)]^T, \quad (9)$$

onde  $[S^F]$  é a nova matriz de complacência do sistema de fraturas rotacionado,  $[N(\zeta)]$  é a matriz de rotação e  $[S^{Fx}]$  é a matriz de complacência do sistema de fraturas não rotacionado (equação (1)). Os elementos não nulos da matriz  $[S]=[S^{SO}]+[S^F]$  serão (Bakulin et al, 2000):

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{\lambda + \mu}{3\lambda\mu + 2\mu^2} + \frac{3K_N + K_T}{8} + \frac{K_N}{2} \cos(2\zeta) + \\ &\quad \frac{K_N - K_T}{8} \cos(4\zeta), \\ S_{12} &= \frac{\lambda}{6\lambda\mu + 4\mu^2} + \frac{K_N - K_T}{8} (1 - \cos(4\zeta)), \\ S_{13} &= S_{23} = \frac{\lambda}{6\lambda\mu + 4\mu^2}, \\ S_{16} &= \frac{K_N}{2} \sin(2\zeta) + \frac{K_N - K_T}{4} \sin(4\zeta), \\ S_{22} &= \frac{\lambda + \mu}{3\lambda\mu + 2\mu^2} + \frac{3K_N + K_T}{8} - \frac{K_N}{2} \cos(2\zeta) + \\ &\quad \frac{K_N - K_T}{8} \cos(4\zeta), \\ S_{26} &= \frac{K_N}{2} \sin(2\zeta) - \frac{K_N - K_T}{4} \sin(4\zeta), \\ S_{33} &= \frac{\lambda + \mu}{3\lambda\mu + 2\mu^2}, \\ S_{44} &= \frac{1}{\mu} + \frac{K_T}{2} (1 - \cos(2\zeta)), \\ S_{45} &= \frac{K_T}{2} \sin(2\zeta), \\ S_{55} &= \frac{1}{\mu} + \frac{K_T}{2} (1 + \cos(2\zeta)), \\ S_{66} &= \frac{1}{\mu} + \frac{K_N + K_T}{2} - \frac{K_N - K_T}{2} \cos(4\zeta). \end{aligned} \quad (10)$$

Note que, apesar do meio resultante ser monocínico, ele pode ser totalmente descrito por cinco parâmetros a saber: Coeficientes de Lamé do meio de fundo ( $\lambda$  e  $\mu$ ), parâmetros de fratura normal e tangencial ( $K_N$  e  $K_T$ ), e ângulo de rotação ( $\zeta$ ).

### Resultados numéricos e conclusões

Realizou-se uma série de testes mostrando como variam as superfícies de velocidade de fase (relacionada com a frente de onda) quando parâmetros que indicam saturação em fluido/gás e densidade de fratura são modificados. Nesse sentido, foram criados 4 modelos distintos que em comum tiveram os coeficientes de Lamé do meio de fundo e diferiram entre si em nível de saturação (fluido ou gás) e

densidade de fratura. A tabela 1 mostra as velocidades de fase das ondas P e S, o tipo de preenchimento e o grau de fraturamento de cada um dos 4 modelos.

|           | Modelo 1 | Modelo 2 | Modelo 3 | Modelo 4 |
|-----------|----------|----------|----------|----------|
| $c_p$     | 4m/ms    | 4m/ms    | 4m/ms    | 4m/ms    |
| $c_s$     | 2m/ms    | 2m/ms    | 2m/ms    | 2m/ms    |
| Preench.  | gás      | fluido   | gás      | fluido   |
| Fraturam. | 5%       | 5%       | 10%      | 10%      |

Tabela 1 – Características dos modelos 1 a 4

Nos testes comparou-se as diferenças apresentadas nas superfícies de velocidade de fase entre o meio de fundo, isotrópico e os modelos 1, 2, 3 e 4 para as ondas qP, qS1 e qS2 classificadas de acordo com a intensidade do módulo da velocidade de fase. O objetivo aqui é analisar a influência do preenchimento (fluido/gás) em reservatórios fracamente fraturados (5%) e fortemente fraturados (10%), bem como a influência do grau de fraturamento em reservatórios preenchidos por fluido ou por gás.

A figura 1 (a) e (c) mostra uma forte variação da velocidade de fase da onda qP na direção do eixo de simetria e alguma variação nas direções perpendiculares ao eixo para reservatórios preenchidos por gás. A figura 1(b) e (d) mostra que no caso de preenchimento por fluido não há qualquer variação na velocidade de fase da onda qP nas direções paralela e perpendiculares ao eixo de simetria, gerando uma feição bastante diferenciada do caso em que o reservatório é preenchido por gás, o que deixa claro que as ondas qP são bastante sensíveis ao tipo de preenchimento. A comparação entre as figuras 1 (a) e (c) e (b) e (d), mostra que tanto para o preenchimento em gás quanto para o preenchimento em fluido o aumento do grau de fraturamento amplia as feições apresentadas mantendo, entretanto, a sua forma, o que também sugere uma forte sensibilidade das ondas qP ao grau de fraturamento.

A figura 2 (a) e (c) mostra que não há variação da velocidade de fase das ondas qS1 nas direções perpendiculares ao eixo de simetria, enquanto que a maior variação é observada na direção do eixo. A figura 2 (b) e (d) quando comparada à (a) e (c) respectivamente mostra diferenças perceptíveis apenas nas direções perpendiculares ao eixo de simetria, o que leva a concluir que as ondas qS1 não são tão sensíveis ao tipo de preenchimento quanto as ondas qP. Comparando a figura 2 (a) com (c) e (b) com (d), conclui-se que a exemplo do que ocorre com a onda qP, o grau de fraturamento causou uma ampliação das feições preservando as formas, tanto nos modelos preenchidos por gás quanto nos modelos preenchidos por fluido, o que demonstra a sensibilidade das ondas qS1 a densidade de fraturamento.

A figura 3 mostra que o tipo de preenchimento gera fortes mudanças de forma nas superfícies de velocidade de fase das ondas qS2 tanto para meios fracamente fraturados (figura 3 (a) e (b)) quanto para meios mais fortemente fraturados (figura 3 (c) e (d)). A análise em particular da figura 3 (a) e (c) leva a concluir que o aumento do grau de fraturamento para reservatórios preenchidos por gás leva a

um aumento desproporcional na superfície de velocidade de fase, haja vista que o aumento nas direções paralela e perpendiculares ao eixo de simetria não foram tão significativos quanto nas demais direções, gerando figuras com dimensões e formas diferentes, fenômeno que não foi identificado nas ondas qP e qS1. Para reservatórios preenchidos por fluido o padrão se repetiu e apenas houve mudanças nas dimensões da figura 3 (b) e (d). Portanto, de acordo com o que a figura apresenta, é possível concluir que as ondas qS2 são sensíveis ao tipo de preenchimento e ao grau de fraturamento dos reservatórios.

Para avaliar a sensibilidade das ondas qP, qS1 e qS2 ao ângulo de rotação do sistema de fraturas, gerou-se gráficos mostrando a variação das velocidades de fase das três ondas nas direções paralelas aos eixos coordenados com o ângulo de rotação ( $\zeta$ ). Desta forma construiu-se gráficos do tipo  $c_j^i \times \zeta$  onde  $j=1,2,3$  indica o tipo de onda considerada (1-qP, 2-qS1, 3-qS2) e  $i=1,2,3$  indica o eixo considerado (1- $x_1$ , 2- $x_2$ , 3- $x_3$ ). Avaliou-se a variação com o ângulo em 4 diferentes modelos que levam em consideração tipo de preenchimento e grau de fraturamento. A tabela 2 mostra as velocidades de fase das ondas P e S, o tipo de preenchimento e o grau de fraturamento dos modelos 5 a 8.

|           | Modelo 5 | Modelo 6 | Modelo 7 | Modelo 8 |
|-----------|----------|----------|----------|----------|
| $c_p$     | 4m/ms    | 4m/ms    | 4m/ms    | 4m/ms    |
| $c_s$     | 2m/ms    | 2m/ms    | 2m/ms    | 2m/ms    |
| Preench.  | gás      | gás      | fluido   | fluido   |
| Fraturam. | 1%       | 10%      | 1%       | 10%      |

Tabela 2 – Características dos modelos 5 a 8

De imediato percebe-se que as velocidades na direção  $x_3$ , das três ondas para os quatro modelos não sofrem qualquer variação com o ângulo de rotação, e por isso serão desconsideradas.

A figura 4, referente ao modelo 6, mostra em (a) e (b) que as velocidades de fase das ondas qP e qS1 são menores na direção perpendicular às fraturas, o que causa um comportamento tipo senoidal com diferença de fase para essas ondas nas direções  $x_1$  e  $x_2$  em função do ângulo de rotação. Em (c) vê-se que as ondas qS2 nas duas direções possuem um comportamento sensivelmente distinto das demais, tendo em comum apenas os pontos de cruzamento em  $45^\circ$  e  $135^\circ$ .

A figura 5 (a), referente ao modelo 8, ao contrário de meios preenchidos por gás, não mostra um comportamento previsível, uma vez que as velocidades de fase das ondas qP nas direções  $x_1$  e  $x_2$  se comportam de maneira idêntica. Em (b) vemos que as velocidades de fase das ondas qS1 nas direções  $x_1$  e  $x_2$  não possuem comportamentos opostos (como no caso de meios preenchidos por gás), ao contrário, para determinados intervalos no ângulo de rotação o comportamento das ondas nas duas direções é idêntico. Em (c) vemos que as ondas qS2 na direção  $x_1$  possuem picos de máximo nos ângulos de  $60^\circ$  e  $120^\circ$  e picos de mínimo em  $90^\circ$ . Para direções  $x_2$  observamos picos de máximo em  $30^\circ$  e  $150^\circ$  e picos de mínimo em  $90^\circ$ . Analisando as figuras 4 e 5, vê-se que esses gráficos têm em comum

pontos de cruzamento nos ângulos de  $45^\circ$  e  $135^\circ$ , e tal fenômeno é observado independentemente do grau de fraturamento. Baseado nisso, pode-se gerar funções que apresentem comportamento invariante em relação ao grau de fraturamento e que permitem senão identificar o ângulo de rotação correto, pelo menos uma região na qual ele com certeza se encontrará. Essas funções são do tipo

$$\frac{c_j^1 - c_j^2}{c_j^1 + c_j^2} \quad (11)$$

onde  $j=1,2,3$ . A figura 6 mostra essas funções. Em (a)  $j=1$ , os meios são preenchidos por gás e as densidades de fratura são 0.01 e 0.1. Em (b)  $j=3$ , os meios são preenchidos por gás e as densidades de fratura são 0.05 e 0.1. Em (c)  $j=2$ , os meios são preenchidos por fluido e as densidades de fratura são 0.01 e 0.1. Em (d)  $j=3$ , os meios são preenchidos por fluido e as densidades de fratura são 0.01 e 0.1. De (a) conclui-se que valores negativos na função indicam que o ângulo de rotação se situará entre  $0^\circ$  e  $45^\circ$  ou  $135^\circ$  e  $180^\circ$ , qualquer que seja o grau de fraturamento, enquanto que valores positivos indicam que esse ângulo se situará entre  $45^\circ$  e  $135^\circ$ . Em (b) nota-se quatro raízes situadas em  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  e  $135^\circ$ . Em (c) vê-se que para qualquer grau de fraturamento, quando a diferença normalizada é negativa tem-se ângulos que vão de  $0^\circ$  a  $30^\circ$  ou  $150^\circ$  a  $180^\circ$ . Para valores nulos, os ângulos variam de  $30^\circ$  a  $60^\circ$  ou  $120^\circ$  a  $150^\circ$  graus. Valores positivos indicam ângulos que variam de  $60^\circ$  a  $120^\circ$ . Em (d) percebe-se que valores nulos indicam um ângulo de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  ou  $135^\circ$ . Utilizando as curvas (a) e (b) (para preenchimento por gás) e (c) e (d) (para preenchimento por fluido) conjuntamente é possível distinguir especificamente os ângulos  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  e  $135^\circ$ , uma vez que valores negativos em (a) e nulos em (b) indicam ângulo de  $0^\circ$ , valores nulos em (a) e (b) indicam ângulos de  $45^\circ$  ou  $135^\circ$  e valores positivos em (a) e nulos em (b) indicam ângulo de  $90^\circ$ . O mesmo é válido para (c) e (d).

### Agradecimentos

Aos professores Ivan Psencik, e Fredy Artola pelas importantes elucidações sobre temas relativos a anisotropia. Ao CPGG/UFBA pelo suporte técnico e computacional. A Agência Nacional de Petróleo (ANP) pelo apoio financeiro.

### Referências

- Bakulin et al**, 2000, Estimation of fracture parameters from reflection seismic data, Part III: Fractured models with monoclinic symmetry: Geophysics 65, No 6, p???
- Hsu, C. J. e Schoenberg, M.**, 1993, Elastic waves through a simulated fractured medium: Geophysics 58, 964-977
- Hudson, J. A.**, 1980, Overall properties of a cracked solid: Math. Proc. Camb. Phil. Soc., 88, 371-384
- Hudson, J. A.**, 1981, Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks: Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 64, 133-150
- Schoenberg, M.**, 1980, Elastic wave behavior across linear slip interfaces : J. Acoust. Soc. Am., 68, 1516-1521

**Schoenberg, M.**, 1983, Reflection of elastic waves periodically stratified media with interfacial slip: Geophys. Prosp., 31, 265-292

**Schoenberg, M. e Duoma, J.**, 1988, Elastic wave propagation in media with parallel fractures and aligned cracks: Geophys. Prosp., 36, 571-590

**Winterstein, D. F.**, 1990, Velocity anisotropy terminology for geophysicists: Geophysics, 55, 1070-1088

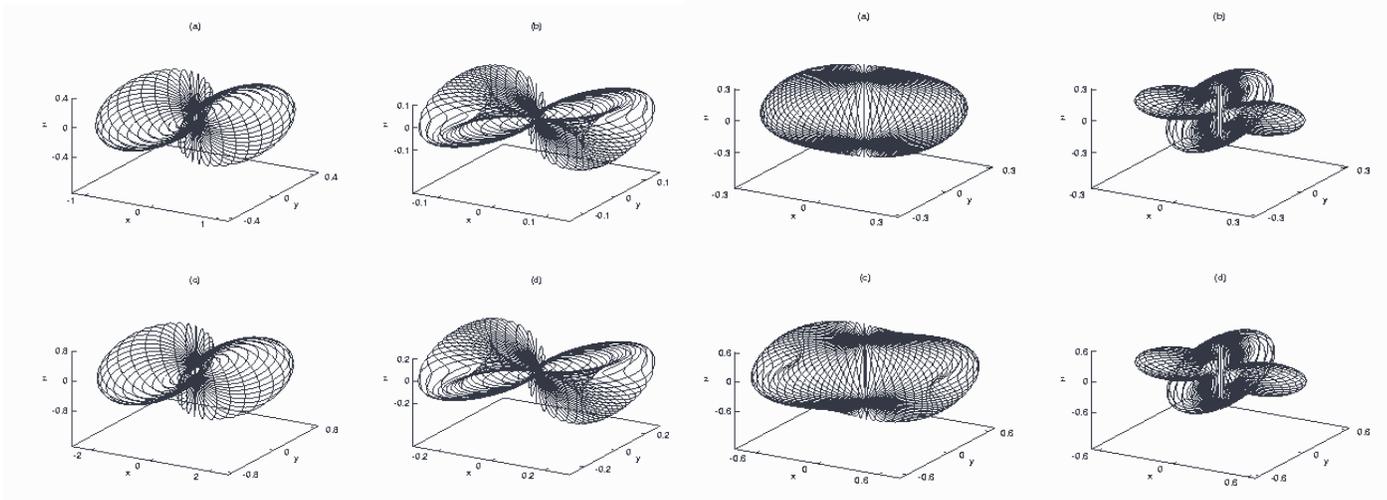


Figura 1 – Diferença entre as velocidades de fase das ondas qP do meio resultante e P do meio de fundo para os modelos 1 (a), 2 (b), 3 (c) e 4 (d).

Figura 3 – Diferença entre as velocidades de fase das ondas qS2 do meio resultante e S do meio de fundo para os modelos 1 (a), 2 (b), 3 (c) e 4 (d).

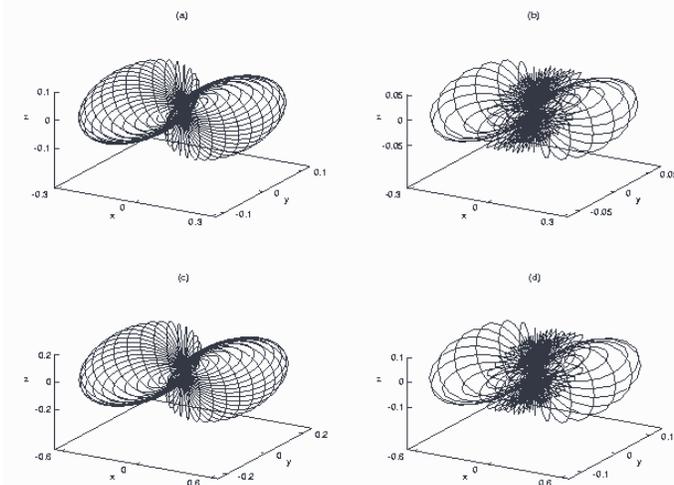


Figura 2 - Diferença entre as velocidades de fase das ondas qS1 do meio resultante e S do meio de fundo para os modelos 1 (a), 2 (b), 3 (c) e 4 (d).

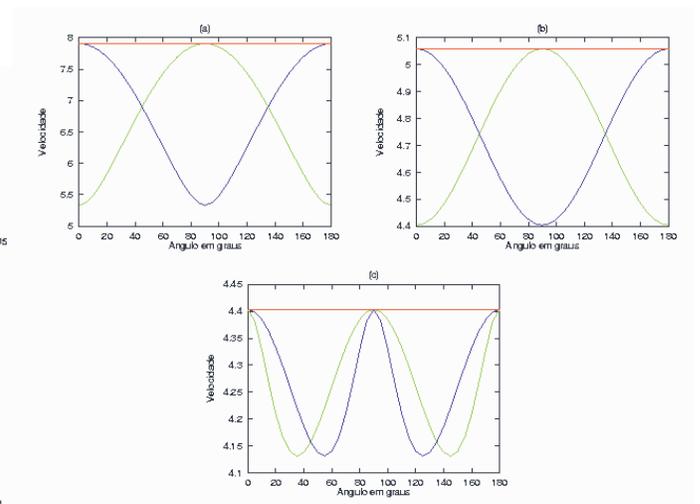


Figura 4 -Velocidades de fase nas direções x1 (verde), x2 (azul), x3 (vermelho) das ondas qP (a), qS1 (b) e qS2 (c) em função do ângulo de rotação para o modelo 6.

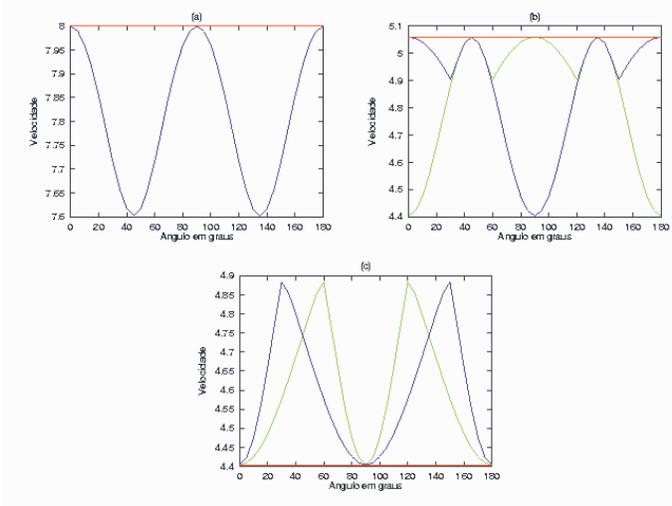


Figura 5 -Velocidades de fase nas direções x1 (verde), x2 (azul), x3 (vermelho) das ondas qP (a), qS1 (b) e qS2 (c) em função do ângulo de rotação para o modelo 8.

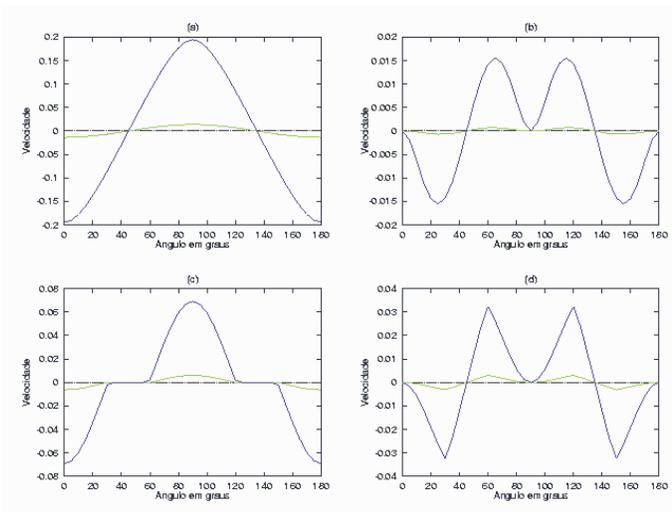


Figura 6 – Diferença normalizada das velocidades de fase para (a)  $j=1$ , preenchimento por gás, (b)  $j=3$ , preenchimento por gás, (c)  $j=2$ , preenchimento por fluido e (d)  $j=3$ , preenchimento por fluido em meios com baixo grau de fraturamento (verde) e alto grau de fraturamento (azul).