

Anna Leginowicz

Institut Nafty i Gazu – Państwowy Instytut Badawczy

## Anizotropia ośrodka geologicznego oraz jej wpływ na zarejestrowane dane sejsmiczne

W publikacji zawarto obszerne teoretyczne studium dotyczące zagadnień anizotropii ośrodka oraz jej wpływu na zarejestrowane dane sejsmiczne. Przedstawiono teoretyczne podstawy metody wykorzystującej zależność zmienności amplitudy z offsetem oraz azymutem. Omówiono przykłady z literatury opisujące metody analizowania parametrów anizotropowych na podstawie danych sejsmicznych, a w szczególności – metody prędkościowe i amplitudowe (AVOAz) używane w celu scharakteryzowania spękań ośrodka anizotropowego.

Słowa kluczowe: anizotropia, AVOAz – zmienność amplitudy względem offsetu i azymutu, spękania, złoża niekonwencjonalne.

### The geological medium anisotropy and its influence on seismic data

Anisotropy connected with fractures is an important issue in the exploration of unconventional reservoirs. This paper presents anisotropic study and its influence on seismic data. Amplitude versus offset and azimuth theoretical bases were presented and bibliography examples, such as velocity and amplitude method for extracting fracture information from seismic data were discussed.

Key words: Anisotropy, AVOAz – amplitude versus offset and azimuth, fracture, unconventional reservoirs.

### Wstęp

Zagadnienie anizotropii w ciągu ostatnich lat stało się tematem wielkiej wagi, chociażby dlatego, że prace poszukiwacze ukierunkowano na złoża niekonwencjonalne.

Zjawiska anizotropii stanowią wielkie wyzwanie dla geologów i geofizyków, ponieważ opisanie ich wymaga znajomości skomplikowanych macierzy danych, a i tak wielokrotnie nie ma możliwości określenia niektórych koniecznych parametrów. Często stosuje się uproszczone modele, pomijając anizotropię, zakłada się model izotropowy, chociaż wiadomo, że obszary złożowe mają charakter anizotropowy.

Znaczna część niekonwencjonalnych złóż gazu jest „więziona” w systemie połączonych spękań skał o niskim współczynniku przepuszczalności. Dla inżynierów złożowych, podejmujących decyzję o lokalizacji odwiertu, bardzo cenną informacją jest stopień intensywności, orientacja i określenie systemu połączeń spękań ośrodka złożowego.

Od wielu lat w branży naftowej do określenia anizotropii wykorzystywane są metody sejsmiki wielokomponentowej

i znane zjawisko rozdzielania się fali poprzecznej (ang. *shear-wave splitting*), jednak należy podkreślić, że jest to bardzo droga metoda i takie badania nieczęsto wykonywane są w Polsce.

W publikacji zwrócono uwagę na możliwość wykorzystania sejsmiki 3D w aspekcie anizotropowym. Po odpowiednim przygotowaniu danych i przetworzeniu z uwzględnieniem anizotropii, otrzymujemy możliwość badania zmian amplitudy fali P metodą AVO w różnych azymutach. Obserwując zmiany na atrybutach AVO, ustala się kierunki anizotropii i zarazem naprężeń ośrodka; w ten sposób można tworzyć mapy spękań (podobnie jak to robi się w metodzie wielokomponentowej).

W minionych latach w większości przypadków badań sejsmicznych zakładało się, że ośrodek geologiczny jest izotropowy, czyli że jego właściwości nie zmieniają się w zależności od kierunku pomiaru. Zarówno w tradycyjnych badaniach sejsmicznych, jak i w metodzie AVO zignorowanie faktu obecności anizotropii prowadzi do poważnych błędów.

## Anizotropia sejsmiczna ośrodka geologicznego

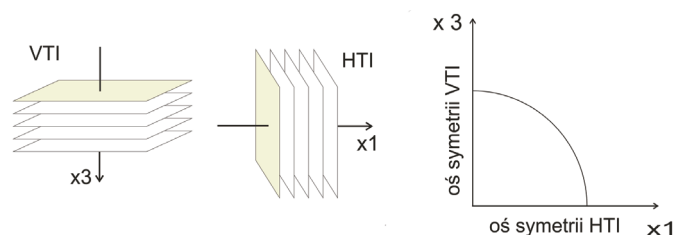
Ośrodek geologiczny uważany jest za anizotropowy, jeśli wartość mierzonych parametrów elastycznych tego ośrodka zmienia się w zależności od kierunku pomiaru [25].

Anizotropia sejsmiczna definiowana jest przez Sheriffa jako zmienność prędkości sejsmicznej (zależnej od właściwości elastycznych ośrodka) i kierunku, w którym dokonywany jest pomiar [20]. W pracach dotyczących poszukiwań niekonwencjonalnych złóż węglowodorów istotne znaczenie ma wyznaczenie kierunków anomalnych zmian prędkościowych i amplitudowych.

Anizotropię można podzielić na kilka typów, które są specjalnymi przypadkami poprzecznej izotropii – TI (ang. *transverse isotropy*).

Rozważmy horyzontalnie warstwowany model ośrodka geologicznego – VTI (ang. *vertical transverse isotropy*) (rysunek 1), w którym prędkości nie zmieniają się w obrębie danej warstwy (horyzontalnie), natomiast przeobrażenia mają miejsce w płaszczyźnie pionowej. Taki typ anizotropii spotyka się w basenach sedimentacyjnych, gdzie występują cienkie, równoległe warstwy, takie jak np.: naprzemienne warstwy łupków, piaskowców czy ilów.

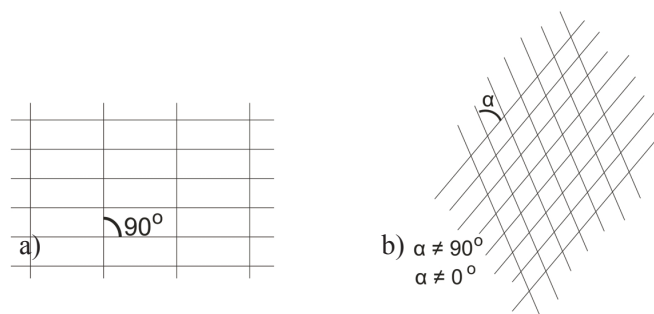
Drugim modelem ośrodka anizotropowego jest model warstwowany pionowo – HTI (ang. *horizontal transverse isotropy*) (rysunek 1), w którym prędkość zmienia się w płaszczyźnie poziomej. Spękania i uskoki w kierunku innym niż układ warstw powodują wzrost azymutalnej anizotropii. Model HTI uzyskuje się przez obrót modelu płasko-równoległego – VTI o kąt  $90^\circ$ , wtedy oś symetrii pokrywa się z poziomą osią  $x$  [11]. Ten rodzaj anizotropii związany jest z systemem szczelin i spękań ośrodka.



Rys. 1. Modele ośrodków anizotropowych: poziomo – warstwowany model ośrodka geologicznego – VTI (*vertical transverse isotropy*), pionowo – warstwowany model HTI (*horizontal transverse isotropy*) oraz ich osie symetrii [23]

W rzeczywistości mamy do czynienia z kombinacjami tych modeli, na przykład modelu monoklinalnego TTI z modelem HTI, co obserwujemy jako siatkę spękań i szczelin azymutalnie anizotropowego ośrodka, której znajomość jest konieczna do rozpoznania perspektywicznych obszarów złożowych [11].

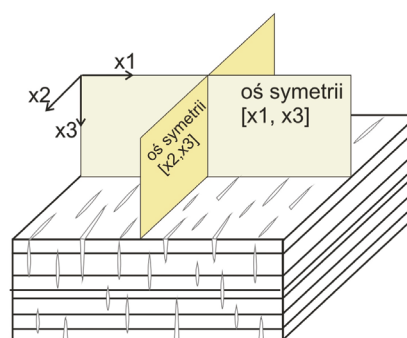
Najbardziej zbliżonym do rzeczywistości modelem jest kombinacja modelu VTI oraz HTI, w efekcie której otrzymujemy model ortorombowy (ang. *orthorombic symmetry*), gdzie zamiast pojedynczego układu szczelin występują dwa układy szczelin prostopadłych do siebie i różniących się wielkością, lub model z symetrią monoklinalną (ang. *monoclinic symmetry*), w którym dwa układy szczelin nie są prostopadłe do siebie (rysunek 2) [9].



Rys. 2. a) model ortorombowy (*orthorombic symmetry*); b) model z symetrią monoklinalną (*monoclinic symmetry*) [9]

Aby opisać relacje naprężeń i odkształceń w ośrodku w przypadku modelu poprzecznie izotropowego (TI), potrzebnych jest 5 modułów elastycznych, przy anizotropii ortorombowej – 9, natomiast w przypadku anizotropii monoklinalnej – 13 niezależnych modułów elastycznych [20].

W literaturze spotkać można wiele modeli przybliżających ośrodek anizotropowy, lecz najbardziej znany jest model poprzecznie izotropowy (ang. *transverse isotropy* – TI). W modelu TI występują cienkie, równoległe warstwy, takie jak na przykład naprzemienne warstwy łupków, piaskowców czy ilów. W takim ośrodku prędkość w obrębie danej warstwy jest izotropowa, natomiast w kierunku prostopadłym do ułożenia warstw prędkość wykazuje zależność od kąta fazowego.



Rys. 3. Ośrodek anizotropowy, spękany, z zaznaczonymi płaszczyznami symetrii [18]

Kombinacja modelu VTI i HTI stanowi model ortorombowy, który można traktować jako etap w poszukiwaniu

efektywnych narzędzi opisujących azymutalny model anizotropii. Ponadto dekompozycja złożonego modelu ortorhombowego, wraz z określeniem kierunków usytuowania i nachylenia płaszczyzn szczelin, pozwala rozstrzygnąć szereg problemów z zakresu szczelinowania hydraulicznego.

Aby zrozumieć zjawisko sejsmicznej anizotropii, należy wspomnieć o rozdzielaniu się fali poprzecznej (tzw. z ang. *shear wave splitting*) (rysunek 4).

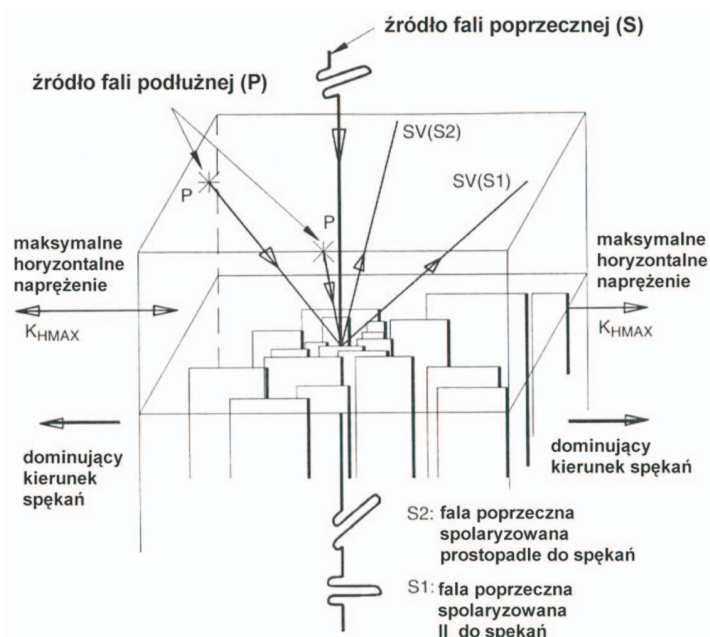
Kiedy fala poprzeczna znajdzie się w rejonie anizotropowym, takim jak obszar spękań, zachodzi zjawisko rozdzielania się fali poprzecznej, opisane przez Crampina w roku 1985 [3]. Fala poprzeczna rozdziela się na dwie: szybką falę poprzeczną (S1) – spolaryzowaną równoległe do spękań, i wolną falę poprzeczną (S2) – spolaryzowaną prostopadłe.

Rysunek 4 schematycznie przedstawia sytuację w ośrodku anizotropowym: rozdzielenie się fali poprzecznej na dwie składowe prostopadłe do siebie (S1 i S2) i konwersję fali podłużnej (na granicy ośrodków izotropowego i anizotropowego) na falę poprzeczną.

Dwa wyznaczone kierunki pokrywają się z – tak zwanymi – „kierunkami głównymi” lub osiami anizotropii, a także kierunkami maksymalnego i minimalnego naprężenia w ośrodku. Jest to najlepsze narzędzie do badania anizotropii związanej z naprężeniami i spękaniami [15].

Fala poprzeczna propagująca w ośrodku anizotropowym (np. spękanym i zuskokowanym) ulega rozdzielaniu i spolaryzowaniu na dwie prostopadłe do siebie składowe (rysunek 4), które są zorientowane prostopadłe i równoległe do spękań ośrodka geologicznego. Składowa fali poprzecznej spolaryzowana równoległe do orientacji

spękań propaguje z prędkością szybszą niż składowa spolaryzowana prostopadłe. Różnica prędkości obu tych składowych jest cennym wskaźnikiem dotyczącym orientacji spękań oraz anizotropii ośrodka. Aby praktycznie uzyskać składowe fali poprzecznej (szybką i wolną), należy wykonać rotację Alforda, która odzyskuje informacje z zarejestrowanych przez trójskładnikowy geofon składowych (radialnej i transversalnej). Analizy rotacji Alforda są niezbędne w procesie przetwarzania danych fal przemiennych czy poprzecznych i prowadzą do ustalenia głównych osi anizotropii ośrodka. Takie analizy są kluczowe w obszarze poszukiwań węglowodorów, a szczególnie złóż niekonwencjonalnych.



Rys. 4. Rozdzielenie się fali poprzecznej w ośrodku anizotropowym na falę S1 i S2 (*shear wave splitting*) [15]

**Podstawowe pojęcia teorii anizotropii – wprowadzone przez Thomsena**

Materiał sprężysty zdefiniowany został jako taki, w którym każda składowa naprężenia  $\sigma_{ij}$  jest liniowo zależna od każdej składowej odkształcenia  $\epsilon_{kl}$  [22].

Poniżej przedstawiono ogólną tensorową postać tej relacji:

$$\sigma_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (1)$$

gdzie:  $C_{ijkl}$  – tensor modułów sprężystości.

ij lub	kl:	11	22	33	32=23	31=13	12=21
↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓	↓
$\alpha$	$\beta$	1	2	3	4	5	6

Ponieważ tensory naprężenia ( $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ ) i odkształcenia ( $\epsilon_{kl} = \epsilon_{lk}$ ) są symetryczne, każdy z nich posiada tylko 6 niezależnych członów. Składowe tensora  $C_{ijkl}$  można zanotować w sposób uproszczony (według Voigta).

W takim wypadku tensor  $C_{ijkl}$  można zapisać jako macierz  $C_{\alpha\beta}$ .

Dla ośrodków izotropowych macierz przyjmuje postać [22, 25]:

$$C_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} C_{33} & (C_{33} - 2C_{44}) & (C_{33} - 2C_{44}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{33} & (C_{33} - 2C_{44}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{bmatrix} \quad (2)$$

Te składowe są powiązane następującymi relacjami z parametrami Lamego:  $\mu$ ,  $\lambda$  oraz modułem ściśliwości  $K$ :

$$C_{33} = \lambda + 2\mu = K + 4/3 \mu \quad (3)$$

$$C_{44} = \mu \quad (4)$$

wtedy:

$$C_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu \end{bmatrix} \quad (5)$$

Aby opisać propagację fali P i S w ośrodku izotropowym wystarczą dwa elastyczne parametry:  $\lambda$  oraz  $\mu$ ; natomiast w ośrodku poprzecznie izotropowym (TI), gdzie właściwości elastyczne zachowują się identycznie w dwóch prostopadłych kierunkach, a w trzecim prostopadłym kierunku zmieniają się, potrzebnych jest pięć niezależnych stałych elastycznych:  $C_{11}$ ,  $C_{13}$ ,  $C_{33}$ ,  $C_{44}$ ,  $C_{66}$  [22].

$$C_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} C_{11} & (C_{11} - 2C_{66}) & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{bmatrix} \quad (6)$$

Powyższa macierz modułów sprężystości opisuje najprostszy przypadek anizotropii – izotropię poprzeczną, która ma szerokie zastosowanie w geofizyce.

Chcąc jednoznacznie opisać efekt anizotropii występujący podczas propagacji fal, Thomsen [22] przedstawił następujące zależności:

$$V_{po} = \sqrt{\frac{C_{33}}{\rho}} \quad (7)$$

$$V_{so} = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} \quad (8)$$

$$\varepsilon = \frac{C_{11} - C_{33}}{2C_{33}} \quad (9)$$

$$\gamma = \frac{C_{66} - C_{44}}{2C_{44}} \quad (10)$$

$$\delta = \frac{(C_{13} + C_{44})^2 - (C_{33} - C_{44})^2}{2C_{33}(C_{33} - C_{44})} \quad (11)$$

gdzie:

$C_{ij}$  – składowe tensora sprężystości,

$\rho$  – gęstość ośrodka (rho),

$V_{po}$  – pionowa prędkość fal podłużnych – P,

$V_{so}$  – pionowa prędkość fal poprzecznych – S,

$\gamma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\delta$  – trzy bezwymiarowe stałe opisujące stopień anizotropii – parametry Thomsena (gamma, epsilon, delta).

Powyżej opisane parametry odnoszą się do przypadku słabej anizotropii opisanej przez Thomsena – występującej, kiedy wartości są znacznie niższe niż 1 ( $\gamma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\delta \ll 1$ ). W praktyce większość geologicznych ośrodków złożowych charakteryzuje się niskimi wartościami parametrów Thomsena ( $\gamma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\delta$ ); są one mniejsze niż 0,2 [25].

Skąły sedimentacyjne przeważnie odznaczają się warstwowaniem horyzontalnym, czyli są to ośrodki VTI. W takim ośrodku pionowa fala sejsmiczna propaguje z różną prędkością od poziomo biegnącej fali. Prędkość fali sejsmicznej w ośrodku VTI zależy od kąta pomiędzy pionową osią a kierunkiem promienia sejsmicznego, związana jest też z parametrami Thomsena oraz parametrami elastycznymi ( $\lambda$  i  $\mu$ ). Sejsmiczna prędkość fazowa dla różnych rodzajów fal w przypadku słabej anizotropii może być wyrażona przez następujące zależności [22]:

$$V_p(\theta) = V_{po} (1 + \delta \sin^2 \theta \cos^2 \theta + \varepsilon \sin^4 \theta) \quad (12)$$

$$V_{SV}(\theta) = V_{so} (1 + \frac{V_{po}^2}{V_{so}^2} (\varepsilon - \delta) \sin^2 \theta \cos^2 \theta) \quad (13)$$

$$V_{SH}(\theta) = V_{so} (1 + \gamma \sin^2 \theta) \quad (14)$$

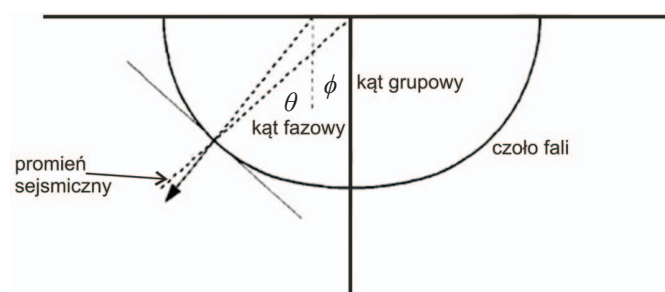
gdzie:

$V_p$ ,  $V_{SV}$ ,  $V_{SH}$  – prędkości fazowe, odpowiednio fal: podłużnej – P oraz porzecznych: SV i SH,

$V_{po}$ ,  $V_{so}$  – prędkości fal P i S wzdłuż osi pionowej (np. w kierunku prostopadłym do cienkich warstw),

$\gamma$ ,  $\varepsilon$ ,  $\delta$  – parametry Thomsena (gamma, epsilon, delta),

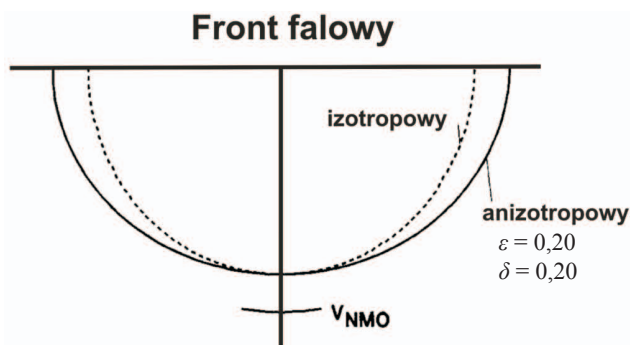
$\theta$  – kąt pomiędzy osią pionową a normalną do frontu falowego (rysunek 5).



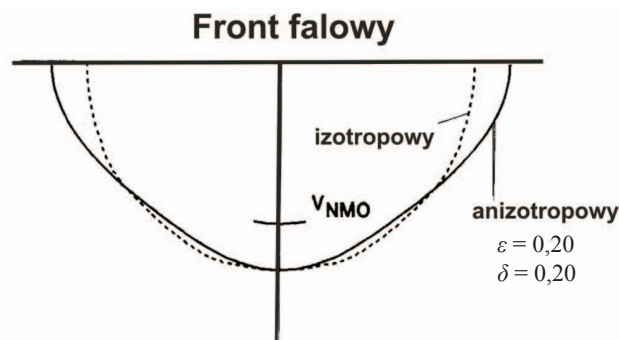
Rys. 5. Kąt fazowy  $\theta$  i kąt grupowy  $\phi$  [22]

Powyższy rysunek ilustruje kąt fazowy  $\theta$  i kąt grupowy  $\phi$ . Kąt fazowy  $\theta$  – to kąt pomiędzy osią pionową a normalną do frontu falowego (rysunek 5) (gdy  $\theta = 0^\circ$ , to fala propaguje w dół, natomiast w przypadku  $\theta = 90^\circ$  –





Rys. 6a. Parametry anizotropii:  $\varepsilon = 0,20$ ;  $\delta = 0,20$ ;  $V_{NMO}$  – zaznaczona różnica w przypadku izotropowego podejścia do analiz prędkości przetwarzania [22]



Rys. 6b. Parametry anizotropii:  $\varepsilon = 0,20$ ;  $\delta = 0,20$ ;  $V_{NMO}$  – zaznaczona różnica w przypadku izotropowego podejścia do analiz prędkości przetwarzania [22]

fala propaguje poziomo). Z kolei kąt grupowy  $\phi$  jest kątem pomiędzy kierunkiem padania promienia sejsmicznego a osią pionową. W izotropowym ośrodku normalna do frontu falowego pokrywa się z kierunkiem padania promienia sejsmicznego, natomiast w ośrodku anizotropowym różnica pomiędzy kątem fazowym  $\theta$  i kątem grupowym  $\phi$  wynika z niesferycznego kształtu frontu falowego. W takim wypadku prędkość fazowa to prędkość, z jaką propaguje fala w kierunku normalnym do frontu falowego, a prędkość grupowa jest prędkością propagacji fali w kierunku propagacji promienia sejsmicznego. W ośrodku izotropowym prędkości te są takie same, natomiast w ośrodku anizotropowym różnią się one od siebie.

W zależności od znaku  $\delta$ , prędkość NMO może być większa lub mniejsza niż pionowa prędkość fali P (rysunek 6). W przypadku niektórych skał  $\delta$  jest ujemna, lecz w większości przypadków  $\delta$  ma wartość dodatnią i wtedy  $V_{NMO} > V_{vert}$ .

Thomsen przedstawił następującą zależność prędkości NMO dla małych offsetów fali P w ośrodku VTI:

$$V_{NMO} = V_{po} \sqrt{1 + 2\delta} \quad (15)$$

W przypadku nieuwzględnienia poprawki dotyczącej ośrodka anizotropowego generowane są błędy już na etapie

analiz prędkości, co skutkuje fałszywym obrazem sejsmicznym i dalekimi od prawdy wnioskami geologicznymi przy określaniu położenia obszarów złożowych.

Dla ośrodków HTI, czyli na przykład obszaru z pionowymi szczelinami, należy rozpatrzyć przypadek ośrodka VTI poddanego rotacji o  $90^\circ$  wokół osi poziomej. Ośrodek HTI nazywany jest ośrodkiem azymutalnej anizotropii (AA), ponieważ prędkość fal sejsmicznych zmienia się wraz z azymutalnym kierunkiem propagacji fali.

Tsvankin [23] przedstawił zależność dla prędkości NMO, dla fali P w ośrodku HTI:

$$V_{NMO}^2 = V_{po}^2 (1 + 2\delta^{(v)} \cos^2(\varphi - \varphi_0)) \quad (16)$$

gdzie:

$V_{NMO}$  – prędkość NMO fali podłużnej dla małych offsetów,  
 $V_{po}$  – prędkość fali P propagującej w kierunku pionowym w dół,

$\delta^{(v)}$  – parametr Thomsena dla ośrodka HTI, równoważny z parametrem  $\delta$  w VTI,

$\varphi_0$  – kąt pomiędzy kierunkiem północy (azymut) a osią symetrii głównych kierunków spękań,

$\varphi$  – kąt pomiędzy kierunkiem północy (azymut) a kierunkiem padania promienia sejsmicznego.

### Podstawy metody wykorzystującej zależność zmienności amplitudy z offsetem

Proces AVO został zdefiniowany następująco przez R. Sheriffa: jest to „zmienność amplitudy refleksu sejsmicznego z odległością źródło – geofon, zależna od prędkości, gęstości i kontrastu współczynnika Poissona. Wykorzystywana jest ona jako wskaźnik węglowodorów z powodu dużej zmienności współczynnika Poissona (w przypadku nasycenia porów skały piaskowcowej gazem zazwyczaj obserwowany jest wzrost bezwzględnej wartości amplitudy z offsetem).

Charakterystyka odbitego refleksu sejsmicznego, a w szczególności amplitudy zmieniającej się ze wzrostem

offsetu, może identyfikować zmiany elastycznych właściwości ośrodka, które są użyteczne przy rozróżnianiu litologii oraz identyfikacji płynów wypełniających pory. Czasami obserwowana na sekcjach sejsmicznych fali P anomalia związana z typowym *bright spotem* może sugerować błędne wnioski o złożu węglowodorów. W praktyce jednak okazuje się, że tak silne amplitudy mogły również zostać wygenerowane z powodu zmian litologicznych. Do zweryfikowania takiej sytuacji pożądanym narzędziem może okazać się analiza AVO, a w szczególności analiza zmian współczynnika

Poissona oraz proporcjonalny do niego stosunek  $V_P/V_S$  – jako wskaźnik litologii.

Współczynnik Poissona związany jest ze stosunkiem prędkości  $V_P/V_S$  następującą zależnością (17):

$$\sigma = \frac{V_P^2 - 2 \cdot V_S^2}{2 \cdot (V_P^2 - V_S^2)} = \frac{\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 - 2}{2 \cdot \left[\left(\frac{V_P}{V_S}\right)^2 - 1\right]} \quad (17)$$

Analiza zmienności amplitudy fali odbitej ze zmieniającym się offsetem w zakresie jednej kolekcji CDP może dostarczyć wielu wartościowych spostrzeżeń precyzujących elastyczne parametry ośrodka geologicznego.

Metoda AVO zaliczana jest do procedur typu *pre-stack*, ponieważ wykorzystuje dane sejsmiczne „nieuwikłane” w proces składania. Fenomen tej metody polega na tym, że z danych sejsmicznych fali podłużnej (P) można w pewnym sensie odzyskać informacje o fali poprzecznej (S) oraz innych parametrach elastycznych ośrodka (m.in. współczynnika Poissona) [12], a wszystko to dzięki temu, że teoria metody AVO opiera się na równaniu Zoeppritza.

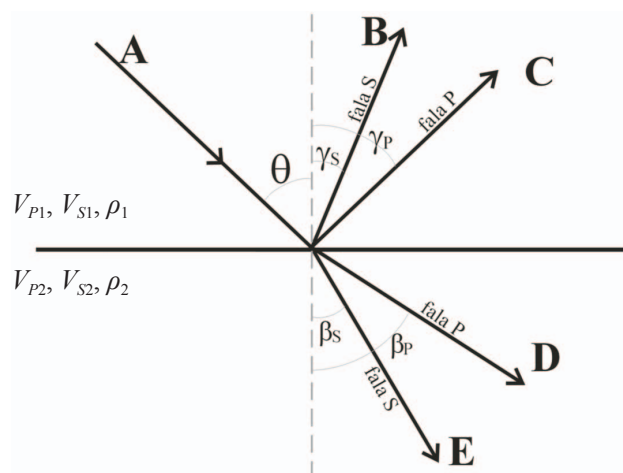
Przybliżeniem powszechnie stosowanym w praktyce metody sejsmicznej jest założenie prostopadłego padania fali na granicę odbijającą. Przy takim założeniu, wartości współczynników odbicia są funkcją prędkości fal podłużnych oraz gęstości ( $V \cdot \rho = Z$ ).

Natomiast dla niezerowego kąta padania zależność ta jest bardziej skomplikowana, ponieważ wartości współczynników odbicia są funkcją prędkości fal podłużnych, poprzecznych oraz gęstości charakteryzujących poszczególne warstwy ośrodka geologicznego. Fala sejsmiczna przechodząca przez dwa ośrodki sprężyste (1 i 2) z różnymi prędkościami:  $V_1$  i  $V_2$  ulega na ich granicy załamaniu i odbiciu.

Padająca fala podłużna (P) daje odbitą pod tym samym kątem falę podłużną oraz powoduje powstanie fali poprzecznej (S) (rysunek 7).

Kiedy padająca fala P dociera do granicy pod innym kątem niż  $90^\circ$ , część energii jest konwertowana na falę S, która zostaje odbita i transmitowana w taki sam sposób jak fala P.

Zakłada się, że promienie fal padających, odbitych i załamanych, leżą w tej samej płaszczyźnie (prostopadłej do granicy warstw). Poniżej przedstawiono zależność (18) opisującą związki pomiędzy kątami fal padających, odbitych i załamanych, według prawa Snelliusa.



Rys. 7. Propagacja fali podłużnej P. Odbicia i załamania na granicy ośrodków: 1 i 2 [25]

A – padająca fala P; B – fala odbita PS (po konwersji); C – podłużna fala odbita; D – podłużna fala załamana; E – fala załamana PS (po konwersji);  $\theta$  – kąt padania (fali P);  $\beta_P$  i  $\beta_S$  – kąty załamania (odpowiednio: fali P i fali S);  $\gamma_P$  i  $\gamma_S$  – kąty odbicia (odpowiednio: fali P i fali S);  $V_{P1}$ ,  $V_{S1}$ ,  $\rho_1$  – odpowiednio prędkość fali podłużnej, prędkość fali poprzecznej, gęstość w ośrodku 1;  $V_{P2}$ ,  $V_{S2}$ ,  $\rho_2$  – odpowiednio: prędkość fali podłużnej, prędkość fali poprzecznej, gęstość w ośrodku 2

$$\frac{\sin \theta}{V_{P1}} = \frac{\sin \beta_P}{V_{P2}} = \frac{\sin \gamma_P}{V_{P1}} = \frac{\sin \alpha_S}{V_{S1}} = \frac{\sin \beta_S}{V_{S2}} = \frac{\sin \gamma_S}{V_{S1}} \quad (18)$$

Podstawę procedury AVO stanowi macierz Zoeppritza (19), która opisuje amplitudy fal odbitych i załamanych w przypadku, gdy kąt padania na granicę dwóch ośrodków jest różny od zera. Zależność ta przedstawia wielkości amplitudy reflektu od odległości pomiędzy punktem wzbudzenia fali sejsmicznej a punktem odbioru.

$$\begin{pmatrix} \sin \gamma_P & \cos \gamma_S & -\sin \beta_P & \cos \beta_S \\ -\cos \gamma_P & \sin \gamma_S & -\cos \beta_P & -\sin \beta_S \\ \sin 2\gamma_P & \frac{V_{P1}}{V_{S1}} \cos 2\gamma_S & \frac{\rho_2 V_{S2}^2 V_{P1}}{\rho_1 V_{S1}^2 V_{P2}} \sin 2\beta_P & -\frac{\rho_2 V_{S2}^2 V_{P1}}{\rho_1 V_{S1}} \cos 2\beta_S \\ -\cos 2\gamma_S & -\frac{V_{S1}}{V_{P1}} \sin 2\gamma_S & -\frac{\rho_2 V_{P2}}{\rho_1 V_{P1}} \cos 2\beta_S & -\frac{\rho_2 V_{S2}}{\rho_1 V_{P1}} \sin 2\beta_S \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} C \\ B \\ D \\ E \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \gamma_P \\ -\cos \gamma_P \\ \sin 2\gamma_P \\ -\cos 2\gamma_S \end{pmatrix} \quad (19)$$

A – padająca fala P,

B – amplituda fali odbitej PS (po konwersji),

C – amplituda podłużnej fali odbitej,

D – amplituda podłużnej fali załamanej,

E – amplituda fali załamanej PS (po konwersji),

kąty według rysunku (rysunku 7):

$\theta$  – kąt padania (fali P),

$\beta_P$  i  $\beta_S$  – kąty załamania (odpowiednio: fali P i fali S),

$\gamma_P$  i  $\gamma_S$  – kąty odbicia (odpowiednio: fali P i fali S).

W celu uproszczenia obliczeń powstało wiele aproksymacji tego równania, jedną z pierwszych było równanie

Aki-Richardsa. Na bazie tego przybliżenia najbardziej praktyczną aproksymację równania Zoeppritza przedstawił Shuey [21], którego rozwiązanie stało się podstawą wprowadzenia procedury AVO.

$$R(\theta) = R_p + \left[ R_p H_0 + \frac{\Delta\sigma}{(1-\sigma)^2} \right] \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} (tg^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad (20)$$

gdzie:

$$R_p = \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right)$$

$$H_0 = H - 2(1+H) \frac{1-2\sigma}{1-\sigma}$$

$$H = \frac{\frac{\Delta V_p}{V_p}}{\frac{\Delta V_p}{V_p} + \frac{\Delta\rho}{\rho}}$$

$$V_p = \frac{(V_{p1} + V_{p2})}{2}$$

$$\Delta v_p = v_{p2} - v_{p1}$$

$$\rho = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}$$

$$\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$$

$$\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$$

gdzie:

- $R_p$  – wartość współczynnika odbicia w przypadku prostopadłego padania fali P,
- $V_p$  – prędkość fali P ( $V_{p1}$ ,  $V_{p2}$  – prędkości fali P, odpowiednio w ośrodku 1 i 2),
- $\rho$  – gęstość ( $\rho_1$ ,  $\rho_2$  – gęstości, odpowiednio w ośrodku 1 i 2),
- $\sigma$  – współczynnik Poissona ( $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  – współczynnik Poissona, odpowiednio w ośrodku 1 i 2).

Metoda AVO pozostaje ściśle powiązana ze współczynnikiem Poissona ( $\sigma$ ) parametrem zależnym od prędkości fal podłużnych i poprzecznych (21). Wartość współczynnika Poissona może wahać się w granicach od 0 (gaz) do 0,5 (płyn).

$$\sigma = \frac{\frac{V_p^2}{V_s^2} - 2}{2 \left( \frac{V_p^2}{V_s^2} - 1 \right)} \quad (21)$$

Dalsze uproszczenia do równania (20) wprowadził Hilterman.

Kąty odbicia są mniejsze od 30°. Ponieważ dla kątów odbicia  $\theta < 30^\circ$  zachodzi zależność  $tg^2 \theta - \sin^2 \theta \ll \sin^2 \theta$ ,

więc – zanedbując niewielki błąd – można pominąć trzeci człon równania.

Różnica gęstości na granicy ośrodków jest nieistotna:

$$\Delta\rho \approx 0$$

Ponieważ wartość współczynnika Poissona  $\sigma$  dla większości badanych ośrodków (także nasyconych) jest zbliżona do wielkości 0,3, można założyć, że:

$$(\sigma_2 + \sigma_1) / 2 \approx 1/3$$

Po uwzględnieniu powyższych założeń równanie (20) przyjmuje następującą postać (jest znane jako dwuczłonowe równanie Shueya oraz równanie AVO):

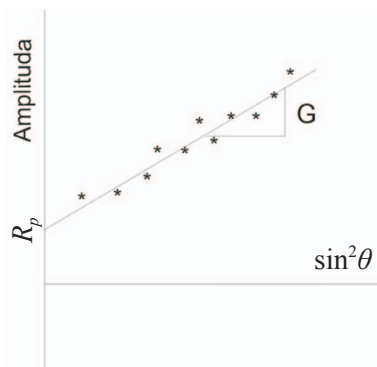
$$R(\theta) = R_p \cos^2 \theta + \frac{9}{4} \Delta\sigma \sin^2 \theta = R_p + \left( \frac{9}{4} \Delta\sigma - R_p \right) \sin^2 \theta$$

$$R(\theta) = R_p + G \sin^2 \theta \quad (22)$$

gdzie:

- $R(\theta)$  – amplituda odbicia w przypadku nieprostopadłego padania fali P,
- $\theta$  – kąt padania,
- $R_p$  – intercept – atrybut AVO (przecięcie z osią pionową). Współczynnik odbicia przy prostopadłym kącie padania fali P. Atrybut intercept dostarcza informacji o impedancji akustycznej, która jest związana z porowatością skał złożowych,
- $G$  – gradient – atrybut AVO (nachylenie prostej aproksymującej zależność amplitud odbicia od kąta padania). Gradient jest powiązany ze zmianą współczynnika Poissona  $\Delta\sigma$ , który z kolei wiąże się z nasyceniem skały złożowej.

$$G = R_p H_0 + \frac{\Delta\sigma}{(1-\sigma)^2} \quad (23)$$



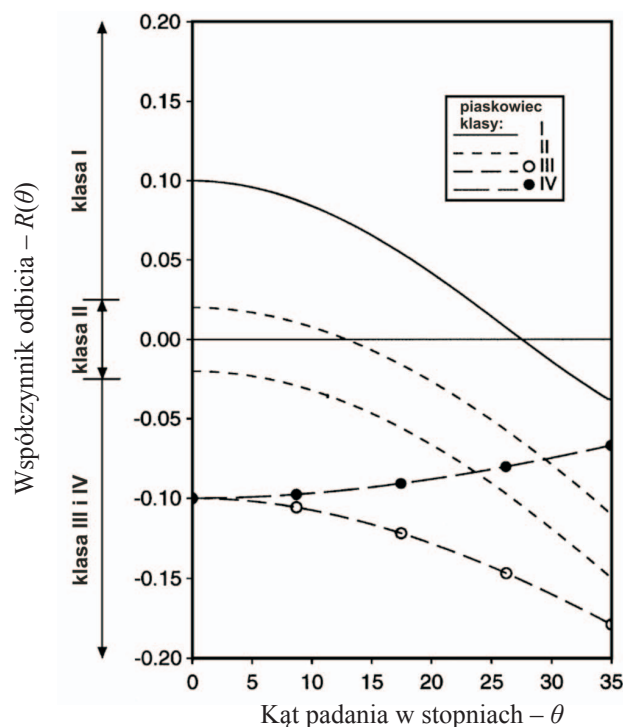
Rys. 8. Liniowa aproksymacja zmian amplitudy (\*) z funkcją kąta padania ( $\theta$ ) [21]

Podstawowe atrybuty analiz AVO to intercept i gradient.

I – intercept – punkt przecięcia prostej z osią współrzędnych.

Wypikowane wzdłuż wybranego horyzontu amplitudy na kolekcjach CMP po korekcji NMO, naniesione na wykres zależności zmian amplitudy od  $\sin^2\theta$  (jak na rysunku 8), można aproksymować linią prostą, której przecięcie z osią pionową wyznacza atrybut intercept.  $G$  – gradient – (rysunek 8). Nachylenie prostej aproksymującej zależność zmian amplitud od kąta padania  $\sin^2\theta$ .

Wykorzystanie procedury AVO w poszukiwaniach węglowodorów zostało potwierdzone teoretycznie oraz pomiarami laboratoryjnymi. AVO jest techniką, dzięki której można określić parametry fizyczne oraz elastyczne ośrodka geologicznego (np.: miąższość, porowatość, gęstość, prędkość, litologię i zawartość płynów w skale; sygnalizuje różnice w litologii oraz zawartości płynów w skale powyżej i poniżej reflektora). Na przykład piaski nasycone gazem o anomalnie niskich wartościach współczynnika Poissona w otoczeniu skał o wyższym współczynniku Poissona powodują obniżenie amplitudy (wzrost bezwzględnej wartości amplitudy) fali odbitej P ze wzrostem kąta padania [16].



Rys. 9. Klasyfikacja piaskowców wykorzystywana w analizie AVO. Klasy: I–III opisane przez Rutherforda i Williamsa; klasa IV zaproponowana przez Castagna i in. [2]

### Możliwości uzyskania parametrów anizotropowych z zapisu sejsmicznego

Zjawiska anizotropii stanowią duży problem przy rozwiązywaniu wielu zagadnień z dziedziny sejsmiki. Ze względu na spore trudności natury matematycznej często świadomie zakłada się, że mamy do czynienia z ośrodkiem izotropowym, chociaż utwory osadowe posiadają generalnie charakter anizotropowy. Takie założenie staje się przyczyną rozbieżności w określeniu położenia granic refleksyjnych. W literaturze światowej przedstawiane zostały przypadki błędnej interpretacji rezultatów badań sejsmicznych, z powodu nieuwzględnienia wpływu anizotropii na prędkość fal podłużnych.

Poszukiwania złóż niekonwencjonalnych wymagają specjalistycznego podejścia anizotropowego. Spękania i kierunkowe poziome naprężenia w ośrodku mogą powodować azymutalną anizotropię w górotworze. Znajomość kierunku otwartych szczelin oraz stopień spękania mają kluczowe znaczenie dla zrozumienia przepływu płynów lub gazu w skale złożowej i w podejmowaniu decyzji o lokalizacji wiercenia i optymalnej eksploatacji złoża.

Dane rzeczywiste i modelowe w publikacjach Rügera wskazują na to, że spękania mają znaczący wpływ na zmienność azymutalną w zarejestrowanym zapisie sejsmicznym; problem jest to, w jaki sposób uzyskać parametry spękań z tych danych.

Z analiz wynika, że amplituda fali P może być czuła nawet w przypadku relatywnie słabej anizotropii ośrodka skalnego.

Obliczenie współczynników odbicia na granicy dwóch ośrodków anizotropowych jest stosunkowo proste, aczkolwiek żmudne [18]. Natomiast trudność odzyskania informacji na temat właściwości fizycznych ośrodka z zarejestrowanej odpowiedzi sejsmicznej jest bardziej związana z algebraiczną złożonością współczynnika odbicia i z większą ilością parametrów ośrodka. Rozpatrując zagadnienie odpowiedzi sejsmicznej w ośrodku anizotropowym, warto założyć, że na granicy dwóch ośrodków zarówno kontrast elastycznych właściwości ośrodka, jak i parametry anizotropowe są niewielkie.

Shuey wykorzystał założenie małego kontrastu w ośrodku izotropowym w celu uzyskania prostych przybliżeń ilustrujących zależność gradientu AVO. Relacje Shueya są teraz szeroko stosowane do litologicznej interpretacji w izotropowych analizach AVO.

Aby zrozumieć zagadnienie odpowiedzi sejsmicznej w spękanym ośrodku złożowym, przedstawiono podejście Crampina, Thomsena i innych – którzy początkowo badali model anizotropii azymutalnej, wykorzystując zjawisko rozdzielania się fali poprzecznej (rysunek 10).

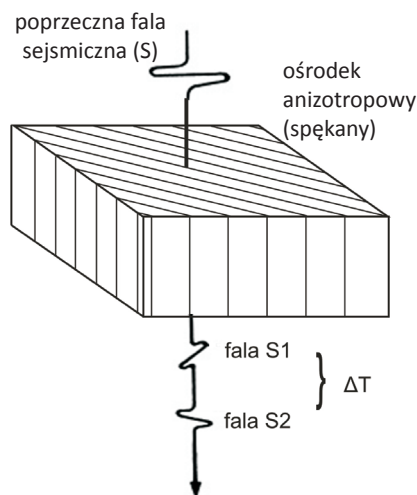
Propagująca w ośrodku anizotropowym fala poprzeczna rozdziela się na dwie składowe (S1 i S2), które propagują z różnymi prędkościami. Ta różnica prędkości fal S1 i S2, propagujących w kierunku pionowym, jest nazywana współczynnikiem Thomsena –  $\gamma$  (gamma), który dostarcza



informacji o intensywności spękań oraz jest ważnym parametrem złożowym, odpowiedzialnym za przepuszczalność w siatce spękań.

Różnica czasów przyścia  $\Delta T$  pomiędzy tymi falami nazywana jest z ang. *time delay* [7] albo dwójłomnością fali S (*S wave birefringence*) [9] (rysunek 10).

Analizując wielkość dwójłomności uzyskujemy informacje na temat stopnia spękania ośrodka; w najprostszym przypadku różnica prędkości tych dwóch fal poprzecznych (S1 i S2) jest bezpośrednio związana z intensywnością występowania uskoków i spękań. Wynika to z faktu, że w ośrodku silnie anizotropowym (spękanym) fala propaguje wolniej. Rozważmy na przykład ośrodek tranwersyjnie izotropowy (TI) (rysunek 10), w którym fala poprzeczna spolaryzowana równoległe (S1) do siatki spękań biegnie szybciej niż fala poprzeczna spolaryzowana prostopadłe (S2); różnica czasów przyścia  $\Delta T$  pomiędzy tymi falami (*time delay*) dostarcza informacji o gęstości spękań oraz orientacjach tych nieciągłości, które to spełniają kluczową rolę w charakterystyce złoża.



Rys. 10. Zjawisko dwójłomności fali S w ośrodku anizotropowym spękanym [9]

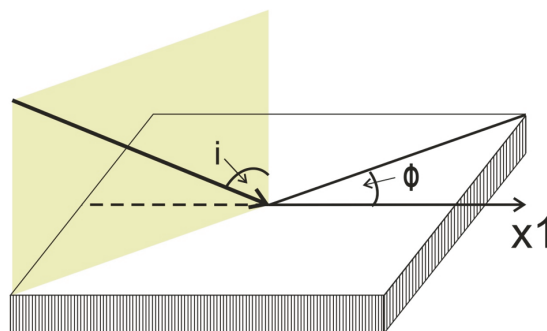
Zagadnienie propagacji fali w ośrodku anizotropowym jest kwestią niezwykle skomplikowaną i rozważania na ten temat wymagają przeanalizowania wielu przypadków, aby dla każdego z nich móc wyciągnąć wnioski i podać konkretne reguły [9].

Są one wypadkową kombinacji różnych modeli ośrodków anizotropowych o odmiennych kierunkach spękań i różnorodnych kierunków propagacji fali.

Zważywszy na to, że wiele ośrodków złożowych to skały osadowe, a spękania w nich mają kierunki pionowe (lub zbliżone), można to zagadnienie uprościć i ograniczyć się do wyznaczenia dominujących kierunków spękań w ośrodku, co jest szczególnie ważne na przykład dla predykcji kierunków przepływów płynów w ośrodku złożowym.

Metody sejsmiki wielokomponentowej są tak projektowane, aby z zarejestrowanych danych uzyskać informacje o różnicy czasów przyścia rozdzielonych fal poprzecznych (parametr  $\gamma$  – gamma). Wadą tej metody są jej koszty i trudności w pozyskiwaniu wysokiej jakości danych fal poprzecznych. Dlatego ważne są również inne alternatywne metody, takie jak analizy AVO, które mogą dostarczyć lokalnych informacji o anizotropii dla danego horyzontu.

Wpływ azymutalnej anizotropii na propagację fali P nie jest tak wielki jak w przypadku fali S, ale również może być znaczący.



Rys. 11. Odpowiedź sejsmiczna na granicy spękanego złoża zależy od kąta padania promienia sejsmicznego oraz kąta azymutalnego  $\phi$  [18]

Fala w płaszczyźnie izotropowej propaguje bez zmian prędkościowych, natomiast w płaszczyźnie prostopadłej prędkość propagacji fali jest zmienna i zależy ona od kąta padania ( $i$ ) oraz azymutu  $\phi$ , co może znacznie wpływać na interpretację amplitudy.

Znane równanie AVO (Aki-Richardsa), szczegółowo przedstawione i omówione wcześniej, opisujące amplitudę fali podłużnej zależną od kąta padania  $\theta$ :

$$R(\theta) = R_p + \left[ R_p H_0 + \frac{\Delta\sigma}{(1-\sigma)^2} \right] \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \frac{\Delta V_p}{V_p} (tg^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad (24)$$

może zostać zmodyfikowane w przypadku występowania izotropii transwersalnej [18, 23].

$$R(\theta) = \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha} + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \right] + \left[ \frac{1}{2} \frac{\Delta\alpha}{\alpha} - 4 \frac{\beta^2}{\alpha^2} \frac{\Delta\beta}{\beta} - 2 \frac{\beta^2}{\alpha^2} \frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{1}{2} \Delta\delta \right] \sin^2 \theta + \left[ \frac{1}{2} \frac{\Delta\alpha}{\alpha} + \frac{1}{2} \Delta\varepsilon \right] (tg^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad (25)$$

gdzie:

$\alpha, \beta$  – prędkość propagacji, odpowiednio: fali P i fali S,  $\Delta\varepsilon$  i  $\Delta\delta$  – zmiany anizotropii pomiędzy ośrodkiem górnym i dolnym.

W szczególnym przypadku, kiedy  $\Delta\varepsilon = \Delta\delta = 0$ , równanie (25) zostaje uproszczone do równania opisującego ośrodek izotropowy (24) [25].

Założeniem tego równania są niewielkie zmiany parametrów elastycznych na granicy dwóch ośrodków anizotropowych.

Przedstawmy powyższe równanie (25) w innej postaci:

$$R(\theta) = A + B \sin^2 \theta + C(\tan^2 \theta \sin^2 \theta) \quad (26)$$

gdzie:

$$A = \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta V_P}{V_P} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right) \quad (27)$$

$$B = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_P}{V_P} - 4 \frac{V_S^2}{V_P^2} \frac{\Delta V_S}{V_S} - 2 \frac{V_S^2}{V_P^2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (28)$$

$$C = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_P}{V_P} \quad (29)$$

$V_P$  – średnia prędkość fali P warstwy górnej ( $V_{P1}$ ) i dolnej ( $V_{P2}$ ),

$$V_P = \frac{V_{P1} + V_{P2}}{2}$$

$V_S$  – średnia prędkość fali S warstwy górnej i dolnej,

$\rho$  – średnia gęstość skał, warstwy górnej i dolnej,

$\Delta$  – oznaczenie różnicy elastycznych właściwości pomiędzy dwiema warstwami,

$$\Delta V_P = V_{P2} - V_{P1}$$

gdzie:  $V_{P1}$  to prędkość w warstwie górnej, a  $V_{P2}$  – prędkość w warstwie dolnej.

Kiedy kąt padania fali P jest mniejszy niż  $30^\circ$ , wtedy trzeci człon równania ( $\sin^2 \theta \tan^2 \theta$ ) jest mały w stosunku do drugiego członu ( $\sin^2 \theta$ ). Praktycznie w przypadku większości offsetów trzeci człon równania może być pominięty i wtedy równie (26) przyjmuje postać:

$$R(\theta) = A + B \sin^2 \theta \quad (30)$$

$A$  atrybut AVO – intercept,

$B$  atrybut AVO – gradient.

Dla ośrodków anizotropowych HTI powyższe równania należy zmodyfikować tak, aby uwzględniały azymutalną zmienność współczynników odbicia [18] i wtedy drugi człon  $B$  (AVO gradient) składa się z części izotropowej i anizotropowej:

$$B = B^{iso} + B^{aniz} \cos^2 (\varphi - \varphi_0) \quad (31)$$

gdzie:

$$B^{iso} = \frac{1}{2} \frac{\Delta V_P}{V_P} - 4 \frac{V_S^2}{V_P^2} \frac{\Delta V_S}{V_S} - 2 \frac{V_S^2}{V_P^2} \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (32)$$

$$B^{ani} = \frac{1}{2} [\Delta \delta^{(v)} + 2 \left( \frac{2V_S}{V_P} \right)^2 \Delta \gamma^{(v)}] \quad (33)$$

$\varphi$  – azymutalny kąt pomiędzy padającym promieniem sejsmicznym a normalną do głównego kierunku spękań,

$\delta^{(v)} \gamma^{(v)}$  – parametry Thomsena dla ośrodka HTI,

$\Delta \delta^{(v)} \Delta \gamma^{(v)}$  – różnica w parametrach anizotropii pomiędzy dwoma ośrodkami: górną i dolną warstwą,

$V_P, V_S$  – prędkość fali P i S w kierunku pionowym (równoległym do kierunku spękań).

$$D = \frac{1}{2} [\Delta \delta^{(v)} + 2 \left( \frac{2V_S}{V_P} \right)^2 \Delta \gamma^{(v)}] \quad (34)$$

Podstawiając równanie (31) do równania (30) otrzymamy zależność dla małych kątów ( $<30^\circ$ ):

$$R(\varphi, \theta) = A + [B + D \cos^2 (\varphi - \varphi_0)] \sin^2 \theta \quad (35)$$

gdzie:  $B = B^{iso}$  i  $D = B^{ani}$

W przypadku kątów większych niż  $30^\circ$  trzeci człon równania (26) zaczyna mieć znaczenie, wtedy zależność zmian amplitudy z azymutem jest bardziej skomplikowana:

$$R(\varphi, \theta) = A + [B + D \cos^2 (\varphi - \varphi_0)] \sin^2 \theta + C \sin^2 \theta \tan^2 \theta \quad (36)$$

gdzie:

$$C = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Delta V_P}{V_P} - \Delta \varepsilon^{(v)} \cos^4 (\varphi - \varphi_0) + \Delta \delta^{(v)} \sin^2 (\varphi - \varphi_0) \cos^2 (\varphi - \varphi_0) \right\} \quad (37)$$

$\varepsilon^{(v)} \delta^{(v)}$  – parametry Thomsena dla ośrodka HTI,

$\Delta \delta^{(v)} \Delta \varepsilon^{(v)}$  – różnica w parametrach anizotropii pomiędzy dwoma ośrodkami (warstwą górną i dolną).

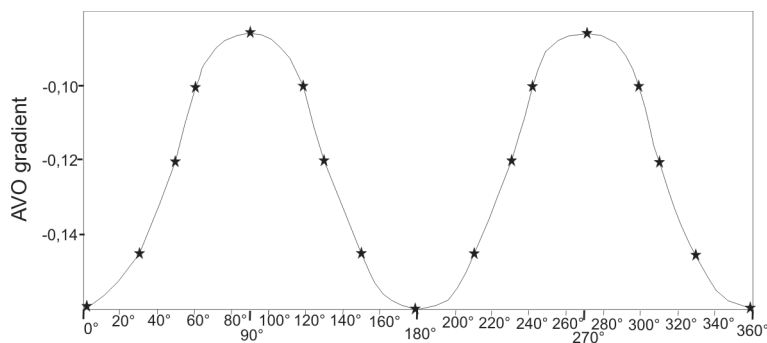
Równanie (31) jest nieliniowym równaniem z trzema niewiadomymi ( $B^{iso}, B^{ani}, \varphi_0$ ); gdyby kierunek osi symetrii był znany (na przykład z danych fali S), równanie stałoby się liniowym równaniem z dwoma niewiadomymi. Jednak z powodu jego nieliniowości rozwiązanie nie będzie jednoznaczne – będą nim dwa prawdopodobne kierunki osi symetrii wzajemnie prostopadłe do siebie.

Analiza gradientu AVO pomoże dostarczyć informacji na temat osi symetrii.

Aproksymacja gradientu AVO z równania (31) zaznaczona jest na rysunku 12 przerywaną linią, natomiast ciągłą linią nakreślony jest gradient AVO.

W celu ustalenia osi symetrii należy wypikować wartości maksymalne i minimalne gradientu AVO, zaznaczające się w określonych azymutach.

Rüger w swoich pracach przedstawił zlinearyzowane formuły określające zależności współczynników odbicia od



Rys. 12. Wartości maksymalne i minimalne gradientu AVO zaznaczające się w określonych azymutach wskazują na osie symetrii [18]

kąta propagacji fali P dla anizotropowych ośrodków typu HTI i ortorombowego. Zastosowanie ich w praktyce jest jednak trudne ze względu na brak jednoznaczności rozwiązań. Bardziej efektywnym podejściem wydaje się być sposób oparty na badaniu zmienności amplitud wzdłuż różnych azymutów.

Ośrodki anizotropowe opisywane są przez tensor sztywności, jednak stwierdzono, że – o ile jest to pomocne w nume-

rycznym podejściu – w przypadku analiz amplitudowych nie jest to najlepsze rozwiązanie. Ustalono, że analizy AVO oraz NMO w ośrodkach HTI najlepiej jest opisać dostosowując formuły Thomsena dla ośrodka poprzecznie izotropowego (TI) z pionową osią symetrii (VTI). Zamiast używać współczynników Thomsena określonych w odniesieniu do poziomej osi symetrii, wprowadzamy te parametry z uwzględnieniem pionowej osi, przez wykorzystanie równoważności pomiędzy osią symetrii płaszczyzny HTI a VTI.

W takiej sytuacji pięć elastycznych współczynników może być zastąpionych przez prędkość propagacji fali P w kierunku pionowym ( $\alpha$ ), prędkość propagacji fali S ( $\beta$ ), parametr rozdzielania się fal poprzecznych (ang. *shear-wave splitting*)  $\gamma$  i dwa anizotropowe współczynniki Thomsena,  $\epsilon^{(v)}$  i  $\delta^{(v)}$ . Indeks górny  $v$  podkreśla, że współczynniki są liczone z uwzględnieniem pionowej osi symetrii i odpowiadają „równoważnemu” modelowi VTI, który opisuje propagację fali w płaszczyźnie osi symetrii.

### Praktyczne przykłady zastosowania analiz prędkościowych i amplitudowych (AVO) w ośrodkach anizotropowych

Pod koniec lat 90. geofizycy zaczęli wykorzystywać badania sejsmiczne fal poprzecznych (S), a konkretnie – zjawisko rozdzielania się fali poprzecznej podczas propagacji w ośrodkach anizotropowych, na przykład w obecności spękań.

Wysokie koszty akwizycji i processingu danych wielokomponentowych skłoniły do poszukiwań metod alternatywnych. Wtedy zwrócono uwagę na wykorzystanie sejsmiki fal podłużnych w celu detekcji spękań, ponieważ udoskonalone techniki akwizycji i przetwarzania dawały coraz to większe możliwości pozyskiwania wysokiej jakości danych.

Poniżej przedstawione zostaną trzy główne techniki pozyskiwania informacji o spękaniach ośrodka z danych sejsmicznych fali podłużnej. Pierwsza z nich dotyczy azymutalnych zmian prędkości NMO, druga zależności metody RMO (ang. *residual moveout*) od azymutu, a ostatnia zmian amplitudy z azymutem (AVOAz).

Do analiz azymutalnych powinny być używane wysokiej jakości dane sejsmiczne 3D, które następnie wymagają specjalistycznego przetwarzania typu *pre-stack*. Akwizycja badań sejsmicznych musi być odpowiednio zaprojektowana, aby offsety były rozłożone równomiernie dla całego zakresu kątów ( $0^\circ$ – $360^\circ$ ).

Najważniejsze warunki, które powinno spełniać tego typu przetwarzanie, to:

- zachowanie rzeczywistych amplitud – w celu wychwycenia zmian amplitudy ze zmieniającym się offsetem

(właściwie zastosowana aplikacja TAR oraz nieużywanie AGC – dane nie mogą być skalowane),

- sekwencja processingu powinna zachowywać charakterystykę częstotliwościową z płaskim przebiegiem w paśmie przenoszenia sygnału i w jak najszerszym zakresie,
- wykonywana jest regularyzacja danych, analiza przestrzennego i azymutalnego binowania,
- dane *pre-stack* następnie dzielone są na sektory azymutalne ( $0^\circ$ – $30^\circ$ ,  $30^\circ$ – $60^\circ$ ,  $60^\circ$ – $90^\circ$ ,  $90^\circ$ – $120^\circ$ ,  $120^\circ$ – $150^\circ$ ,  $150^\circ$ – $180^\circ$ ),
- wykonywane są azymutalne analizy prędkości oraz azymutalna migracja PSTM,
- kolekcje wejściowe do analiz AVO to kolekcje CRP (ang. *common reflection point*) wspólnego punktu odbicia, czyli muszą być zmigrowane *pre-stack*,
- dla każdego wolumenu danych sejsmicznych (dla każdego zakresu azymutalnego) stosuje się odpowiednie zbiory prędkości.

W pracach ukierunkowanych na poszukiwanie niekonwencjonalnych złóż istotne jest wyznaczenie kierunków anomalnych zmian prędkości. Od danych sejsmicznych oczekuje się dostarczenia informacji o stopniu spękania skały oraz określenia anomalnych kierunków zmian prędkościowych i amplitudowych.

Takie zadanie wymaga przeprowadzenia analiz zmian amplitudowych i prędkościowych fal P na różnych azymu-

tach. Bardzo ważne jest interdyscyplinarne podejście do tego zagadnienia.

Wiarygodne źródło informacji o parametrach anizotropii stanowi pomiar na rdzeniach w trzech kierunkach (pod kątem:  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  do osi symetrii) prędkości propagacji fal podłużnych i poprzecznych. Pozwala on uzyskiwać ocenę pięciu składowych tensora sztywności, a stąd – parametrów Thomsena.

Wykonanie trójosiowych pomiarów na rdzeniach pod ciśnieniem dostarcza takich parametrów jak moduł Younga, współczynnik Poissona, co pozwala określić właściwości geomechaniczne skał w odniesieniu do warunków *in-situ*.

Kompleksowa analiza profilowań geofizycznych umożliwia wyznaczenie perspektywicznych poziomów występowania łupków nasyconych gazem, charakteryzujących się wysokimi wielkościami natężenia naturalnego promienio-

wania gamma, obniżonymi wartościami gęstości objętościowej, zwiększonymi wielkościami porowatości neutronowej i podwyższoną opornością.

Z przeprowadzonego przeglądu wynika, że do opracowania modeli anizotropii w rejonie występowania złóż typu *shale gas* konieczna jest zintegrowana analiza oparta na przetwarzaniu i interpretacji pomiarów sejsmicznych, kompleksowej interpretacji danych karotażowych i badaniach laboratoryjnych materiału rdzeniowego.

Poniżej opisane zostały trzy główne techniki pozyskiwania informacji na temat spękań ośrodka z danych sejsmicznych fali P. Pierwsza z nich dotyczy azymutalnych zmian prędkości NMO, druga – zależności metody RMO (ang. *residual moveout*) od azymutu, a ostatnia – zmian amplitudy z azymutem (AVOAz). Każda z nich ma swoje wady i zalety.

### Metoda prędkości NMO

Prędkości propagacji fal P i S w ośrodkach anizotropowych, takich jak spękane pionowo skały złożowe, różnią się w zależności od azymutu kątów przebiegu promienia sejsmicznego w stosunku do spękań. Prędkość oczywiście będzie większa w przypadku fali sejsmicznej biegnącej równoległe do spękań niż tej, która biegnie prostopadłe do nich.

Dla ośrodków HTI, czyli np. obszaru z pionowymi szczelinami, należy rozpatrzeć przypadek ośrodka VTI poddanego rotacji o  $90^\circ$  wokół osi poziomej. HTI nazywany jest ośrodkiem azymutalnej anizotropii (AA), ponieważ prędkość fal sejsmicznych zmienia się wraz z azymutalnym kierunkiem propagacji fali.

Tsvankin [23] przedstawił zależność dla prędkości NMO, dla fali P w ośrodku HTI:

$$V_{NMO}^2 = V_{PO}^2 (1 + 2\delta^{(v)} \cos^2 \varphi) \quad (38)$$

gdzie:

$V_{NMO}$  – prędkość NMO fali podłużnej dla małych offsetów,

$V_{PO}$  – prędkość fali P propagującej w kierunku pionowym w dół,

$\delta^{(v)}$  – parametr Thomsena dla ośrodka HTI, równoważny z parametrem  $\delta$  w VTI,

$\varphi$  – kąt azymutalny pomiędzy kierunkiem padania promienia sejsmicznego a normalną do kierunku spękań.

Powyższe równanie pokazuje, jak zmienia się prędkość NMO w zależności od kąta azymutalnego pomiędzy kierunkiem padania promienia sejsmicznego a normalną do kierunku spękań. Jest to funkcja okresowa ze zmianami co  $180^\circ$ . Kiedy  $\varphi = 90^\circ$ , promień sejsmiczny biegnie równoległe do spękań i prędkość NMO jest taka sama jak prędkość pionowa. Natomiast, kiedy  $\varphi = 0^\circ$ , fala sejsmiczna propaguje prostopadłe do spękań, prędkość NMO osiąga swoje maksymalne wartości w przypadku dodatniego współczynnika  $\delta^{(v)}$  lub minimalne – w przypadku ujemnego współczynnika  $\delta^{(v)}$ .

Mając do dyspozycji wysokiej jakości dane sejsmiczne o bardzo dobrej rozdzielczości, można odwrócić to zagadnienie i uzyskać informacje z analiz NMO na temat współczynnika  $\delta^{(v)}$  oraz kąta  $\varphi$ , które charakteryzują układ szczelin w ośrodku geologicznym. W literaturze można znaleźć przykłady pomiarów sejsmicznych spękanych złóż, w których wykonano analizy NMO i uzyskano znaczną różnicę prędkości dla profili ułożonych w kierunkach prostopadłych do siebie. Jest to bezpośredni wskaźnik anizotropii (podawany w literaturze na przykład w procentach).

### Metoda RMO (*The residual moveout method*)

W przypadku badań sejsmicznych, w których azymutalne analizy NMO nie były zastosowane lub zostałyby wykonane niepoprawnie, pozostaje druga metoda analiz poprawek rezydualnych RMO [13]. Załóżmy, że zastosowano poprawki NMO, używając metod dla izotropowych ośrodków, wtedy na kolekcjach przed sumowaniem można zauważyć prawidłowości

wzdłuż różnych azymutów. W niektórych kierunkach horyzonty będą płaskie, w innych – skorygowane ponad miarę lub niedostatecznie skorygowane. Wniosek jest taki, że poprawki rezydualne RMO (*residual moveout*) zależą od azymutu:

$$\Delta t = (t_{prost} - t_{rown}) \cos^2 \varphi \quad (39)$$



gdzie:

$t_{prost}$  – zerooffsetowy czas przebiegu promienia sejsmicznego biegnącego prostopadle do spękań,

$t_{rown}$  – zerooffsetowy czas przebiegu promienia sejsmicznego biegnącego równolegle do spękań,

$\varphi$  – kąt azymutalny pomiędzy kierunkiem padania promienia sejsmicznego a normalną do kierunku spękań.

Przeprowadzone i omówione w literaturze badania tego zjawiska, zarówno na danych modelowych, jak i rzeczywistych, potwierdzają zależność różnicy poprawek rezydualnych RMO od azymutu. W praktyce wygląda to tak, że najmniejszą poprawkę aplikowano na profilach, których kierunek był zbliżony do kierunku spękań, natomiast największą należało zaaplikować w przypadku kierunku prostopadłego do spękań.

### Metoda zmian amplitudy z offsetem i azymutem

Obie powyżej przedstawione metody: prędkości NMO i poprawek rezydualnych, dostarczają informacji na temat anizotropii, natomiast nie przekazują danych, które zawarte są w sejsmice fal poprzecznych.

Trzecia metoda, mimo iż analizuje dane fali podłużnej, dostarcza informacje takie jak podczas analiz fal poprzecznych. Ponieważ prędkość fali S nie reaguje na zawartość płynów w ośrodku złożowym, tak jak prędkość fali P, to dzięki tej zależności można uzyskać znacznie więcej informacji o elastycznych właściwościach skały złożowej, a niezawartych w niej płynach. Wykorzystując metodę inwersji AVO z danych fal podłużnych, uzyskujemy informacje takie jak w przypadku analiz fal poprzecznych.

Analizując w ośrodku anizotropowym gradient (atrybut AVO), który jest zależny między innymi od prędkości fali S, uwidaczniamy zależność tego atrybutu od azymutu.

W przypadku dwóch warstw, gdzie wyżej leżąca warstwa jest izotropowa, a niżej leżąca jest anizotropowa i promień sejsmiczny biegnie prostopadle do spękań gradient-atrybut, AVO przyjmuje wartość ekstremalną (minimalną lub maksymalną). Natomiast kiedy promień sejsmiczny propaguje równolegle do spękań, gradient osiąga inną ekstremalną wartość.

W literaturze światowej można odnaleźć prace, w których analizowana jest zmienność gradientu AVO wraz z azymutem pod kątem detekcji kierunków i intensywności spękań. Wyniki tych analiz w połączeniu z informacjami geologicznymi oraz inżynierskimi są cennym źródłem informacji na temat lokalizacji wierceń.

Rüger w swoich pracach [17, 18] przedstawił zlinearyzowane formuły określające zależności współczyn-

Kolejnym krokiem jest połączenie dwóch metod prędkościowych: NMO i RMO w nową metodę nazwaną inwersją  $\delta$ :

$$\Delta t = \frac{d_2 V_{02}}{V_{rms}^2} \delta^{(v)} \cos \theta \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \quad (40)$$

gdzie:

$\Delta t$  – resztkowa poprawka RMO (*residual moveout*),

$d_2$  – miąższość warstwy spękanej,

$V_{rms}$  – prędkość RMS warstwy spękanej,

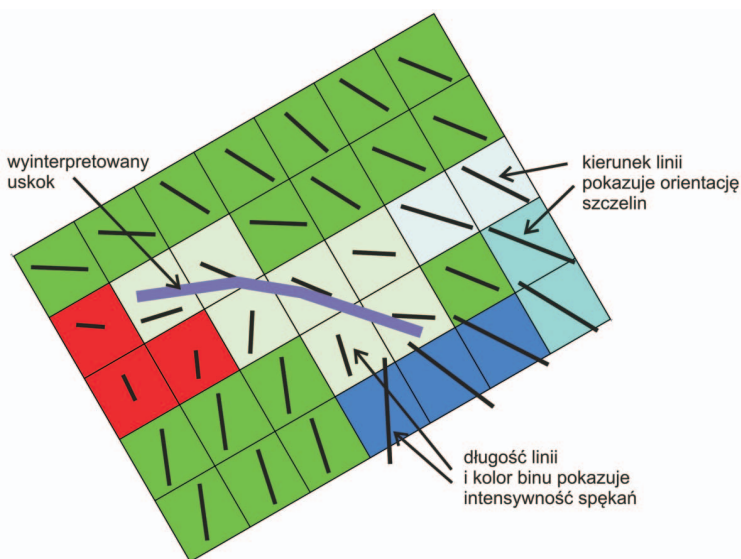
$V_{02}$  – prędkość interwałowa warstwy spękanej wzdłuż kierunku prostopadłego do spękań,

$\delta^{(v)}$  – parametr Thomsena w warstwie spękanej,

$\varphi$  – kąt azymutalny pomiędzy kierunkiem padania promienia sejsmicznego a normalną do kierunku spękań,

$\theta$  – kąt padania promienia sejsmicznego.

ników odbicia od kąta propagacji fali P dla anizotropowych ośrodków typu HTI i ortorombowego. Zastosowanie ich w praktyce jest jednak mało efektywne ze względu na brak jednoznaczności rozwiązań. Bardziej efektywnym podejściem wydaje się być sposób oparty na badaniu zmienności amplitud z wykorzystaniem atrybutu AVO – gradient [5] wzdłuż różnych azymutów. Ekstremalne wartości atrybutu gradient AVO (wartość maksymalna i minimalna) pozwalają estymować kierunki i intensywność anizotropii. Przeprowadzenie takiej azymutalnej analizy zmian amplitudowych i prędkościowych wymaga dostępu do wysokiej jakości danych sejsmicznych 3D, tak zaprojektowanych, aby stworzyć warunki do statystycznego podobieństwa danych przy różnych



Rys. 13. Mapa analiz spękań metodą amplitudową. Wynik analiz dla każdego binu CMP: kierunek linii pokazuje orientację szczelin, a długość i kolor – intensywność spękań [5]

zakresach azymutalnych oraz zapewnić wybór optymalnych parametrów binowania przestrzennego i azymutalnego.

Dobrym przykładem omówionym w literaturze przez Gray'a i Heada [5] jest złożo Manderson w Wyoming, w USA (rysunek 13). Przedstawiono na nim mapę analiz spękań stworzoną w oparciu o metodę amplitudową, wynik analiz dla każdego binu CMP: kierunek linii pokazuje orientacje szczelin, a długość i kolor – intensywność spękań.

Podsumowując zalety i wady powyżej opisanych metod pozwalających na określenie spękań w ośrodku złożowym, należy stwierdzić, że metody NMO i RMO są mniej czułe na stosunek sygnału do zakłóceń (S/N) niż metoda amplitudowa – AVO. W praktyce pikowanie rezydualnych różnic dla zmieniających się azymutów jest łatwiejsze niż pikowanie różnic prędkości NMO, dlatego metoda NMO jest częściej aplikowana na danych rzeczywistych niż RMO. Ważną róż-

nicą pomiędzy metodami prędkościowymi a metodą amplitudową jest to, że NMO i RMO wychwytyują jedynie dolną granicę spękanego ośrodka złożowego, lecz zazwyczaj strefa spękań jest wystarczająco duża, aby zaznaczyć się różnicą czasów dojścia (ang. *travel time difference*). Dla porównania warto wspomnieć, że metoda amplitudowa rejestruje zarówno górną, jak i dolną granicę ośrodka spękanego. W praktyce może zaistnieć taka sytuacja, kiedy strefa spękań jest zbyt mała lub leży za głęboko, wtedy różnica prędkości, którą ona powoduje, może być nie do uchwycenia metodami NMO i RMO; w takim przypadku pozostaje tylko metoda amplitudowa – AVO.

W praktyce, jeśli jest to tylko możliwe, należy używać obu metod: amplitudowych i tych, które wykorzystują czasy przyjścia; daje to większe szanse na uzyskanie wiarygodnych informacji na temat spękań ośrodka.

### Wnioski końcowe

W publikacji zawarto studium dotyczące zagadnień anizotropii ośrodka oraz jej wpływu na zarejestrowane dane sejsmiczne. Przedstawiono teoretyczne podstawy metody wykorzystującej zależność zmienności amplitudy z offsetem oraz azymutem. Omówiono przykłady z literatury opisujące metody analizowania parametrów anizotropowych na podstawie danych sejsmicznych, a w szczególności metody prędkościowe i amplitudowe (AVOAz) używane w celu scharakteryzowania spękań ośrodka anizotropowego.

W opracowaniu tym przedstawione zostały trzy główne techniki pozyskiwania informacji o spękaniach ośrodka z danych sejsmicznych fali podłużnej. Pierwsza z nich dotyczy azymutalnych zmian prędkości NMO, druga zależności poprawek rezydualnych RMO (*residual moveout*) od azymutu, a ostatnia zmian amplitudy z azymutem (AVOAz).

W artykule przedstawiono prace Rügera, Tsvankina, Thomsena i innych czołowych autorów publikacji związa-

nych z anizotropią. Czasami jednak zaawansowane formuły są trudne do zastosowania w praktyce i mało efektywne ze względu na brak jednoznaczności rozwiązań. Bardziej konkretnym podejściem wydaje się być sposób oparty na badaniu zmienności amplitud z wykorzystaniem atrybutu AVO – gradient wzdłuż różnych azymutów. Ekstremalne wartości atrybutu gradient AVO (wartość maksymalna i minimalna) pozwalają estymować kierunki i intensywność anizotropii.

Efektom końcowym jest mapa analiz spękań stworzona w oparciu o metodę amplitudową, na której dla każdego binu wyznaczono kierunek orientacji szczelin oraz intensywność spękań.

Należy pamiętać, że przeprowadzenie azymutalnej analizy zmian amplitudowych i prędkościowych wymaga dostępu do wysokiej jakości danych sejsmicznych 3D, tak zaprojektowanych, aby zapewnić wybór optymalnych parametrów binowania przestrzennego i azymutalnego.

Prosimy cytować jako: Nafta-Gaz 2014, nr 9, s. 584–598

Artykuł powstał na podstawie pracy statutowej pt. *Studium wyznaczania atrybutów AVO w anizotropowym ośrodku geologicznym* – praca INiG na zlecenie MNiSW; nr zlecenia 036/SR/2013, nr archiwalny: DK-4100-36/13.

### Literatura

- [1] Bates C. R., Lynn H. B., Simon M.: *The Study of a Naturally Fractured Gas Reservoir Using Seismic Techniques*. AAPG Bulletin 1999, vol. 83, no. 9, pp. 1392–1407.
- [2] Castagna J. P., Swan H. W., Foster D. J.: *Framework for AVO gradient and intercept interpretation*. Geophysics 1998, vol. 63, pp. 948–956.
- [3] Crampin S.: *Evaluation of anisotropy by shear-wave splitting*. Geophysics 1985, vol. 50, no. 1, pp. 142–152.
- [4] Garrota R.: *Shear wave from acquisition to interpretation*. SEG 2000.
- [5] Gray D., Head K.: *Fracture detection in Manderson Field: A 3-D AVAZ case history*. The Leading Edge, November 2000, vol. 19, no. 11, pp. 1214–1221.
- [6] Hall S. A., Kendall J. M., Barkved O. I.: *Fractured reservoir characterisation using P-wave AVOA analysis of 3D OBC data*. The Leading Edge, August 2002, pp. 777–781.

- [7] [http://garnero.asu.edu/research\\_images/anis/garnero15ani\\_crampin3.jpg](http://garnero.asu.edu/research_images/anis/garnero15ani_crampin3.jpg)
- [8] Janczewski E. W.: *Zarys sejsmologii ogólnej i stosowanej*. Wydawnictwo Geologiczne, Warszawa 1955.
- [9] Kasina Z.: *Teoria sygnału sejsmicznego*. Wydawnictwo AGH, Kraków 2009.
- [10] Kostecki A., Polchlopek A.: *Studium odwzorowania strukturalnego w osrodku anizotropowym VTI*. Nafta-Gaz 2006, nr 10, s. 493–498.
- [11] Kostecki A.: *Algorytm migracji MG(F-K) dla anizotropowego osrodka typu HTI (Horizontal Transverse Isotropy)*. Nafta-Gaz 2010, nr 2, s. 81–84.
- [12] Leginowicz A.: *Analiza zmienności amplitudy względem offsetu w systemie ProMAX*. Nafta-Gaz 2008, nr 10, s. 661–671.
- [13] Li X. Y.: *Fracture detection using azimuthal variation of P-wave moveout from orthogonal seismic survey lines*. Geophysics 1999, vol. 64, pp. 1193–1201.
- [14] Lines L. L., Newrick R. T.: *Fundamentals of Geophysical Interpretation*. SEG 2004.
- [15] Mac Beth C., Lynn H. B.: *Applied Seismic Anisotropy: Theory, Background and Field Studies*. SEG 2000.
- [16] Ostrander W. J.: *Plane-wave reflection coefficients for gas sands at nonnormal angles of incidence*. Geophysics 1984, vol. 49, pp. 1637–1649.
- [17] Ruger A., Tsvankin I.: *Using AVO for fracture detection Analytic basis and practical solutions*. The Leading Edge, October 1997, pp. 1429–1434.
- [18] Ruger A.: *Variation of P-wave reflectivity with offset and azimuth in anisotropic media*. Geophysics 1998, vol. 63, no. 3, pp. 935–947.
- [19] Rutherford S. R., Williams R. H.: *Amplitude-versus-offset variations in gas sands*. Geophysics 1989, vol. 54, pp. 680–688.
- [20] Sheriff R., Geldart L.: *Exploration Seismology*. II edition. Cambridge University Press 1995.
- [21] Shuey R. T.: *A simplification of the Zoeppritz equations*. Geophysics 1985, vol. 50, no. 4, pp. 609–614.
- [22] Thomsen L.: *Weak elastic anisotropy*. Geophysics 1986, vol. 51, pp. 1954–1966.
- [23] Tsvankin I.: *Reflection moveout and parameter estimation for horizontal transverse isotropy*. Geophysics 1997, no. 62, pp. 614–629.
- [24] Xia G., Thomsen L., Barkved O.: *Fracture Detection from Seismic P-wave azimuthal AVO analysis – application to Valhall LoFS data*, 2006, [www.deltageophysics.net/biblio/XiaThomsenBarkved\\_06.pdf](http://www.deltageophysics.net/biblio/XiaThomsenBarkved_06.pdf)
- [25] Yilmaz O.: *Seismic Data Analysis*. Society of Exploration Geophysicists 2001.



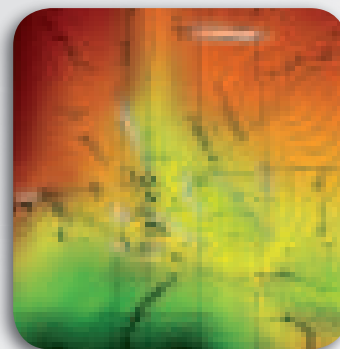
Mgr inż. Anna LEGINOWICZ  
Asystent w Zakładzie Sejsmiki.  
Instytut Nafty i Gazu – Państwowy Instytut Badawczy  
ul. Lubicz 25A  
31-503 Kraków  
E-mail: [leginowicz@inig.pl](mailto:leginowicz@inig.pl)

OFERTA

ZAKŁAD SEJSMIKI

Zakres działania:

- interpretacja strukturalna i litofacjalna zdjęć sejsmicznych 2D i 3D;
- wykonywanie inwersji spektralnej sekcji sejsmicznej po sumowaniu;
- budowa modelu prędkościowo-głębokościowego osrodka na podstawie analizy danych sejsmicznych;
- wieloskładnikowa sejsmika powierzchniowa i otworowa (3D-3C, PPS-3C);
- przetwarzanie i interpretacja pomiarów PPS 3C;
- obliczanie parametrów anizotropii oraz określanie głównych kierunków szczelinowości na podstawie wieloazymutalnego pomiaru PPS 3C i sejsmiki powierzchniowej;
- migracja sejsmiczna MGF-K w wersji postack i prestack w dziedzinie czasu i głębokości z uwzględnieniem anizotropii osrodka typu VTI, TTI, HTI;
- konstrukcja map powierzchniowych;
- zastosowanie metod geostatycznych do budowy statycznych modeli złóż węglowodorów.



**P. o. Kierownika:** mgr inż. Krzysztof Żuławiński  
**Adres:** ul. Bagrowa 1, 30-733 Kraków  
**Telefon:** 12 617-74-87  
**Faks:** 12 653-16-65  
**E-mail:** [krzysztof.zulawinski@inig.pl](mailto:krzysztof.zulawinski@inig.pl)

